



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Présentée et soutenue par :
Marc FOLETTTO

le mercredi 11 février 2015

Titre :

Les micro-jets de plasma à pression atmosphérique et température ambiante

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED GEET : Ingénierie des PLASMAS

Unité de recherche :

LAPLACE (UMR 5213)

Directeur/trice(s) de Thèse :

Leanne PITCHFORD

Jury :

Richard FOURNIER, Professeur, Président du Jury
Anne BOURDON, Directrice de Recherche, Rapporteur
Sergey PANCHESHNYI, Chargé de Recherche, Rapporteur
Leanne PITCHFORD, Directrice de Recherche, Directrice de thèse
Jérôme FONTANE, Professeur, Invité
Vincent PUECH, Directeur de Recherche, Invité

Les micro-jets de plasma à pression atmosphérique et température ambiante

Les micro-jets de plasma, se propageant dans un flux d'hélium entouré d'air libre, à pression atmosphérique et à température ambiante, ont attiré l'attention de nombreux chercheurs depuis une dizaine d'années. Ces micro-jets sont créés initialement dans une décharge à barrière diélectrique cylindrique (DBD) alimentée soit par des impulsions de tension soit par une tension sinusoïdale de plusieurs kilovolts. Ils vont ensuite se propager dans le flux de l'hélium à l'extérieur de la DBD sous la forme d'une onde d'ionisation. Le plasma ainsi produit est confiné dans la région spatiale où l'hélium est l'espèce dominante, car l'ionisation de l'air ambiant nécessite un champ électrique bien plus important que celui présent dans le front d'ionisation. Les potentielles applications biomédicales des micro-jets sont prometteuses ; en effet, ils permettent de produire des espèces réactives de l'oxygène et de l'azote à quelques centimètres de distance de la DBD sans augmenter la température du gaz de manière significative.

Dans cette thèse, l'objectif a été de développer une meilleure compréhension de l'influence des conditions expérimentales et de la géométrie de la DBD sur les propriétés des jets de plasma. À ces fins, l'écoulement de l'hélium a été étudié en utilisant une approche expérimentale et numérique, et des simulations sur la génération et la propagation du micro-jet de plasma ont été réalisées.

La striescopie a été utilisée pour visualiser le flux d'hélium dans l'air ambiant. Nous avons mesuré la longueur de la partie laminaire de l'écoulement en fonction du débit de gaz pour plusieurs configurations de DBD sans plasma. Selon les conditions, le flux d'hélium peut rester laminaire sur une dizaine de centimètres après la sortie de la DBD. Un peu plus loin, l'écoulement passe abruptement dans un régime turbulent provoquant un mélange rapide entre l'hélium et l'air. Dans nos conditions expérimentales, la création du plasma entraîne un raccourcissement de la partie laminaire. Nous avons montré que la longueur du canal d'hélium dépend du débit d'hélium, de la tension appliquée, de la fréquence de répétition des impulsions de tension et de la position des électrodes. Parallèlement aux études expérimentales, nous avons procédé à une série de simulations en utilisant le logiciel commercial Fluent®, sans prise en compte du plasma, afin d'obtenir le champ de concentration en hélium ; cette information n'étant pas accessible à partir de nos expériences. On a effectué des calculs avec un flux d'argon et de néon, gaz pour lesquels la création d'un micro-jet est également possible.

Une étude paramétrique sur la génération et la propagation des jets de plasma dans l'hélium a été effectuée à l'aide d'un modèle fluide développé antérieurement au sein de l'équipe. Dans ce modèle, il est supposé que le flux de gaz n'est pas perturbé par le plasma. Les sorties du modèle incluent les profils de concentration électronique et ionique ainsi que le champ électrique. D'autres quantités d'intérêt sont aussi déterminées telles que le courant aux électrodes, le dépôt d'énergie, le taux d'excitation et d'ionisation, etc. Nous avons étudié l'influence du diamètre du tube et de sa longueur, de la position des électrodes, de la permittivité du diélectrique, de la forme du signal de tension appliqué et de la composition du gaz (hélium ou argon) sur la propagation et les propriétés du micro-jet. Les résultats expérimentaux du groupe de Vincent Puech du LPGP à Orsay ont guidé nos choix sur ces paramètres. Nous avons montré que la réduction du diamètre intérieur entraîne une augmentation de la densité électronique moyenne dans le jet, que la modification de la position des électrodes ou de la permittivité du diélectrique change la répartition du dépôt d'énergie entre le jet de plasma et la DBD. En outre, nous avons montré que le jet de plasma d'argon est plus court que celui d'hélium, que ses densités d'espèces chargées sont plus élevées, que sa puissance est plus élevée et que le plasma est moins diffus.

Mots-clés : plasma à pression atmosphérique – micro-décharge – jet d'hélium – jet de plasma

Microplasma jets operating at atmospheric pressure and ambient temperature

Microplasma jets propagating in a helium flow surrounded by air at ambient pressure and temperature have attracted the attention of many researchers over the past decade. These microplasma jets are ignited in a cylindrical dielectric barrier discharge (DBD) powered by impulse or sinusoidal voltage pulses with an amplitude of several kilovolts and then propagate as an ionization wave in the helium flow outside the DBD. The plasma so-generated is confined to the region where helium is the dominant species because ionization of the surrounding air requires a significantly higher electric field strength than is present at the ionization front in the plasma jet. The putative biomedical applications of microplasma jets are particularly promising because they provide a way of producing reactive oxygen and nitrogen species some centimeters downstream from the DBD without significant gas heating.

The objective of the work reported in this thesis has been to develop a better understanding of the influence of the operating conditions and geometry on the properties of the plasma jets. To this end, experimental and numerical studies of the hydrodynamics of the helium flow and simulations of the generation and propagation of the microplasma jet have been carried out.

Schlieren photography was used to visualize the helium flow impinging on open air. We quantified the length of the laminar flow region as a function of gas flow rate through the dielectric tube for several different DBD configurations and without plasma ignition. Depending on the conditions, the helium flow can remain laminar for 10 centimeters or more after the exit plane of the DBD. Thereafter, the transition to turbulent flow is abrupt and causes a rapid mixing of helium and air. Under our experimental conditions, ignition of the plasma leads to a shortening of the helium channel. We have shown that the length of the helium channel depends on the helium flow rate, the applied voltage, the pulse repetition rate and the electrode configuration. In parallel to the experimental studies, we conducted a series of simulations using Fluent[®], a commercial package, without plasma, in order to obtain the spatial profiles of the helium concentration; this information is not available from our experiments. Calculations were also performed with argon and neon flows, for which microplasma jets have also been observed.

Parametric calculations of the generation and propagation of plasma jets in helium were performed using a previously developed fluid model and assuming that the gas flow is unperturbed by the plasma initiation. Output from the simulations includes electron and ion concentration profiles, and electric field profiles. From these quantities, other quantities of interest, such as, current components to the electrodes, energy deposition, ionization and excitation rates, etc, can be determined. The influence of the tube diameter and length, electrode position, pulse repetition frequency, dielectric permittivity, voltage waveform and gas composition (helium or argon) on the propagation and properties of the microplasma jets have been quantified. Guiding our choice of parameters and available for comparison are the experimental results from the group of Vincent Puech at the Laboratoire des Gaz et des Plasmas in Orsay. We have shown that the reduction of the inner diameter increases the average electron density in the jet; changes in the electrode position or in the dielectric permittivity modified the ratio of energy deposition in the plasma jet and in the DBD. Furthermore we have shown that with argon plasma jets are shorter than those in helium, charged species densities and power deposition are higher, and the plasma is less diffuse.

Keywords: Atmospheric-pressure plasmas – microdischarge – helium jets – plasma jets

Remerciements

Cette page est la dernière que j'ai écrite et pourtant elle est pour moi particulièrement importante car c'est ici que je peux remercier tous les gens qui m'ont soutenu afin de terminer ce travail, ce manuscrit, ce morceau de vie qu'est la thèse. J'ai conscience que sans eux il m'aurait été impossible d'accéder au titre de docteur. Par ces mots j'aimerais qu'ils entendent l'importance de leur soutien.

Au sein du Laplace je tiens donc à remercier Leanne, ma directrice de thèse, qui a été remarquable par sa présence, son écoute et qui a su me pousser dans les moments à vide. Jean-Pierre, Gerjan pour les discussions sur la modélisation des plasmas, André pour la chimie, Pascal et Thomas pour l'hydrodynamique, Freddy, Laurent et Thierry pour leur accompagnement lors de la mise en place d'expériences, Benoit et Benoit du service d'instrumentation, Cédric du service mécanique, Richard qui m'a accompagné une bonne partie de mes études, tous les collègues thésards et co pour les discussions « philosophiques » des inoubliables repas au RU et des pauses cafés.

Laurent, Jérôme, Nicolas, Gilles et Jean-Marie de l'ISAE pour les discussions sur les jets et l'utilisation de leur banc de stioscopie.

Tous les membres du projet PAMPA pour les nombreux échanges.

Ma famille et mes amis qui ont toujours cru en moi. Et Swen qui n'a pas bronché quand je lui ai donné le manuscrit à relire en seulement deux jours, qui a supporté mes changements d'humeur, les mots me semble pâles quand je veux décrire à quel point elle a été importante.

Table des matières

NOTATIONS	11
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	13
1.1 Introduction générale.....	15
1.2 Les plasmas	15
1.3 Les jets de plasma	19
1.3.1 Protocole expérimental.....	20
1.3.2 Image du jet de plasma	22
1.3.3 Caractéristique électrique.....	23
1.3.4 Influence de la tension appliquée sur la longueur du jet de plasma	23
1.3.5 Influence de la largeur du pulse	24
1.3.6 Influence du débit d'hélium sur la longueur du jet de plasma.....	24
1.3.7 Vitesse du front d'ionisation	25
1.3.8 Espèces présentes dans le plasma	26
1.3.9 Résultats issus de modélisation	27
1.3.10 Conclusion.....	29
1.4 Objectif et plan de la thèse	30
CHAPITRE 2 MATERIEL ET METHODES	33
2.1 Introduction	35
2.2 Outils expérimentaux	35
2.2.1 Injecteurs.....	35
2.2.2 Alimentation.....	36
2.2.3 Strioscopie.....	38
2.3 Outils de Simulation	43
2.3.1 Fluent®	43
2.3.2 GDSim.....	44

CHAPITRE 3 HYDRODYNAMIQUE : APPROCHE EXPERIMENTALE ET VISUALISATION DE L'ÉCOULEMENT PAR STRIOSCOPIE..... 51

3.1 Introduction..... 53

3.1.1 Le nombre de Reynolds..... 54

3.1.2 Généralité sur les jets : définition du cône potentiel, de la longueur d'abscisse de transition, et des paramètres qui les contrôlent 56

3.1.3 Estimation analytique de la longueur du cône potentiel 58

3.1.4 Utilisation de différents gaz (hélium, argon, néon)..... 59

3.2 Mesure de la longueur de l'abscisse de transition sans plasma 62

3.3 Mise en évidence de la modification de la longueur de l'abscisse de transition par le plasma 64

3.3.1 Influence de la tension appliquée 64

3.3.2 Influence du nombre de Reynolds 66

3.3.3 Influence de la fréquence de répétition des pulses appliqués..... 68

3.3.4 Influence du signe des pulses appliqués 72

3.3.5 Influence de la position de l'électrode interne 73

3.3.6 Mesure de l'angle d'ouverture..... 74

3.4 Discussion..... 75

3.4.1 Estimation du temps lié à l'établissement du régime de Poiseuille dans un tube 76

3.4.2 Temps d'advection d'une perturbation 77

3.4.3 Estimation du temps de relaxation à partir de la viscosité cinématique 77

3.4.4 Estimation du temps de résidence du gaz dans l'injecteur 77

3.4.5 Estimation du temps lié à la fréquence propre du jet..... 77

3.4.6 Estimation de l'augmentation de la température et son impact sur le nombre de Reynolds 78

3.4.7 Tentative d'évaluation de la vitesse donnée aux neutres par le plasma 79

3.4.8 Conclusion de la discussion 81

CHAPITRE 4 HYDRODYNAMIQUE : APPROCHE NUMERIQUE. SIMULATIONS AVEC FLUENT® 83

4.1 Introduction..... 85

4.2 Ecoulement dans une conduite cylindrique..... 86

4.2.1	Simulation à l'aide de Fluent.....	86
4.2.2	Résultats analytiques	87
4.3	Simulations d'un écoulement dans une conduite cylindrique présentant une expansion : Géométrie du GREMI	89
4.4	Simulations d'un jet	99
4.4.1	Comparaison avec les simulations de Naidis et Sakiyama	99
4.4.2	Influence de la diffusion moléculaire et de la viscosité cinématique sur la longueur du jet	100
4.4.3	Comparaison entre un jet d'hélium, d'argon et de néon.....	102
4.4.4	Impact de l'hydrodynamique sur le profil d'hélium métastable.....	105
4.4.5	Modification du profil de vitesse à la sortie de l'injecteur.....	107
CHAPITRE 5 SIMULATIONS DU JET DE PLASMA.....		111
5.1	Introduction	113
5.2	Cas de référence.....	115
5.3	Propagation dans une tube avec/sans coefficient d'émission secondaire	126
5.4	Propagation d'un jet de plasma dans une atmosphère d'hélium avec une électrode en pointe	129
5.5	Modification de la géométrie.....	131
5.5.1	Longueur du diélectrique	131
5.5.2	Permittivité du diélectrique	136
5.5.3	Coefficient d'émission secondaire du diélectrique	142
5.5.4	Diamètre intérieur.....	144
5.5.5	Position relative des électrodes	150
5.6	Comparaison Hélium/Argon	154
5.7	Comparaison entre une tension constante et un pulse de tension.....	159
5.8	Géométrie LPGP	164
5.8.1	Longueur du jet de plasma et vitesse du front d'ionisation.....	165
5.8.2	Profil de l'hélium métastable	167

5.9	Ajout d'une cible.....	169
	CONCLUSION.....	171
	ANNEXE 1 : TABLE DES NOMBRES DE REYNOLDS, DEBITS, VITESSES.....	177
	BIBLIOGRAPHIE	179

Notations

c_0	Célérité de la lumière dans le vide ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)
c	Vitesse de la lumière dans le milieu considéré ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)
$D_{x,y}$	Coefficient de diffusion massique de l'espèce x dans l'espèce y ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)
D_e, D_i, D_a	Coefficient de diffusion électronique, ionique, ambipolaire ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)
e	Charge élémentaire, $1.60217646\cdot 10^{-19}$ coulombs
$E, E/N$	Champ électrique ($\text{V}\cdot\text{cm}^{-3}$), Champ électrique divisé par la densité de neutres, appelé champ électrique réduit ($Td = 10^{-21} \text{V}\cdot\text{m}^2$)
EI	Eclairement (lx)
ϵ_0	Permittivité diélectrique du vide, $8.85418782\cdot 10^{-12} \text{m}^3\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{s}^4\cdot\text{A}^2$
ϵ	Permittivité diélectrique
ϵ_e	Energie électronique moyenne (eV)
f	Distance focale
g	Accélération de pesanteur ($\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$)
γ	Coefficient d'émission secondaire
j, j_e, j_i, j_d	Densité de courant ($\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}$), pour le courant électronique, le courant ionique et le courant de déplacement
K	Constante de Gladstone
k_b	Constante de Boltzmann, $1.3806503 \times 10^{-23} \text{m}^2\cdot\text{kg}\cdot\text{s}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$
k_i	Taux d'ionisation des atomes neutres par les électrons ($\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$)
k_L	Taux de perte d'énergie ($\text{eV}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$)
L	Longueur caractéristique
L_c	Longueur du cône potentiel
L_{cap}	Distance entre la marche et la sortie
λ	Longueur d'onde (m)
λ_D	Longueur de Debye (m)
M	Masse molaire ($\text{kg}\cdot\text{mol}^{-1}$)
m_e	Masse de l'électron, $9.109 \times 10^{-31} \text{kg}$
μ	Coefficient de viscosité dynamique du fluide ($\text{Pa}\cdot\text{s}$)
μ_e, μ_i	Mobilité électronique et ionique ($\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^4$)
N	Densité d'atomes neutres (cm^{-3})
n_e	Densité électronique, i.e. nombre d'électrons par unité de volume (cm^{-3})
n_i	Densité de cations, i.e. nombre de cations par unité de volume (cm^{-3})
n, n_1, n_2	Indice de réfraction
ν	Coefficient de viscosité cinématique du fluide ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)

Notations

ν_m	Fréquence d'échange de quantité de mouvement entre électrons et atomes neutres moyennée sur la distribution en énergie des électrons (s^{-1})
ν_E	Fréquence d'échange d'énergie entre électrons et atomes neutres moyennée sur la distribution en énergie des électrons (s^{-1})
ν_i	Fréquence d'ionisation moyennée sur la distribution en énergie des électrons (s^{-1})
ν_{e-n}	Fréquence de collision électron-neutre (s^{-1})
ω	Pulsation de la lumière incidente
P	Pression (Pa)
\varnothing	Diamètre (m)
$Q_{volumique}, Q_{massique}$	Débit volumique ($m^3 \cdot s^{-1}$), Débit massique ($kg \cdot s^{-1}$)
R	Constante des gaz parfait $R=8.3144621 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Re	Nombre de Reynolds (sans dimension)
ρ	Masse volumique du fluide ($kg \cdot m^{-3}$)
Sc	Nombre adimensionnel de Schmidt
St	Nombre adimensionnel de Strouhal
σ	Conductivité électrique ($S \cdot m^{-1}$)
t	Temps (s)
T_e, T_i, T	« Température électronique », « Température ionique », Température du gaz (K)
$\bar{\tau}$	Tenseur des contraintes visqueuses (Pa)
U	Vitesse débitante ($m \cdot s^{-1}$)
V	Potentiel électrique (V)
\vec{v}	Vitesse du fluide ($m \cdot s^{-1}$)
ν_e, ν_i	Vitesse moyenne pour les électrons et pour les ions ($m \cdot s^{-1}$)
Vol	Volume (m^3)
x_t	Longueur de l'abscisse de transition
Y_h	Fraction molaire

Chapitre **1**

Introduction

CHAPITRE 1 INTRODUCTION	13
1.1 Introduction générale.....	15
1.2 Les plasmas.....	15
1.3 Les jets de plasma	19
1.3.1 Protocole expérimental.....	20
1.3.2 Image du jet de plasma	22
1.3.3 Caractéristique électrique.....	23
1.3.4 Influence de la tension appliquée sur la longueur du jet de plasma	23
1.3.5 Influence de la largeur du pulse	24
1.3.6 Influence du débit d'hélium sur la longueur du jet de plasma.....	24
1.3.7 Vitesse du front d'ionisation	25
1.3.8 Espèces présentes dans le plasma	26
1.3.9 Résultats issus de modélisation	27
1.3.10 Conclusion.....	29
1.4 Objectif et plan de la thèse.....	30

1.1 Introduction générale

Les plasmas sont utilisés depuis de nombreuses années dans des domaines divers et variés. En effet, ils sont une source de photons que l'on exploite pour faire des lampes (éclairage public, néon), des écrans de télévision (écran plasma). On peut récupérer l'énergie cinétique qu'ils fournissent comme par exemple dans les propulseurs plasmas. Ils peuvent aussi être utilisés comme une source d'ions négatifs, par exemple, dans le contexte de préchauffage de plasma pour ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor). Les plasmas produisent de manière remarquable des espèces chimiques réactives que l'on emploie dans le traitement de surface, la dépollution, la stérilisation. Il est certain qu'une meilleure compréhension des phénomènes qui régissent les plasmas permettra l'optimisation de procédés déjà connus et la découverte de nouvelles applications.

Les « jets de plasma froid », sujet de cette thèse, sont une nouvelle source de plasma hors-équilibre thermodynamique local, qui ont la particularité de permettre la création d'un plasma à température ambiante et à pression atmosphérique. En effet, à pression élevée, il est très difficile d'empêcher la transition de ce type de plasma vers un plasma à l'équilibre thermodynamique. Les jets de plasma sont relativement nouveaux (2004) et suscitent un engouement croissant pour leurs potentielles applications dans le domaine du biomédical et le traitement de surface du fait de leur faible température et de leur réalisation assez facile car ils ne nécessitent pas de travailler avec des pompes à vide. Les sources de plasma à pression atmosphérique et à température ambiante fournissent l'extraordinaire possibilité d'un traitement sur les tissus vivants.

1.2 Les plasmas

Il existe de nombreux types de plasma à l'état naturel (étoiles, nébuleuses, éclairs, aurores boréales) et à l'état artificiel (décharges dans un gaz, arcs électriques, plasma créée dans ITER). Les plasmas qui nous intéressent sont des gaz partiellement ionisés et hors-équilibre thermodynamique. C'est un milieu qui contient donc des espèces neutres (atomes, molécules), des ions et des électrons libres. Ces espèces peuvent être soit dans leur état fondamental soit

dans des états excités. C'est un milieu qui peut produire de nombreux radicaux¹ libres, comme les dérivés d'ozone qui ont des propriétés intéressantes pour la stérilisation. Les espèces excitées peuvent se désexciter en émettant de la lumière. Les radicaux engendrent une chimie riche et variée. En outre, la présence d'espèces chargées donne au plasma la caractéristique d'être un milieu conducteur.

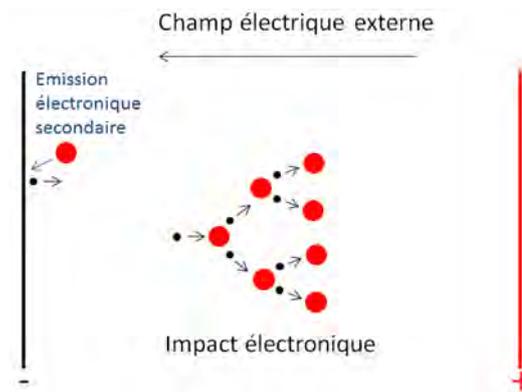


Figure 1-1 : Avalanche électronique due, au départ, à une collision ionisante entre un neutre et un électron. La source d'électrons pour maintenir la décharge est l'émission électronique secondaire.

Une manière de créer un plasma est d'appliquer une tension entre deux électrodes planes et parallèles, séparées par un gaz. Dans ce gaz il existe initialement, en très faible quantité, des électrons germes qui ont pu être créés par exemple par un rayon cosmique et/ou par la radioactivité interne de la Terre. Les quelques électrons initialement libres dans le système sont accélérés vers l'anode sous l'effet du champ électrique. S'ils acquièrent assez d'énergie, ils peuvent ioniser des molécules par collision. Un nouvel électron libre sera alors libéré dans le système et pourra, lui aussi, par la suite faire de nouvelles collisions ionisantes. Ce processus est appelé avalanche électronique (cf. Figure 1-1). Si le champ électrique reste uniforme, il y a une croissance exponentielle de la densité électronique vers l'anode. Les électrons sont perdus par l'anode et les ions, plus lents, dérivent lentement vers la cathode. La cathode peut émettre de nouveaux électrons quand les ions viennent la bombarder. On appelle ce processus l'émission secondaire. Ces nouveaux électrons sont responsables de nouvelles avalanches électroniques. La succession d'avalanches électroniques crée progressivement une charge d'espace positive,

¹ Tout atome ou molécule, neutre ou ionisé, comportant au moins un électron célibataire dans une orbitale externe est un radical libre. Les radicaux libres, souvent appelés simplement radicaux, sont caractérisés par une grande réactivité chimique et une courte durée de vie.

dues aux ions, près de l'anode. Cette charge d'espace peut entraîner une déformation du champ électrique qui va ralentir les électrons près de l'anode. Les électrons vont neutraliser la charge d'espace positive, ce qui mène à la formation du plasma devant l'anode. Ce mécanisme modifie la répartition spatiale des collisions ionisantes, ce qui provoque un glissement progressif du maximum d'ionisation vers la cathode. Ce glissement se fait telle une onde d'ionisation qui va continuer à se propager jusqu'à ce que la chute de potentiel, initialement linéaire entre les deux électrodes, se retrouve confinée dans une région spatiale étroite, nommée gaine cathodique, dans laquelle le champ électrique est très important. Pour que le plasma soit entretenu, la largeur de la gaine s'ajuste de manière à ajuster le champ électrique afin d'optimiser les collisions ionisantes et que celles-ci compensent exactement les pertes d'espèces chargées aux électrodes.

Pour empêcher la transition de cette décharge vers un plasma thermique², il faut limiter le courant au sein de la décharge, ce qui limite la puissance déposée dans le gaz. Pour cela on peut, par exemple, recouvrir les électrodes d'un diélectrique qui permet de limiter le courant de décharge. Les particules chargées arrivant à la surface induisent un potentiel sur la surface du diélectrique, qui s'ajoute au potentiel appliqué et qui diminue la chute de potentiel dans le gaz. Quand le potentiel diminue en dessous d'une certaine valeur la décharge s'éteint. On appelle les décharges créées de cette manière : DBD pour décharge à barrière diélectrique. Pour limiter la transition de cette décharge, il est aussi possible d'utiliser des tensions alternatives ou impulsionnelles [1].

² Plasma où les différentes espèces le constituant (neutres, électrons, ions) ont la même température.

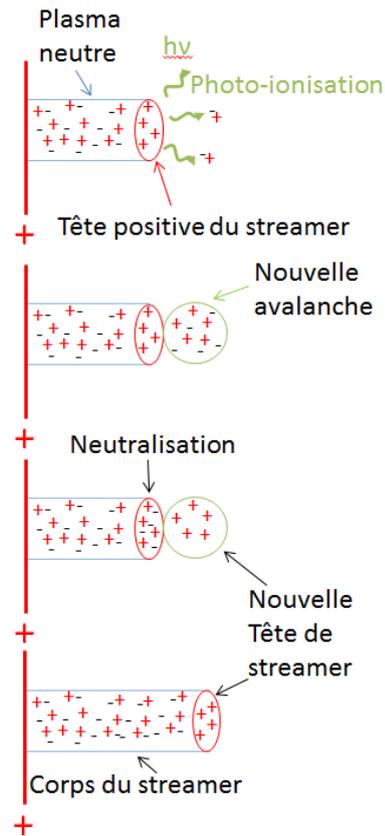


Figure 1-2 : Schématisation de la propagation d'un streamer positif.

Un streamer positif est une onde d'ionisation similaire à l'onde d'ionisation décrite plus haut. Elle se propage dans le sens inverse à la dérive des électrons [1]. Une étape cruciale de la propagation des streamers se produit dans une région spatiale très confinée appelée la tête du streamer, dans laquelle règne un champ électrique important. En raison de ce champ, la tête du streamer émet un rayonnement qui peut être responsable de l'ionisation d'atomes en aval de la tête³. Les électrons issus de ces ionisations vont être accélérés vers la tête du streamer ; ils vont alors être responsables de nouvelles avalanches électroniques et vont neutraliser les ions de la tête en laissant derrière eux de nouveaux ions qui forment la nouvelle tête du streamer. C'est par la répétition de ce processus que le streamer se propage, telle une onde d'ionisation, et laisse derrière lui une zone de plasma neutre appelé corps du streamer (cf. Figure 1-2).

³ Processus appelé photo-ionisation

Les « plasmas froids », qui sont le type de plasma que l'on étudie dans cette thèse, ont généralement un degré d'ionisation faible⁴ (inférieur à 10^{-4}) et la fonction de distribution en énergie des électrons est déterminée par les collisions électrons-neutres. Les électrons sont beaucoup plus « chauds » ($T_e = 10^4$ - 10^5 °K) que les particules lourdes qui ont une température proche de la température ambiante.

Dans cette thèse nous étudions les jets de plasma froids, qui sont essentiellement des « streamers positifs » ou onde d'ionisation, comme décrit ci-dessus, sauf qu'ils se propagent dans un canal de gaz entouré par de l'air libre, initialisé dans des micros-décharges à barrières diélectriques alimentées par une alimentation impulsionnelle. Il existe des jets de plasma créés par des alimentations radiofréquences avec des caractéristiques différentes que nous n'étudierons pas dans ce travail

1.3 Les jets de plasma

Les expériences de jets de plasma froid hors-équilibre thermodynamique à pression atmosphérique et à température ambiante sont une découverte récente 2004 [2]. Leur caractère exceptionnel réside dans le fait de créer un plasma stable et hors-équilibre à la pression atmosphérique. Il existe depuis longtemps de nombreuses applications utilisant les plasmas pour la stérilisation et principalement le traitement de surface ; la perspective d'utiliser un plasma à pression atmosphérique permettrait de réduire drastiquement le coût et les difficultés associés à leur mise en place. En effet, actuellement on crée des plasmas à faible pression dans des enceintes sous vide, enceintes qui sont encombrantes et difficilement déplaçables.

Les jets de plasma froid à pression atmosphérique sont créés toujours sur le même principe : un canal d'hélium (ou d'un autre gaz facilement ionisable tel que l'argon) est créé dans l'air ambiant en soufflant de l'hélium à travers un tube, appelé injecteur, qui débouche dans l'air ambiant. Il existe plusieurs configurations géométriques qui permettent de créer un champ électrique dans l'injecteur. Ce champ crée un streamer dans l'injecteur qui va se propager à l'extérieur guidé par le canal d'hélium, car l'hélium est plus facilement ionisable que l'air. En

⁴ $\frac{n_e}{N+n_e}$ que l'on approxime pour nos cas à $\frac{n_e}{N}$

effet le champ minimal pour avoir un streamer se développant dans l'air est environ 4-5 fois plus important que dans l'hélium [3].

Dans la section suivante, nous avons majoritairement utilisé les références ([4]–[6]) issues des expériences réalisées par l'équipe de M. Laroussi, car elles ont été les premières à être suffisamment qualitatives et quantitatives pour poser les bases de la compréhension des phénomènes régissant les jets de plasma. Nous nous appuyons aussi, un peu ici et beaucoup dans la suite de la thèse, sur les résultats expérimentaux issus de la thèse de Claire Douat [7] que l'on tâchera de comparer dans ce travail avec les résultats issus d'un modèle de décharge.

En effet la thèse de Mlle Douat et celle-ci ont été réalisées dans le cadre du même projet ANR blanc nommé Pampa (Plasmas : Micro-jets à Pression Atmosphérique) qui réunit les laboratoires suivants : le LPGP à Orsay, le GREMI à Orléans, le LSP à Grenoble, le LAPLACE et l'ISAE à Toulouse. Le but de cette ANR était de comprendre les phénomènes régissant la physique des jets de plasma qui étaient inconnus à la naissance du projet, de quantifier les propriétés du jet de plasma en fonction des conditions expérimentales, de quantifier les espèces chimiques produites et d'évaluer le potentiel des jets de plasma pour des applications biomédicales.

La section suivante a pour but de mettre en évidence les caractéristiques typiques des jets de plasma. Les remarques faites ici restent valides pour les nombreux autres dispositifs existant pour créer les jets de plasma [8].

1.3.1 Protocole expérimental

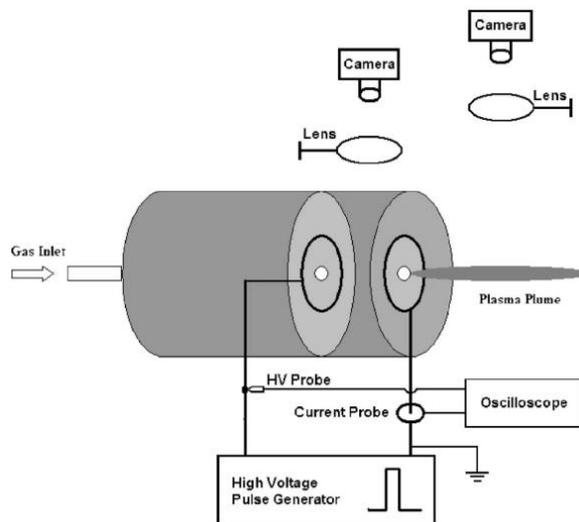


Figure 1-3 : Dispositif expérimental. [6]

Nous pouvons voir sur la Figure 1-3 le dispositif expérimental. L'expérience est un tube diélectrique de diamètre de 2.5 cm dans lequel on a inséré deux disques diélectriques, perforés en leur centre (diamètre du trou 3 mm), séparés d'une distance de 0.5 cm. Sur ces deux disques, on dispose deux électrodes circulaires représentées en trait gras. A l'entrée du tube on injecte de l'hélium à température ambiante qui passe par le trou de 3 mm puis sort dans l'air ambiant. Le débit d'hélium peut être fixé entre 3 et 13 litres par minute. L'électrode la plus proche de la sortie du tube est à la masse. Quant à la seconde électrode, on lui applique une tension carrée unipolaire de fréquence 1-10Khz et de tension de 1-10kV.

L'application d'un potentiel sur les électrodes va produire un plasma dans l'hélium présent entre les deux électrodes. Ce plasma est forcément transitoire car les surfaces des diélectriques agissent comme un condensateur : une fois qu'elles sont chargées le courant traversant le plasma s'éteint. Ce qui est exceptionnel, c'est qu'un jet de plasma sort du tube et s'étend sur quelques centimètres dans l'air ambiant (cf. Figure 1-4).

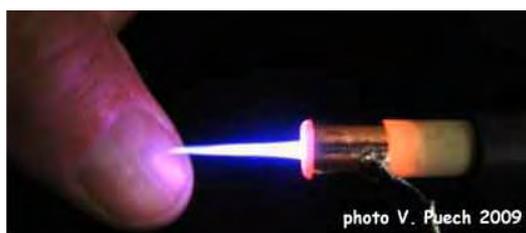


Figure 1-4 : Image d'un jet de plasma d'hélium. Le jet de plasma est froid, on peut le toucher.

Il existe différentes configurations géométriques dans lesquelles on observe le même type de jet de plasma. La géométrie de la décharge DBD est la principale différence entre les expériences. On distingue deux types de géométries : l'une, comme celle présentée précédemment, où les électrodes sont perpendiculaires au débit d'hélium ce qui crée un champ électrique axial [2], [4]–[6], [9]–[14] ; l'autre où l'anode est allongée dans la direction du débit d'hélium et est placée à l'intérieur du débit d'hélium ; la cathode vient ensuite entourer l'anode (cf. Figure 1-5) [14]–[19]. Ce type de géométrie crée un champ électrique, avant génération du plasma, plutôt radial. Nous étudierons plus tard l'influence de la géométrie sur la décharge.

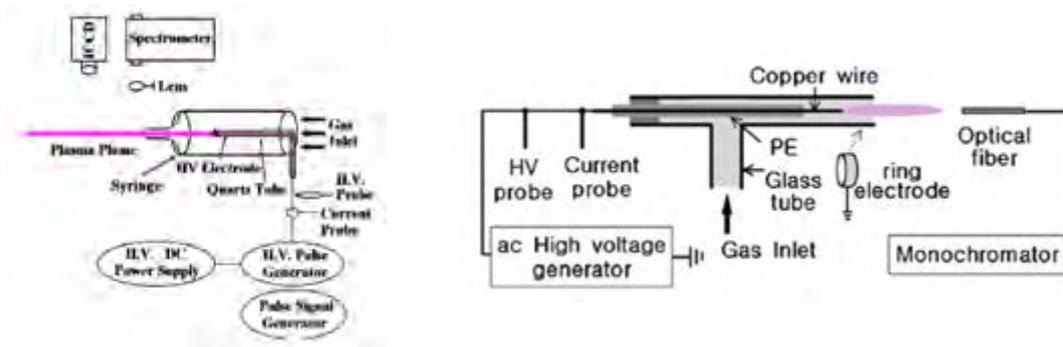


Figure 1-5 : Deuxième type de géométrie. L'électrode notée "ring electrode" est à la masse et est placée afin d'entourer le tube. Ici le champ électrique est plutôt radial. A gauche [18] à droite [16].

1.3.2 Image du jet de plasma

Si l'on filme ce jet avec des caméras ultra-sensibles (cf. Figure 1-6), on remarque que ce n'est pas un jet continu mais une onde d'ionisation qui se propage dans l'air à très haute vitesse, environ $10^5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à comparer à la vitesse du gaz $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. On ne voit dans ces images que la tête du plasma qui correspond à l'endroit où il y a le plus fort taux d'ionisation. Cette onde a été appelée dans la littérature « balle de plasma ». On conclut que le jet de plasma ne peut pas être dû à l'advection du plasma de la chambre de décharge vers l'extérieur mais à une propagation de celui-ci.

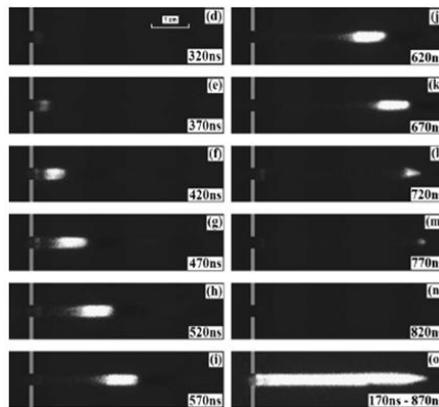


Figure 1-6 : Photographies du jet de plasma. Le temps d'exposition est de 50 ns. La photographie (d) est prise à 320 ns. Les photographies (e) à (n) sont prises à 50 ns d'intervalle. La photographie (o) est une image intégrée de 170 à 870 ns. [5]

La Figure 1-7 nous apprend que le plasma est en fait un tore qui se referme le long de son parcours.

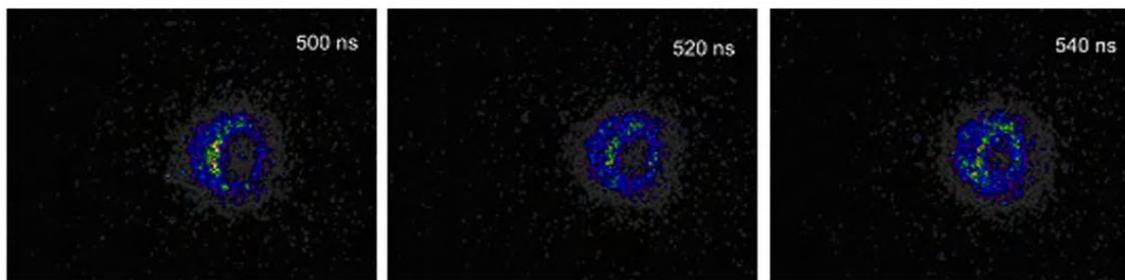


Figure 1-7 : Photographie de la balle de plasma à des instants différents. Le jet d'hélium est dirigé vers nous. [6]

Nous allons nous intéresser à l'influence de l'amplitude de la tension appliquée, sa largeur et au débit d'hélium sur le jet de plasma.

1.3.3 Caractéristique électrique

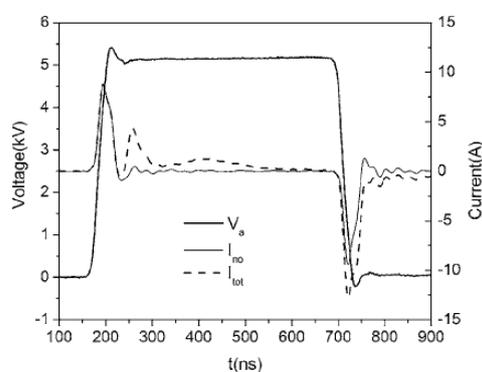


Figure 1-8 : Tension appliquée V_a et courant de décharge I_{no} en fonction du temps. [5]

La Figure 1-8 représente l'évolution de la tension appliquée et du courant de décharge (tirets) en fonction du temps. On voit que l'on applique une tension carrée unipolaire. Soixante nanosecondes après que la tension ait atteint sa valeur maximale, on observe un maximum de courant, qui est accompagné d'une décharge lumineuse dans la chambre de décharge et de la propagation du plasma dans l'air. Puis, lorsque la tension chute, on observe un pic de courant négatif. Le courant de décharge est difficilement mesurable ; il a fait l'objet d'un des travaux de la référence [7]. Les expériences récentes donnent plutôt des courants de l'ordre de la dizaine de milliampères [8].

1.3.4 Influence de la tension appliquée sur la longueur du jet de plasma

Sur la Figure 1-9, représentant la longueur de jet en fonction de la tension appliquée pour différents débits d'hélium, nous pouvons noter plusieurs caractéristiques : on se rend compte que la longueur du jet augmente avec la tension jusqu'à un certain palier où on a l'impression qu'elle reste constante ; pour des tensions faibles, le débit n'a quasiment pas d'influence sur la

longueur du jet ; si le débit est supérieur à $8.88 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ la longueur diminue ; la longueur du jet est maximale pour une tension de 6.5 kV et un débit de $7.77 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ dans ces conditions.

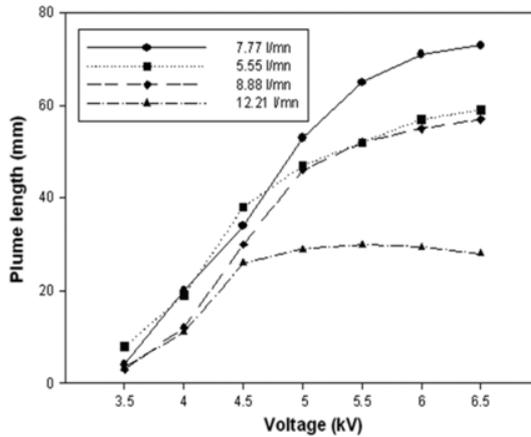


Figure 1-9 : Longueur du jet de plasma en fonction de la tension appliquée pour différents débits d'hélium. La largeur du pulse de tension est ici de 800 ns . [6]

1.3.5 Influence de la largeur du pulse

Sur la Figure 1-10 on remarque que plus la largeur du pulse d'alimentation est importante plus la longueur du jet de plasma est grande, jusqu'à atteindre à partir de 900 ns une longueur maximale à partir de laquelle la taille reste quasiment constante.

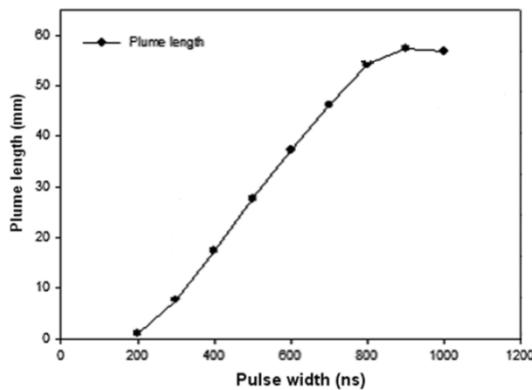


Figure 1-10 : Longueur du jet de plasma en fonction de la largeur du pulse d'alimentation. Le débit est fixé à $7.7 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ et la tension est de 5 kV . [6]

1.3.6 Influence du débit d'hélium sur la longueur du jet de plasma

Pour confirmer l'hypothèse de l'existence d'un débit optimal, regardons la longueur du jet en fonction du débit pour différentes tensions appliquées (cf. Figure 1-11). Il y a bien un optimum pour un débit autour de $7 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$. A fort et à faible débit l'amplitude de la tension n'a pas une influence importante. A partir d'un certain débit, il y a un effondrement de la longueur du jet. La Figure 1-12 montre que cet effondrement peut être dû à l'apparition du régime

turbulent de plus en plus proche de la sortie du système. Cette turbulence mélange l'air et l'hélium. Or, l'air est plus difficile à ioniser que l'hélium (cf. Figure 2-14), ce qui expliquerait la diminution drastique de la longueur du jet.

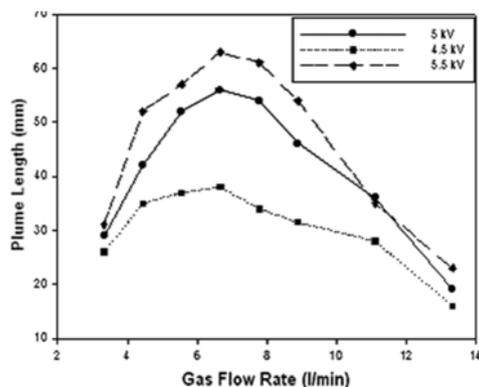


Figure 1-11 : Longueur du jet de plasma en fonction du débit d'hélium pour différentes tensions appliquées. La largeur du pulse de tension est de ici de 800 ns. [6]

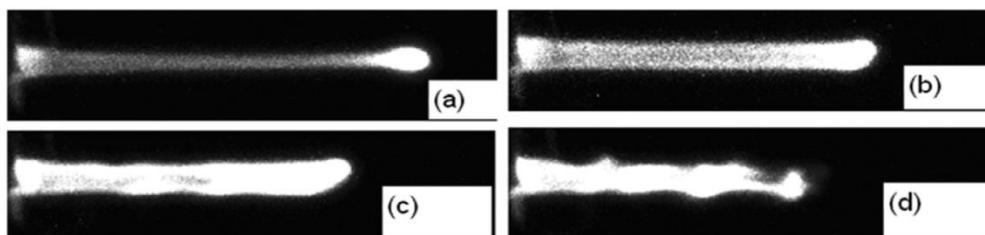


Figure 1-12 : Photographie du jet de plasma pour différents débits d'hélium : (a) 6.6 L·min⁻¹ (b) 8.8 L·min⁻¹ (c) 11 L·min⁻¹ (d) 13.2 L·min⁻¹. Tension appliquée de 5 kV. [6]

1.3.7 Vitesse du front d'ionisation

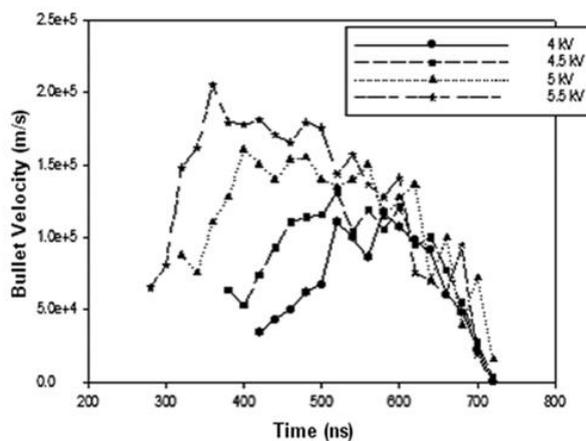


Figure 1-13 : Vitesse du front d'ionisation en fonction du temps pour différentes tensions appliquées. Ici le débit d'hélium est fixé à 7 L·min⁻¹ et la largeur du pulse de tension à 500 ns. [6]

La vitesse du front d'ionisation augmente puis décroît « linéairement » avant de chuter brutalement à la fin du pulse.

Sur la Figure 1-13 on voit que si la tension augmente :

- La vitesse moyenne et maximale du front d'ionisation augmente
- La vitesse maximale des balles est atteinte plus tôt
- Les balles apparaissent plus tôt
- Il est dit dans la référence que l'extinction du plasma à toujours lieu en même temps que la chute de tension.

1.3.8 Espèces présentes dans le plasma

Sur le spectre d'émission du jet de plasma on remarque que l'on a différentes espèces mises en jeu : OH, états excités du diazote, de l'hélium et des atomes d'oxygène.

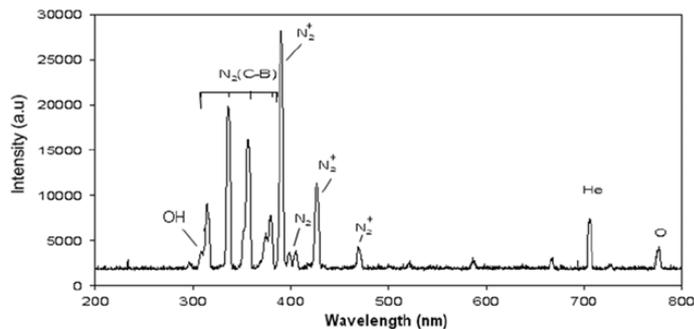


Figure 1-14 : Spectre d'émission du jet de plasma. Ici la tension appliquée est de 5 kV et la largeur du pulse de tension est de 500 ns. [6]

Les dispositifs pour faire les jets de plasma sont de petite taille et les échelles de temps mises en jeu sont très courtes. Ceci rend délicat la mesure de densité d'espèces dans ce dispositif. L'introduction de sonde modifie la répartition du potentiel environnant ce qui impacte directement les caractéristiques du jet de plasma. Par exemple, quand on approche un objet du jet de plasma celui-ci s'allonge. Il est donc nécessaire de mettre en place des diagnostics spectroscopiques ayant une très grande résolution spatiale et temporelle. De plus il existe un nombre important de géométries pour créer les jets de plasma, de nombreux types d'alimentation et de gaz de travail, ce qui rend difficile toute comparaison entre les résultats des différentes publications. En conséquence, il existe parfois plusieurs ordres de grandeur de différence dans la mesure de la densité des espèces dans la littérature [20].

Récemment, commencent à apparaître dans la littérature des mesures qui semblent fiables pour les densités électroniques et les densités d'hélium métastable, d'environ 10^{13} cm^{-3} ([7], [20]–[22]) pour les deux à la sortie du tube.

1.3.9 Résultats issus de modélisation

Au commencement de cette thèse, les phénomènes régissant les jets de plasma n'étaient que peu connus. Puis il a été montré expérimentalement et numériquement ([3], [23]–[26]) que les jets de plasma était une onde d'ionisation similaire à un streamer positif.

La Figure 1-15 de la référence [24] montre l'onde d'ionisation, initialement générée dans l'injecteur, qui se propage dans le canal d'hélium laissant derrière elle un plasma quasi-neutre ($n_e \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). La tension, dans cette référence, est appliquée sur l'électrode interne (rouge sur la figure, l'électrode bleue étant à la masse). Elle part de 1 kV et monte jusqu'à 4 kV en 50 ns puis reste constante. Ce plasma assure la continuité du courant entre la tête du streamer et l'anode et ramène le potentiel de l'anode (4 kV ici) en tête du streamer (Figure 1-16), où se trouve une charge spatiale ionique créant un champ électrique très important en tête. Comme pour un streamer, la propagation de cette onde d'ionisation est seulement possible grâce aux avalanches électroniques créées par des électrons en aval de la tête, représentés ici par la présence d'une densité électronique et ionique initiale.

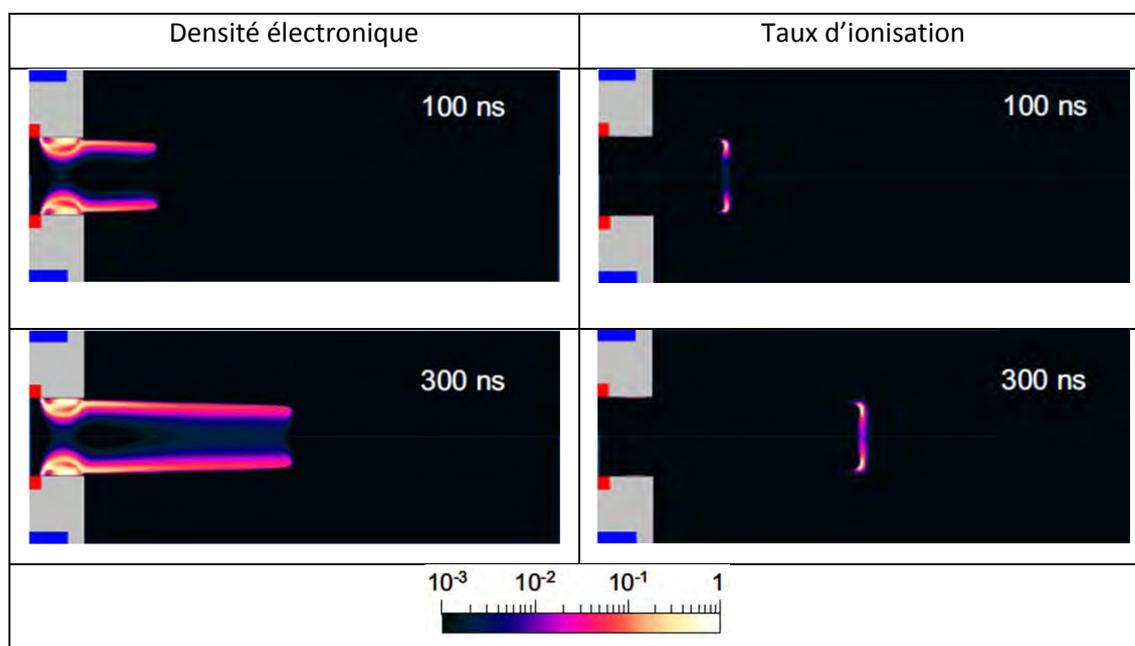


Figure 1-15 : Logarithme de la densité électronique et du taux d'ionisation pour 100 et 300 ns respectivement normalisés par $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ pour la densité et par $2.5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ et $0.4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ pour le taux d'ionisation. Le volume montré ici fait 4 cm de longueur et 4 mm de rayon. Il y a de l'hélium pur sur toute la longueur du domaine et sur un rayon de 1.5 mm qui correspond au diamètre interne de l'injecteur ; partout ailleurs, il n'y a que du N_2 . [24]

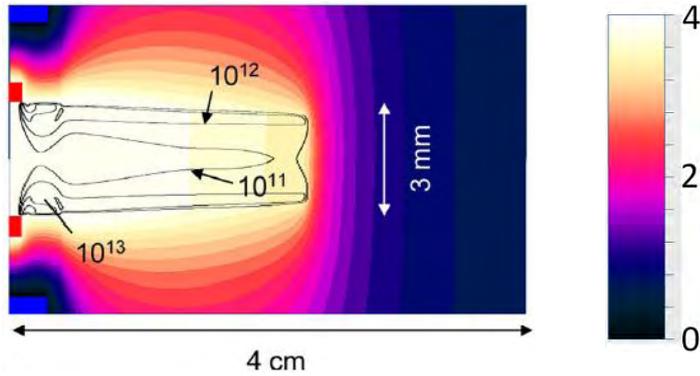


Figure 1-16 : Les lignes donnent la distribution de la densité électronique et les contours colorés montrent le potentiel à 400 ns. [24]

Le taux d'ionisation (Figure 1-15 droite) est très localisé et est important en tête du streamer, là où le champ électrique est important. On peut assimiler ce taux d'ionisation à l'endroit où le plasma émet de la lumière dans les expériences (cf. Figure 1-6) et on retrouve bien la « balle de plasma » des expériences, sa forme torique, son diamètre qui réduit le long de son parcours et qui se referme sur l'axe.

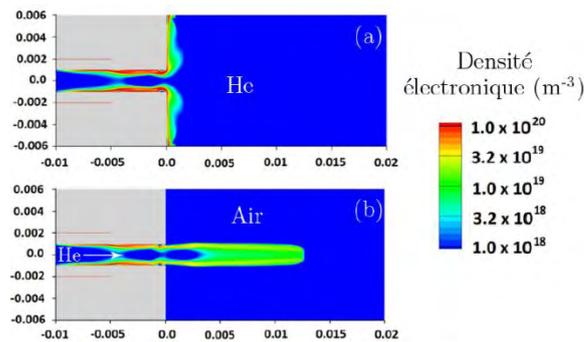


Figure 1-17 : Densité électronique pour un jet d'hélium dans l'hélium (a) et pour un jet d'hélium dans l'air (b). [26]

La différence majeure entre les streamers et les jets de plasma est que pour ces derniers il n'y a pas de phénomène de ramification typique de streamer car le jet de plasma est confiné dans le canal d'hélium facilement ionisable [24] ; les champs électriques mis en jeu ($\approx 20 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$) étant trop faibles pour permettre la propagation du streamer dans l'air environnant ($\approx 150 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ [27]–[29]). La Figure 1-17 venant de la référence [26] montre que si on remplace l'air environnant par de l'hélium pour faire un jet d'hélium dans l'hélium, il ne se crée pas un jet de plasma mais un plasma de surface se propageant le long du diélectrique ce qui confirme bien le caractère guidé du streamer par le canal d'hélium.

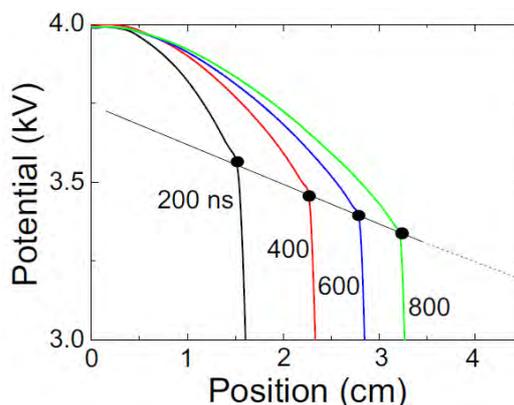


Figure 1-18 : Profil axial du potentiel électrique sur l'axe pour différents temps (ns). [24]

La Figure 1-18 [24] nous apprend que le potentiel en tête du streamer, représenté par les points noirs, diminue progressivement le long de la trajectoire du jet de plasma. Ceci est dû au fait que la conductivité du corps du streamer n'est pas parfaite. Si ce potentiel devient trop faible (ici < 2.75 kV), le jet de plasma ne peut plus se propager. Donc, en l'absence d'autres paramètres limitant sa propagation (largeur du pulse, mélange hélium/air trop important), c'est la conductivité du plasma et l'amplitude de la tension appliquée qui pilote la longueur du jet.

Dans cette même référence, qui sert de point de départ à ce travail de thèse, les auteurs donnent aussi des profils de vitesse dans lesquels la vitesse maximale ($\approx 10^5 \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) est atteinte quelques millimètres après la sortie de l'injecteur. Cette vitesse maximale augmente quand on augmente la tension, et elle augmente faiblement si on augmente la densité électronique initiale.

Ils affirment aussi que l'énergie est essentiellement dissipée par les électrons à l'intérieur de la décharge. Cette énergie dissipée diminue quand on augmente le temps de montée. Une fois que le plasma est en dehors de l'injecteur, le jet consomme une puissance instantanée de l'ordre de 5 Watt pour une tension de 4 kV.

1.3.10 Conclusion

Nous avons vu ici que le jet de plasma, qui paraît à l'œil nu continu, est en fait une onde d'ionisation qui se déplace à une vitesse de l'ordre de $10^5 \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Le plasma a une forme torique à la sortie de l'injecteur qui tend à se refermer et à diminuer de diamètre le long de son parcours. L'onde d'ionisation est confinée dans le canal d'hélium qui est entouré par l'air ambiant. La longueur du jet de plasma dépend de la tension appliquée et de la largeur du pulse de tension : plus l'une et/ou l'autre sont grandes, plus le jet est long, jusqu'à atteindre un maximum. Il existe

un débit d'hélium optimal pour maximiser la longueur du jet de plasma. On en déduit que la longueur du plasma est limitée par :

- la tension disponible dans la tête du front d'ionisation. Lors de sa propagation le front d'ionisation laisse derrière lui un canal conducteur. La conductivité de ce canal n'étant pas parfaite la tension disponible dans la tête du streamer diminue au cours de la propagation. L'onde arrête de se propager quand la tension dans la tête n'est plus suffisante pour générer un plasma. [24]
- la largeur du pulse : quand il n'y a plus de tension appliquée aux électrodes, le plasma s'éteint.
- le débit d'hélium. Quand on part d'un débit faible et qu'on augmente celui-ci, on augmente la longueur où le canal d'hélium est pur ce qui augmente la longueur où le front d'ionisation peut se propager. Par contre, lorsqu'on atteint un certain débit le canal d'hélium devient turbulent et l'on diminue la longueur où l'hélium est pur diminuant la longueur du jet de plasma.

1.4 Objectif et plan de la thèse

Les jets de plasma peuvent être considérés comme une onde d'ionisation guidée par un canal d'hélium. Ce canal d'hélium est créé dans l'air ambiant en soufflant de l'hélium à travers un tube, appelé injecteur, qui débouche dans l'air ambiant.

Tout le long du parcours de l'hélium dans l'air il existe différents mécanismes responsables du mélange entre l'hélium et l'air. Or, les propriétés du plasma sont fortement influencées par la composition du milieu dans lequel il se crée. Notamment quand le milieu est trop pauvre en hélium, l'onde d'ionisation ne peut plus se propager.

Dans une optique de découplage, nous nous sommes premièrement demandé quel pouvait être le champ de concentration en hélium après la sortie de l'injecteur (sans plasma). Quels sont les paramètres qui peuvent influencer ce champ ? Pour répondre à ce problème nous avons utilisé deux approches différentes : l'une expérimentale, nommée strioscopie, et l'autre basée sur des simulations numériques de l'écoulement sans plasma à l'aide d'un logiciel de CFD « Computational fluid dynamics » commercial (Fluent®).

La strioscopie qui est une méthode non intrusive permet de visualiser l'écoulement d'hélium dans l'air. Sans la mise en place d'outils et d'analyses sophistiquées, qui n'étaient pas à notre disposition, cette méthode reste qualitative et ne permet pas d'accéder au champ de

concentration ([30][31]). Mais à l'aide de la strioscopie, nous avons pu constater l'influence du débit et de la géométrie de l'injecteur.

En effet les injecteurs utilisés pour réaliser les jets de plasma ont une géométrie plus complexe qu'un simple tube. Ceux que nous avons étudiés sont constitués d'une électrode interne creuse et d'un tube de diélectrique qui vient s'emboîter par ajustement mécanique sur l'électrode. Le diélectrique est plus long que l'électrode. L'hélium traverse l'intérieur de l'électrode interne puis le diélectrique pour déboucher dans l'air ambiant. Il y a donc un changement de diamètre interne à l'intérieur de l'injecteur que l'on appellera « la marche ». Cette marche perturbe l'écoulement dans le jet ce qui impacte son développement dans l'air ambiant. Les images de strioscopie ont mis en évidence ce phénomène.

Afin de mieux caractériser l'influence de cette marche nous avons réalisé des simulations numériques de l'écoulement à l'aide de Fluent. Nous avons d'abord simulé l'intérieur de l'injecteur présentant une marche pour voir son influence sur l'écoulement et en déduire si potentiellement cette marche pouvait modifier le canal d'hélium à l'extérieur.

Puis nous avons simulé l'ensemble du système, c'est-à-dire, l'intérieur de l'injecteur et le développement du jet d'hélium dans l'air pour tenter de mettre des valeurs numériques sur le champ de concentration dans des conditions proches des conditions expérimentales.

La strioscopie nous a permis de voir la longueur de la zone laminaire en fonction du débit et de la géométrie de l'injecteur et de mettre en évidence que la création et la propagation du jet de plasma modifiaient le jet d'hélium. Nous avons visualisé, de manière systématique, avec la strioscopie le canal d'hélium avec et sans plasma, pour quantifier la modification du canal en fonction du débit, de la tension, de la fréquence de répétition des pulses, du signe des pulses et de la position des électrodes.

Pour continuer dans une optique de découplage, nous avons utilisé un modèle de décharge, nommé GDSim, déjà existant au sein de l'équipe GREPHE, qui nous a permis de simuler la génération et la propagation du jet de plasma, en ne prenant en compte que la physique des décharges et en utilisant un champ de concentration en hélium simpliste : cylindre d'hélium de 8 cm de long et de diamètre égal à celui de l'intérieur de l'injecteur, et avec une frontière abrupte (sans mélange) entre l'hélium et l'air après la sortie.

Nous avons réalisé une étude paramétrique en modifiant la géométrie de l'injecteur, les caractéristiques du matériau le constituant et la tension appliquée afin de comparer les prédictions des modèles avec les résultats expérimentaux du LPGP (nous n'avons pas tenté de comparer avec les résultats existants dans la littérature).

Une question principale a motivé cette série de simulations : nous voulions trouver des paramètres que l'on pourrait changer afin de modifier les caractéristiques du jet de plasma (densité électronique et ionique, taux d'ionisation, champ électrique, énergie déposée...).

Cette thèse est organisée suivant le plan suivant :

- Le chapitre 2 présente les outils expérimentaux et numériques utilisés tout au long de cette thèse pour mieux comprendre le comportement du plasma.
- Le chapitre 3 est une étude expérimentale, utilisant la strioscopie, qui a pour but de qualifier l'influence de la géométrie de l'injecteur et le couplage qui existe entre l'hydrodynamique et le plasma.
- Le chapitre 4 est une étude numérique de simulations d'hydrodynamique, sans plasma, utilisant Fluent[®], qui a pour but de :
 - qualifier l'impact de la géométrie interne des injecteurs sur le jet d'hélium dans l'air.
 - d'obtenir à faible débit, le champ de concentration d'hélium pour une géométrie donnée.
 - de comparer, toujours à faible débit, les jets d'hélium, d'argon et de néon.
 - de faire une première tentative d'évaluation de la modification de l'hydrodynamique du jet d'hélium par le plasma.
- Le chapitre 5 est une étude numérique de simulations de décharges, sans prise en compte de l'hydrodynamique, qui a pour but de :
 - mieux comprendre les phénomènes régissant les jets de plasma.
 - trouver des paramètres à modifier pour changer les propriétés du jet de plasma.
- Une conclusion résume les résultats majeurs de ce travail et présente les perspectives possibles.

Chapitre 2

Matériel et méthodes

Dans ce chapitre nous détaillons les outils expérimentaux (strioscopie) et numériques (Fluent®) que nous avons utilisés pour étudier le champ de concentration en hélium à la sortie de l'injecteur. Puis nous décrivons le modèle numérique (GDSim) utilisé pour la simulation de la génération et de la propagation du jet de plasma.

CHAPITRE 2	MATERIEL ET METHODES	33
2.1	Introduction	35
2.2	Outils expérimentaux	35
2.2.1	Injecteurs	35
2.2.2	Alimentation	36
2.2.3	Strioscopie	38
	Présentation de la méthode	38
	Déviation de la lumière dans un milieu présentant un gradient d'indice de réfraction [33]	38
	Approfondissement [33]	40
2.3	Outils de Simulation	43
2.3.1	Fluent®	43
	Conservation de la masse	43
	Conservation de la quantité de mouvement	43
	Equation de conservation des espèces	43
	Condition aux limites et domaine de simulation	43
2.3.2	GDSim	44
	Condition aux limites et domaine de simulation	47
	Coefficient de transport et coefficient d'ionisation	48
	Signal de tension	49

2.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présentons premièrement le matériel dont on a disposé pour créer les jets de plasma. Plus particulièrement nous décrivons les injecteurs et l'alimentation utilisés. Puis nous présentons la strioscopie qui est une méthode expérimentale de visualisation du canal d'hélium en sortie d'injecteur. Pour finir, nous détaillons les deux modèles numériques utilisés dans ce travail. Le premier est une solution commerciale de CFD (« Fluent ») qui permet de simuler le jet d'hélium dans l'air sans plasma. Le second est un modèle de décharge, nommé GDSim, développé au sein de l'équipe GREPHE, qui a permis de simuler la génération et la propagation du plasma.

2.2 Outils expérimentaux

2.2.1 Injecteurs

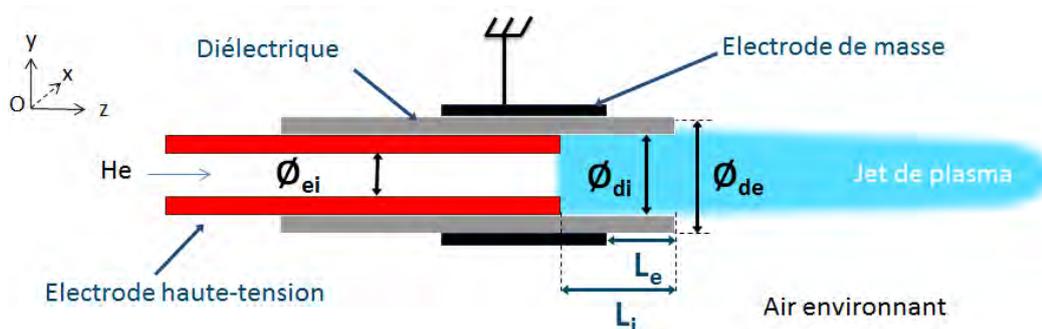


Figure 2-1 : Vue en coupe d'un injecteur.

Nous avons utilisé différents injecteurs pour faire des jets de plasma qui ont été fournis par l'équipe de Vincent Puech du laboratoire LPGP. Ils sont tous réalisés à partir d'une électrode interne métallique creuse cylindrique portée à haute tension. Cette électrode est insérée dans un tube diélectrique. Un flux d'hélium passe à travers l'électrode interne puis le diélectrique pour enfin déboucher dans l'air environnant (cf. Figure 2-1). Ces injecteurs diffèrent essentiellement par leurs caractéristiques géométriques et les matériaux les constituant (cf. Tableau 2.1). Il faut noter que pour limiter les décharges se faisant directement entre l'électrode interne et l'électrode de masse en contournant le diélectrique, nous avons rajouté une couche de colle isolante sur cette dernière. L'électrode interne de l'injecteur LPGP 2 est déplaçable.

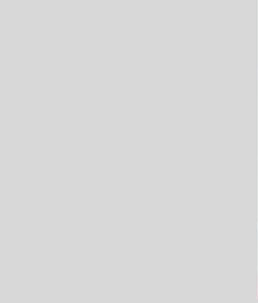
Injecteur	LPGP 1	LPGP 1 bis	LPGP 2	LPGP 2 bis
				
Diélectrique	quartz	quartz	plastique	plastique
\varnothing_{ei}	1.6	1.6	0.7	0.7
\varnothing_{di}	2.35	2.1	1	1
\varnothing_{de}	4	3.25	8	8
L_e	2	2	≈ 3	3
L_i	6	1	≈ 5	6

Tableau 2.1 : Récapitulatif des caractéristiques géométriques des injecteurs utilisés. Les dimensions sont données en millimètres. Pour l'explication des abréviations cf. Figure 2-1.

2.2.2 Alimentation

L'alimentation impulsionnelle utilisée pour générer les jets de plasma a été développée au LPGP. Le schéma simplifié du générateur d'impulsion est présenté sur la Figure 2-2. Pour une explication plus précise de son fonctionnement, se référer à [7]).

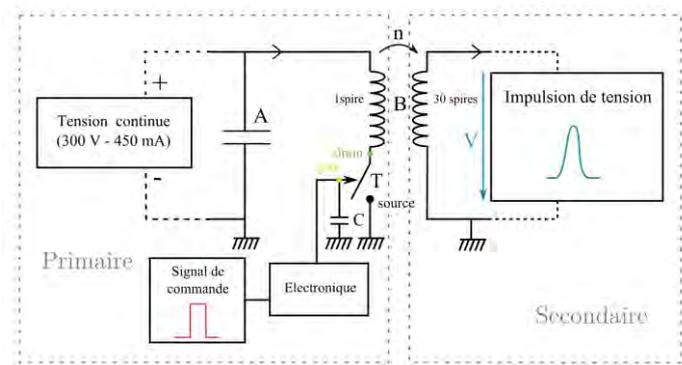


Figure 2-2 : Schéma simplifié du générateur d'impulsion (extrait de [7]).

Elle peut fournir des impulsions de tension, nommée par la suite pulse, allant de 3 kV à 7 kV ayant un front de montée de 200 ns et une durée de 400 ns. La fréquence maximale de répétition des pulses de tension est de 50 kHz. Le front de montée et la durée du pulse sont des

paramètres fixés. La forme du signal à la sortie de cette alimentation est montrée sur la Figure 2-3 on voit des « rebonds » de faible amplitude après le pulse.

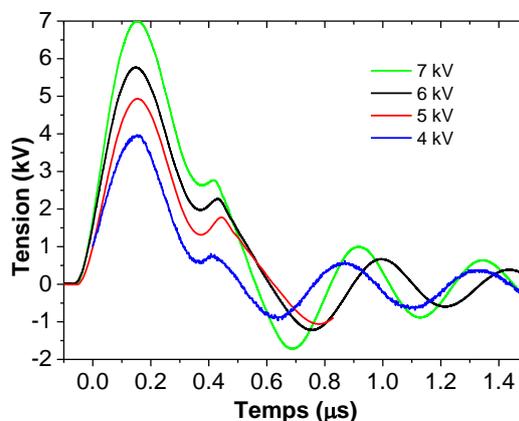


Figure 2-3 : Forme du signal impulsionnel appliqué

Le système d'alimentation inclut un générateur d'impulsions qui sert de système de commande (Standford DG535), une alimentation continue (Midec SK600-0.5) et le module impulsionnel (créé au LPGP). On fait varier l'amplitude des pulses en changeant la tension de l'alimentation continue. Pour chaque fréquence de répétition des pulses, il existe une valeur minimale à respecter sur l'alimentation continue. En effet l'électronique de commande est auto alimenté par la tension continue d'entrée. Ceci a pour conséquence que plus la fréquence de répétition des pulses est élevée, plus l'amplitude minimale des pulses est grande.

Si cette tension minimale n'est pas respectée on a un comportement particulier de l'alimentation illustré sur la Figure 2-4. Celle-ci fait une série de pulse correctes (tension, largeur, temps de montée, fréquence de répétition), suivie d'un temps sans pulse durant environ 1 ms. Ce comportement a des conséquences qui sont exposées dans la section 3.3.1.

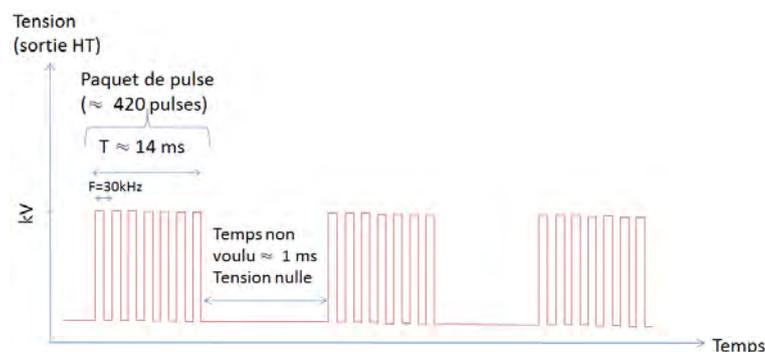


Figure 2-4 : Illustration du comportement de l'alimentation impulsionnelle quand l'alimentation continue est trop faible pour la fréquence de répétition voulue (ici 30 kHz). Il y a des séries de pulses à la fréquence voulue séparées par un temps avec une tension nulle (non voulu).

2.2.3 Strioscopie

Présentation de la méthode

La strioscopie est une méthode optique qui permet la visualisation d'écoulement normalement invisible à l'œil nu [32]. Elle nécessite la traversée de l'écoulement par un faisceau de lumière, ce qui généralement n'introduit pas de perturbation dans ce milieu. C'est donc une technique non intrusive.

Grossièrement cette méthode est basée sur la déviation de la lumière incidente due au gradient d'indice de réfraction introduit par le milieu. En effet, l'hélium se comporte du point de vue optique comme un « objet de phase », c'est-à-dire que son seul effet sur la lumière incidente est de modifier le temps de parcours des ondes qui le traverse. La strioscopie est un moyen de transformer les différences de phase introduites par l'hélium en différences d'amplitudes visible à l'œil nu.

Déviation de la lumière dans un milieu présentant un gradient d'indice de réfraction [33]

Il est bien connu que la lumière traversant un milieu présentant une variation d'indice de réfraction suit une trajectoire courbe (conséquence de l'application du principe de Fermat⁵). Prenons deux rayons lumineux passant respectivement par les points A et B à un instant t_0 donné dans un milieu ayant une faible variation d'indice de réfraction. A un instant plus tard t_1 les deux rayons sont respectivement aux points A' et B'. L'indice de réfraction du milieu est donné par la relation suivante :

$$n = \frac{c_0}{c} \tag{2-1}$$

Avec c_0 la vitesse de la lumière dans le vide et c la vitesse de la lumière dans le milieu considéré. Par conséquent :

$$n \cdot d = \frac{c_0}{\frac{d}{t}} \cdot d = c_0 \cdot t \tag{2-2}$$

⁵ La lumière se propage d'un point à un autre sur des trajectoires telles que la durée du parcours soit localement minimale.

Avec d la distance parcourue par le rayon lumineux pendant le temps t .

Appliquons cette relation aux deux rayons précédents :

$$n_1 \widehat{AA'} = n_2 \widehat{BB'} = c \cdot (t_1 - t_0) \quad 2-3$$

Avec $\widehat{AA'}$ la distance géométrique entre A et A' et $\widehat{BB'}$ la distance géométrique entre B et B'.

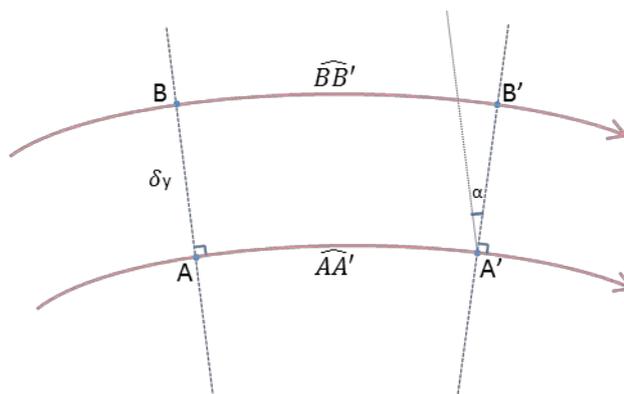


Figure 2-5 : Déviation d'un front d'onde par une faible variation d'indice de réfraction.

On voit sur la Figure 2-5 que la droite (A'B') est inclinée d'une quantité α par rapport à AB. En considérant que α est petit et en utilisant la relation précédente :

$$\tan(\alpha) = \alpha = \frac{\widehat{BB'} - \widehat{AA'}}{\delta y} = \frac{\widehat{BB'}}{n_1} \frac{n_1 - n_2}{\delta y} \quad 2-4$$

Si l'on considère A et B proches et donc A' et B' proches aussi et en posant $\widehat{BB'} \equiv d$, on peut écrire :

$$\alpha = \frac{d \delta n}{n \delta y} \quad 2-5$$

Cette loi nous dit que l'angle de déviation est directement proportionnel au gradient d'indice de réfraction. La loi de Gladstone ([34]) relie l'indice n de réfraction du milieu à la masse volumique ρ :

$$n - 1 = K \cdot \rho \quad 2-6$$

où K est la constante de Gladstone qui dépend du gaz considéré, de la température, de la pression et de la longueur d'onde de la lumière incidente.

En injectant dans l'équation 2-5 la relation 2-6 et on lie directement le gradient de densité à l'angle de déviation :

$$\alpha = \frac{Kd}{1 + K\rho} \frac{\delta\rho}{\delta y} \quad 2-7$$

Il faut noter que les visualisations obtenues sont intégrées sur tout l'écoulement et ne représentent en aucun cas les gradients de densité de l'écoulement dans un plan. Dans notre cas le gradient de densité est dû au mélange entre l'hélium et l'air.

Approfondissement [33]

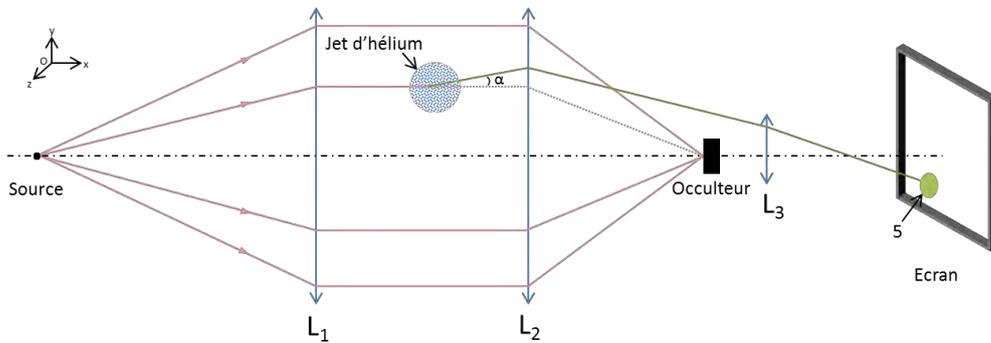


Figure 2-6 : Principe de la strioscopie.

Le jet d'hélium est orienté dans la direction Oz. Un faisceau de lumière est émis par une source ponctuelle (cf. Figure 2-6) qui traverse l'objet que l'on veut étudier (ici le jet d'hélium) en passant par un système de lentilles (L₁ – L₂) et converge sur un occulteur. Si l'objet étudié ne présente aucune inhomogénéité optique (rayon rouge sur la figure), tous les rayons seront arrêtés par l'occulteur et on aura une absence d'image sur l'écran. Par contre, s'il présente une inhomogénéité optique, les rayons seront déviés (rayon vert). Si cette déviation est suffisamment importante ceux-ci passeront au-dessus de l'occulteur. En plaçant une lentille de projection (L₃) derrière l'occulteur, il est possible de projeter ces rayons sur l'écran et d'obtenir une image (5) des inhomogénéités qui ont déviées les rayons.

La méthode de Foucault repose sur le même principe à deux différences près. La source n'est plus ponctuelle mais rectangulaire et on remplace l'occulteur par un couteau de Foucault qui a la particularité d'avoir une arrête saillante et rectiligne, parallèle à Oz. Le couteau ne va pas occulter entièrement l'image de la source mais une partie de celle-ci. En l'absence

d'inhomogénéité optique, l'écran recevra la partie non masquée, de largeur L , de la lumière provenant de la source. L'éclairement sur l'écran sera donc uniforme et proportionnel à L .

Si un point de l'objet présente une inhomogénéité optique (c'est-à-dire un gradient d'indice de réfraction dans le sens Oy), l'image de la source sera décalée d'une distance δL parallèle au couteau. La Figure 2-7 montre que cette distance est égale à :

$$\delta L = f_2 \tan(\alpha) \cong f_2 \alpha \quad 2-8$$

Avec f_2 la distance focale de la lentille L_2 . L'angle β est très faible donc $OA = f_2$

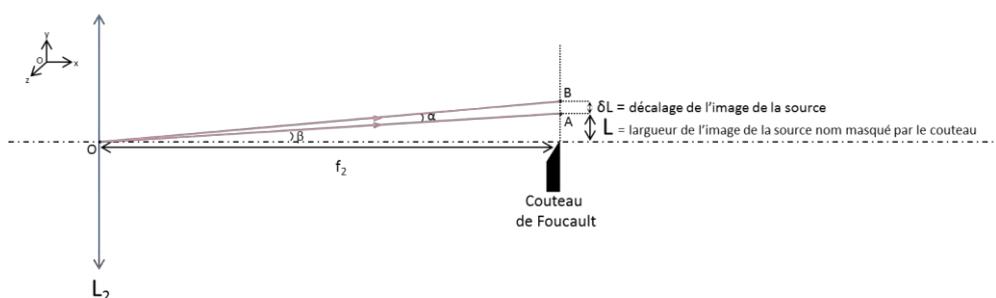


Figure 2-7 : Décalage de l'image de la source par variation d'indice de réfraction

L'éclairement, nommé El , sur le récepteur aura donc varié de :

$$\frac{\delta El}{El} = \frac{(L + \alpha f_2) - L}{L} = \frac{\alpha f_2}{L} \quad 2-9$$

En utilisant la relation 2-5 on obtient :

$$\frac{\delta El}{El} = \frac{f_2}{L} \frac{d \delta n}{n \delta y} \quad 2-10$$

On a bien la variation d'éclairement qui est proportionnel au gradient d'indice de réfraction. Nous avons vu plus haut que la loi de Gladstone lie la densité à l'indice de réfraction et que l'hélium a une densité bien plus faible que l'air. Cette méthode est donc appropriée pour visualiser le jet d'hélium dans l'air.

Le banc de strioscopie que j'ai utilisé à l'ISAE pour visualiser l'écoulement d'hélium dans l'air à la sortie des injecteurs est équivalent à la méthode exposé précédemment sauf qu'il utilise un montage bien connu dit montage en « Z » [35] où les lentilles L_1 et L_2 sont remplacées par des miroirs paraboliques (cf. Figure 2-8). Le principe de fonctionnement de ce système est identique. Ce montage à l'avantage de réduire la place prise par celui-ci.

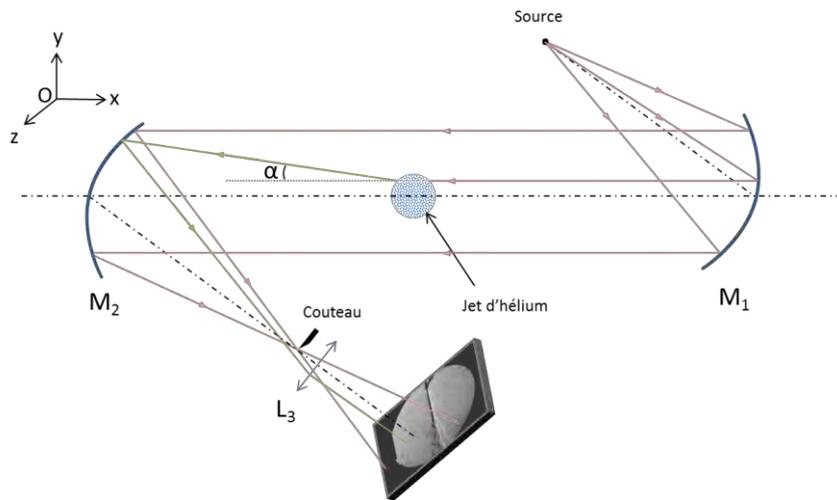


Figure 2-8 : Schéma du montage en "z"

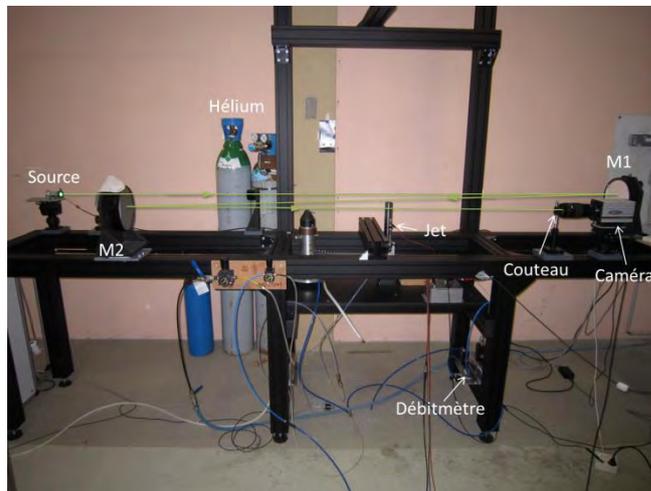


Figure 2-9 : Image du montage expérimental. La source est une diode verte de longueur d'onde de 525nm et la caméra est une IDT X-Streal XS-3.

2.3 Outils de Simulation

2.3.1 Fluent®

Afin de connaître le champ de concentration molaire en hélium à la sortie de l'injecteur nous avons utilisé un modèle commercial de CFD (« Computational fluid dynamics ») nommé Fluent® version 13. Il résout les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, une équation de conservation des espèces car l'écoulement comporte un mélange entre l'hélium du jet et l'air environnant. Pour de plus amples informations sur les équations et les méthodes de résolution de Fluent® voir [36].

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad 2-11$$

avec ρ la masse volumique du fluide et \vec{v} la vitesse.

Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \bar{\tau} \quad 2-12$$

avec p la pression statique, $\bar{\tau}$ le tenseur des contraintes qui prend en compte les forces visqueuses par unité de surface.

Le tenseur des contraintes est donné par :

$$\bar{\tau} = \mu [(\vec{\nabla} \vec{v} + \vec{\nabla} \vec{v}^T) - \frac{2}{3} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} I] \quad 2-13$$

avec μ la viscosité dynamique, I le tenseur unitaire.

Equation de conservation des espèces

$$\frac{\partial(\rho Y_h)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} Y_h) = \vec{\nabla} \cdot (\rho D_{h,air} \vec{\nabla} Y_h) \quad 2-14$$

où Y_h est la fraction molaire d'hélium et $D_{h,air}$ est le coefficient de diffusion massique de l'hélium dans l'air.

Condition aux limites et domaine de simulation

Le domaine de simulation est 2D axisymétrique. L'axe de symétrie est l'axe x. Le domaine a une longueur de 31 cm et un rayon de 6 cm. La longueur de l'injecteur fait 3 cm. Nous avons réalisé plusieurs simulations avec différents diamètres et des injecteurs présentant une

expansion brutale peu avant la sortie. La température est fixée à 300°K. Des tests de convergence au maillage ont été réalisés.

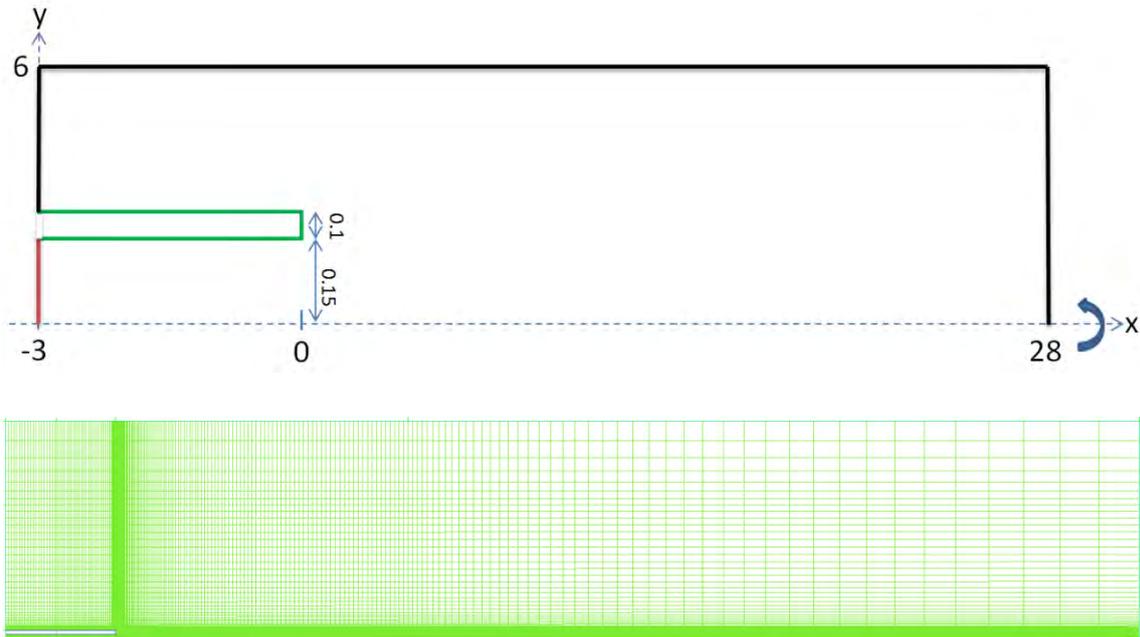


Figure 2-10 : (en haut) Domaine de simulation. Le schéma n'est pas à l'échelle. Les données sont en cm. (en bas) Maillage du domaine de simulation. Ici le schéma est à l'échelle.

Le domaine est initialement rempli d'air avec une vitesse nulle. Puis on impose un débit d'hélium uniforme sur la frontière rouge (à gauche). Sur les parois de l'injecteur (en vert sur la figure) on applique des conditions de non glissement (la vitesse tangentielle à la surface solide est nulle).

Sur les frontières en noir sur la figure on impose la pression atmosphérique.

Le maillage est composé de 23 000 éléments et est raffiné au niveau des zones d'intérêt (cf. Figure 2-10 en bas). La plus petite maille fait 80x11µm.

Les sorties du modèle sont entre autres, le champ de pression, le champ de vitesse et le champ de concentration.

2.3.2 GDSim

Pour réaliser les simulations de jet de plasma, j'ai utilisé un modèle existant développé par J.P. Bœuf nommé GDSim (Glow Discharge Simulation). Pour une description plus détaillée du modèle, se référer à [37]. Ce modèle est un modèle fluide qui utilise deux équations pour décrire le transport des électrons, deux pour les ions (continuité, conservation de la quantité de

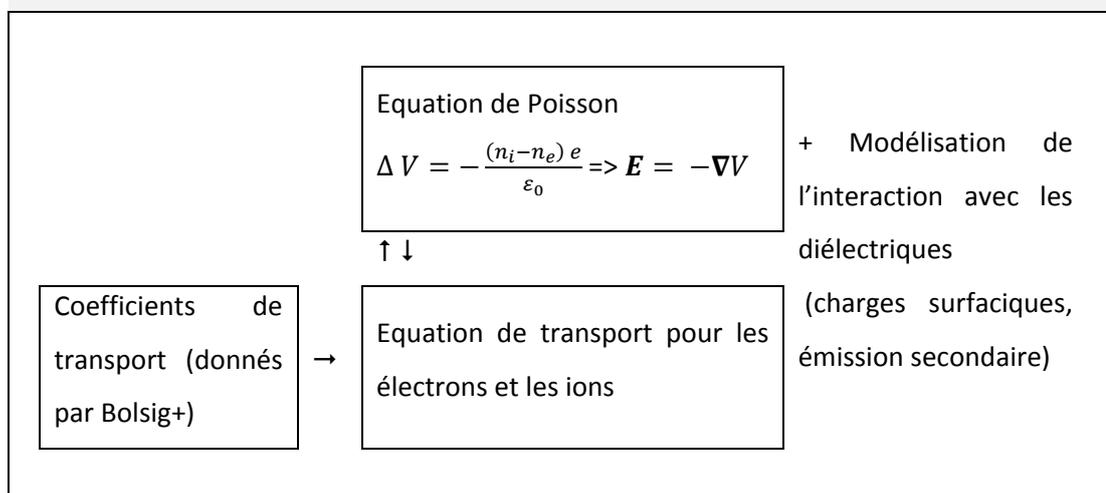
mouvement) couplées à l'équation de Poisson pour le potentiel. L'équation de conservation de la quantité de mouvement est écrite en terme de dérive-diffusion, c'est-à-dire que l'on néglige les termes d'inertie.

	Electron	Ion
Continuité	$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_e) = n_e N k_i$	$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \mathbf{v}_i) = n_i N k_i$
Conservation de la quantité de mouvement	$n_e \mathbf{v}_e = -n_e \mu_e \mathbf{E} - D_e \nabla n_e$	$n_i \mathbf{v}_i = n_i \mu_i \mathbf{E} - D_i \nabla n_i$

Tableau 2.2 : Equations de transport du modèle.

Avec n_e et n_i la densité électronique et ionique, \mathbf{v}_e et \mathbf{v}_i la vitesse des électrons et des ions, N la densité de neutres, μ_e et μ_i la mobilité électronique et ionique, D_e et D_i le coefficient de diffusion électronique et ionique, E le champ électrique. Dans la figure suivante : e est la charge élémentaire, V est le potentiel, et ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide.

Entrées du modèle : le type de gaz, la pression, la température; la géométrie du système, l'alimentation



Sorties du modèle : le champ électrique, les densités de particules (chargées ou pas), la température électronique en fonction du temps et de l'espace

Figure 2-11 : Organigramme du principe de fonctionnement de GDSim.

La Figure 2-11 présente l'organigramme simplifié du fonctionnement du modèle. GDSim suppose que la physique régissant les jets de plasma présente une symétrie cylindrique. Il calcule la répartition du potentiel électrique en résolvant l'équation de Poisson avec des conditions aux

limites appropriées. Du potentiel, il calcule le champ électrique, puis il en déduit le champ réduit qui est la norme du champ électrique divisé par la densité de neutres. Afin de résoudre les équations du transport pour les espèces chargées (cf. Tableau 2.2), il est nécessaire d'avoir les coefficients de transport et le taux d'ionisation. On suppose ici que ces coefficients sont une fonction du champ réduit local, ce qui certes est une approximation mais qui est plus ou moins valable dans nos conditions [38]. On obtient le coefficient d'ionisation directe, la mobilité réduite et l'énergie moyenne en fonction de E/N en résolvant les équations de Boltzmann à l'aide de Bolsig+ [39]. Bolsig+ a besoin des sections efficaces des collisions électron-neutre (collision élastique, inélastique et ionisante) pour calculer les coefficients de transport et le coefficient d'ionisation [40].

On calcule le coefficient de diffusion pour les électrons avec la relation d'Einstein :

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{k_b T_e}{e} = \frac{2}{3} \frac{\epsilon_e}{e} \quad 2-15$$

Pour les ions on utilise la référence [41] pour la mobilité et on suppose que :

$$\frac{D_i}{\mu_i} = 0.1 \text{ eV} \quad 2-16$$

Dans ce modèle on ne considère pas de réactions chimiques, il n'y a que les collisions ionisantes entre les électrons et les atomes d'hélium. Le choix de ne pas avoir d'hélium métastable a d'abord été justifié par le fait que l'on voulait simplifier au maximum le modèle afin de comprendre les phénomènes clés régissant les jets de plasma. De plus la littérature a montré que la prise en compte des métastables ne modifie pas drastiquement les caractéristiques du plasma ([42][26]). On ne considère qu'une espèce ionique.

On fixe la température du gaz de travail à 300 K. Cette hypothèse est justifiée car les mesures expérimentales ne donnent pas une augmentation significative de cette température ([4][43][44][45]).

On travaille à la pression atmosphérique (760 torr) ce qui est équivalent à une densité de neutres de $2.45 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$.

Afin de permettre la propagation de l'onde d'ionisation on impose une pré-ionisation uniforme ($n_{e,0} = n_{i,0} = 10^{14} \text{ m}^{-3}$) dans tout le domaine. Cette densité initiale fournit les électrons libres qui peuvent correspondre soit aux électrons restant de la décharge du pulse précédent,

soit aux électrons créés par de la photo-ionisation. Il a été démontré que l'influence de cette densité initiale sur les propriétés du plasma est faible ([24][46][47]). Plus on augmente la pré-ionisation plus la vitesse du front d'ionisation est grande (dans [24] la vitesse maximale passe de $1.2 \cdot 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour une pré-ionisation de 10^6 cm^{-3} à $1.35 \cdot 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour une pré-ionisation de 10^8 cm^{-3}). D'autres modèles prennent en compte la photo-ionisation pour fournir les électrons germes ([4],[36],[43]–[45]). Les résultats de ces modèles avec ou sans photo-ionisation montrent que celle-ci ne joue pas un rôle essentiel dans la propagation. Quand on l'active la vitesse est plus grande (passant de $2 \cdot 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à $3.2 \cdot 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) et elle diminue l'aspect torique du plasma ([25]).

Condition aux limites et domaine de simulation

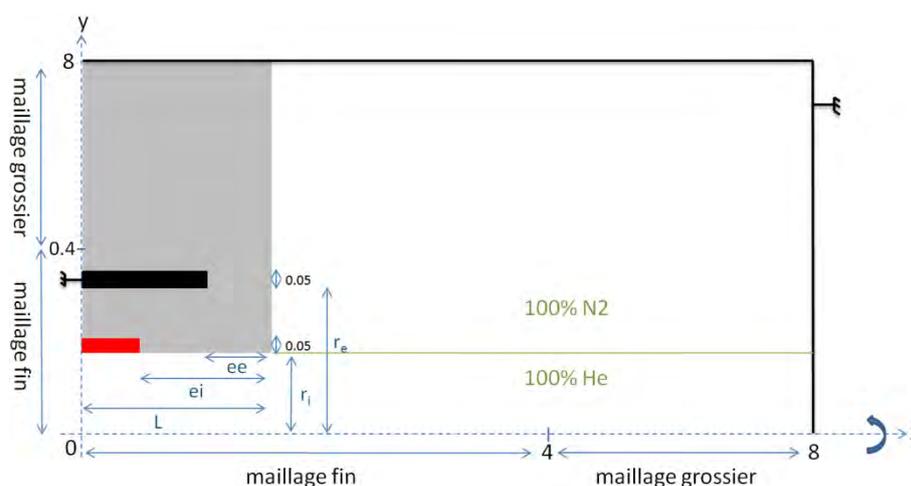


Figure 2-12 : Domaine de simulation. Le schéma n'est pas à l'échelle. Les données sont en cm. Le pulse de tension est appliqué sur l'électrode interne (rouge) tandis que l'électrode externe (noir) est à la masse. On impose une masse aussi tout autour du domaine (noir). En gris est représenté le diélectrique.

Le domaine de simulation est 2D axisymétrique. L'axe de symétrie est l'axe x. Le domaine est de 8 cm de longueur sur 8 cm de rayon.

On impose un potentiel nul à la frontière supérieure et à celle de droite (en noir). Sur la frontière de gauche on impose un gradient de densité et un gradient de potentiel nul pour simuler une dimension infinie.

Le maillage est composé de 400 000 mailles rectangulaires (1600 en x et 250 en y). Il y a un maillage fin de $24 \times 10 \mu\text{m}$ sur les 4 premiers centimètres en longueur et sur un rayon de 4 mm. Sur le reste du domaine le maillage est grossier. Il a été réalisé une étude avec un domaine plus grand ($20 \times 20 \text{ cm}$) pour confirmer la non-influence des bords du domaine à 8 cm. Il a aussi été réalisé un test de convergence au maillage [24].

On désigne par L la longueur entre $x=0$ et la fin du diélectrique, r_i est le rayon interne de l'injecteur et r_e est le rayon interne de l'électrode de masse. On désigne par e_e et e_i la distance entre la fin du diélectrique et respectivement la fin de l'électrode externe et la fin de l'électrode interne.

Pour notre cas de référence $L=8\text{mm}$, $r_i=1.5\text{mm}$, $r_e=3.5\text{mm}$, $e_e=5\text{mm}$, $e_i=7\text{mm}$. La permittivité du diélectrique est de 5, son coefficient d'émission secondaire est fixé à 0.3.

Coefficient de transport et coefficient d'ionisation

La Figure 2-13 donne les différents coefficients de transport et le coefficient d'ionisation qui ont été utilisés pour réaliser les simulations de décharge du chapitre 5.

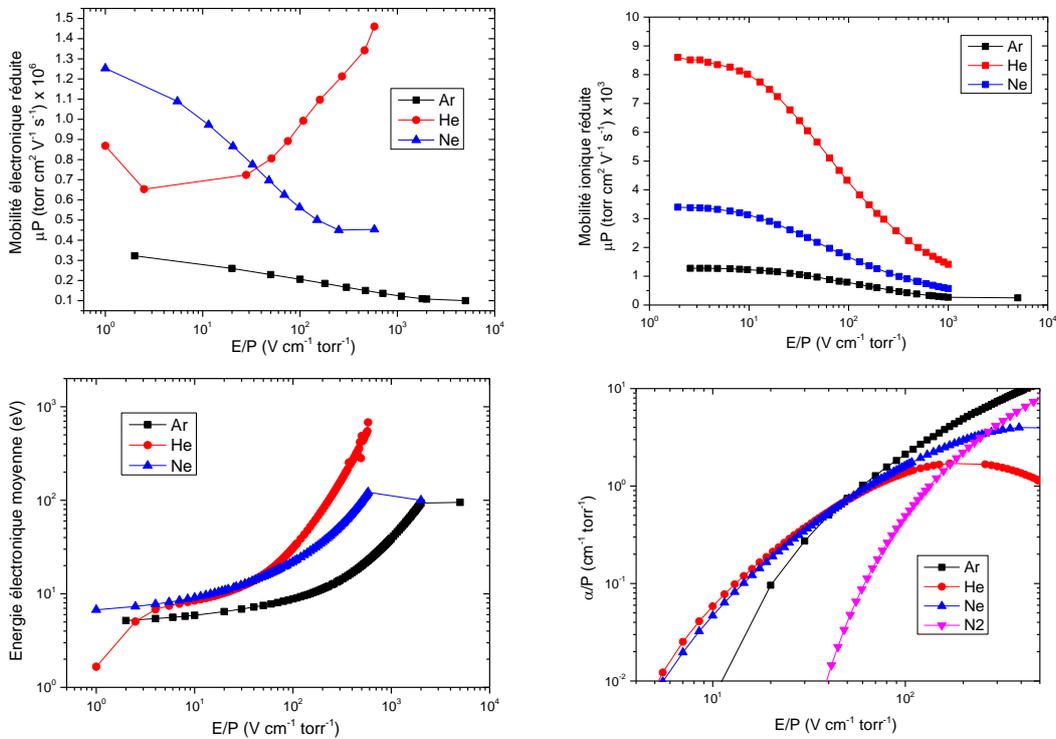


Figure 2-13 : (haut/gauche) Mobilité électronique réduite, (haut/droite) mobilité ionique réduite [41], (bas/gauche) énergie électronique moyenne et (bas/droite) coefficient d'ionisation réduit en fonction du champ réduit E/P^6 .

⁶ E/P ($\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{torr}^{-1}$) $\approx 0.322 E/N$ (Td) à 300 °K et 760 Torr
 $1 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1} \approx 4 \text{ Td} \approx 1.288 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{torr}^{-1}$ à 300 °K et 760 Torr

Pour mieux comprendre la suite, nous montrons ici le coefficient d'ionisation pour différents mélanges d'hélium et d'air (cf. Figure 2-14). Notons que le coefficient d'ionisation pour des champs faibles est plus élevé pour les concentrations d'azote faibles.

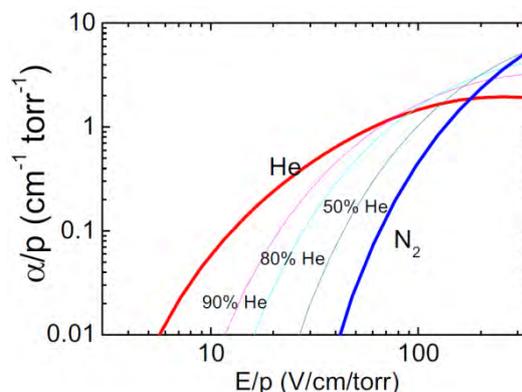


Figure 2-14 : Coefficient d'ionisation réduit en fonction du champ électrique réduit pour de l'hélium et un mélange d'hélium et d'air [24].

Signal de tension

La forme de la tension utilisée dans les simulations est de deux types : la première est une tension démarrante à 1kV et atteignant 5 kV en 100 ns puis qui reste constante à 5 kV. On l'appellera par la suite V_{cte} . La deuxième forme de tension utilisée est de la forme du pulse de tension fourni par l'alimentation du LPGP. La première tension permet plus facilement d'interpréter les résultats et de comprendre les phénomènes mis en jeu et la deuxième est nécessaire pour comparer les résultats issus des simulations et ceux expérimentaux issus de la référence [7].

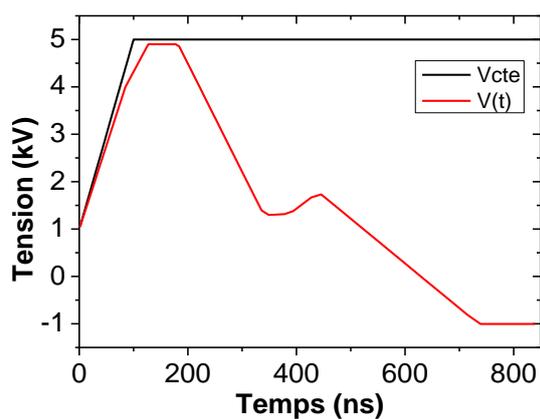


Figure 2-15 : Forme du signal de tension

Chapitre 3

Hydrodynamique : approche expérimentale et visualisation de l'écoulement par Strioscopie

Dans cette partie nous avons abordé deux axes. Le premier est la visualisation du jet d'hélium dans l'air sans plasma qui nous a permis de voir les paramètres qui modifient ce jet. Le second est une étude de l'influence du plasma sur l'hydrodynamique. Les expériences ont montré une influence importante du jet de plasma sur l'écoulement ce qui nous a dirigé vers l'exploration détaillée des paramètres permettant de minimiser ou de maximiser cette influence.

CHAPITRE 3	HYDRODYNAMIQUE : APPROCHE EXPERIMENTALE ET VISUALISATION DE L'ÉCOULEMENT PAR STRIOSCOPIE.....	51
3.1	Introduction.....	53
3.1.1	Le nombre de Reynolds.....	54
3.1.2	Généralité sur les jets : définition du cône potentiel, de la longueur d'abscisse de transition, et des paramètres qui les contrôlent	56
3.1.3	Estimation analytique de la longueur du cône potentiel	58
3.1.4	Utilisation de différents gaz (hélium, argon, néon).....	59
3.2	Mesure de la longueur de l'abscisse de transition sans plasma	62
3.3	Mise en évidence de la modification de la longueur de l'abscisse de transition par le plasma	64
3.3.1	Influence de la tension appliquée	64
3.3.2	Influence du nombre de Reynolds	66
3.3.3	Influence de la fréquence de répétition des pulses appliqués.....	68
3.3.4	Influence du signe des pulses appliqués	72
3.3.5	Influence de la position de l'électrode interne	73
3.3.6	Mesure de l'angle d'ouverture.....	74
3.4	Discussion	75
3.4.1	Estimation du temps lié à l'établissement du régime de Poiseuille dans un tube.....	76
3.4.2	Temps d'advection d'une perturbation	77
3.4.3	Estimation du temps de relaxation à partir de la viscosité cinématique	77
3.4.4	Estimation du temps de résidence du gaz dans l'injecteur.....	77
3.4.5	Estimation du temps lié à la fréquence propre du jet.....	77
3.4.6	Estimation de l'augmentation de la température et son impact sur le nombre de Reynolds	78
3.4.7	Tentative d'évaluation de la vitesse donnée aux neutres par le plasma	79
	Analytique	79
	Expérimental	80
3.4.8	Conclusion de la discussion	81

3.1 Introduction

Dans cette partie nous avons abordé deux axes : le premier est la visualisation du jet d'hélium dans l'air sans plasma, le second est l'influence du plasma sur l'hydrodynamique. Initialement, nous avons prévu d'étudier l'hydrodynamique, expérimentalement et numériquement, dans le seul but d'obtenir le champ de concentration en hélium à l'extérieur de l'injecteur. En effet, nous voulions introduire dans le modèle de décharge (GDSim) la variation de la composition du gaz dans lequel se propage le jet de plasma pour voir son impact sur les caractéristiques du jet de plasma. Mais les expériences ont montré une influence importante du jet de plasma sur l'écoulement ([50]–[54]) ce qui nous a dirigé vers l'exploration détaillée des paramètres permettant de minimiser ou de maximiser cette influence.

Il est connu que l'hydrodynamique influence la propagation du jet plasma puisque de nombreuses données expérimentales issues de la littérature montrent que la modification du débit d'hélium entraîne un changement dans la longueur du jet de plasma ([6], [15], [55]–[57]), ce qui souligne l'importance de la longueur du canal d'hélium sur la longueur du jet de plasma. C'est pourquoi dans un premier temps nous avons essayé d'obtenir la longueur du canal d'hélium en fonction du débit pour différents injecteurs sans plasma.

Puis nous nous sommes rendu compte de l'influence exercée par le plasma sur l'hydrodynamique ([51]–[54]). L'étude de ce phénomène est le deuxième but de ce chapitre. Nous nous sommes focalisés sur la seule donnée quantitative directement accessible avec notre outil expérimental de visualisation (la strioscopie) qui est la longueur de l'abscisse de transition. Cette longueur est la longueur à partir de laquelle le jet passe d'un régime laminaire à un régime turbulent. Dans la zone où le jet est turbulent, le mélange entre l'hélium et l'air est tellement important que le jet de plasma ne peut plus se propager. Nous nous sommes intéressés à cette longueur car elle donne une indication sur la longueur du canal d'hélium et sur la distance à partir de laquelle le jet de plasma ne pourra plus se propager à cause de l'hydrodynamique.

La référence [50] est la première à noter une influence du jet de plasma sur l'hydrodynamique, plus particulièrement, sur l'abscisse de transition. Une investigation plus approfondie a été faite sur cette interaction dans [45]. De plus la référence [58] a montré que l'on pouvait repousser plus loin la partie où les forces de flottabilité influent sur un jet horizontal d'hélium dans l'air. La référence [59] a montré que plusieurs jets de plasma assemblés l'un à côté de l'autre s'influençaient et modifiaient l'écoulement d'hélium sortant de chaque injecteur. Pour finir la référence [54] montre qu'avec un jet d'hélium à très faible débit et dirigé

verticalement vers le bas, l'allumage du plasma allonge le canal d'hélium dans leurs conditions de fonctionnement.

Dans la suite de ce chapitre nous donnerons une brève introduction sur les différents régimes d'un écoulement en fonction de leur nombre de Reynolds, puis nous ferons une introduction sur les jets en définissant la longueur du cône potentiel et de l'abscisse de transition, puis nous présenterons nos résultats expérimentaux portant premièrement sur l'influence de la géométrie interne de l'injecteur sur le canal d'hélium puis sur l'influence de la création du plasma sur l'abscisse de transition en fonction du débit, de la tension d'alimentation, de la fréquence de répétition des pulses, du signe des pulses appliqués et de la géométrie interne de l'injecteur utilisé pour finir par une discussion donnant des pistes d'explications du phénomène.

3.1.1 Le nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est un nombre adimensionnel qui quantifie le rapport entre l'advection et la diffusion de la quantité de mouvement et non la diffusion de la matière. Autrement dit, il mesure l'importance relative des forces inertielles liées à la vitesse et des forces de frottement liées à la viscosité. Il est défini par la relation suivante :

$$Re = \frac{U L}{\nu} \quad 3-1$$

Avec U la vitesse débitante⁷ dans le diélectrique, L longueur caractéristique (pour un écoulement dans une conduite cylindrique, pour un jet on prend le diamètre interne de l'injecteur noté ici \varnothing_{di}) et ν la viscosité cinématique⁸.

A faible nombre de Reynolds, l'écoulement est dans le régime laminaire où les forces de viscosité dominent. Le frottement qu'elles créent entre deux couches fluides maintient leur cohésion ce qui limite le cisaillement de vitesse et favorise un régime d'écoulement laminaire.

⁷ Vitesse moyenne sur la section

⁸ $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ avec ν la viscosité cinématique, μ viscosité dynamique, ρ la densité.

En augmentant petit à petit le nombre de Reynolds on passe d'un régime laminaire à transitoire puis turbulent où les forces inertielles dominent.

Dans le cas d'une conduite cylindrique le nombre de Reynolds critique qui caractérise le passage d'un régime laminaire à un régime turbulent est d'environ 2000 [60].

Le régime d'un écoulement prêt d'un obstacle est facilement reconnaissable. Si l'écoulement semble se faire de manière bien parallèle après un obstacle alors on dit que le régime est laminaire. Par contre si après l'obstacle l'écoulement est le siège de tourbillons dont la taille, la localisation et l'orientation varient constamment alors le régime est dit turbulent. Dans un régime laminaire les petites perturbations introduites par l'obstacle dans l'écoulement sont atténuées par la viscosité du liquide qui agit comme un frottement qui va freiner les perturbations alors que dans le cas turbulent les perturbations donnent naissance à des tourbillons. Un écoulement turbulent est généralement instationnaire mais il peut être considéré comme stationnaire en moyenne, ce qui permet de décomposer par exemple le champ de vitesse par une composante moyenne à laquelle on additionne des fluctuations ($U = \bar{U} + u'$).

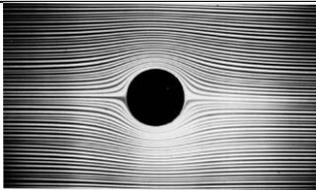
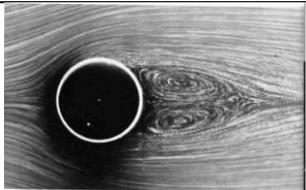
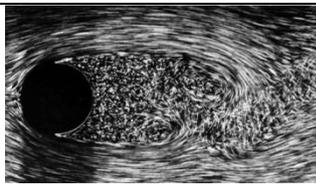
Re	Écoulement à l'abord d'un obstacle cylindrique (observation expérimentale)	Comportement
$1 < Re$		L'écoulement est rampant ou de Stokes L'écoulement est stationnaire. Les lignes de courant collent à l'obstacle.
$5 < Re < 40$		L'écoulement est stationnaire. Il y a apparition de deux tourbillons contra-rotatifs après l'obstacle.
$Re > 2000$		L'écoulement est fortement turbulent et instationnaire.

Figure 3-1 Écoulement d'un fluide à l'abord d'un obstacle cylindrique en fonction du nombre de Reynolds. Les images sont extraites de la référence [61]

3.1.2 Généralité sur les jets : définition du cône potentiel, de la longueur d'abscisse de transition, et des paramètres qui les contrôlent

Les jets étudiés ici sont des jets d'hélium s'épanouissant dans l'air environnant à pression atmosphérique et température ambiante. L'hélium est soufflé à travers un tube cylindrique ayant un orifice circulaire dirigé vers le haut afin de maximiser l'axisymétrie du système en limitant les effets de flottabilité. Ces jets sont dits à densité variable (car le mélange entre l'hélium et l'air induit une modification de la densité), libre (il n'y a pas d'obstacle en sortie) [62]. Ils sont considérés incompressibles car le nombre de Mach⁹ est inférieur à 0.3 ([63], [64]).

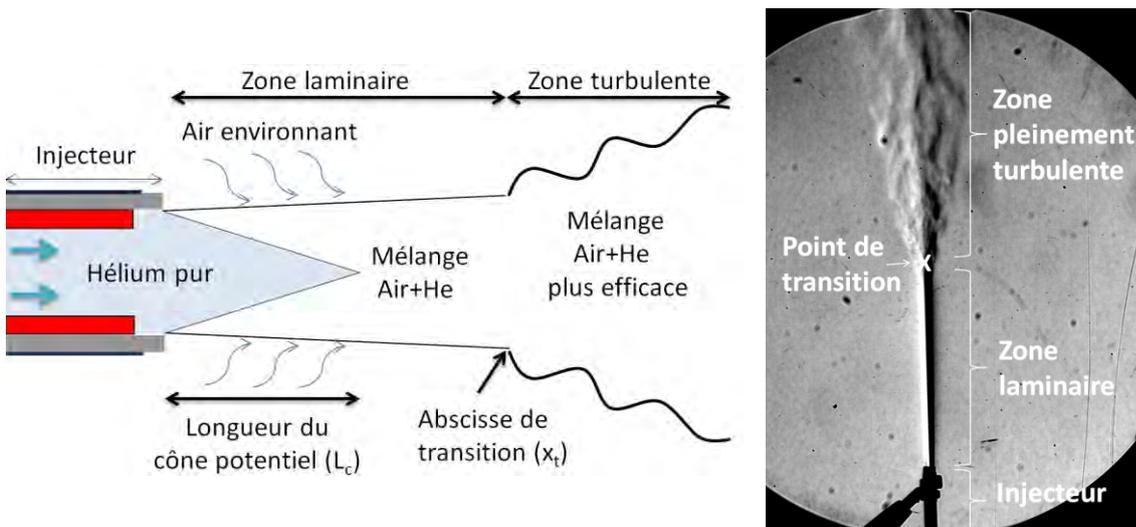


Figure 3-2 : (à gauche) Schéma d'un jet d'hélium dans l'air. (à droite) Image de strioscopie d'un jet d'hélium dans l'air dirigé vers le haut, fait avec l'injecteur n°1 du LPGP (2.2.1) et pour un débit de 500 sccm¹⁰. Le champ de vision est d'environ 20 cm.

On peut diviser un jet en trois parties (Figure 3-2). La première est le cône potentiel. Ce cône potentiel est un volume dans lequel aucun mélange ne se produit. La vitesse, la température et la concentration γ sont constantes [62]. Une évaluation de la longueur du cône potentiel est donnée dans la section 3.1.3. Après cette zone, le jet reste laminaire, c'est-à-dire qu'il continue d'exister un canal stable bien visible d'hélium dans l'air environnant même si l'hélium n'est plus

⁹ Le nombre de Mach est défini par $Ma = U/c$ avec U la vitesse du gaz et c la vitesse du son dans le milieu. Il permet de définir un paramètre afin de savoir si les effets de compressibilité dans l'écoulement sont négligeables. Rappel : la vitesse du son dans un gaz parfait est donnée par la formule suivante $\sqrt{\gamma p/\rho}$ avec γ le coefficient isentropique égal à 1.67 pour l'hélium à pression atmosphérique et température ambiante. La vitesse du son correspondante est d'environ 1000 m·s⁻¹

¹⁰ sccm : standard cubic centimeter per minute une unité de débit de gaz sous des conditions standard de pression et de température.

pur. Ensuite vient la zone pleinement turbulente, où le jet subit de nombreuses fluctuations, la frontière entre le jet et l'air n'est plus clairement définie, l'angle d'ouverture est bien plus important. Dans cette zone, le mélange entre l'hélium et l'air est fortement augmenté. En augmentant le débit, on augmente le nombre de Reynolds, et le point de transition se rapproche de la sortie de l'injecteur ce qui peut réduire la zone laminaire et même raccourcir la longueur du cône potentiel.

La strioscopie est une méthode de diagnostic qualitative et non intrusive (cf. 2.2.3), ne nécessitant aucun ensemencement de l'écoulement. Les visualisations obtenues sont intégrées sur tout l'écoulement et ne représentent pas les gradients de densité de l'écoulement dans un plan. Par conséquent, nous avons utilisé la seule grandeur qui est directement accessible par une simple visualisation des images de strioscopie. Cette grandeur est la longueur de l'abscisse de transition que l'on voit sur la Figure 3-2 à droite. Cette figure montre un canal d'hélium dans l'air environnant sortant d'un injecteur dirigé vers le haut. Sur les images de strioscopie le canal d'hélium, pour nos conditions, est composé de deux zones. La première, proche de la sortie, est bien délimitée avec un diamètre égal au diamètre interne du diélectrique. Dans cette partie l'hélium est dans un régime laminaire. Dans la seconde zone, à partir du point de transition indiqué sur la figure, il y a de la turbulence, caractérisée par un fort angle d'ouverture et l'existence de structures non homogènes. Dans cette partie il y a un fort mélange entre l'hélium et l'air.

Dans la section 3.2 nous nous intéressons à la longueur de l'abscisse de transition mesurée pour différents injecteurs sans plasma. Cette longueur est très sensible aux conditions expérimentales est pour un même couple de gaz (ici air/hélium) elle peut être influencée par :

- la matière et l'état de surface composant l'injecteur
- la présence d'une « marche » ou non, son épaisseur
- la distance séparant la sortie de l'injecteur et la marche
- l'épaisseur du tube à la sortie et la géométrie de sa sortie
- les conditions extérieures (vibration, température, pression)
- le profil de vitesse à la sortie de l'injecteur. En effet en fonction de ce profil de vitesse, le gradient de la vitesse qui existe entre l'air et l'hélium est plus ou moins grand. Plus ce gradient est important moins le jet est stable.

Nous avons réalisé des mesures systématiques de la longueur de l'abscisse de transition sans plasma que nous présentons à la section 3.2 et avec plasma à la section 3.3 en faisant varier

la géométrie interne (diamètre de l'injecteur, position des électrodes), le nombre de Reynolds, et les paramètres d'alimentation du plasma (fréquence de répétition des pulses, tension). La longueur de l'abscisse de transition est mesurée à partir de l'injecteur et jusqu'au point de transition. Parce que cette abscisse de transition varie autour d'un point au cours du temps pour une condition donnée, nous l'avons mesurée sur environ 100 photos du jet. Sur les graphiques du chapitre 3 les barres d'erreurs correspondent à deux fois l'écart type de ces mesures. Le but de ces expériences systématiques est de voir si le plasma a une influence sur la transition. Nous supposons que si l'abscisse de transition était déplacée par le jet plasma alors le champ de concentration en hélium et réciproquement le jet de plasma devaient aussi être modifié. Dans toutes les expériences réalisées le jet est vertical et dirigé vers le haut. Le champ de vision accessible par notre dispositif expérimental est de l'ordre 20 centimètres. C'est pourquoi sur certaines courbes présentées dans la suite de ce chapitre il y a des conditions pour lesquelles la seule information disponible est que l'abscisse de transition est au-delà du champ de vision maximal accessible. Sur les résultats présentés dans la suite, le champ de vision disponible varie faiblement, en fonction du réglage du banc de strioscopie ou tout simplement de la position de l'injecteur sur l'image.

3.1.3 Estimation analytique de la longueur du cône potentiel

Ce sous chapitre est issu d'une conversation privée avec Laurent Joly (Université de Toulouse, DAEP/ISAE).

Nous avons essayé d'estimer la longueur du cône potentiel en régime purement laminaire (faible débit). Supposons que le mélange entre l'hélium et l'air est une compétition entre l'advection et la diffusion massique, il peut donc être décrit par une simple équation d'advection-diffusion (cf. équation 3-2) :

$$\frac{\partial(\rho Y_h)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} Y_h) = \vec{\nabla} \cdot (\rho D_{he,air} \vec{\nabla} Y_h) \quad 3-2$$

avec ρ la densité volumique, Y_h la fraction molaire d'hélium et $D_{he,air}$ la diffusion massique de l'hélium dans l'air.

Le premier terme correspond à la partie instationnaire, le second est l'advection de la fraction molaire et le troisième est la diffusion.

On estime un temps d'advection (τ_a) sur la longueur du cône potentiel (L_c) à la vitesse du fluide sur l'axe (U_{axe}) divisé par 2 par :

$$\tau_a = \frac{2L_c}{U_{axe}} \quad 3-3$$

Généralement la longueur de diffusion (ici nommée L) dans un domaine à N dimensions spatiales est donnée par $L^2 = 2 N D_{he,air} \tau_d$. Or notre cas est ici 2D (la diffusion axiale est négligeable). On peut par conséquent estimer le temps de diffusion sur le rayon du jet :

$$\tau_d = \frac{\varnothing^2}{16 D_{he,air}} \quad 3-4$$

avec \varnothing le diamètre du jet et $D_{he,air}$ la diffusion massique de l'hélium dans l'air

En égalisant ces deux temps on estime une longueur de cône potentiel :

$$L_c = \frac{1}{32} \frac{U \varnothing^2}{D_{he,air}} \quad 3-5$$

Cette relation indique que la longueur du cône potentiel croît linéairement avec le débit¹¹ et que celle-ci est inversement proportionnelle à la diffusion massique qui, elle, dépend du type de gaz. Elle ne dépend pas de la viscosité cinématique qui retranscrit la diffusion de quantité de mouvement. Il faut bien noter que cette estimation n'est valable que dans un cas idéalisé purement laminaire. En effet plus on augmente le débit plus les instabilités sont grandes (car on augmente le nombre de Reynolds), et peuvent créer de la turbulence qui va venir « couper » ce cône potentiel.

3.1.4 Utilisation de différents gaz (hélium, argon, néon)

Bien que nous nous soyons focalisés sur les jets d'hélium, il est intéressant de les comparer avec des jets d'autres gaz, comme l'argon ou le néon, dans lesquels on peut aussi faire des jets de plasma. Dans une grande partie de la littérature des jets de plasma, les expérimentateurs choisissent d'utiliser le débit volumique ($m^3 \cdot s^{-1}$, $L \cdot \text{min}^{-1}$, $\text{sccm} \dots$) pour exprimer la valeur du débit.

¹¹ Le débit volumique est directement proportionnel à $U \cdot \varnothing^2$

Dans cette sous-section nous clarifions ce que cela implique pour la vitesse débitante, la longueur du cône potentiel et pour le nombre de Reynolds pour différents gaz.

Pour un écoulement dans une même conduite cylindrique, si l'on travaille avec différents gaz pour un même débit volumique ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$, $\text{sccm} \dots$), la vitesse débitante¹² de l'écoulement est la même car elle ne dépend que du débit et de la section de la conduite :

$$Q_{\text{volumique}} = U \text{ Aire} = U \pi \left(\frac{\emptyset}{2}\right)^2 \quad 3-6$$

avec Q le débit volumique, U la vitesse débitante ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)

Prenons des conditions typiques pour les jets de plasma. Calculons la vitesse débitante correspondant à un débit de $1 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ à pression atmosphérique et à 300°K , avec un injecteur de 3 mm de diamètre, on a :

$$U = \frac{Q_{\text{en l/min}}}{\pi \left(\frac{\emptyset}{2}\right)^2 * 60000} = 2.35 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad 3-7$$

Evaluons pour l'hélium, l'argon et le néon la longueur du cône potentiel avec la formule 3-5:

$$L_{c_{he}} = \frac{1}{32} 2.35 \cdot \frac{0.003^2}{8.04 \cdot 10^{-5}} = 0.8 \text{ cm} ; L_{c_{ne}} = \frac{1}{32} 2.35 \cdot \frac{0.003^2}{3.12 \cdot 10^{-5}} = 2 \text{ cm} ; L_{c_{Ar}} = \frac{1}{8} 2.35 \cdot \frac{0.003^2}{1.97 \cdot 10^{-5}} = 3.2 \text{ cm}$$

On obtient que la longueur du cône potentiel, sans prise en compte de la turbulence, est plus grande pour l'argon que pour le néon et que pour l'hélium.

Notons que la différence de densité entre le gaz constituant le jet et le gaz environnant est aussi un facteur d'instabilité. Plus celui-ci est grand, moins le jet est stable [65].

¹² Vitesse moyenne des particules franchissant la section de passage, pour un débit donné.

	Hélium	Néon	Argon
$M \text{ (g}\cdot\text{mol}^{-1})$	4.0026	20.18	39.948
$\rho \text{ (kg}\cdot\text{m}^{-3})$	0.1625	0.8278	1.6228
ρ_x/ρ_{air}	0.1354	0.6898	1.35
$\nu \text{ (m}^2\cdot\text{s}^{-1})$	$1.22\cdot 10^{-4}$	$3.75\cdot 10^{-5}$	$1.31\cdot 10^{-5}$
$D_{x,\text{Air}} \text{ (m}^2\cdot\text{s}^{-1})$	$8.04\cdot 10^{-5}$	$3.12\cdot 10^{-5}$	$1.97\cdot 10^{-5}$

Tableau 3.1 : Masse molaire, densité, viscosité cinématique et diffusion molaire pour l'hélium, l'argon et le néon à la pression atmosphérique et température ambiante [66].

Calculons le nombre de Reynolds correspondant à chaque gaz dans ces conditions :

$$Re_{he} = \frac{2.35 \cdot 0.003}{1.2 \cdot 10^{-4}} = 57 ; Re_{ne} = \frac{2.35 \cdot 0.003}{3.75 \cdot 10^{-5}} = 188 ; Re_{ar} = \frac{2.35 \cdot 0.003}{1.31 \cdot 10^{-5}} = 538$$

On a un nombre de Reynolds bien plus élevé dans l'argon que dans le néon qui lui-même est plus élevé que dans l'hélium. Or, comme on l'a vu précédemment, plus le nombre de Reynolds est grand, plus l'écoulement a de chance d'être turbulent ce qui risque de réduire la longueur de la zone laminaire et du cône potentiel.

A l'opposé si l'on fixe non pas le débit volumique mais le nombre de Reynolds on va avoir un cône potentiel pour le jet d'argon beaucoup plus court que pour le jet d'hélium car la vitesse débitante sera beaucoup plus faible.

Par exemple si l'on fixe un Re à 100 on aura une vitesse de :

$$U = \frac{\nu \cdot Re}{\emptyset} \quad 3-8$$

Ce qui donne une vitesse débitante pour les trois gaz :

$$U_{he} = \frac{1.2 \cdot 10^{-4} \cdot 100}{0.003} = 4 ; U_{ne} = \frac{3.75 \cdot 10^{-5} \cdot 100}{0.003} = 1.25 ; U_{ar} = \frac{1.31 \cdot 10^{-5} \cdot 100}{0.003} = 0.44$$

Evaluons pour l'hélium, l'argon et le néon la longueur du cône potentiel avec la formule 3-5:

$$L_{c,he} = \frac{1}{32} 4 \cdot \frac{0.003^2}{8.04 \cdot 10^{-5}} = 1.4 \text{ cm} ; L_{c,ne} = \frac{1}{32} 1.25 \cdot \frac{0.003^2}{3.12 \cdot 10^{-5}} = 1.1 \text{ cm} ; L_{c,ar} = \frac{1}{32} 2.35 \cdot \frac{0.003^2}{1.97 \cdot 10^{-5}} = 0.6 \text{ cm}$$

Pour un nombre de Reynolds fixé le jet d'hélium est le plus long.

En conclusion, nous avons montré qu'en l'absence de turbulence et pour un même débit volumique, la longueur du cône potentiel dans l'argon est environ quatre fois plus grande que dans l'hélium. Mais il faut relativiser cette conclusion car le nombre de Reynolds est aussi dix

fois plus grand pour l'argon, ce qui a tendance à rapprocher la turbulence, donc augmenter le mélange. Par contre si l'on fixe le nombre de Reynolds c'est le jet d'hélium qui est le plus long, vient ensuite le néon et pour finir l'argon. Dans la section 4.4.3, nous avons réalisé des simulations d'écoulement pour confronter ce résultat analytique à la modélisation.

3.2 Mesure de la longueur de l'abscisse de transition sans plasma

A l'aide de la strioscopie, nous avons réalisé des mesures systématiques des points de transition pour différents injecteurs et différents nombres de Reynolds. Les injecteurs se différencient par le matériel qui les constitue et par la présence ou non d'une géométrie complexe due à la présence d'une électrode interne qui introduit une expansion du diamètre interne de l'injecteur (« marche »). Sans plasma si les longueurs d'abscisses de transition divisées par le diamètre interne de l'injecteur ne se superposent pas, cela est sûrement dû au fait que nous n'avons pas une similitude exacte de géométrie entre les injecteurs : rapports diamètre interne sur diamètre externe différents, matériaux différents. La différence de rugosité entre les matériaux influe sur la vitesse proche des parois. Le rapport diamètre interne sur diamètre externe influe sur l'entraînement de l'air extérieur par le jet et donc sur les instabilités qui peuvent naître.

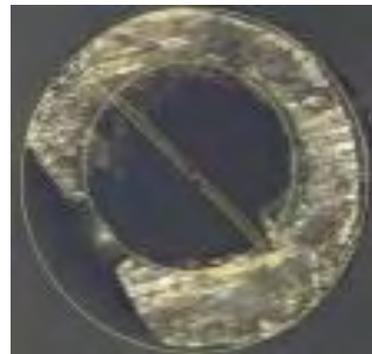
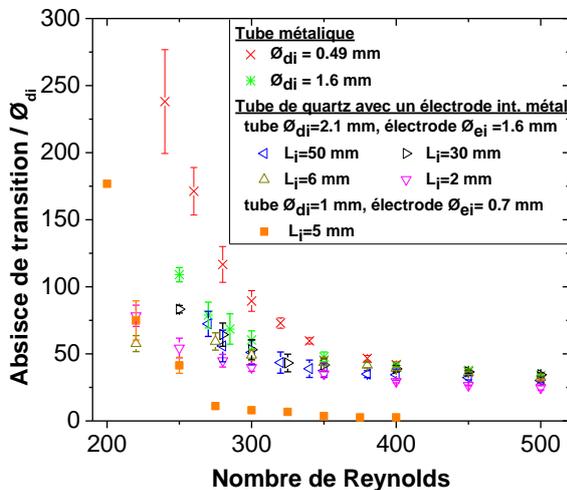


Figure 3-3 : (à gauche) Point de transition normalisé par le diamètre interne en fonction du nombre de Reynolds (calculé avec \varnothing_{di}). (à droite) Image de l'électrode de l'injecteur de la courbe orange faite au microscope numérique.

Sur la Figure 3-3, regardons premièrement la courbe rouge qui correspond à un injecteur de géométrie interne simple, c'est-à-dire sans marche. Pour un Reynolds de 240 l'abscisse de transition se situe à une distance de presque 250 fois le diamètre interne de l'injecteur soit environ 12 cm. En outre, plus on augmente le nombre de Reynolds plus la transition a lieu proche de l'injecteur, jusqu'à atteindre une valeur limite d'environ 25 fois l'injecteur (ici 1.2 cm).

Remarquons que les barres d'erreurs sont plus grandes quand le jet est plus long car, plus le jet va loin plus celui-ci est fragile et est facilement déstabilisé par une perturbation extérieure (vibration, courant d'air ...). On a le même comportement concernant le diamètre interne de l'injecteur, plus celui-ci est petit plus le jet est fin et plus il est sensible aux instabilités.

Restons dans le cas d'une géométrie sans marche et comparons la courbe rouge et la courbe verte qui se distinguent à première vue que par le diamètre interne. Pour un nombre de Reynolds supérieur à 400, la longueur du jet est la même pour un même nombre de Reynolds. Mais à plus faible nombre de Reynolds, l'injecteur de plus faible diamètre (courbe rouge) exhibe une transition plus éloignée. Cet écart de comportement entre les deux injecteurs n'est pas attendu quand on travaille sur des données normalisées. Une des raisons pouvant expliquer cette différence est la différence de l'état de surface de la sortie de l'injecteur. En effet si celle-ci présente des imperfections, la dynamique du jet peut-être considérablement modifiée. La courbe orange illustre bien ce problème. En effet, on s'est rendu compte que l'électrode interne constituant l'injecteur présentait un défaut majeur. Sur la figure de droite, il y a une image faite au microscope numérique de l'électrode interne qui présente un défaut, « un trou », en bas à droite. Ce défaut perturbe l'écoulement ; il modifie le profil de la vitesse dans l'injecteur ce qui a, par la suite, un impact sur le jet et effectivement cet injecteur à une longueur de jet qui est la plus courte (inférieure à 10 fois le diamètre de l'injecteur soit 1cm).

Les courbes restantes (bleue, noire, jaune, rose) ont été faites avec le même injecteur mais avec une position de marche différente (plus ou moins proche de la sortie de l'injecteur). Les courbes bleue et noire pour lesquelles la marche se situe à 50 mm et 30 mm, respectivement, se superposent. Par contre quand on rapproche la marche à 6 mm (jaune) et à 2 mm (rose) de la sortie, l'abscisse de transition se rapproche de la sortie ce qui suggère que quand la marche est éloignée le fluide peut parcourir une distance suffisamment importante après la marche pour l'oublier et réobtenir un profil de vitesse de Poiseuille¹³. Les jets sont plus longs pour ces cas-là. Dans la section 3.4.1 nous estimons la distance nécessaire pour que le profil de vitesse de Poiseuille se rétablisse après une perturbation et dans la section 4.3 nous avons réalisé une simulation d'un écoulement fait dans une conduite cylindrique présentant une expansion. Pour

¹³ Le profil de Poiseuille est le nom pour le profil de vitesse qui se met en place lors d'un écoulement dans une conduite cylindrique. Ce profil est parabolique. cf. section 4.2 & [67]

les caractéristiques géométriques données pour ce cas-ci (courbes bleue, noire, jaune, rose), et pour un nombre de Reynolds de 250, en utilisant l'équation 3-9, la distance pour l'établissement du régime de Poiseuille après la marche est estimée à 3.1 cm. Cette estimation est cohérente avec nos mesures car nous ne pouvons distinguer les cas où la marche est à 30 et 50 mm par contre quand la marche est soit à 2 soit à 6 mm de la sortie on obtient un jet plus court.

En conclusion le nombre de Reynolds a une influence sur la position de l'abscisse de transition. La géométrie de l'injecteur et l'état des différents éléments le constituant ont aussi une forte influence.

3.3 Mise en évidence de la modification de la longueur de l'abscisse de transition par le plasma

A l'aide des images de strioscopie nous avons mesuré l'abscisse de transition avec et sans plasma pour différentes conditions expérimentales.

3.3.1 Influence de la tension appliquée

Nous avons tracé le point de transition pour l'injecteur LPGP 2 bis (cf. Tableau 2.1) et la longueur du jet de plasma en fonction de la tension appliquée. Sur la Figure 3-4 le point de transition sans plasma est reporté en tiret noir et se situe aux alentours de 130 mm. Premièrement on remarque que quelle que soit la tension appliquée, le point de transition sans plasma est plus éloigné de la sortie de l'injecteur que lorsque le plasma est allumé. Autrement dit, la génération du plasma a raccourci la longueur de la zone laminaire pour ces conditions. De plus, l'abscisse de transition se raccourcit alors que la longueur du jet de plasma augmente avec l'augmentation de la tension.

Si l'on compare la longueur du jet de plasma et la longueur de l'abscisse de transition (courbe rouge et noire), on voit que dans ces conditions le jet de plasma est toujours plus court que l'abscisse de transition : le plasma ne se propage pas dans la zone turbulente. Ceci est cohérent avec l'hypothèse que l'on a faite dans les simulations de décharges réalisées dans le chapitre 5, qui est que le plasma se propage dans un canal d'hélium bien structuré. On reviendra sur ce point particulier dans la Figure 3-9.

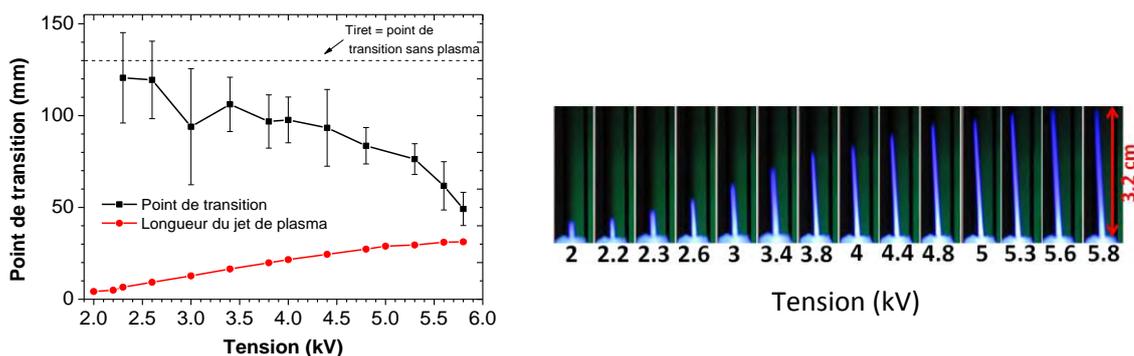


Figure 3-4 : (gauche) la courbe noire donne les points de transition en fonction de la tension, les tirets donnent le point de transition sans plasma et la courbe rouge donne la longueur du jet de plasma. Le plasma est généré à 20 kHz et $Re = 220$ avec l'injecteur LPGP 2 bis. (droite) Photos du jet de plasma en fonction de la tension pour les mêmes conditions que la figure de gauche.

Regardons maintenant l'influence du débit. Les différentes courbes sur la Figure 3-5 (gauche) montrent les mesures de l'abscisse de transition, en présence de plasma, en fonction de la tension d'alimentation pour l'injecteur LPGP 1. Les lignes horizontales en tiret sont les mesures de l'abscisse de transition sans plasma pour les mêmes nombres de Reynolds que les courbes indiquées par les symboles de même couleur. Comme pour la Figure 3-4, la génération du plasma mène à un rapprochement de l'abscisse de transition de l'injecteur à condition que l'on travaille à de faibles nombres de Reynolds ($Re < 360$). Pour les nombres de Reynolds inférieurs à 360, plus on augmente la tension, plus l'abscisse de transition est courte jusqu'à atteindre une longueur minimale. Pour un nombre de Reynolds grand, par exemple 470, l'abscisse de transition avec et sans plasma a la même longueur (environ 3 cm) quelle que soit la tension appliquée.

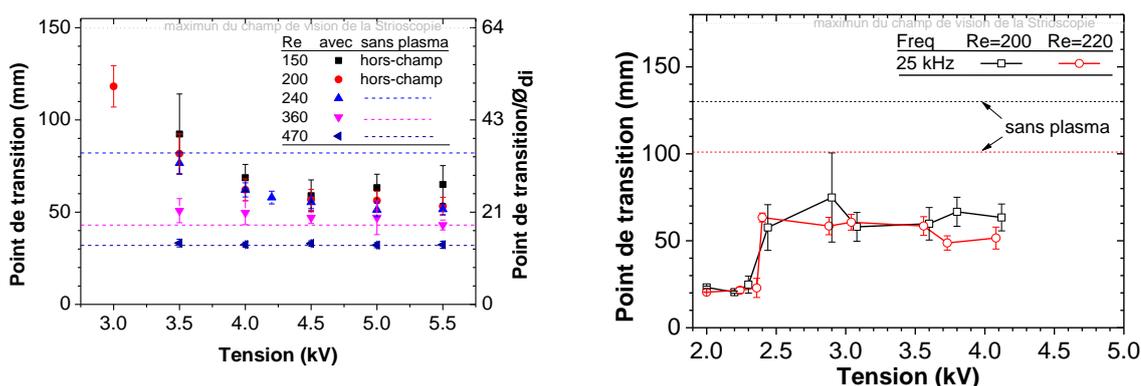


Figure 3-5 : Abscisse de transition en fonction de la tension avec plasma (point et ligne) et sans plasma (tirets) pour différents nombres de Reynolds (à gauche) pour l'injecteur LPGP 1 à 20 kHz et (à droite) pour l'injecteur LPGP 2 avec l'électrode interne à 5 mm à 25 kHz pour $Re=200$ et 220 .

Regardons maintenant Figure 3-5 (droite) qui correspond à l'injecteur LPGP 2 pour 2 nombres de Reynolds. On voit un net rétrécissement de l'abscisse de transition quand on allume le plasma.

Par contre on note un comportement différent que pour le cas de l'injecteur 1. Plus précisément, la zone laminaire est très courte pour des tensions faibles ce que l'on n'avait pas précédemment. Penchons-nous sur ces points qui ont une tension inférieure à 2.4 kV pour une fréquence de 25 kHz. Pour rappel dans le chapitre 2 section 2.2.2 on a souligné le fait que pour une fréquence donnée notre alimentation avait besoin d'une tension minimale sinon il apparaissait un comportement anormal de l'alimentation (cf. Figure 2-4). Ce comportement, où on a des séries de pulses répétés à la fréquence voulue séparées par un temps sans pulse (correspondant à une fréquence d'environ 1 kHz), souligne le fait que le fluide est sensible à l'allumage du plasma et qu'il est aussi sensible à la fréquence d'introduction des perturbations injectées par le plasma. Nous regarderons cette dernière hypothèse plus précisément dans la section 3.3.3. Pour l'injecteur LGPG 2 bis de la Figure 3-4 pour les tensions inférieures à 2.3 kV il y avait ce comportement mais les points ont été supprimés du graphique dans un souci de clarté.

Contrairement au cas de l'injecteur LPGP 1 l'évolution de l'abscisse de transition en fonction de la tension est moins marquée. Par exemple prenons le cas à 25 kHz pour un Reynolds de 220, pour une tension de 2.4 kV l'abscisse de transition est à 6.3 cm alors qu'à 4 kV elle est à 5.1 cm, soit 20 % de diminution. Mais pour le cas à 25 kHz et Re à 200, la courbe est plus ou moins constante. Je pense que l'évolution de l'abscisse de transition en fonction de la tension est moins marquée pour cet injecteur car dans la configuration actuelle l'allumage du plasma perturbe suffisamment le fluide pour atteindre la longueur minimale comme sur la Figure 3-5 (gauche) courbe noire pour une tension > 4.5 kV.

En conclusion nous avons démontré que dans nos conditions le jet de plasma est toujours plus court que l'abscisse de transition, ce qui permet de conforter l'hypothèse de notre modèle de décharge qui suppose que l'on a un canal d'hélium bien structuré (cf. chapitre 5). De plus nous avons montré que la génération et la propagation du jet de plasma rapproche le point de transition de la sortie de l'injecteur si l'on travaille à faible nombre de Reynolds (<360) et que ce rapprochement est d'autant plus grand que la tension est grande.

3.3.2 Influence du nombre de Reynolds

On a tracé la longueur de l'abscisse de transition en fonction du nombre de Reynolds sans plasma (en noir) et avec plasma (en rouge) pour l'injecteur LPGP 1 (cf. Tableau 2.1) sur la Figure 3-6 (gauche) et pour l'injecteur LPGP 2 bis sur la Figure 3-7 ([51], [52]).

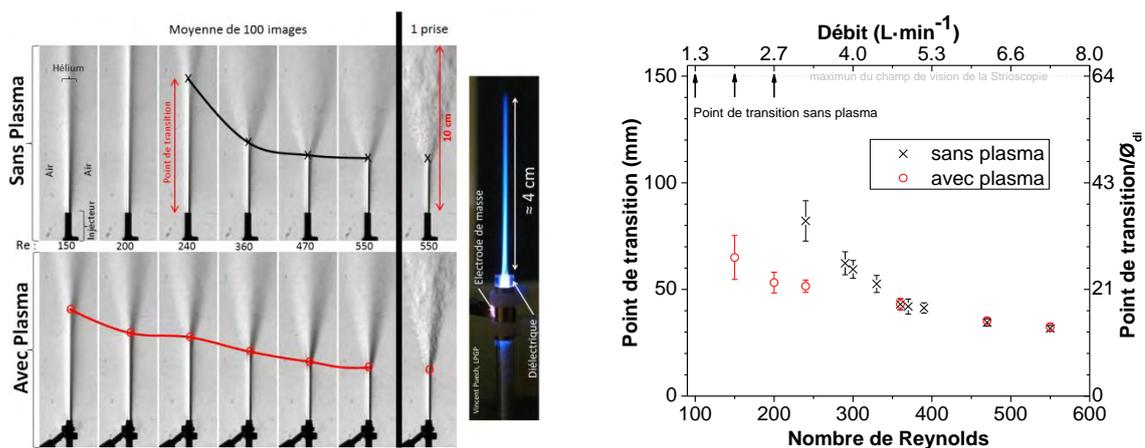


Figure 3-6 : Abscisse de transition en fonction du nombre de Reynolds avec et sans plasma pour l'injecteur LPG1 (5.5 kV, 20 kHz). Pour les points à faible nombre de Reynolds ($Re < 250$) sans plasma l'abscisse de transition est en dehors du champ de vision (> 150 mm). A gauche, les images qui ont permis de faire le graphique de droite. Au milieu, une photo du jet de plasma en fonctionnement. ([51], [52])

Pour les deux injecteurs on voit qu'à faible nombre de Reynolds la génération du plasma conduit à un rapprochement de l'abscisse de transition vers la sortie de l'injecteur. A partir d'un nombre de Reynolds de 350, les abscisses de transition avec ou sans plasma sont identiques. Une explication possible de ce phénomène est que, quand le nombre de Reynolds est élevé, les perturbations introduites par le plasma sur le fluide sont négligeables devant les perturbations créées par le fluide lui-même.

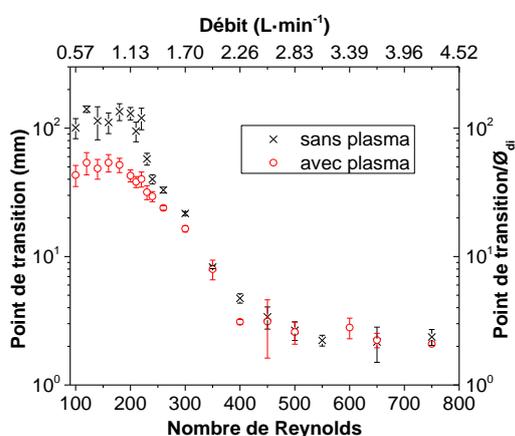


Figure 3-7 : Abscisse de transition en fonction du nombre de Reynolds avec et sans plasma pour l'injecteur LPG2 bis (5 kV, 50 kHz).

En conclusion nous avons démontré que l'allumage du plasma fait rapprocher le point de transition de la sortie de l'injecteur et que cette influence est d'autant plus grande que le nombre de Reynolds est petit. Dans nos conditions et à fort nombre de Reynolds (> 300) on n'observe plus de différence entre les points de transition avec et sans plasma.

3.3.3 Influence de la fréquence de répétition des pulses appliqués

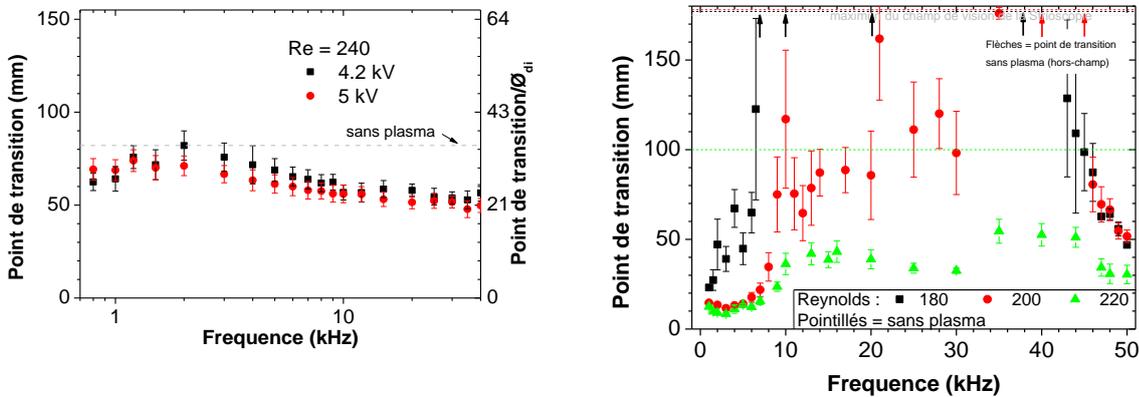


Figure 3-8 : Point de transition en fonction de la fréquence (gauche) pour l'injecteur 1 et (droite) pour l'injecteur 2 avec une tension de 5kV avec l'électrode interne à 7 mm.

Examinons maintenant l'influence de la fréquence de répétition des pulses de tension qui créent le plasma sur le point de transition. Sur la Figure 3-8 (gauche), qui correspond à l'injecteur 1, il existe un maximum de la longueur de l'abscisse de transition pour une fréquence de 2 kHz, où l'abscisse de transition atteint la même longueur que dans le cas sans plasma. En augmentant la fréquence, la transition se rapproche petit à petit de l'injecteur. Quelle que soit la fréquence, l'abscisse de transition est légèrement plus près de l'injecteur quand la tension est égale à 5 kV au lieu de 4.2 kV.

Sur la Figure 3-8 (droite), qui correspond à l'injecteur 2, dont le diamètre est plus petit que l'injecteur 1, on observe à peu près le même comportement mais beaucoup plus marqué.

L'abscisse de transition est extrêmement courte (inférieure à 2 cm) pour les faibles fréquences (inférieures à 5 kHz). Puis cette abscisse s'allonge brutalement pour atteindre une position plus ou moins constante en fonction de la fréquence. La fréquence et la brutalité avec laquelle l'abscisse de transition s'allonge dépendent du nombre de Reynolds. Pour un nombre de Reynolds de 180, cela se situe vers 6 kHz, pour 200 vers 8 kHz, pour 220 vers 9 kHz. Plus le nombre de Reynolds est faible plus l'augmentation de l'abscisse de transition est grande et plus celle-ci est brutale. Par exemple pour un nombre de Reynolds de 180 à 6 kHz, l'abscisse de transition mesure 64 mm alors qu'à 7 kHz elle est en dehors du champ de vision. Ceci indique une augmentation supérieure à 65 % pour une augmentation d'un kHz. Pour un nombre de Reynolds de 200, de 8 à 9 kHz elle augmente de plus de 50 % et pour un Reynolds de 220, de 9 à 10 kHz elle augmente de 35 %. Comme dans la section précédente, quand le nombre de

Reynolds est plus faible, les perturbations introduites par le plasma sur le fluide sont relativement plus importantes qu'à fort débit.

Nous avons recommencé ces expériences avec l'injecteur 2 bis. Les résultats sont présentés sur la Figure 3-9. Quand on regarde seulement l'abscisse de transition en fonction de la fréquence (Figure 3-9 gauche) on retrouve le même comportement que pour la Figure 3-8 droite. On note toutefois ici l'existence de fréquence au-delà des 10 kHz (15, 24, 31, 38, 46 kHz) qui ont une forte influence sur l'abscisse de transition. Ces fréquences sont sûrement des multiples ou des sous multiples d'une fréquence d'excitation du jet du point de vue hydrodynamique [68].

Afin d'expliquer la présence d'une fréquence maximum sur les figures précédentes et de l'influence du nombre de Reynolds sur cette fréquence maximale nous allons estimer à l'aide du nombre de Strouhal¹⁴ la fréquence propre du jet. Ce nombre est égal à 0.4 pour un jet axisymétrique à faible nombre de Reynolds [68]. On calcule la fréquence correspondante pour les différentes figures avec la formule suivante et on la reporte dans le Tableau 3.2 :

$$f_{propre} = \frac{St \cdot U}{\varnothing} = \frac{St \cdot Re \cdot \nu}{\varnothing^2}$$

N° figure	Nombre de Reynolds	\varnothing (mm)	Fréquence correspondant au maximum de l'abscisse de transition lu sur la figure (kHz)	Fréquence propre (kHz) (calculée avec le nombre de Strouhal)
Figure 3-8 a	240	2.35	2	2.08
Figure 3-8 b	180	1	6	8.64
Figure 3-8 b	200	1	8	9.60
Figure 3-8 b	220	1	9	10.5
Figure 3-9 a	220	1	9.8	10.5
Figure 3-11	300	1	14	14.4

Tableau 3.2 : Récapitulatif de la fréquence pour laquelle l'abscisse de transition est maximale et fréquence propre du jet estimé à l'aide du nombre de Strouhal.

¹⁴ Le nombre de Strouhal est un nombre sans dimension décrivant le rapport entre le temps d'advection et le temps caractéristique de l'instationnarité.

L'accord entre la fréquence déduite à l'aide du nombre de Strouhal et la fréquence où il y a un rallongement brutal de l'abscisse de transition est globalement satisfaisant ce qui est assez étonnant car normalement cette fréquence correspond à la fréquence des perturbations les plus amplifiées.

Sur la Figure 3-9 il y a aussi des photos du plasma qui présente un aspect particulier : pour les fréquences inférieures à 8 kHz le fin du plasma présente des oscillations qui sont stationnaires (qui ne bougent pas et qui sont visibles à l'œil nu). Sur la Figure 3-9 b j'ai tracé le rapport entre l'abscisse de transition et la longueur du plasma mesurée sur les photos de la Figure 3-9 c. Quand ce rapport est inférieur à 1 cela veut dire que le plasma se propage plus loin que l'abscisse de transition, autrement dit le plasma se propage dans la région turbulente. Pour les fréquences inférieures à 8 kHz où il y a ces oscillations ce rapport est inférieur à 1. Ce qui est surprenant c'est que si ces oscillations étaient dues au fait que le plasma se propage dans la zone turbulente celles-ci ne devraient pas être stationnaires car, du point de vue l'écoulement, dans la zone turbulente il existe de nombreuses fluctuations du champ de concentration et de vitesse. En effet, le champ moyen dans la région turbulente peut être stationnaire mais pas le champ instantané. Une explication possible est que le plasma lors de sa première propagation s'est propagé dans les régions de forte concentration en hélium créant ainsi un canal qu'il maintient lors des pulses successifs comme pour la référence [54]. Dans la référence [69] les auteurs ont trouvé ce type d'oscillation stable du jet de plasma ; ils peuvent alors modifier l'aspect et la longueur d'onde des oscillations en modifiant le débit et/ou la fréquence de répétition des pulses. L'explication de ce phénomène nécessite de plus amples investigations.

Sur les photos de la Figure 3-9 c, on constate que la longueur du jet de plasma ne dépend quasiment pas de la fréquence. Les différences que l'on observe ici sont plutôt dues à un temps d'exposition différent entre les photos qui permet de voir ou pas la partie la moins lumineuse, c'est-à-dire le bout du jet, d'autant que plus on augmente la fréquence plus le plasma est lumineux.

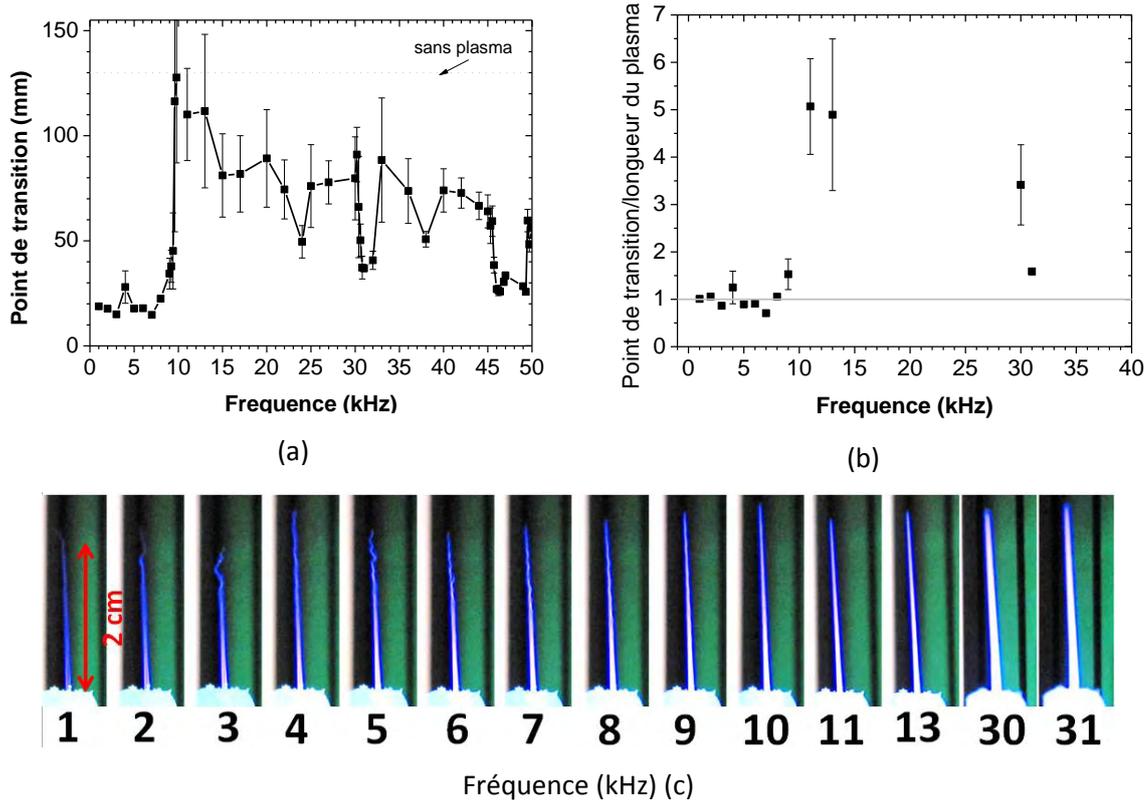


Figure 3-9 : (a) Point de transition en fonction de la fréquence, (b) point de transition divisé par la longueur du plasma mesuré sur les images de c, (c) image du plasma en fonction de la fréquence. L'injecteur utilisé est l'injecteur LPGP 2 bis, le nombre de Reynolds est ici de 220 et la tension appliquée est de 4.2 kV.

Nous avons refait une série de manipulations mais cette fois-ci en enlevant le diélectrique et l'électrode de masse (cf. Figure 3-10). On se retrouve avec seulement l'électrode interne, configuration dans laquelle il y a bien un jet de plasma, mais celui-ci est plus court et la tension de claquage est plus élevée. En effet l'électrode externe ramène un potentiel nul assez proche de l'électrode interne augmentant localement le champ. Les variations de l'abscisse de transition en fonction de la fréquence sont moins importantes qu'avec un diélectrique. On a toujours une plus forte influence pour des fréquences faibles, puis à partir de 15 kHz cette influence diminue pour être à peu près constante à partir de 25 kHz. Ce changement de comportement se fait moins brutalement que pour les cas précédents.

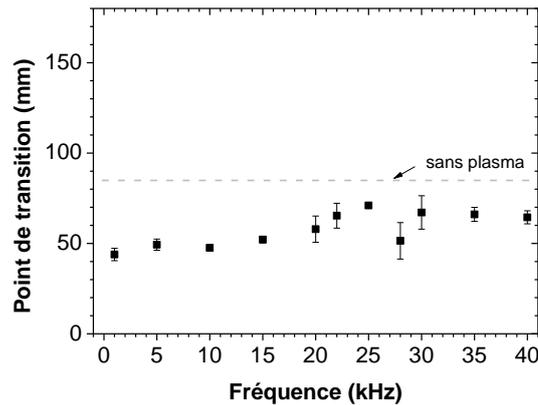


Figure 3-10 : Evolution du point de transition en fonction de la fréquence pour l'injecteur 2 bis auquel on a enlevé le diélectrique et l'électrode de masse. Plasma réalisé pour un Reynolds de 240 et une tension de 4.5 kV

En conclusion nous avons démontré que la fréquence de répétition des pulses pour allumer le plasma avait une influence sur la modification de la position du point de transition. Cette influence en fonction de la fréquence dépend de l'injecteur utilisé. Pour les injecteurs de petit diamètre nous avons montré que, pour des fréquences faibles (< 10 kHz), nous avons une influence très forte. Nous avons pu estimer cette fréquence à l'aide du nombre de Strouhal. Nous avons montré aussi que dans des conditions particulières (injecteur LPGP 2 bis, $Re=220$, $V=4.2kV$, $f<8kHz$) le jet de plasma présente à l'œil nu des oscillations permanentes qui apparaissent quand l'abscisse de transition et la fin du jet de plasma sont à la même position. La stationnarité de ces oscillations est intéressante est nécessiterait un approfondissement afin d'expliquer la physique sous-jacente.

3.3.4 Influence du signe des pulses appliqués

Nous voulions voir qu'elles seraient les conséquences sur l'hydrodynamique de créer le plasma en l'alimentant avec des pulses négatifs. L'électrode interne reste à la masse, on applique une tension de 4.2 kV sur l'électrode externe. Dans ce sous chapitre nous avons utilisé l'injecteur 2 avec l'électrode interne à une distance de 5 mm de la sortie.

Nous avons tracé l'abscisse de transition en fonction de la fréquence pour des pulses négatifs et des pulses positifs sur la Figure 3-11.

Dans ces conditions nous retrouvons le comportement précédent, c'est-à-dire une abscisse de transition très courte pour des fréquences faibles (ici < 12 kHz), puis une augmentation brutale. Pour une fréquence supérieure à 12 kHz l'abscisse de transition pour le pulse positif est supérieure à la transition quand le pulse est négatif mis à part pour quelques fréquences (24, 31, 46 kHz) qui ont une forte influence.

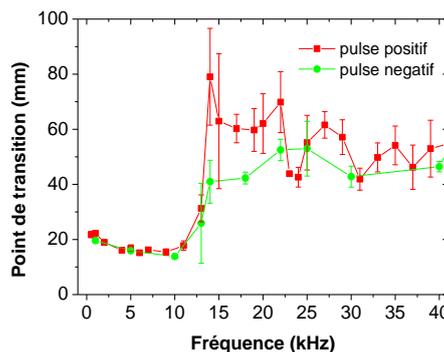


Figure 3-11 : Abscisse de transition en fonction de la fréquence pour des pulses positifs et négatifs. L'injecteur utilisé est le 2 avec l'électrode interne à une distance de 5 mm avec un nombre de Reynolds de 300.

3.3.5 Influence de la position de l'électrode interne

La Figure 3-12 montre l'évolution du point de transition en fonction de la fréquence pour deux positions de l'électrode interne. Sans plasma on retrouve ce que l'on avait dit précédemment : la présence d'une « marche » très proche de la sortie (courbe noire) perturbe l'écoulement et rapproche l'abscisse de transition. Si cette marche est plus loin (courbe rouge) l'écoulement est moins perturbé.

Par contre le plasma a moins d'influence, c'est-à-dire que l'écart entre le cas avec et sans plasma est moins important, quand la marche est proche de la sortie. Les perturbations liées uniquement à l'hydrodynamique doivent être prédominantes quand la marche est près de la sortie.

Les allures des courbes entre les deux cas ne sont pas complètement identiques. En effet pour le cas où l'électrode interne est à 5 mm de la sortie on retrouve la même allure de courbe que dans la section précédente, c'est à dire qu'à faible fréquence le plasma a une forte influence puis l'abscisse de transition augmente d'un coup quand on augmente la fréquence, après cette fréquence, l'influence est plus ou moins constante. Pour le cas où l'électrode interne est à 2 mm, on a bien une forte influence pour une faible fréquence mais au lieu que cette influence diminue brutalement on a une augmentation progressive de l'abscisse de transition avec la fréquence qui commencent dès 5 kHz pour atteindre une influence quasiment nulle et constante avec la fréquence à 15 kHz.

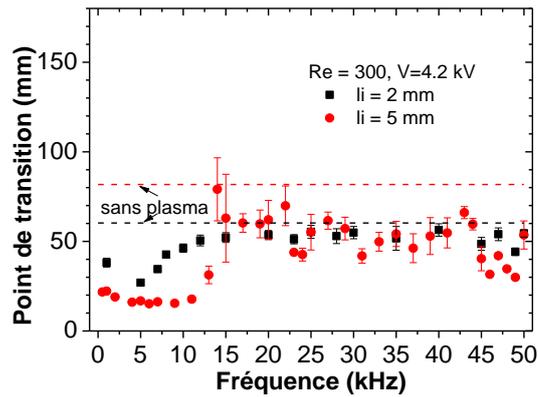


Figure 3-12 : Abscisse de transition en fonction de la fréquence pour l'injecteur 2 avec deux positions de l'électrode interne différentes (courbe noire 2 mm et courbe rouge 5 mm). Le Reynolds choisi ici est de 300 et la tension de 4.2 kV.

3.3.6 Mesure de l'angle d'ouverture

Nous avons constaté que dans certaines conditions à la sortie de l'injecteur à la place d'avoir un canal d'hélium bien rectiligne, on voyait un jet divergent caractérisé par un angle que nous appellerons par la suite « angle d'ouverture ». Nous avons mesuré cet angle en fonction de la fréquence et du nombre de Reynolds.

On voit sur la Figure 3-13 (droite) que plus on augmente le nombre de Reynolds plus l'angle d'ouverture est faible et sur la (gauche) on voit que plus on augmente la fréquence plus l'angle d'ouverture est grand. Dans nos conditions expérimentales pour observer cet angle il faut être à un nombre de Reynolds inférieur à 150 et une fréquence supérieure à 35 kHz.

Il faut noter que pour observer cet angle d'ouverture pour l'injecteur 1 bis il faut que l'électrode interne soit près de la sortie (≈ 2 mm).

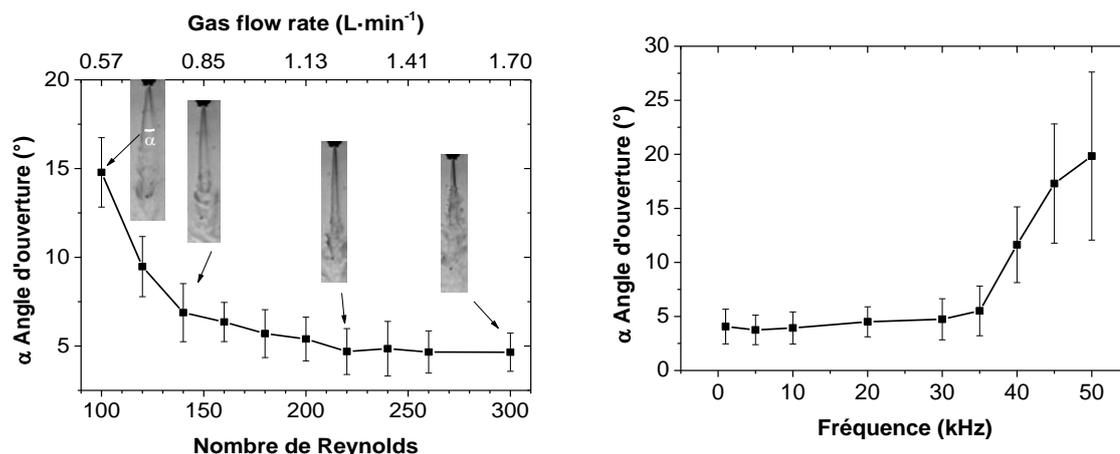


Figure 3-13 : (droite) Angle d'ouverture en fonction du nombre de Reynolds pour l'injecteur 2. Le plasma est alimenté à 50 kHz, 5 kV. (gauche) Angle d'ouverture en fonction de la fréquence pour l'injecteur 1bis pour un Reynolds de 50. Le plasma est alimenté à 4.5 kV.

La création du plasma peut rendre l'écoulement turbulent dès la sortie de l'injecteur. On n'observe cet angle d'ouverture que pour de faibles nombres de Reynolds et des fréquences élevées de répétition du pulse.

Dans le futur, il serait intéressant d'augmenter la fréquence en diminuant la largeur du pulse pour garder la même quantité d'énergie déposée. Cette expérience était impossible car notre alimentation ne le permettait pas.

3.4 Discussion

Dans la section précédente nous avons étudié l'influence de la création du plasma sur la modification des propriétés de l'écoulement d'hélium dans l'air ambiant. Nous avons utilisé la striescopie qui permet de voir ce jet d'hélium et nous avons mesuré la longueur de la zone laminaire du jet. Nous avons montré que dans nos conditions expérimentales le jet de plasma est plus court que le jet d'hélium. La zone laminaire du jet est plus courte quand on allume le plasma. L'influence du plasma est d'autant plus grande que le nombre de Reynolds est faible et que la tension appliquée pour générer le plasma est grande. Le comportement de l'abscisse de transition en fonction de la fréquence de répétition des pulses est plus étrange. On distingue deux comportements : un pour les faibles fréquences où la zone laminaire est fortement raccourcie et un autre avec une influence moindre pour de plus hautes fréquences.

La littérature mentionne différentes hypothèses pour expliquer la modification de l'écoulement d'hélium par la création du plasma ([59], [70]). La première est l'augmentation de la température de l'hélium. Cette modification entraîne une modification de la vitesse de l'écoulement, de la densité de l'hélium et de sa viscosité, ce qui modifie le nombre de Reynolds

et donc l'apparition de la turbulence. Dans les études de contrôle d'écoulement où l'on crée une décharge de surface dans l'air, on sait que le vent ionique généré par la décharge donne au gaz une vitesse parallèle à la surface qui peut favoriser la transition vers la turbulence [71]. Le vent ionique généré par le plasma dans la l'injecteur et dans le jet de plasma lui-même pourrait avoir des conséquences similaires sur la transition du jet de l'hélium. Dans le contrôle d'écoulement il est aussi connu que la création d'un plasma par une onde sinusoïdale et par un pulse de quelques nanosecondes mène à un comportement différent. En effet le premier va plutôt être une source de quantité de mouvement pour les atomes d'hélium et va chauffer peu alors que le second va plutôt créer des ondes de choc dues à un chauffage très rapide et très local ce qui peut fortement perturber l'écoulement [72]. La transition entre ces deux modes est pilotée par le temps de montée de la tension.

De plus, il faut prendre en compte la partie temporelle de ce problème. En effet le plasma est allumé pendant peu de temps entre deux pulses. L'introduction de perturbations (augmentation locale et temporelle de la température, modification du profil de vitesse, onde de choc...) à une fréquence donnée peut fortement perturber l'écoulement.

Dans les sous chapitres qui suivent nous avons essayé d'estimer les échelles de temps des processus mis en jeu, puis l'augmentation de température et estimer le vent ionique.

3.4.1 Estimation du temps lié à l'établissement du régime de Poiseuille dans un tube

Il est admis (cf. [73]) que pour un nombre de Reynolds compris entre 100 et 500, la distance caractéristique pour l'établissement du régime stationnaire dans un tube, dit écoulement de Poiseuille et caractérisé par un profil radial de vitesse parabolique (section 4.2 & [67]), après une perturbation, par exemple une augmentation brutale du diamètre du tube, peut-être estimée par :

$$\frac{l}{\varnothing} = 0.06 \cdot Re \quad 3-9$$

avec l la distance pour atteindre le régime de Poiseuille et \varnothing le diamètre interne du tube.

Dans notre cas $l = 0.06 \cdot 250 \cdot 3 \cdot 10^{-3} = 4 \text{ cm}$. Avec une vitesse de $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ on obtient :

$$t_{\text{Poiseuille}} = \frac{l}{U} = \frac{4 \cdot 10^{-2}}{10} = 4 \text{ ms} . \text{ Soit une fréquence de } 250 \text{ Hz}$$

Nous avons aussi réalisé une simulation à l'aide de Fluent dans un tube de 3 mm de diamètre en imposant un profil de vitesse constant ($Re=150$) en entrée pour en extraire la distance nécessaire pour atteindre un profil de vitesse parabolique (cf. section 4.1). On obtient une distance de 2.5 cm alors que la formule précédente nous donne une distance de 2.7 cm ce qui n'est pas trop écarté. Cette formule permet d'estimer la distance nécessaire pour oublier la « marche » avant la sortie de l'injecteur et ainsi maximiser la longueur du jet d'hélium.

3.4.2 Temps d'advection d'une perturbation

Pour estimer le temps d'advection par le fluide d'une perturbation, nous sommes partis d'un état où le plasma était éteint. A cet état correspond une longueur d'abscisse de transition. Puis nous avons allumé le plasma, l'abscisse de transition rétrécit. Nous avons mesuré le temps mis pour que l'abscisse de transition retrouve un état stationnaire. Etant limité par le dispositif expérimental nous ne pouvons que dire que ce temps est inférieur à 5 ms. Ce temps correspond à l'advection de la perturbation par le fluide ; pour s'en persuader il suffit de mesurer la distance parcourue et de la diviser par la vitesse du fluide on obtient ce même ordre de grandeur.

$$t_{advection} < 5 \text{ ms}$$

3.4.3 Estimation du temps de relaxation à partir de la viscosité cinématique

En faisant l'analogie avec la diffusion de la chaleur ($a = \frac{\rho C_p}{\lambda}$ en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \Rightarrow t = \frac{L^2}{a}$) mais ici en utilisant la viscosité cinématique on estime un temps de relaxation pour la quantité de mouvement (dans un domaine 2D cf. équation 3-4):

$$t_{relaxation} = \frac{\left(\frac{\varnothing}{2}\right)^2}{4\nu} = \frac{(1.5 \cdot 10^{-3})^2}{4 \cdot 1.2 \cdot 10^{-4}} \approx 5 \text{ ms soit } 200 \text{ Hz}$$

3.4.4 Estimation du temps de résidence du gaz dans l'injecteur

On estime le temps de résidence du gaz dans l'injecteur, pour voir par exemple, combien de pulses le gaz va vivre. On prend la vitesse caractéristique et la longueur L (qui correspond à une position d'électrode interne à 6 mm de la sortie) :

$$t_{gaz} = \frac{L}{U} = \frac{6 \cdot 10^{-3}}{10} = 0.6 \text{ ms soit une fréquence de } 1.5 \text{ kHz}$$

3.4.5 Estimation du temps lié à la fréquence propre du jet

$$f_{propre} = \frac{St \cdot U}{\varnothing} = \frac{0.4 \cdot 10}{3 \cdot 10^{-3}} = 1.3 \text{ kHz soit } t_{propre} < 1 \text{ ms}$$

Pour conclure, toutes les estimations réalisées ici donnent des fréquences inférieures ou égales au kHz. Or dans les applications, le plasma est allumé à des fréquences bien supérieures à celles-ci. On peut donc imaginer que l'introduction de perturbations par le plasma sur l'hydrodynamique peut être considéré comme stationnaire pour l'hydrodynamique.

3.4.6 Estimation de l'augmentation de la température et son impact sur le nombre de Reynolds

Nous allons essayer d'estimer l'élévation de la température du gaz due à la création du plasma. On considère que toute l'énergie déposée, par le courant électronique et ionique, dans un volume pendant le temps où le plasma existe est convertie en énergie cinétique non dirigée.

Il nous faut calculer dans un premier temps le nombre de molécules contenues dans le volume (nommé Vol) de l'injecteur et dans le jet de plasma d'une longueur hypothétique (nommée l) de 2 cm :

$$Nb = \frac{p \text{Vol} N_a}{R T} = \frac{101325 \pi \left(\frac{2.35 \cdot 10^{-3}}{2}\right)^2 \cdot 2 \cdot 10^{-2} \cdot 6.022 \cdot 10^{23}}{8.314 \cdot 293.15} = 2.17 \cdot 10^{18} \text{ particules}$$

D'après nos calculs (cf. 5.7) pendant le temps d'un pulse le plasma délivre 15 µJ.

Calculons le temps de résidence du gaz dans le volume du plasma utilisé précédemment. En prenant un nombre de Reynolds de 195 correspondant à une vitesse débitante de 10 m·s⁻¹ :

$$t = \frac{\text{Vol} l}{U \text{Aire}} = \frac{l}{U} = \frac{2 \cdot 10^{-2}}{10} = 2 \text{ ms}$$

Donc à 20 kHz le gaz va vivre 40 pulses de courant. Ce qui donne une élévation de température de :

$$T = \frac{2}{3} \frac{\text{Energie}}{k_b} \frac{1}{Nb} 40 = \frac{2 \cdot 15 \cdot 10^{-6}}{3 \cdot 1.381 \cdot 10^{-23} \cdot 2.17 \cdot 10^{18}} 40 = 13 \text{ °K}$$

En ce qui concerne l'augmentation de la température, les articles où la température a été mesurée expérimentalement donnent des valeurs très diverses et toujours inférieures à 50° ([4][43][44]). Les estimations analytiques donnent une valeur autour de 35°C ([45][59]).

En utilisant la conservation du débit à travers une section du tube et en considérant la section constante, on calcule U₂ qui est la vitesse résultante due à la dilatation du gaz du fait de l'augmentation de la température :

$$\rho_1 \cdot Aire \cdot U_1 = \rho_2 \cdot Aire \cdot U_2$$

Avec cette vitesse et la viscosité cinématique de l'hélium à la nouvelle température nous calculons le nombre de Reynolds (Re_2) correspondant :

Température (°C)	ρ_2 (kg·m ⁻³)	U_2 (m·s ⁻¹)	ν_2 (m ² ·s ⁻¹)	Re_2
(cas de référence) 20	0.1642	10	$1.217 \cdot 10^{-4}$	193
35	0.1562	10.5	$1.321 \cdot 10^{-4}$	187
50	0.1489	11.0	$1.428 \cdot 10^{-4}$	181

Tableau 3.3 : Modification du nombre de Reynolds par une augmentation de la température. Les données viennent de [66].

Dans le tableau précédent il est intéressant de noter qu'une augmentation de la température dans l'hélium entraîne une diminution du nombre de Reynolds à cause de la modification de la viscosité cinématique. Nous attendions un constat inverse pour expliquer nos résultats expérimentaux qui donne un rapprochement de l'abscisse de transition quand on allume le plasma. La référence [59] a réalisé ce même type d'analyses sans prendre en compte la modification de la viscosité et trouve par conséquent une augmentation du nombre de Reynolds.

Ce nombre de Reynolds diminue de 6 entre 20°C et 35°C et de 12 entre 20°C et 50°C. Ce changement est faible et ne peut expliquer à lui seul un changement aussi important sur la longueur de l'abscisse de transition.

3.4.7 Tentative d'évaluation de la vitesse donnée aux neutres par le plasma

Analytique

La référence [59] utilise l'équation donnée dans la référence [74] pour évaluer la force donnée aux neutres par le vent ionique :

$$f \approx \epsilon_0 \frac{V^2}{s^3} F \delta t$$

Avec f la force en N·m⁻³, V la chute de potentiel dans le front d'ionisation, s l'épaisseur de la gaine dans le front d'ionisation, F la fréquence de répétition des pulses, δt le rapport entre l'épaisseur de gaine et la vitesse dans la gaine. Dans la référence [59] les auteurs trouvent une force d'environ $5 \cdot 10^3$ N·m⁻³ et ils en déduisent une augmentation de la vitesse largement inférieure à 1m·s⁻¹.

Dans un article récent [70] dans lequel les auteurs réalisent un modélisation en 3D couplée hydrodynamique/plasma, ils modifient la longueur de l'abscisse de transition en changeant la valeur de la force électro-hydrodynamique responsable du vent ionique. Ils comparent la forme du canal d'hélium et plus spécialement la position où a lieu la transition. Les résultats issus de leur modèle et les images de strioscopies faites dans les mêmes circonstances leur permettent d'évaluer la force nécessaire pour obtenir la même position de transition. Ils trouvent une force comprise entre 10^3 et 10^4 N·m⁻³. Cette référence montre bien qu'il est possible de modifier l'abscisse de transition en modifiant les propriétés du plasma, plus précisément en modifiant la force électro-hydrodynamique.

Expérimental

Nous avons réalisé une série d'expériences avec le protocole suivant afin d'estimer par l'expérience la vitesse dirigée que pourrait donner les ions aux neutres, appelée aussi vent ionique :

- On fixe un nombre de Reynolds ($Re_1=240$) et une configuration géométrique ($e_i=6\text{mm}$, $e_e=2\text{mm}$).
- On allume le plasma.
- On relève où se situe l'abscisse de transition (x_{t1}).
- On éteint le plasma. La longueur de l'abscisse de transition s'allonge (x_{t2}).
- On essaie de trouver le nombre de Reynolds (Re_2) pour lequel l'abscisse de transition se resitue à x_{t1} qui correspond au cas où le plasma était allumé.
- On déduit l'écart de vitesse débitante entre les deux nombre de Reynolds. On fait l'hypothèse grossière que cet écart est la vitesse donnée aux neutres par le plasma.

N° Exp	Plasma	Tension (kV)	Fréquence (kHz)	Re	X_t (mm)	Erreur (mm)	Vitesse débitante ($m \cdot s^{-1}$)	Ecart de vitesse ($m \cdot s^{-1}$) ($\pm 1 m \cdot s^{-1}$)
1	Avec	3.5	1	240	64.7	4.4	11.9	
2	Sans			300	69.4	4.2	14.8	2.96
11	Avec	5	1	240	63.6	5.1	11.9	
12	Sans			330	62.6	4.0	16.3	4.45
21	Avec	3.5	20	240	73.4	6.6	11.9	
22	Sans			290	72.3	5.4	14.3	2.47
31	Avec	4	20	240	57.6	3.8	11.9	
32	Sans			370	55.5	3.5	18.3	6.42
41	Avec	5	20	240	52.5	3.1	11.9	
42	Sans			370	51.1	2.4	18.3	6.42
51	Avec	5.5	20	240	50.0	3.8	11.9	
52	Sans			390	51.4	2.4	19.3	7.41

Les vitesses que l'on retrouve ajoutées par le plasma ne paraissent pas aberrantes. En effet dans la littérature mais pour d'autres conditions (DBD plane dans de l'air) la vitesse induite par le plasma est de l'ordre du mètre par seconde ([72], [74]–[76]).

3.4.8 Conclusion de la discussion

Nous avons dans cette partie essayé d'analyser quels phénomènes pouvaient être mis en jeu dans la modification de l'abscisse de transition par le plasma. Au vu de la discussion, aucun phénomène à lui seul ne peut expliquer cette modification. Nous n'avons pas investigué l'hypothèse de la création d'onde de choc qui est à approfondir dans des travaux futurs. Pour cela une méthode d'investigation expérimentale aurait été de voir comment se comporte l'abscisse de transition en utilisant une alimentation sinusoïdale ou avec la possibilité de modifier le temps de montée. Les simulations numériques avec un couplage entre le plasma, l'hydrodynamique pourrait répondre à ces questions.

Hydrodynamique : approche numérique. Simulations avec Fluent®

Dans ce chapitre nous nous penchons sur l'aspect hydrodynamique des jets de plasma. Nous avons simulé sans plasma l'écoulement de l'hélium dans différentes géométries. Nous présentons des résultats de simulation d'un écoulement dans une conduite cylindrique qui représente les injecteurs pour faire les jets de plasma. Puis cette conduite présente un agrandissement de son diamètre interne avant la sortie comme pour les injecteurs du LPGP. Nous avons analysé l'impact que pouvait avoir cet agrandissement sur le jet dans l'air et nous expliquons des résultats expérimentaux obtenus dans la référence [54]. Puis nous simulons l'écoulement dans l'injecteur et dans le jet en modifiant les propriétés du gaz afin de savoir quelles propriétés ont une influence sur la longueur du canal d'hélium. Nous avons simulé le jet du LPGP pour apporter une information de plus dans l'interprétation de leurs mesures d'hélium métastable. Et pour finir nous avons modifié le profil de vitesse à la sortie de l'injecteur pour tenter d'imaginer l'influence du vent ionique apporté par le plasma.

CHAPITRE 4 HYDRODYNAMIQUE : APPROCHE NUMERIQUE. SIMULATIONS AVEC FLUENT®	83
4.1 Introduction	85
4.2 Ecoulement dans une conduite cylindrique	86
4.2.1 Simulation à l'aide de Fluent.....	86
4.2.2 Résultats analytiques	87
4.3 Simulations d'un écoulement dans une conduite cylindrique présentant une expansion : Géométrie du GREMI	89
4.4 Simulations d'un jet	99
4.4.1 Comparaison avec les simulations de Naidis et Sakiyama	99
4.4.2 Influence de la diffusion moléculaire et de la viscosité cinématique sur la longueur du jet	100
4.4.3 Comparaison entre un jet d'hélium, d'argon et de néon.....	102
Géométrie simple.....	102
Géométrie du LPGP	103
4.4.4 Impact de l'hydrodynamique sur le profil d'hélium métastable.....	105
4.4.5 Modification du profil de vitesse à la sortie de l'injecteur.....	107

4.1 Introduction

Dans ce chapitre nous avons réalisé des simulations d'hydrodynamique, ou CFD (computational fluid dynamics), à l'aide d'un logiciel commercial (Fluent®). L'objectif premier était d'obtenir un champ de concentration d'hélium pour les configurations géométriques et les débits utilisés pour réaliser les jets de plasma, afin d'introduire ce champ de concentration en hélium dans le modèle de décharge utilisé dans le chapitre 5.

Nous voulions obtenir, à l'aide des simulations, la longueur de l'abscisse de transition afin de la comparer avec les résultats du chapitre 3 ne prenant pas en compte le plasma. Ceci n'a malheureusement pas été possible car l'obtention de la longueur de transition nécessitait la mise en place de simulations numériques beaucoup plus gourmandes en ressources système et en temps. En effet, il aurait fallu faire des simulations en 3D au lieu de 2D axisymétrique et avoir un maillage assez fin pour retranscrire les différentes échelles de turbulence afin de faire de la DNS¹⁵. Nous avons décidé que cela sortait du cadre de cette thèse. Le chapitre 3 nous a montré qu'il existait un couplage entre l'hydrodynamique et le plasma qui, dans nos expériences, diminue la longueur de l'abscisse de transition. Avec les moyens disponibles, nous ne pouvions qu'apporter quelques réflexions à ce phénomène.

Nous avons donc utilisé Fluent® plutôt pour nous familiariser avec les écoulements dans un injecteur simple puis dans un injecteur présentant une expansion, comme c'est le cas pour les chambres à décharges que nous utilisons. La section 4.3 présente des résultats qui montrent comment se comporte l'écoulement après une expansion.

Nous présentons aussi des simulations de jet d'hélium, à faible nombre de Reynolds, pour éviter les problèmes dus à l'apparition de turbulence. Nous avons comparé les jets d'hélium, d'argon et de néon. Puis nous avons fait différentes simulations avec les géométries de l'injecteur du LPGP pour apporter une information supplémentaire dans l'interprétation de leurs mesures d'hélium métastable.

¹⁵ Direct numerical simulation

4.2 Écoulement dans une conduite cylindrique

4.2.1 Simulation à l'aide de Fluent

Dans cette partie, nous montrons comment se fait un écoulement dans une conduite cylindrique. Nous allons pour cela, à l'aide de Fluent, simuler une conduite cylindrique d'un diamètre de 3 mm et d'une longueur de 20 cm. La simulation est 2D-axysymétrique, sans modèle de turbulence, sans gravité, l'écoulement est considéré incompressible et a atteint un état stationnaire. La température est fixée à 300°K et le gaz est de l'hélium. Nous pouvons voir sur la Figure 4-1 (gauche) le champ de pression statique. La frontière supérieure est un mur avec des conditions de non-glissement sur le mur, autrement dit la vitesse tangentielle à la paroi est nulle. La frontière inférieure est l'axe de symétrie. Sur la frontière de gauche on impose un débit massique ($7.037 \cdot 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$, soit une vitesse débitante de $6.1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, soit un débit volumique de $2.6 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, soit un nombre de Reynolds de 150) et pour finir sur la frontière de droite la pression est fixée à la pression atmosphérique (101325 Pa).

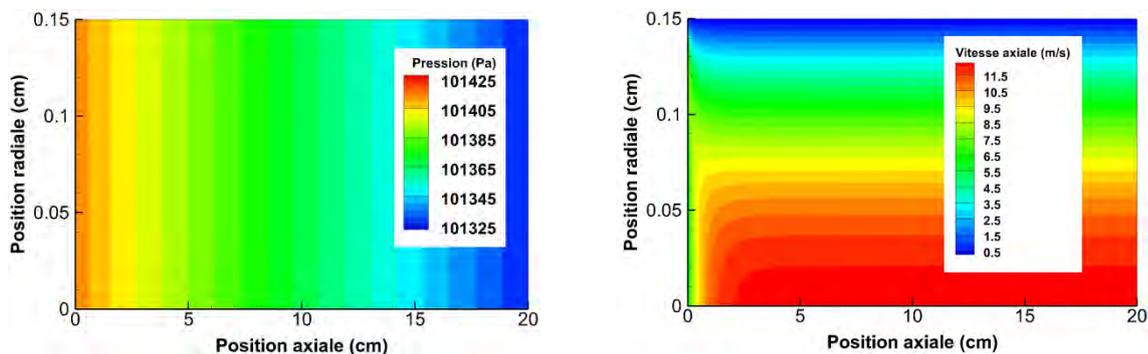


Figure 4-1 : (gauche) Champ de pression statique en Pascal. (droite) Vitesse axiale en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Sur la Figure 4-1 (gauche) nous remarquons que la pression diminue linéairement dans la direction axiale alors que radialement la pression est constante ; le gradient de pression est le moteur de la mise en mouvement du fluide. Ici le gradient de pression fixe le débit (nous allons voir cela dans la partie analytique qui suit). La vitesse imposée à l'entrée a uniquement une composante axiale qui est constante sur toute la section. Petit à petit, le long du tube, le profil de vitesse tend à devenir parabolique. Ce profil est dû à la condition de vitesse nulle à la paroi et à la viscosité qui permet la diffusion de la quantité de mouvement en créant un frottement entre deux couches fluides qui vont s'entraîner l'une l'autre. On appelle ce profil le profil de Poiseuille [67]. On note qu'il n'y a pas de composante radiale de la vitesse quand on a atteint le profil de Poiseuille. On voit l'évolution du profil radial du module de la vitesse sur la Figure 4-2.

Sur ce graphique on peut dire qu'à 3 cm le profil n'évolue plus, on dit que le « régime est établi ». Si on tolère un écart de 1% entre le profil de vitesse à la sortie et le profil voulu, le régime établi est atteint au bout de 2.5 cm [67]. L'équation dans la section 3.4.1 donne une distance de 2.7 cm pour ces conditions.

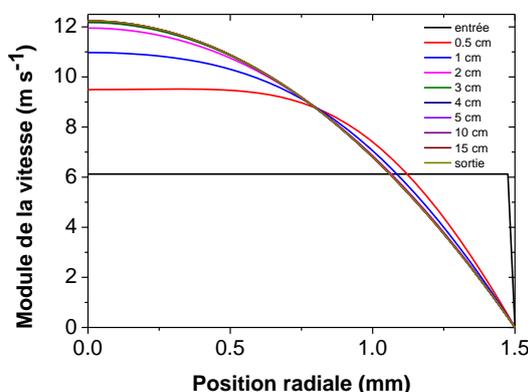


Figure 4-2 : Profil radial de la densité pour différentes positions axiales

4.2.2 Résultats analytiques

Nous allons nous mettre dans les conditions expérimentales précédentes et nous allons déterminer le profil de vitesse de manière analytique. Nous étudions un écoulement laminaire incompressible dans une conduite cylindrique d'axe de révolution x et de rayon R . Ceci est un exercice typique de mécanique des fluides que nous avons mis ici pour valider le modèle. Nous considérons que nous sommes dans un régime établi même à l'entrée, contrairement au cas précédent où l'on imposait un profil de vitesse constant sur toute la section.

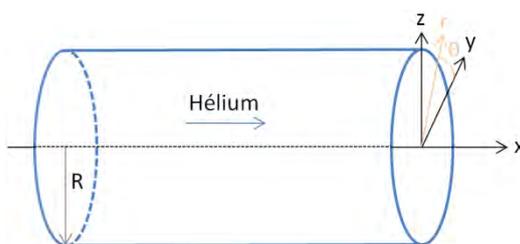


Figure 4-3 : Explication du domaine et des axes

Comme l'écoulement est laminaire, la vitesse \vec{V} n'a qu'une composante axiale $\vec{V} = v_x(r, \theta, x)\vec{e}_x$. L'écoulement étant conservatif et le fluide incompressible, l'équation de continuité développée en coordonnées cylindriques s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{V}) = 0 \Rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial(r v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(v_\theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0 \Rightarrow \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0$$

La vitesse n'évolue pas le long de l'axe de la conduite : elle ne dépend pas de x.

Ecrivons maintenant l'équation de Navier-Stokes pour un fluide incompressible sans force extérieure en coordonnées cylindriques :

$$\begin{cases} \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + v_x \frac{\partial v_r}{\partial x} - \frac{v_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_r}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{v_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right] \\ \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_x \frac{\partial v_\theta}{\partial x} + \frac{v_r v_\theta}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial z^2} - \frac{v_\theta}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right] \\ \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_x}{\partial \theta} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_x}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right] \end{cases}$$

Or le système présente une symétrie de révolution axiale, donc la vitesse et la pression ne dépendent pas de θ . Nous avons montré que la vitesse n'avait qu'une composante axiale et que celle-ci ne dépend que de r et on recherche un état stationnaire. Ce qui simplifie le système :

$$\begin{cases} 0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \\ 0 = 0 \\ 0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \right] \end{cases} \Rightarrow \frac{\partial p}{\partial x} = \rho \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \right]$$

Dans cette dernière équation, le terme de gauche ne dépend que de x et le terme de droite ne dépend que de r. Donc les deux membres sont égaux à une même constante que l'on nommera K. On a :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = K$$

Donc la perte de charge est régulière le long de l'axe, ce que l'on a vu sur la Figure 4-1 gauche.

On intègre une fois :

$$\begin{aligned} \rho \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \right] = K &\Rightarrow \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) = \frac{K r}{\rho \nu} \Rightarrow r \frac{\partial v_x}{\partial r} = \frac{K r^2}{2\rho \nu} + K' \\ &\Rightarrow \frac{\partial v_x}{\partial r} = \frac{K r}{2\rho \nu} + \frac{K'}{r} \end{aligned}$$

On intègre une seconde fois :

$$\frac{\partial v_x}{\partial r} = \frac{K r}{2\rho \nu} + \frac{K'}{r} \Rightarrow v_x(r) = \frac{K r^2}{4\rho \nu} + K' \ln(r) + K''$$

Or, la vitesse est nulle aux parois (quand $r=R$), on obtient alors :

$$\frac{K R^2}{4\rho\nu} + K' \ln(R) + K'' = 0$$

La vitesse sur l'axe est nécessairement finie. Donc $K'=0$ et $K'' = -\frac{K R^2}{4\rho\nu}$

Le profil de vitesse est donc parabolique et est donné par :

$$v_x(r) = -\frac{K}{4\rho\nu} (R^2 - r^2) \text{ où } 0 \leq r \leq R$$

On retrouve le profil de vitesse de la Figure 4-2. On note que le gradient de pression pilote le profil de vitesse à travers la constante K .

4.3 Simulations d'un écoulement dans une conduite cylindrique présentant une expansion : Géométrie du GREMI

Il existe une multitude de géométries pour réaliser les jets de plasma. La référence [8] a recensé les différentes configurations rencontrées. Nous nous sommes demandé quel pouvait être l'impact de la géométrie interne sur l'écoulement. Nous nous sommes intéressés plus précisément à nos géométries (cf. Figure 2-1), qui ont la particularité de présenter une augmentation du diamètre interne de la conduite dans lequel il y a le flux d'hélium. Cette expansion, ou « marche », est due à la différence entre le diamètre interne de l'électrode et le diamètre interne du diélectrique. Nous avons vu dans la Figure 3-3 que, suivant la position de cette marche, nous avons une modification de la longueur de l'abscisse de transition. Nous avons étudié par simulation numérique quelle est l'influence de la marche sur l'hydrodynamique, notamment quelle est l'influence de son éloignement par rapport à la sortie.

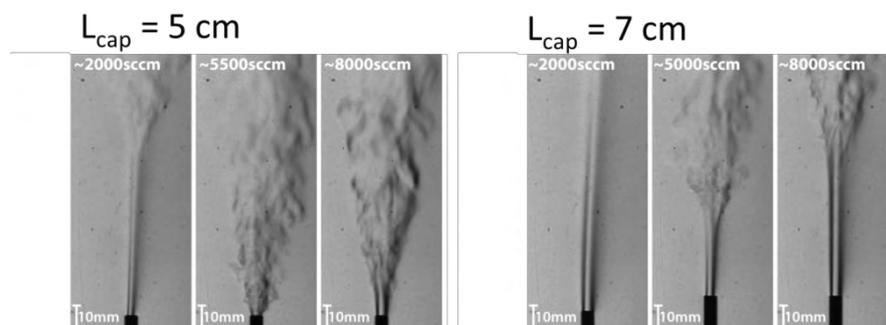


Figure 4-4 : Image de strioscopie montrant l'évolution de l'abscisse de transition en fonction du débit (de gauche à droite : 2000 sccm, 5500 ou 5000 sccm, 8000 sccm) sans plasma pour deux positions de marche dans l'injecteur ($L_{\text{cap}} = 5 \text{ cm}$, $L_{\text{cap}} = 7 \text{ cm}$) [53].

L'équipe du GREMI a réalisé une série d'expériences sur un banc de strioscopie où ils ont observé un comportement étrange (Figure 4-4 et [53]). Ils ont deux séries d'expériences qui ne se distinguent que par la distance qui sépare la sortie et la marche (soit 5 cm et 7 cm). Le plasma n'est pas allumé. Regardons le cas où la marche est à 5 cm (cas de gauche). Pour un débit de 2000 sccm, le point de transition est situé environ à 7 cm. Quand on augmente le débit (images de gauche à droite pour chaque L_{cap}) il y a un rapprochement de l'abscisse de transition jusqu'à atteindre le cas extrême où le fluide est turbulent dès la sortie (image centrale). Si l'on ré- augmente le débit, il y a de nouveau une partie où le fluide est laminaire. Maintenant regardons le cas où la marche est située à 7 cm de la sortie. Il y a la même évolution de l'abscisse de transition en fonction du débit, hormis le fait que l'on n'atteint pas un cas où le fluide est turbulent dès la sortie. De plus, à même débit, la zone laminaire est plus grande pour $L_{cap} = 7$ cm que pour 5 cm.

Nous allons donc tenter de comprendre pourquoi la zone laminaire est plus grande quand la marche est la plus éloignée de la sortie et quel phénomène peut expliquer la réapparition ou l'allongement de la zone de régime laminaire à partir d'un certain débit (ici > 5000 sccm).

Afin de comprendre ce comportement nous avons réalisé des simulations de l'écoulement mais uniquement à l'intérieur de l'injecteur en respectant bien les dimensions réelles de l'injecteur du GREMI. Nous avons fait le choix de ne simuler que l'intérieur de l'injecteur car avec les outils numériques que nous avons à notre disposition, nous n'avions pas la possibilité de simuler la longueur de l'abscisse de transition qui est pourtant la seule donnée mesurable à partir des expériences. Mais nous allons tenter de voir si le comportement du fluide à l'intérieur de l'injecteur pourrait expliquer le comportement de l'abscisse de transition.

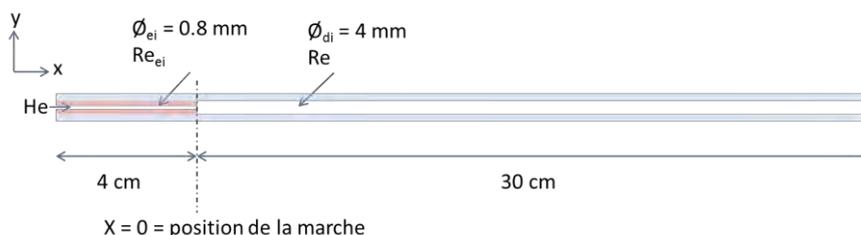


Figure 4-5 : Domaine de simulation. NB : la simulation est axisymétrique

Sur la Figure 4-5 il est représenté le domaine de simulation. On constate que l'injecteur présente une forte marche avec un rapport de 5 entre le diamètre après la marche et le diamètre

avant la marche. Rappelons que dans ce dispositif la marche est en fait l'électrode interne (en rouge sur le schéma) qui est insérée dans le diélectrique.

Les simulations réalisées sont 2D axisymétriques, compressibles, car pour ces débits le nombre de Mach dans l'électrode est supérieur à 0.3, et elles sont stationnaires. Nous imposons un débit uniforme sur la section en entrée. Nous avons fait ce choix d'imposer un débit constant sur la section plutôt qu'un débit parabolique (cf. section 4.2.2) car dans l'expérience, nous ne connaissons pas la forme du profil de vitesse à l'entrée. Ce profil n'est certainement pas un profil parabolique car en amont de l'électrode interne, la géométrie interne est compliquée du fait de divers raccords (présence d'angle et élargissement du diamètre). Les conditions aux parois sont des conditions de non-glissement, et à la sortie nous imposons la pression atmosphérique. Quand on utilise un modèle de turbulence, on fixe l'intensité turbulente à l'entrée à 0.1 % [77] (nous avons testé par la suite l'influence de ce choix).

Débit (sccm)	2000	5000	8000
Re_{ei}	475	1180	1900
Vitesse débitante ¹⁶ dans l'électrode ($m \cdot s^{-1}$)	71	177	285
Re_{di}	95	240	380
Vitesse débitante dans le diélectrique ($m \cdot s^{-1}$)	2.8	7.0	11.4

Figure 4-6 : Nombre de Reynolds et vitesse moyenne en fonction du débit, calculés avec le diamètre avant la marche et avec le diamètre après la marche.

Nous avons réalisé ces simulations sans modèle de turbulence (= laminaire) et avec 3 modèles différents de turbulence (Spalart-Allmaras, standard $k-\omega$, standard $k-\omega$ SST).

Les résultats du modèle que je présente seront le champ de vitesse et les lignes de courant. Ces données ne nous étaient pas directement accessibles par l'expérimentation mais elles peuvent nous permettre de nous faire une image de la physique du problème.

¹⁶ Vitesse moyenne sur la section

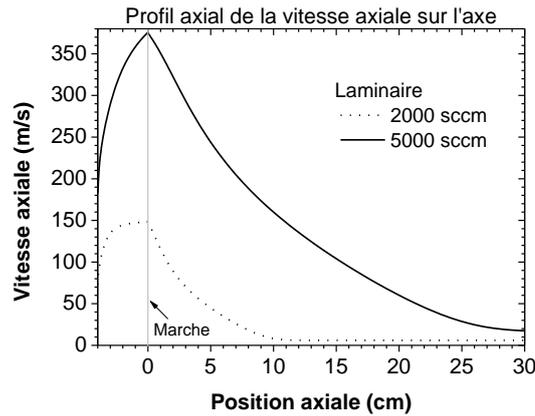


Figure 4-7 : Profil axial de la vitesse axiale sur l'axe. Simulation réalisée sans modèle de turbulence pour deux débits différents (en pointillés 2000 sccm en trait plein 5000 sccm). La marche est située à $x=0$ cm.

Regardons la Figure 4-7 où est représentée la vitesse axiale sur l'axe en fonction de la position axiale. Au passage de la marche ($x = 0$ cm) la vitesse diminue drastiquement, ceci est dû au fait que l'on a une forte augmentation de la section dans laquelle le fluide s'écoule, ce qui nécessite une forte diminution de la vitesse afin de conserver le débit. Dans un second temps, on voit que quel que soit le débit, le fluide n'atteint pas un régime établi avant la marche (ceci est marqué par une augmentation de la vitesse axiale sur l'axe plus on se rapproche de la position de la marche). Il aurait fallu une électrode interne plus longue que 4 cm pour atteindre ce régime établi. Pour un débit de 2000 sccm le profil de vitesse axiale est constant au bout d'environ 10 cm après la marche, alors que pour un débit plus élevé de 5000 sccm on n'atteint pas un profil de vitesse constant. Nous n'avons pas pu réaliser de simulation en laminaire pour des débits supérieurs car le modèle ne convergeait pas, ce qui peut signifier qu'il n'existe pas de solution laminaire stationnaire.

Regardons à présent ce qu'il se passe quand on rajoute un modèle de turbulence (cf. Figure 4-8). Les modèles de turbulence utilisés ici sont des modèles classiques intégrés dans Fluent. Il y a une forte différence entre les cas sans modèle de turbulence et avec modèle. Ces derniers prédisent une vitesse axiale constante à quelques centimètres (≈ 5 cm) de la marche quel que soit le débit. Le modèle Spalart-Allmaras donne une vitesse axiale constante environ 1 cm plus près de la marche que le modèle $k-\omega$. Avec un modèle de turbulence, il n'y a eu aucun problème pour réaliser une simulation avec un débit important.

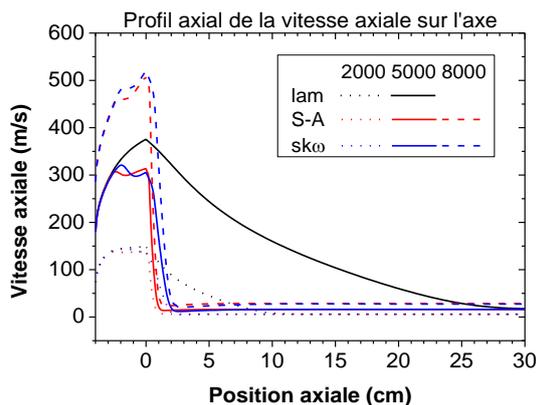


Figure 4-8 : Profil axial de la vitesse axiale sur l'axe. Simulation réalisée sans modèle de turbulence (laminaire, en noir) et pour deux modèles de turbulence (Spalart-Allmaras en rouge et standard $k-\omega$ en bleu) pour trois débits différents. Pour rappel la marche est situé à $x=0$ cm.

Sur la Figure 4-9 qui montre les lignes de courant pour un débit de 5000 sccm pour différents modèles, il y a après la marche une zone de recirculation (tourbillons) plus ou moins étendue en fonction du modèle choisi. Si l'on regarde le point de rattachement qui correspond au point proche de la paroi où la vitesse axiale est nulle, selon le modèle utilisé on retrouve la tendance précédente : il est le plus distant de la marche pour le cas laminaire (≈ 23.5 cm) puis vient le modèle $k-\omega$ (≈ 1.5 cm) et pour finir le modèle Spalart-Allmaras (≈ 1 cm).

Remarquons qu'au niveau du tourbillon si l'on réalise une coupe radiale de la vitesse axiale on aura une inversion du signe de la vitesse, c'est-à-dire que près du centre on aura une vitesse positive (en direction de l'extérieur du système) et lorsque l'on dépasse le centre du tourbillon la vitesse devient négative (dirigée vers la paroi qui constitue la marche).

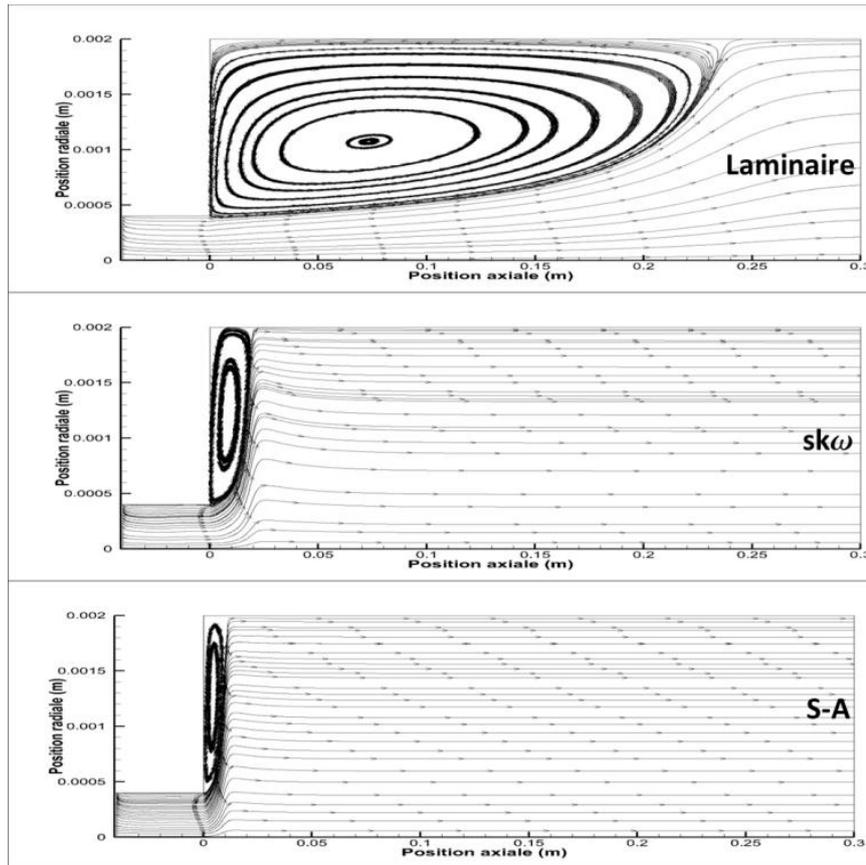


Figure 4-9 : Ligne de courant pour un débit de 5000 sccm pour, de haut en bas, un modèle laminaire, standard $k-\omega$ et Spalart-Allmaras.

Afin de tester quelle modèle de turbulence décrirait le mieux la réalité physique du phénomène, nous nous sommes placés dans le cas limite à faible Reynolds ($Re_1 = 120$). Ce nombre de Reynolds est suffisamment faible pour nous assurer qu'il n'y a pas de turbulence. Nous avons réalisé une simulation sans modèle de turbulence (laminaire) puis avec différents modèles de turbulence. Le modèle s'approchant le plus de la solution laminaire a été supposé être le plus apte à décrire la réalité à plus fort débit, même si ce critère est un peu arbitraire. Le profil axial de la vitesse axiale sur l'axe, pour un nombre de Reynolds de 120, est présenté sur la Figure 4-10. A ce faible débit, les 4 centimètres de l'électrode interne sont suffisants afin d'atteindre un régime établi dans l'électrode (avant la marche). Pour les modèles laminaire, $k-\omega$ standard et $k-\omega$ SST les courbes sont superposées, ils donnent le même résultat et prédisent qu'au bout de 3 cm une vitesse constante est atteinte. Ils donnent aussi une même distance pour le point de rattachement (≈ 2 cm). Par contre le modèle Spalart-Allmaras donne une vitesse constante au bout de seulement 1 cm. Nous avons réalisé d'autres cas test à différents débits pour confirmer notre choix du modèle de turbulence. Ces cas ne sont pas présentés ici.

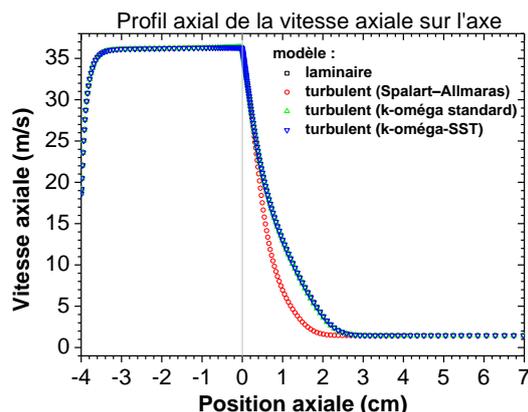


Figure 4-10 : Profil axial de la vitesse axiale sur l'axe. Simulation réalisée sans modèle de turbulence (laminaire) et pour trois modèles de turbulence (Spalart-Allmaras, standard $k-\omega$, $k-\omega$ SST) pour un débit de 500 sccm ($Re_1=120$).

Avant de prendre le modèle $k-\omega$ comme référence, regardons si l'intensité turbulente mise en entrée du modèle a une influence sur la distance nécessaire pour oublier la marche. Nous pouvons constater sur la Figure 4-11 que l'intensité turbulente n'a une influence sur l'écoulement que sur la partie en amont de la marche. Pour le fluide, la présence de la marche est un événement « brutal » qui crée assez de turbulence pour dominer complètement la turbulence en entrée. Ceci est plutôt bien pour nous car l'intensité turbulente à mettre en entrée du système nous est complètement inaccessible ; comme le profil exact de vitesse en entrée, nous ne pouvons que les fixer à une valeur arbitraire. La longueur de rattachement n'est pas non plus impactée par l'intensité turbulente injectée en entrée.

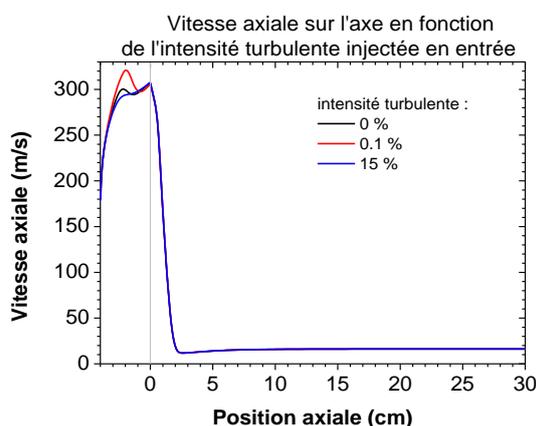


Figure 4-11 : Profil axial de la vitesse axiale sur l'axe pour différentes intensités turbulentes en entrée (modèle $k-\omega$)

Sans autre argument que l'égalité entre le modèle $k-\omega$ et le modèle laminaire à bas nombre de Reynolds, nous prenons le modèle $k-\omega$ standard comme référence. Regardons pour finir les profils radiaux de la vitesse axiale et radiale pour différents débits.

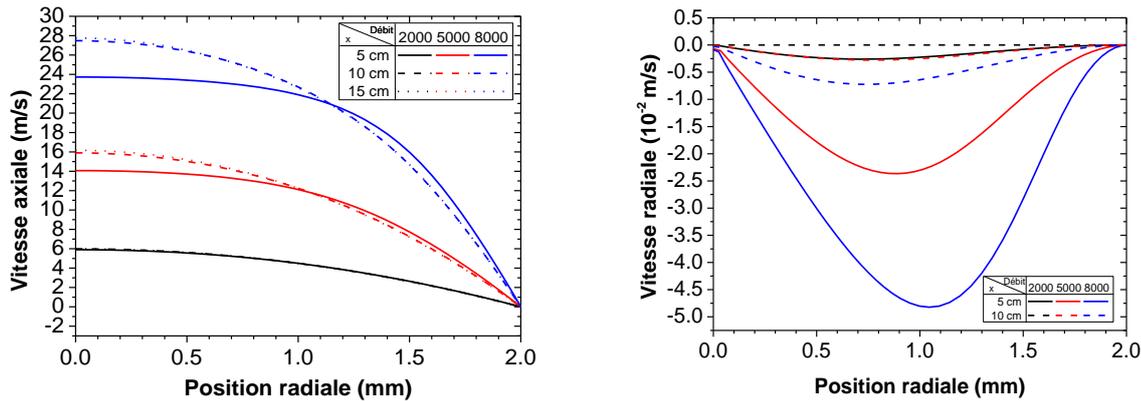


Figure 4-12 : Profil radial de la vitesse axiale (gauche) et radiale (droite) pour différents débits (2000, 5000, 8000 sccm), pour différentes distances de coupe avec le modèle $k-\omega$ standard

Sur la Figure 4-12 (gauche) nous voyons que premièrement plus on augmente le débit plus les vitesses maximale et moyenne sont grandes. Plus le débit augmente (courbe rouge puis bleue), plus l'écart entre le profil à 5 cm et 10 cm est grand, c'est-à-dire que le fluide subit plus longtemps l'impact de la marche. Mais notons qu'entre 10 cm et 15 cm l'écart entre les profils est minime. Si l'on se place à faible débit (courbe noire) il est difficile sur ce graphique de voir la différence entre les différentes coupes, mais il y a bien un écart entre les profils à 5 et à 10 cm alors que l'écart est nul entre les profils à 10 et 15 cm. On en déduit que la marche est « oubliée » entre 5 et 10 cm pour ces 3 débits.

Regardons maintenant la Figure 4-12 (droite) qui montre le profil radial de la vitesse radiale pour différentes distances à la marche. On remarque que la vitesse radiale reste quand même très faible comparée à la vitesse axiale (<1%). On retrouve le même comportement que pour la vitesse axiale, plus le débit est grand plus la vitesse radiale est grande. Cette vitesse est négative ce qui veut dire qu'elle est dirigée vers le centre de l'injecteur et non vers la paroi. Le maximum en valeur absolue de cette vitesse est situé à 1 mm de l'axe et cet éloignement de l'axe est d'autant plus grand que le débit est grand. Pour que la marche soit complètement oubliée il faudrait que la vitesse radiale soit nulle, ce qui n'est pas le cas même si à 10 cm celle-ci est négligeable comparée à la vitesse axiale. Pour conclure sur cette figure, nous pouvons considérer la marche comme oubliée à 10 cm de l'injecteur. La présence d'une composante radiale de la vitesse peut avoir une influence sur la position du point de transition pour le jet d'hélium sortant de cet injecteur.

Maintenant que nous avons choisi un modèle de turbulence, traçons de façon systématique la position du point de rattachement en fonction du débit pour le modèle laminaire et pour le modèle turbulent (cf. Figure 4-13). Pour le modèle laminaire, la longueur de rattachement varie

linéairement avec le débit sur toute la plage de débits étudiée. On retrouve ce comportement pour le modèle k- ω pour les débits inférieurs à 500 sccm. Cette variation linéaire en fonction du nombre de Reynolds est en accord avec la littérature (pour des nombres de Reynolds ≤ 200 cf.[78]). Comparons nos résultats à l'article cité ci-contre. Pour un nombre de Reynolds de 200 dans l'article, la longueur de rattachement est d'environ 19 cm, soit un peu moins de 9 fois le diamètre interne de leur injecteur, alors que nous, nous obtenons une longueur de 3.6 cm en laminaire, soit 45 fois le \varnothing_{ei} et 2.8 cm en k- ω , soit 35 fois le \varnothing_{ei} . Cette différence est notable et est sûrement due au fait que nous n'avons pas une totale similitude entre leur expérience et nos simulations. Une des différences est le rapport entre le diamètre après la marche et le diamètre avant la marche qui est de 2 dans leur cas et de 5 pour nous.

Sur la figure on voit qu'au-delà de 500 sccm les cas k- ω et laminaire divergent. Pour de forts débits, le modèle laminaire donne des distances trop grandes et il est nécessaire d'avoir un modèle de turbulence pour résoudre la physique du problème. Pour le modèle k- ω , à 1000 sccm (soit un nombre de Reynolds de 230), la longueur de rattachement est maximale. Quand on augmente le débit cette longueur diminue. Notons qu'il est possible de déplacer la position de ce maximum en modifiant certains paramètres du modèle. On retrouve cette même allure de courbe dans la référence [79], mais dans cet article le maximum est pour un nombre de Reynolds de 1000. Dans cet article la cavité est rectangulaire et non-cylindrique, les auteurs utilisent de l'air et le rapport entre la hauteur avant la marche est après la marche est de 2. Ceci peut expliquer les différences.

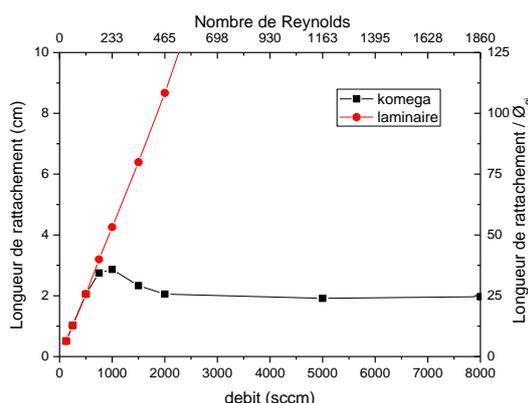


Figure 4-13 : Longueur de rattachement en fonction du débit avec la résolution laminaire et avec un modèle de turbulence. (Le nombre de Reynolds est ici calculé à partir du diamètre interne de l'électrode)

Les questions posées en début de chapitre étaient :

- Pourquoi la zone laminaire du jet est-elle plus grande quand la marche est plus éloignée de la sortie ?
 - o La Figure 4-12 répond à cette question car quand on s'éloigne de la marche l'écoulement peut parcourir la distance nécessaire pour « oublier » la marche ; l'écoulement retrouve un profil de Poiseuille qui limite le gradient de vitesse entre l'air extérieur et le jet d'hélium, ce qui rend le jet plus stable et donc éloigne l'abscisse de transition. Pour les trois débits étudiés la marche est oubliée entre 5 et 10 cm ce qui permet d'expliquer l'écart de longueur de l'abscisse de transition quand on compare les images de la Figure 4-4 pour un même débit mais pour une longueur L_{cap} différente (5 et 7 cm).
- Quel phénomène peut expliquer la réapparition ou l'allongement de la zone de régime laminaire à partir d'un certain débit (ici > 5000 sccm) (cf. Figure 4-4) ?
 - o La Figure 4-13 répond à cette question. En effet, on constate avec le modèle $k-\omega$ qu'il existe un débit (1000 sccm) pour lequel la longueur de rattachement est maximale. En dessous ou au-dessus de celui-ci cette longueur est forcément plus petite. Or on retrouve ce même comportement pour la longueur de l'abscisse de transition sur la Figure 4-4 pour un L_{cap} donné sauf que le débit est ici de 5000 sccm. Si la marche n'est pas suffisamment éloignée de la sortie, on comprend qu'une longueur maximale de rattachement va entraîner un profil de vitesse à la sortie fortement modifié, ce qui va entraîner une abscisse de transition minimale. Des investigations plus approfondies auraient été nécessaires pour faire correspondre ces deux débits mais ceci n'est pas l'objet de ce travail.

4.4 Simulations d'un jet

4.4.1 Comparaison avec les simulations de Naidis et Sakiyama

A l'aide de Fluent nous avons, en premier lieu, essayé de reproduire les résultats obtenus par Naidis (cf. [42]) et Sakiyama (cf. [80]). Tous les deux ont la même géométrie (tube creux de 3 mm de diamètre interne) et le même débit d'hélium mais Naidis utilise l'air comme gaz ambiant et Sakiyama l'azote. Le débit est de 7 l/min ce qui donne un nombre de Reynolds de 400. Il faut noter que les simulations réalisées ici ont été faites sans modèle de turbulence pour les trois auteurs.

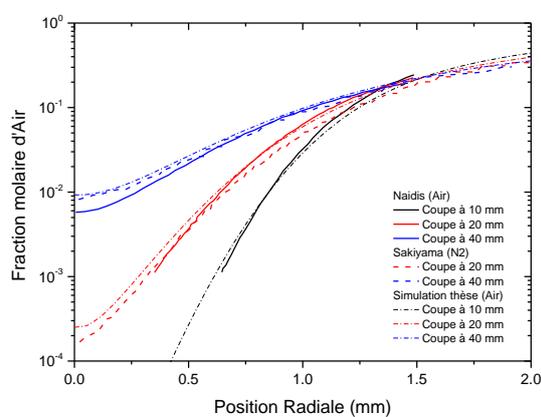


Figure 4-14 : Fraction molaire d'air en fonction de la position radiale à différentes distances de l'injecteur (noir 10 mm, rouge 20 mm, bleu 40mm). En trait plein résultats extraits de la référence [42] réalisés par Naidis, en tirets [80] réalisés par Sakiyama, en pointillés simulation Fluent réalisée dans le cadre de cette thèse.

Sur la Figure 4-14 et la Figure 4-15 on constate un bon accord entre les différentes simulations (Naidis, Sakiyama, thèse). On observe le comportement typique d'un jet : plus on s'éloigne de la sortie de l'injecteur plus l'hélium s'est mélangé avec l'air. Il en résulte un élargissement du jet avec une concentration molaire moyenne sur sa section plus faible.

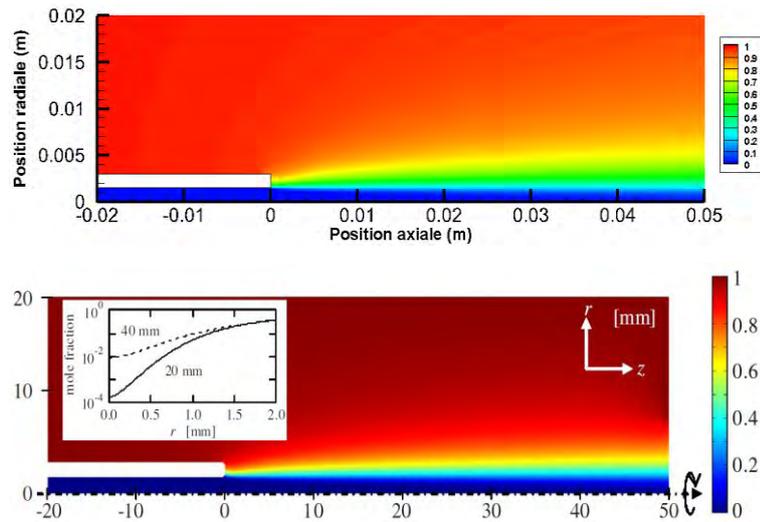


Figure 4-15 : Fraction molaire d'air issue de la simulation axisymétrique d'un jet d'hélium dans l'air pour un nombre de Reynolds de 400. (en haut) réalisée au cours de cette thèse à l'aide de Fluent® (en bas) extraite de [80].

4.4.2 Influence de la diffusion moléculaire et de la viscosité cinématique sur la longueur du jet

Dans cette section nous avons réalisé des simulations de l'écoulement d'un jet d'hélium, sans plasma, à l'aide de Fluent®. Nous avons modifié les propriétés de l'hélium pour confirmer les conclusions de la section 3.1.3 qui stipule qu'en régime laminaire, la longueur du cône potentiel est inversement proportionnelle à la diffusion massique et qu'elle est indépendante de la viscosité cinématique. On rappelle que les simulations réalisées avec Fluent, ne peuvent pas correctement donner accès à l'abscisse de transition, donc nous nous plaçons dans un cas à faible débit, laminaire.

Nous avons donc voulu vérifier ce résultat analytique à l'aide de simulations pour différents gaz dans une configuration simple : un tube de 3 mm de diamètre débouchant dans l'air. Nous avons utilisé de l'hélium et créé deux héliums virtuels, l'HeA qui a toutes les propriétés de l'hélium (chaleur spécifique, conductivité thermique, masse moléculaire, diffusion massique...) sauf qu'on a remplacé sa viscosité par celle de l'argon (ce qui augmente le nombre de Reynolds pour cet écoulement), l'HeB qui a toutes les propriétés de l'hélium sauf qu'on a remplacé le coefficient de diffusion par celui de l'argon (cf. Tableau 4.1).

	Débit ($10^{-6} \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$)	Débit ¹⁷ ($\text{L}\cdot\text{min}^{-1}$)	Débit (sccm)	U ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	Re	Lc analytique (cm)	Lc numérique (cm)
He	1.34	0.49	450	1.17	29	0.4	0.4
HeA avec D_{He} et v_{ar}	1.34	0.49	450	1.17	267	0.4	<0.1
HeB avec D_{ar} et v_{He}	1.34	0.49	450	1.17	29	1.7	<0.1

Tableau 4.1 : Récapitulatif des gaz utilisés

La Figure 4-16 montre tout d'abord que la fraction molaire sur l'axe reste constante et égale à 1 jusqu'à une certaine distance de la sortie puis qu'elle chute brutalement. Cette distance correspond à la longueur du cône potentiel. On voit un assez bon accord entre longueur du cône potentiel estimé analytiquement (cf. Tableau 4.1) et numériquement pour l'He et l'HeA. En effet, analytiquement nous avons estimé une longueur d'environ 0.4 cm pour l'hélium normal et pour l'HeA et de 1.7 cm pour l'HeB alors que numériquement cette distance est plutôt aux alentours de 4 mm pour l'He et l'HeA et est inférieure à 1 mm pour l'HeB du fait de l'entrée d'air dans l'injecteur.

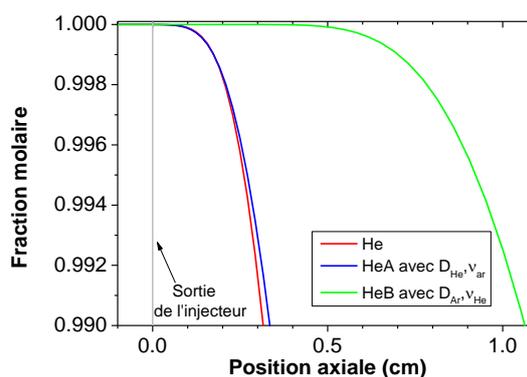


Figure 4-16 : Profil axial de la fraction molaire d'hélium sur l'axe pour trois gaz différents

Par contre les courbes entre l'He et l'HeA sont très proches. On conclut que la viscosité cinématique dans un régime laminaire influe peu sur le jet. Pour l'HeB, qui a une diffusion massique environ 10 fois moins importante que les deux autres gaz, le jet est plus long.

¹⁷ $Q_{\text{massique}} = (Q_{\text{volumique}} \cdot M \cdot P) / R \cdot T$ Avec Q_{massique} le débit massique ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$) et $Q_{\text{volumique}}$ le débit volumique ($\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$), M la masse molaire ($\text{kg}\cdot\text{mol}^{-1}$), P la pression (Pa), R la constante des gaz parfaits, T la température (K).

En conclusion, nous avons confirmé numériquement que la longueur du cône potentiel dans un régime laminaire dépend de la diffusion massique mais peu de la viscosité cinématique.

4.4.3 Comparaison entre un jet d'hélium, d'argon et de néon

Dans cette section nous avons réalisé des simulations du jet d'hélium, d'argon et de néon dans l'air afin de confronter la modélisation aux résultats analytiques portant sur l'évaluation de la longueur du cône potentiel obtenus dans la 3.1.4.

Nous avons trouvé que la longueur du cône potentiel, pour un débit fixé, est plus grande dans l'argon, vient ensuite le néon et pour finir l'hélium. Par contre en fixant le nombre de Reynolds, nous obtenions le résultat opposé.

Nous avons réalisé ces simulations dans une géométrie simple, ne présentant pas de marche, et dans une géométrie, correspondant aux injecteurs du LPGP, qui présente une marche.

Géométrie simple

La géométrie ici est un tube simple de 3 mm de diamètre sans marche. On fixe tout d'abord le débit à 1000 sccm, à la pression atmosphérique et à 300 °K, pour se remettre dans les conditions de calcul de la section 3.1.4.

Gaz	Débit (sccm)	Vitesse ($m \cdot s^{-1}$)	Re	Lc analytique (cm)	Lc numérique (cm)
Argon	1000	2.35	538	3.2	0.8
Néon	1000	2.35	188	2.1	0.5
Hélium	1000	2.35	57	0.8	0.2

Tableau 4.2 Tableau récapitulatif des conditions expérimentales et valeurs de la longueur du cône potentiel

Sur la Figure 4-17 où est tracée la fraction molaire sur l'axe, on retrouve que pour un même débit le jet d'argon est plus long que le jet de néon et d'hélium. Par contre la longueur du cône potentiel trouvé analytiquement est bien plus importante que celle issue des simulations.

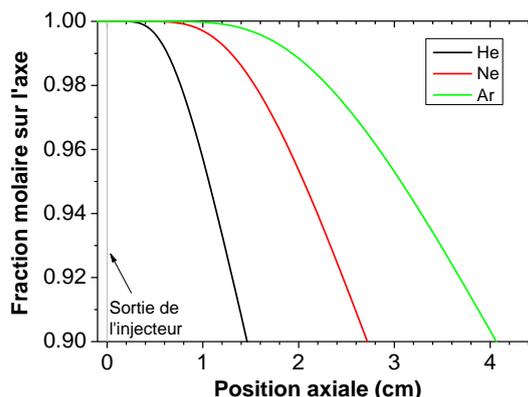


Figure 4-17 : Profil axial de la fraction molaire sur l'axe pour de l'hélium, du néon et de l'argon. Le débit est fixé à 1000 sccm. Résultats issus des simulations Fluent®.

Si l'on regarde sur la Figure 4-18 les profils radiaux de la fraction molaire pour les 3 gaz, on remarque que plus on s'éloigne de la sortie de l'injecteur plus le jet s'élargit et la concentration moyenne sur une section diminue du fait du mélange entre l'hélium est l'air. Le jet d'hélium est beaucoup plus large avec une concentration moyenne plus faible que les autres car sa diffusion massique est plus importante.

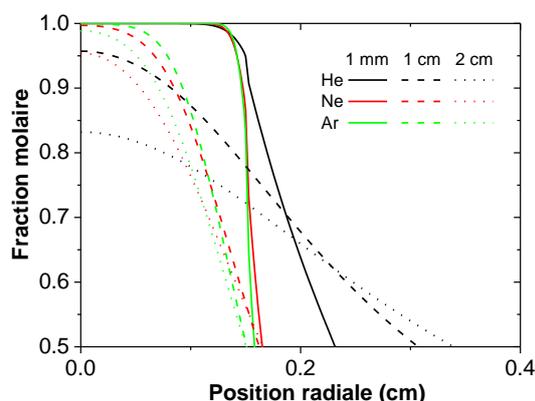


Figure 4-18 : Profil radial de la fraction molaire pour 3 positions axiales (à la sortie de l'injecteur, 1 cm après et 2 cm après).

Dans cette section nous avons donc confirmé numériquement que, pour un débit volumique et dans un régime laminaire, le jet d'argon est plus long que le jet de néon qui lui-même est plus long que le jet d'hélium. Le jet d'hélium est aussi plus large mais avec une concentration moyenne sur une section plus faible.

Géométrie du LPGP

Dans ce chapitre nous avons réalisé des simulations d'écoulement, sans plasma, avec la géométrie du LPGP pour voir si l'on pouvait expliquer la Figure 4-19 (gauche) issue de la référence [7]. Cette figure donne la longueur du jet de plasma et non du cône potentiel. Elle

montre que pour une tension supérieure à 3 kV la longueur des jets de plasma se classe dans l'ordre suivant : le plus long est l'hélium puis vient le néon et pour finir l'argon.

Une interprétation possible est que la concentration du gaz rare en bout du jet est devenue insuffisante pour permettre la propagation du plasma pour les tensions appliquées. Les différents débits pour les trois gaz ont été pris pour que leur nombre de Reynolds soit proche. Il est de 177 pour l'argon, de 186 pour le néon et de 171 pour l'hélium.

Gaz	Débit (sccm)	Vitesse ($m \cdot s^{-1}$)	Re	Lc analytique (cm)
Argon	100	2.33	177	0.4
Néon	300	6.99	186	0.7
Hélium	900	20.97	171	0.8

Tableau 4.3 Tableau récapitulatif des conditions expérimentales et valeurs de la longueur du cône potentiel

Si l'on regarde les sorties de simulations Fluent pour ces trois cas (Figure 4-19 droite) qui donnent la fraction molaire sur l'axe, on fait le même constat. On trouve que le jet d'hélium est plus grand que le jet de néon, qui lui-même est plus grand que le jet d'argon pour un même nombre de Reynolds. Ceci peut expliquer la différence de longueur du jet de plasma entre les différents gaz de la Figure 4-19 (gauche).

On retrouve bien ici la conclusion du 3.1.4, qui nous dit qu'à même nombre de Reynolds le jet d'argon est plus petit que celui du néon, qui lui-même est plus petit que celui de l'hélium.

Par contre les résultats des simulations donnent un mélange trop grand. En effet, prenons par exemple le cas de l'argon, les simulations nous disent qu'après 12 mm de la sortie de l'injecteur la fraction molaire d'argon est de 60 %, concentration à laquelle il est impossible d'avoir un plasma avec les tensions utilisées ici, alors que dans ce cas le jet de plasma est de 12 mm. Peut-être qu'ici le couplage entre l'hydrodynamique et le plasma a mené à un rallongement de la longueur du jet comme dans la référence [54]. Cependant, l'estimation analytique de la longueur du cône potentiel, qui ne tient pas compte du plasma, donne aussi une longueur bien plus importante, qui est d'ailleurs de l'ordre de grandeur du jet de plasma.

L'hydrodynamique n'est pas forcément la seule cause ici qui puisse expliquer la différence de longueur du jet de plasma, car on verra, dans la section 5.6, que la vitesse du front d'ionisation est différente suivant le gaz utilisé, ce qui a pour conséquence que pour une même durée de pulse d'alimentation le plasma peut aller plus ou moins loin.

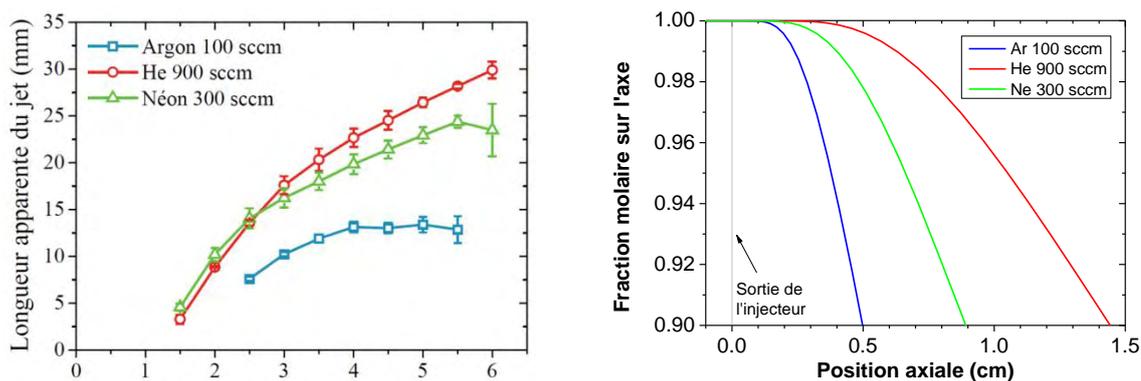


Figure 4-19 : (gauche) Longueur du jet de plasma en fonction de la tension appliquée pour de l'argon à 100 sccm, de l'hélium à 900 sccm et du néon à 300 sccm, mesurée expérimentalement pour la décharge n°1 [7]. (droite) Fraction molaire sur l'axe pour les trois cas précédents obtenue à l'aide de Fluent®.

Nous avons montré ici que si l'on fixe un nombre de Reynolds pour les trois gaz le jet d'argon est plus petit que le jet de néon, qui lui-même est plus court que le jet d'hélium.

4.4.4 Impact de l'hydrodynamique sur le profil d'hélium métastable

La création d'un plasma dans de l'hélium mène à la création d'hélium métastable. Ces héliums métastables sont rapidement détruits par effet Penning dès que la concentration en air devient suffisamment importante.

Dans la référence [7], a été mesuré expérimentalement le temps caractéristique de décroissance des signaux d'absorbance pour un ensemble de positions radiales et axiales dans un jet de plasma. L'auteur a pu délimiter deux zones : une où ce temps de décroissance est long ($\approx 4.7 \mu\text{s}$), cette zone se situe à proximité de la sortie de l'injecteur, et une autre où ce temps est inférieur à $4.7 \mu\text{s}$. L'auteur assimile la zone avec un temps de décroissance long à la zone où l'hélium est « pur » car il n'y a pas suffisamment d'air pour détruire les métastables par effet Penning. Ce résultat est reporté sur la Figure 4-20 (gauche et courbe noire à droite).

Nous nous sommes placés dans les mêmes conditions expérimentales et nous avons réalisé une simulation à l'aide de Fluent, donc sans plasma, afin d'obtenir le champ de concentration en hélium. Puis nous avons regardé quelle était la concentration d'hélium sur l'axe à une distance de 1.2 cm après la sortie de l'injecteur. La fraction molaire est de 0.999953, soit 47 ppm d'impuretés. Puis nous avons tracé l'iso-contour de cette fraction molaire (cf. Figure 4-20 droite courbe rouge). Nous pouvons constater un bon accord entre ces deux courbes ce qui tend à prouver que le profil de densité de métastables est dû au mélange entre l'hélium et l'air.

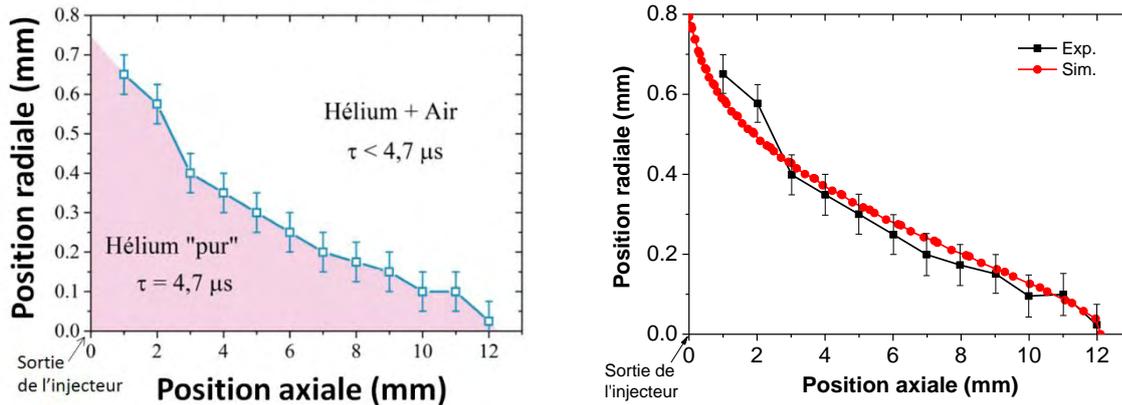


Figure 4-20 : (gauche) Rayon de la zone où le taux de décroissance est constant (LPGP [7], injecteur n°3, 5kV, 4.5 slm). (droite) La courbe noire est le report de la courbe bleue de la figure de gauche, la courbe rouge est l'iso-contour de la concentration d'hélium avec 47 ppm d'impuretés. Cette courbe est issue des simulations d'hydrodynamique à l'aide de Fluent, sans plasma, pour un débit de 4.5 slm et l'injecteur n°3.

Dans cette même thèse la densité d'hélium métastable le long d'une ligne de visée a été mesurée pour différents débits (cf. Figure 4-21). Quand on s'éloigne de la sortie, il y a une augmentation de la densité de métastables, puis une diminution brutale que l'on ne peut pas expliquer simplement par des effets purement hydrodynamiques sans prendre en compte le couplage.

Plus le débit est grand plus la longueur où des héliums métastables sont présents est grande. Ceci paraît normal car en augmentant le débit, la longueur du cône potentiel augmente, ce qui permet de définir une longueur à partir de laquelle il n'y a plus de métastables. On va prendre la longueur à partir de laquelle la densité de métastables est inférieure à 10^{12} cm^{-1} .

Puis nous allons réaliser comme pour la Figure 4-20 (droite) une série de simulations, sans plasma, à l'aide de Fluent pour les mêmes conditions et nous allons tracer l'iso-contour d'hélium avec 47 ppm d'impuretés (cf. Figure 4-21). Ceci va nous donner une longueur sur l'axe que l'on va comparer avec la longueur trouvée expérimentalement.

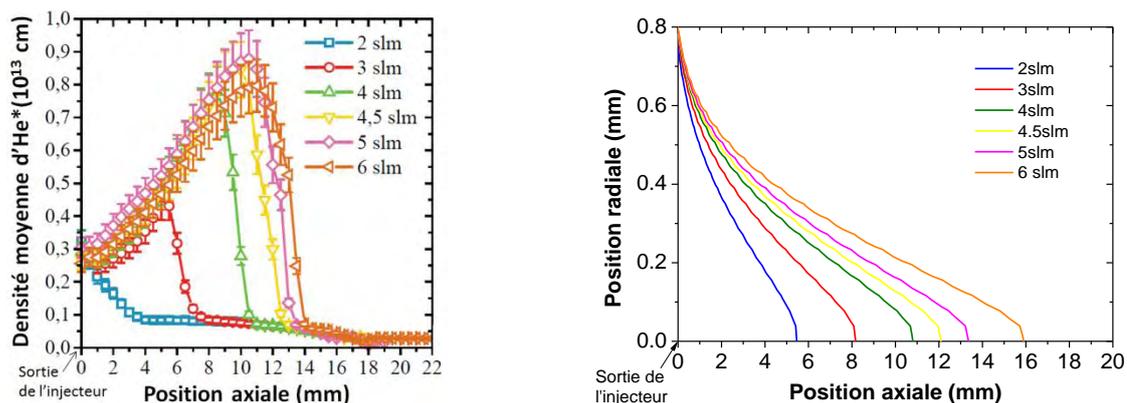


Figure 4-21 : (gauche) densité moyenne d'He* en fonction de la position axiale pour différents débits (LPGP [7], injecteur n°3, 5kV). (droite) iso-contour de la concentration d'hélium avec 47 ppm d'impuretés. Ces courbes sont issues des simulations d'hydrodynamique à l'aide de Fluent, sans plasma pour l'injecteur n°3.

Dans le Tableau 4.4 on a récapitulé ces longueurs en fonction du débit et les longueurs des iso-contours de 47 ppm obtenues à l'aide de simulations hydrodynamiques. Ces deux longueurs sont assez proches. Une explication possible de cet écart est peut-être le couplage entre le plasma et l'hydrodynamique qui n'est pas pris en compte.

Débit (slm)	Longueur expérimentale (± 1 mm)	Longueur Fluent (mm)
2	3.0	5.5
3	7.5	8.1
4	10	10.8
4.5	12	12.1
5	13	13.4
6	14	15.9

Tableau 4.4 : Tableau récapitulatif des longueurs mesurées sur la Figure 4-21.

Dans cette section nous avons montré que l'on retrouve une étroite corrélation entre la région spatiale où la densité d'hélium métastable est non nulle et l'iso-contour d'hélium avec 47 ppm d'impureté obtenue par simulation numérique de l'écoulement sans plasma.

4.4.5 Modification du profil de vitesse à la sortie de l'injecteur

Dans cette section nous avons fait l'hypothèse que le plasma crée un vent ionique, processus bien connu dans les expériences de contrôle d'écoulement. Dans le cas de la création d'un plasma dans l'air par une DBD plane pour le contrôle d'écoulement, ce dispositif arrive à générer un mouvement d'air de quelques mètres par seconde sur une épaisseur de quelques millimètres [76].

En partant de ce constat nous avons réalisé des simulations d'écoulement, sans plasma, mais pour simuler l'effet de celui-ci sur l'écoulement, nous avons modifié le profil de vitesse à la sortie de l'injecteur en augmentant la vitesse près du diélectrique, sachant que la majorité du vent ionique se fait dans l'épaisseur de la gaine. Pour réaliser ces simulations nous avons fait attention de garder le même débit de 3 slm entre les différents cas (cf. Figure 4-22), ce qui nécessite une diminution de la vitesse maximale. Il existe de nombreuses critiques à faire concernant cette approche du problème, mais elle donne une idée de l'influence du plasma. En effet, nous ne savons pas si les modifications que l'on a introduit sur le profil de vitesse sont physiques (quelle vitesse à rajouter ? sur quelle épaisseur ?). En outre, dans nos conditions le plasma est généré par des impulsions de tension, alors que l'on considère la modification du profil de vitesse constante.

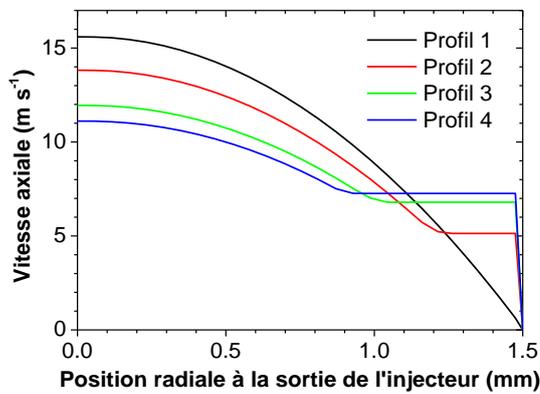


Figure 4-22 Profil radial de la vitesse axiale imposée à la sortie de l'injecteur

Si l'on regarde le profil de la fraction molaire sur l'axe (cf. Figure 4-23) pour ces différents profils de vitesse imposée à la sortie de l'injecteur, on voit que plus le profil a une vitesse importante près des parois et faible sur l'axe, plus le cône potentiel est court, et plus le jet se mélange rapidement avec l'air.

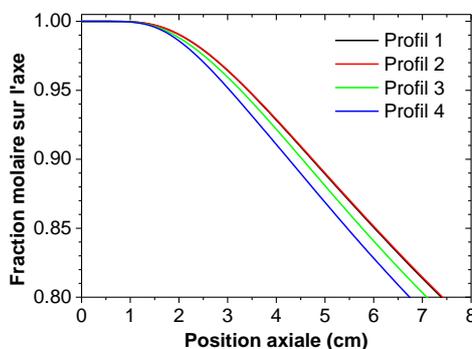


Figure 4-23 : Profil axial de la fraction molaire sur l'axe pour les différents profils de vitesse imposés

Le profil radial de la fraction molaire pour deux positions axiales données (1.5 mm et 2 cm) montre que plus la vitesse est importante aux bords, plus le jet est large et se mélange radialement.

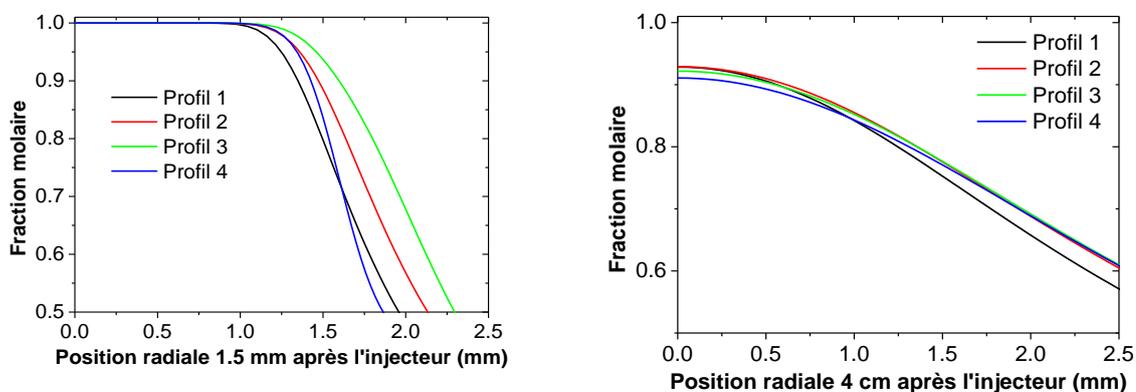


Figure 4-24 : Profil radial de la fraction molaire, à gauche, 1.5 mm après la sortie, à droite, 4 cm après la sortie.

Dans cette section nous avons modifié le profil de vitesse en sortie de l'injecteur tout en conservant le débit. Nous avons montré qu'une modification de ce profil avait des répercussions sur le champ de concentration en hélium. Notamment plus la vitesse sur les bords est importante, plus le jet est court et large. Les moyens numériques mis en place ne permettent pas de prédire l'influence de la modification du profil de vitesse à la sortie sur la longueur de l'abscisse de transition.

Chapitre 5

Simulations du jet de plasma

Ce chapitre présente une étude paramétrique sur les jets de plasma. Cette étude a pour but d'améliorer la compréhension des phénomènes mis en jeu mais aussi de trouver quels paramètres pourraient être changés afin de modifier les caractéristiques du jet de plasma.

CHAPITRE 5	SIMULATIONS DU JET DE PLASMA	111
5.1	Introduction	113
5.2	Cas de référence	115
5.3	Propagation dans une tube avec/sans coefficient d'émission secondaire	126
5.4	Propagation d'un jet de plasma dans une atmosphère d'hélium avec une électrode en pointe	129
5.5	Modification de la géométrie	131
5.5.1	Longueur du diélectrique	131
5.5.2	Permittivité du diélectrique	136
5.5.3	Coefficient d'émission secondaire du diélectrique	142
5.5.4	Diamètre intérieur	144
5.5.5	Position relative des électrodes	150
5.6	Comparaison Hélium/Argon	154
5.7	Comparaison entre une tension constante et un pulse de tension	159
5.8	Géométrie LPGP	164
5.8.1	Longueur du jet de plasma et vitesse du front d'ionisation	165
5.8.2	Profil de l'hélium métastable	167
5.9	Ajout d'une cible	169

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats d'une étude paramétrique sur les jets de plasma. Ces simulations du jet de plasma ont été réalisées en utilisant un champ de concentration en hélium simpliste : un cylindre d'hélium pur, de 8 cm de long, d'un diamètre égal à celui de l'intérieur de l'injecteur, présentant une frontière abrupte (sans mélange) entre l'hélium et l'air. Il n'y a aucun couplage entre le plasma et l'hydrodynamique. La vitesse de l'hélium est considérée nulle. Autrement dit, on ne prend pas en compte les phénomènes d'hydrodynamique. Les paramètres de simulation ont déjà été donnés dans la section 2.3.2, mais sont rappelés ici. Le domaine de simulation (2D axisymétrique) est représenté sur la Figure 5-1. Il a une dimension de 8 cm de longueur sur 8 cm de rayon. On impose un potentiel nul à la frontière supérieure et à celle de droite. Sur la frontière de gauche on impose un champ électrique perpendiculaire nul. Il y a un maillage fin de $24 \times 10 \mu\text{m}$ sur les 4 premiers centimètres de longueur et sur un rayon de 4 mm. Sur le reste du domaine le maillage est grossier. La pression est de 760 torr et la température des neutres est fixée à 300 °K. On ne considère qu'une espèce ionique, il n'y a pas d'états excités. On ne prend en compte que les collisions ionisantes. Afin de permettre la propagation du plasma on impose une densité électronique et ionique uniforme ($n_{e,0} = n_{i,0} = 10^8 \text{ cm}^{-3}$) dans tout le domaine. Une étude numérique [24] a montré que cette pré-ionisation n'était pas un paramètre clé.

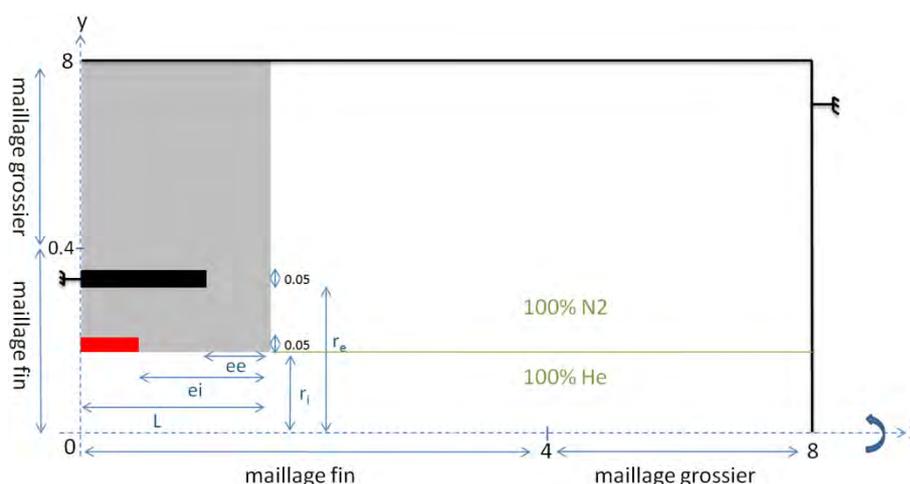


Figure 5-1 : Domaine de simulation. N.B. Le schéma n'est pas à l'échelle. Les données sont en cm. Le pulse de tension est appliqué sur l'électrode interne (rouge) tandis que l'électrode externe (noire) est à la masse. On impose une masse aussi tout autour du domaine (noir). En gris est représenté le diélectrique.

On désigne par L la longueur entre $x=0$ et la fin du diélectrique, r_i est le rayon interne de l'injecteur et r_e est le rayon interne de l'électrode de masse. On désigne par ee et ei la distance

entre la fin du diélectrique et respectivement la fin de l'électrode externe et la fin de l'électrode interne.

La tension utilisée est une tension démarrant à 1kV et atteignant 5 kV en 100 ns puis qui reste constante à 5 kV. On l'appellera par la suite V_{cte} . Nous avons aussi utilisé la forme du pulse de tension fourni par l'alimentation du LPGP d'une durée proche de 400 ns (cf. Figure 5-2). La première tension permet plus facilement d'interpréter les résultats et de comprendre les phénomènes mis en jeu.

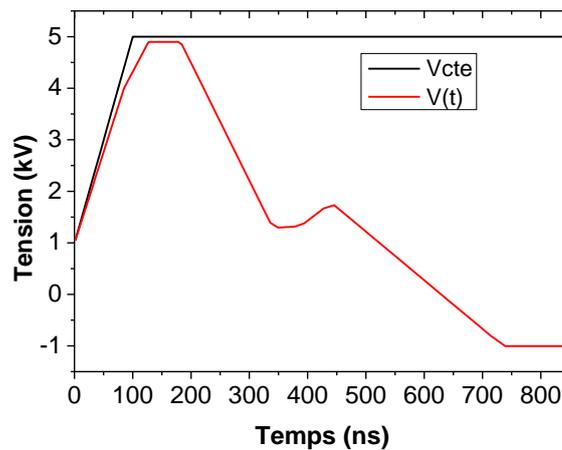


Figure 5-2 : Forme du signal de tension

Les sorties du modèle permettent d'obtenir en fonction du temps et de l'espace le champ électrique et les densités des espèces chargées, d'où on déduit le taux d'ionisation, la vitesse du front d'ionisation, les différents courants, ...

Une question principale a motivé cette série de simulations. Nous voulions trouver des paramètres que l'on pourrait changer afin de modifier les caractéristiques du jet de plasma (densité électronique et ionique, taux d'ionisation, champ électrique, énergie déposée ...). En parallèle nous voulions savoir en quoi la propagation à l'intérieur de l'injecteur est différente de celle à l'extérieure.

Nous avons réalisé une étude paramétrique en:

- augmentant la longueur du diélectrique entre les électrodes et la sortie
- modifiant la permittivité du diélectrique
- modifiant le coefficient d'émission secondaire du diélectrique
- modifiant la position relative des électrodes

- modifiant le diamètre interne de l'injecteur
- remplaçant l'hélium par de l'argon
- comparant une tension constante et un pulse de tension (LPGP)
- rajoutant une cible diélectrique
- modifiant la géométrie de l'injecteur pour qu'elle corresponde à celle de l'injecteur du LPGP

Dans un premier temps nous allons analyser un cas de référence afin de se familiariser avec les diagnostics mis en place.

5.2 Cas de référence

Pour notre cas de référence les dimensions sont de $L=8\text{mm}$, $r_i=1.5\text{mm}$, $r_e=3.5\text{mm}$, $ee=5\text{mm}$, $ei=7\text{mm}$. La permittivité du diélectrique est de 5, son coefficient d'émission secondaire est fixé à 0.3.

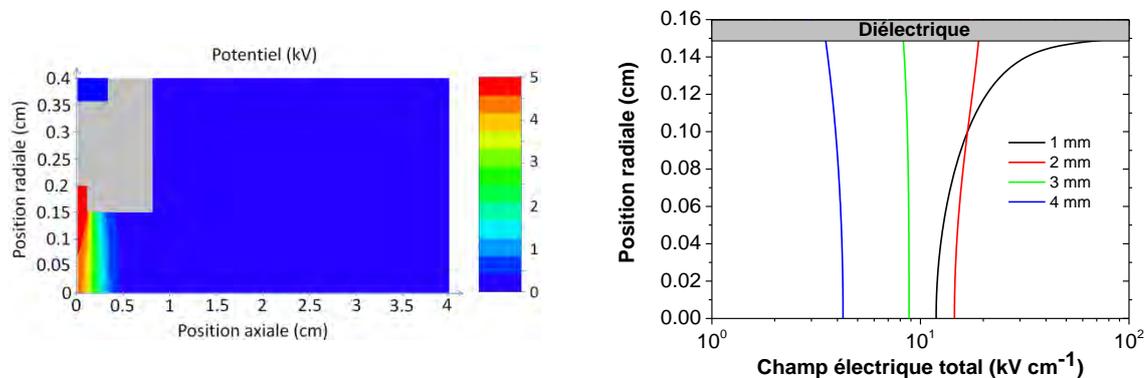


Figure 5-3 : (gauche) Potentiel imposé sans l'influence des charges spatiales. En bleu en haut à gauche l'électrode de masse, en rouge l'électrode HT et en gris le diélectrique. Pour rappel l'axe du cylindre est sur la frontière du bas. Ici la figure ne représente qu'une partie du domaine. (droite) Profil radial du champ géométrique total pour quatre positions axiales.

Regardons la Figure 5-3 qui montre le potentiel imposé par les électrodes à l'instant initial. La résolution de l'équation de Poisson sans charge d'espace nous donne la distribution du potentiel et donc le champ géométrique. La composante radiale du champ électrique géométrique est négligeable comparée à la composante axiale. On voit que les lignes d'équipotentiel sont très resserrées au point triple entre l'électrode interne, le diélectrique et l'hélium. Le champ électrique est donc beaucoup plus important près du diélectrique que sur

l'axe. Sur la Figure 5-3 droite courbe noire, le champ est de 75 kV cm^{-1} près du diélectrique et de 10 kV cm^{-1} sur l'axe. Plus on s'éloigne de l'électrode interne, plus le champ géométrique est faible mais surtout, au lieu d'être maximal près du diélectrique, celui-ci devient maximal sur l'axe. Le plasma va donc se créer près du diélectrique et de l'électrode interne. Dans un premier temps, les électrons de pré-ionisation ($n_{e,t=0}=n_{i,t=0}=1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ dans tout le domaine) vont gagner suffisamment d'énergie dans cette région spatiale afin de faire des collisions ionisantes avec les neutres, pour finir par être collecter par l'électrode interne haute tension (HT). Dans cette région, la densité d'électrons et d'ions devient suffisamment importante pour créer un canal conducteur et repousser le potentiel de l'électrode HT plus loin, créant ainsi un champ électrique important un peu plus loin. Ce champ va permettre l'ionisation dans cette nouvelle région spatiale, qui va se traduire par une accumulation de charges, qui va de nouveau repousser le potentiel HT et créer un champ électrique important un peu plus loin. C'est par la répétition de ce mécanisme que le plasma se propage.

Le mécanisme mis en jeu est illustré dans la Figure 5-4 qui montre la densité électronique, le taux d'ionisation et le potentiel pour 4 instants. Remarquons que la densité électronique est de l'ordre de $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Le premier instant ($t=70\text{ns}$) correspond au temps pour lequel le plasma touche le diélectrique, à cet instant le courant électronique est maximal (cf. Figure 5-6).

Si l'on regarde le taux d'ionisation et en faisant l'hypothèse raisonnable que ce taux reflète, dans les expériences, l'endroit où le plasma émet de la lumière, on retrouve la forme torique du plasma (c'est-à-dire un maximum hors-axe) [2]. Pour rappel ce modèle n'inclut pas la photo-ionisation et ne prend pas en compte les métastables donc ces phénomènes ne sont pas nécessaires pour donner la structure annulaire.

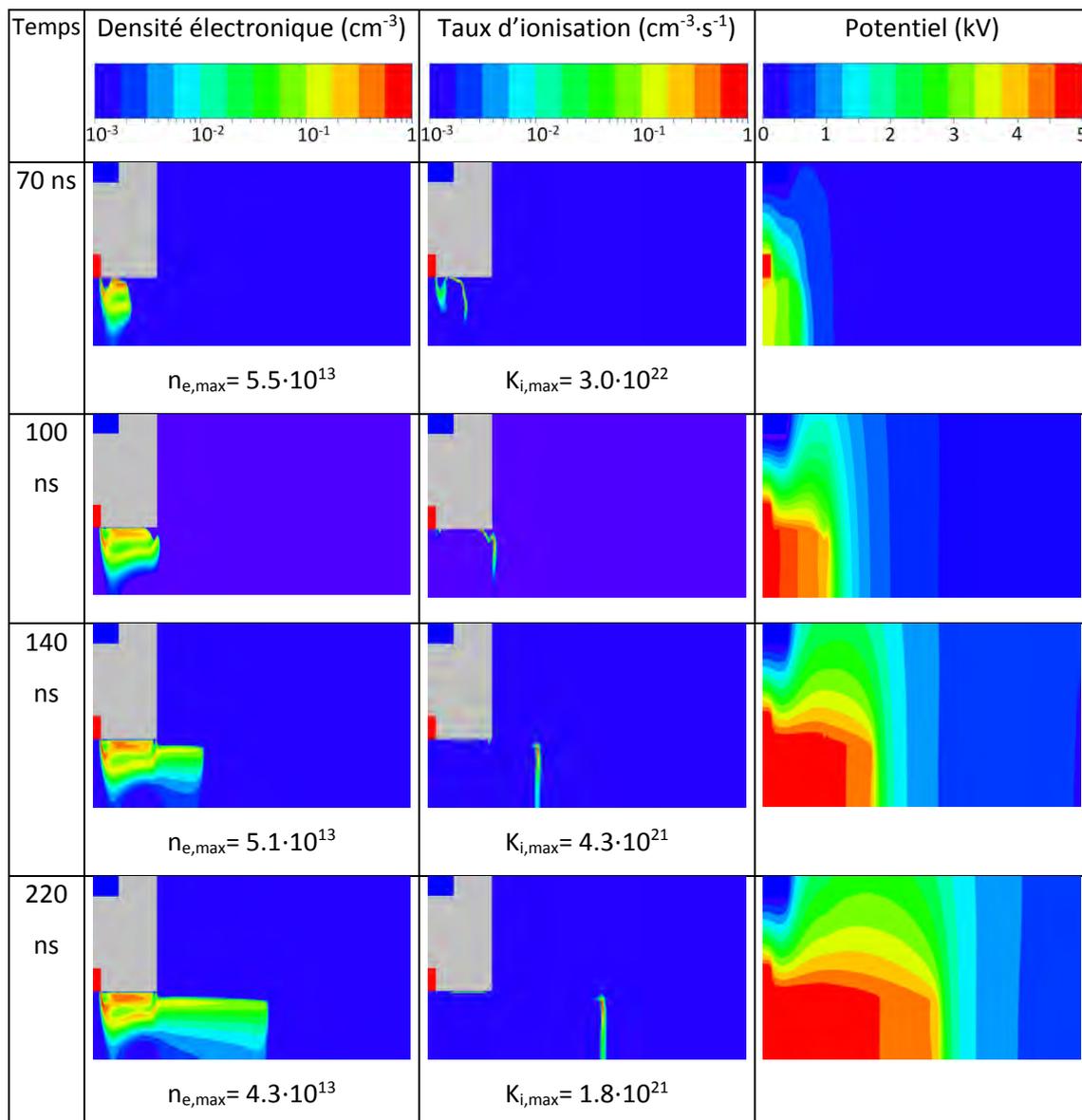


Figure 5-4 : De gauche à droite : densité électronique, taux d'ionisation et potentiel électrique pour 3 instants : 70, 140 et 220 ns pour le cas de référence. Pour la densité électronique et le taux d'ionisation l'échelle est logarithmique et variable, le maximum est donné en dessous de chaque image.

Nous avons tracé, sur la Figure 5-5, un profil radial de densité électronique et ionique dans l'injecteur pour une position axiale de $x=7\text{mm}$ afin d'évaluer l'épaisseur de gaine devant le diélectrique.

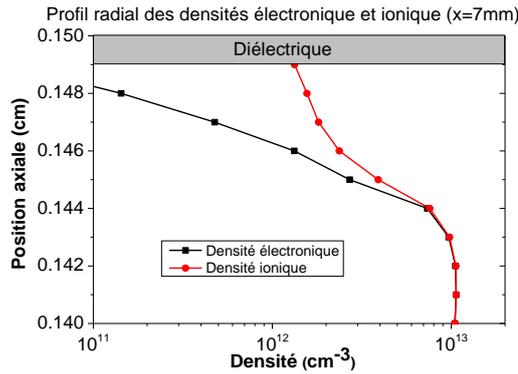


Figure 5-5 : Profil radial des densités électronique et ionique pour une position axiale fixée à 7 mm à 322ns (le jet a atteint 3 cm).

Celle-ci est d'environ 60 μm . La longueur de Debye caractéristique du système est définie par :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{n_e e^2}} \tag{5-1}$$

En prenant une température électronique de 2.5 eV (cf. [26]) et une densité électronique de 10^{13} cm^{-3} , la longueur de Debye est de 3 μm , donc la gaine fait environ 20 fois la longueur de Debye.

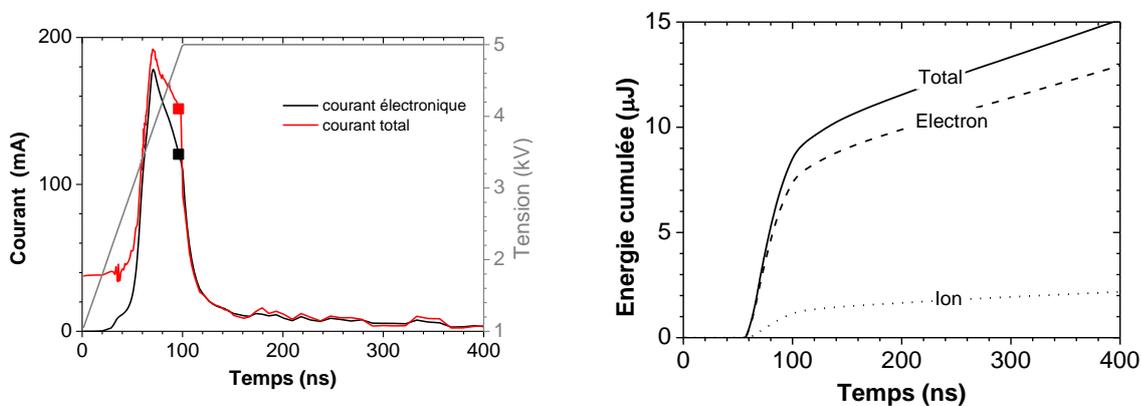


Figure 5-6 : (à gauche) Courant électronique sur l'électrode interne et courant total en fonction du temps. Le symbole indique quand le jet de plasma sort de l'injecteur. Est aussi représentée l'évolution de la tension en fonction du temps (courbe grise). (à droite) Energie cumulée ($\iint \vec{j} \cdot \vec{E} \, dV \, dt$) en fonction du temps.

Sur la Figure 5-6 (gauche) le courant de conduction dû à la collecte des électrons sur l'électrode haute tension (courbe noire) et le courant total, qui comprend le courant de conduction et le courant de déplacement, sont tracés en fonction du temps. Le courant total est le courant qui est mesuré expérimentalement. Nous allons regarder plutôt le courant électronique dans la suite car dans certains cas le courant total est très bruité numériquement. On remarque que l'on a un courant maximum d'environ 180 mA à 70 ns. Puis on a une chute

assez régulière du courant jusqu'à la sortie du plasma de l'injecteur (symbole noir sur la courbe à environ 100 ns). Ce temps correspond au temps mis par le plasma pour s'étaler sur le diélectrique. Après la sortie du jet, le courant chute brutalement pour atteindre 5 mA. Si l'on regarde la figure de droite où est tracée l'énergie cumulée en fonction du temps on constate que la majorité de l'énergie injectée est consommée pour l'allumage dans la micro-décharge, puis il y a une consommation régulière d'énergie au cours du temps. A 400 ns on a déposé 15 μJ dans le plasma, à cet instant la puissance instantanée dissipée dans le système est de 17 Watts. Si l'on considère que l'on a un pulse qui dure 400 ns, qu'à cet instant on a consommé 15 μJ et que l'on a répété les pulses à 20 kHz, la puissance moyenne consommée sur une période est de 0.3 Watt. Environ 85 % de l'énergie est donnée aux électrons, les 15% restants sont absorbés par les ions.

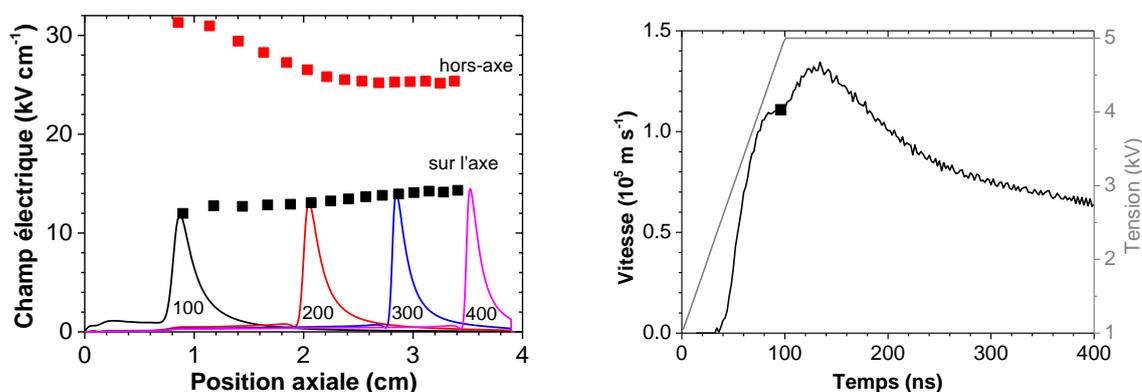


Figure 5-7 : (à gauche) Profil axial du champ axial sur l'axe à 100, 200, 300 et 400 ns en trait plein, en symbole rouge le maximum du champ total hors-axe, en symbole noir le maximum du champ total sur l'axe. Le temps séparant deux symboles successifs est de 20 ns. (à droite) Vitesse du front d'ionisation en fonction du temps, le symbole marque le temps auquel le plasma sort de l'injecteur.

Sur la Figure 5-7 (gauche), on a tracé en train plein le profil axial du champ axial sur l'axe pour quatre temps donnés. Le maximum du profil axial sur l'axe augmente légèrement avec la distance axiale (passant de 12 à 14 kV cm^{-1})¹⁸. Ceci est dû au fait que lors de son trajet le plasma, qui au départ est plutôt hors-axe, va se recentrer tout le long de sa propagation. Ce phénomène est visible sur la Figure 5-8 (gauche), le maximum de densité électronique sur l'axe en fonction du temps augmente. De plus le rapport entre le maximum de densité électronique hors axe et le maximum de densité électronique sur l'axe diminue fortement. Ces deux courbes montrent une homogénéisation spatiale du plasma. On note aussi que le diamètre du plasma diminue au

¹⁸ A pression atmosphérique et température ambiante $1 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1} \approx 4 \text{ Td}$

cours du temps en regardant la Figure 5-8 (droite) qui donne la trajectoire du maximum de la densité électronique. Pour une position axiale de 1 cm, soit 2 mm après la sortie de l'injecteur, le maximum est à 0.12 cm de l'axe cylindrique alors qu'à 3.5 cm celui-ci n'est plus qu'à 0.105 cm soit 150 μm de moins.

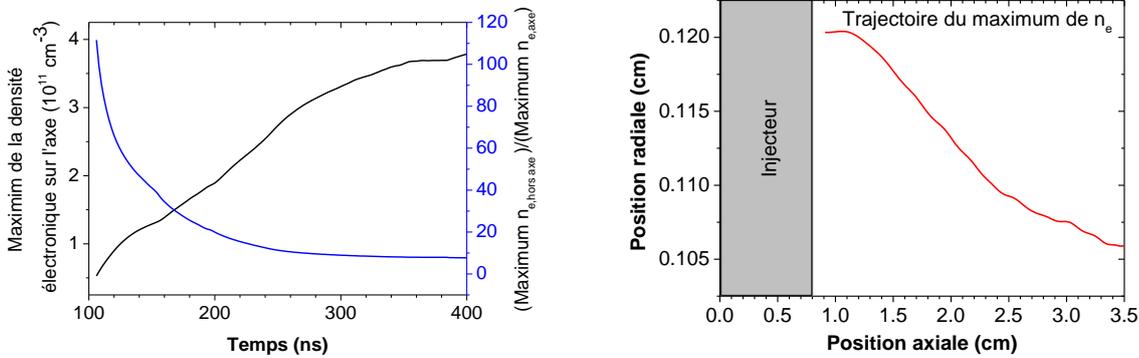


Figure 5-8 : (à gauche) Courbe noire : maximum de la densité électronique sur l'axe en fonction du temps, courbe bleue : maximum de la densité électronique normalisée par la densité sur l'axe en fonction du temps. (à droite) Trajectoire du maximum de la densité électronique.

Cette homogénéisation du plasma, modifie la répartition du potentiel, ce qui engendre une diminution du champ hors axe (de 30 à 25 kV cm^{-1}) et une augmentation du champ sur l'axe en fonction de la distance à l'injecteur (Figure 5-7 gauche).

Si l'on regarde la Figure 5-7 (droite), où est tracée la vitesse du front d'ionisation en fonction du temps, on voit que celle-ci augmente dans l'injecteur (délimité par le symbole noir). Ceci est dû au fait que le potentiel imposé à l'électrode HT n'est pas encore constant. Par contre, dans de nombreuses expériences et simulations, le front d'ionisation accélère après la sortie de la micro-décharge pour atteindre une vitesse maximale de $1.3 \cdot 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à 130 ns soit 5 mm après la sortie (cf. [43][6][81]), puis sa vitesse diminue progressivement avec le temps. Cette accélération à la sortie du tube est due à la différence entre la permittivité du diélectrique ($\epsilon=5$) et celle de l'air qui engendre une modification de la répartition du potentiel (cf. [47]). Au niveau de la sortie de l'injecteur et le long du diélectrique, il existe un maximum local du champ électrique géométrique dû au changement de permittivité (cf. Figure 5-9 courbe rouge). Il y a un maximum de ce champ juste au niveau de l'électrode interne (maximum sur la courbe rouge à 1 mm) et ce maximum est plus important sur le diélectrique que sur l'axe. Après la sortie de l'injecteur le champ géométrique sur l'axe et sur le diélectrique sont égaux.

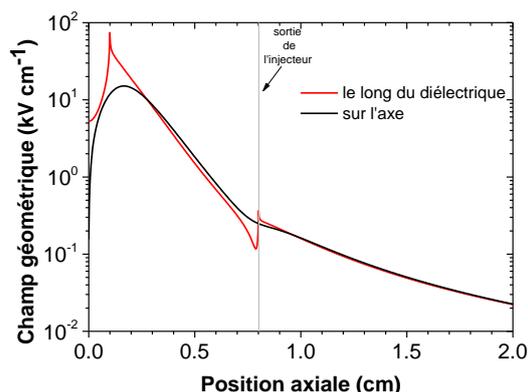


Figure 5-9 : Profil axial du champ géométrique, courbe noire : le long du diélectrique, courbe rouge : sur l'axe.

Afin de vérifier l'hypothèse que l'augmentation de la vitesse à la sortie de l'injecteur est due à la différence de permittivité des deux milieux, nous avons réalisé une simulation présentant la même géométrie qu'ici sauf que nous avons allongé le diélectrique jusqu'à 4 cm, créant ainsi un tube pour les courbes noire et rouge de la Figure 5-10. Ce diélectrique a une permittivité de 5 entre 0 et 2 cm puis de 1 (courbe rouge) ou de 10 (courbe noire) entre 2 cm et 4 cm. Ce diélectrique a une émission secondaire de 0.3. Nous parlerons de l'effet de cette émission secondaire sur la propagation du jet de plasma dans la section suivante. Sur cette figure, la courbe verte correspond à la géométrie du cas de référence sauf qu'ici le diélectrique a été allongé jusqu'à atteindre la position axiale de 2 cm. Ce qui change entre la courbe noire et la courbe verte c'est que pour la courbe noire, le diélectrique se charge et émet des électrons secondaires, contrairement à l'air (courbe verte). La courbe bleue représente le cas de la propagation dans un diélectrique qui a une permittivité de 5.

Regardons ce dernier cas (courbe bleue) en premier. Si l'on n'a pas de changement de permittivité le long du tube, la vitesse du front d'ionisation, après qu'elle ait atteint son maximum, décroît quasi linéairement le long de son trajet.

Lorsque la permittivité augmente (courbe noire), la vitesse du front d'ionisation diminue brutalement après le passage à la nouvelle permittivité, ce qui a été montré expérimentalement et numériquement dans les références [47], [82]. Dans le cas opposé où la permittivité passe de 5 à 1, la vitesse du front d'ionisation augmente que ce soit dans le cas où le plasma se propage dans un tube diélectrique (courbe rouge), ou dans le cas où le plasma est guidé par la frontière entre l'hélium et l'air (courbe verte). Il y a une très faible différence de vitesse entre ces deux cas. Si l'on regarde la Figure 5-10 (droite) où le champ géométrique est tracé pour les différentes configurations, on retrouve le même comportement de la vitesse, ce qui prouve que la

modification de la permittivité impacte le champ géométrique qui lui-même va impacter la vitesse du front d'ionisation.

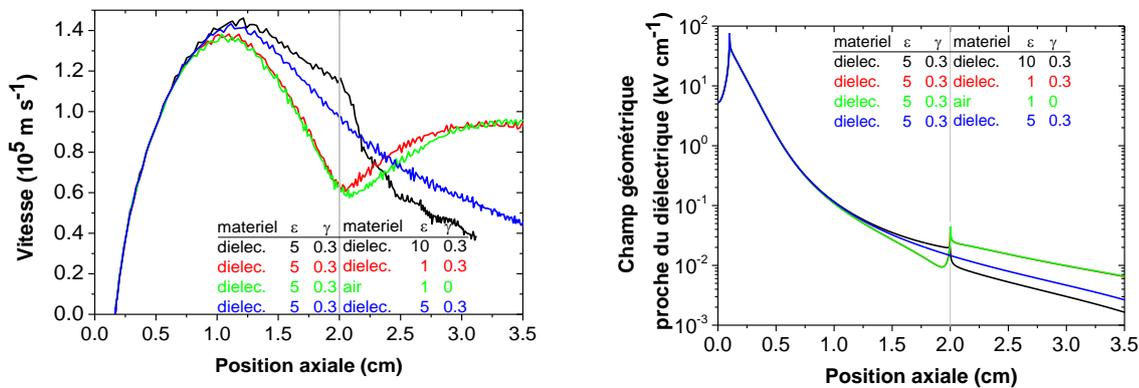


Figure 5-10 : (gauche) Vitesse du front d'ionisation en fonction de la position axiale. (droite) Champ géométrique près du diélectrique. La propagation du plasma se fait ici dans un tube qui change de permittivité passant de 5 à 1 ou 10 à 2 cm pour les courbes noires et rouge. Pour la courbe verte le diélectrique s'arrête à 2 cm pour déboucher dans l'air. Pour la courbe bleue la propagation du plasma se fait dans un tube qui a une permittivité de 5 sur toute sa longueur. Le trait vertical gris indique le changement de permittivité.

Dans de nombreux résultats expérimentaux, la vitesse du plasma décroît beaucoup plus brutalement qu'ici. Il y a plusieurs hypothèses qui peuvent expliquer cette diminution brutale de la vitesse. La première est une cause hydrodynamique : le plasma a atteint l'abscisse de transition, à partir de ce point il n'existe plus un canal d'hélium ce qui empêche sa propagation. La deuxième est que le pulse de tension a une durée finie et que la tension varie en fonction du temps. Dans ces simulations nous avons un canal d'hélium pur de 8 cm de long et une tension constante, la vitesse diminue progressivement car la conductivité du canal d'hélium n'est pas parfaite donc on a une chute de potentiel tout le long de ce canal ce qui fait que le champ en tête du front d'ionisation diminue progressivement et ainsi réduit sa vitesse (cf. Figure 5-7 (gauche) symbole rouge). Dans ces simulations, la chute de potentiel due à la résistivité du plasma sur une distance de 4 cm, position qui correspond dans nos simulations au passage du maillage fin au maillage grossier, est assez faible ; il reste donc en tête du front d'ionisation un champ électrique suffisamment fort pour entretenir l'ionisation et sa propagation. Donc dans ce cas de référence et dans les simulations qui suivent, où l'on impose une tension constante à l'électrode HT et où le canal d'hélium est de 8 cm de long, le jet de plasma ne s'arrête pas. Par conséquent, nous arrêtons les simulations dès que le jet est proche de 4 cm au-delà le maillage grossier ne permet pas de résoudre avec précision le système d'équation. Donc avec une tension constante et pour les conditions de simulations, nous ne pouvons pas mesurer la longueur du jet de plasma.

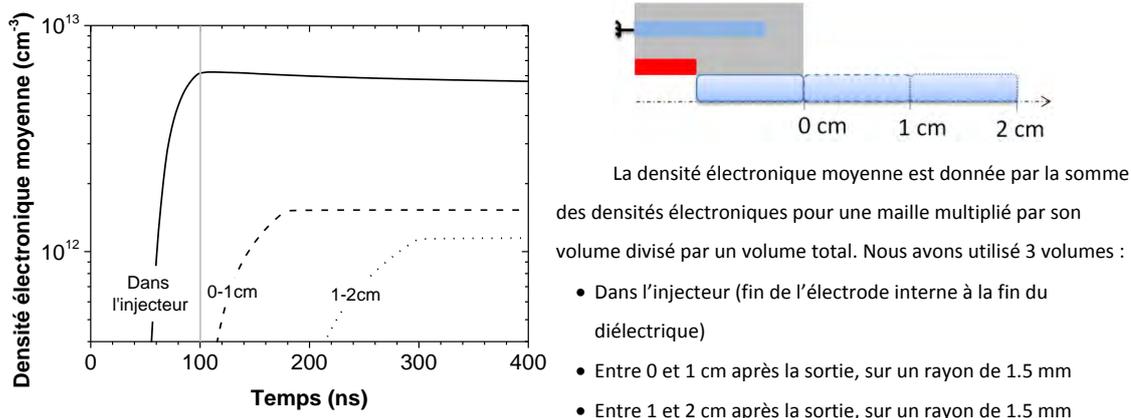


Figure 5-11 : (à gauche) Densité électronique moyenne en fonction du temps pour différentes régions de l'espace (en trait plein dans l'injecteur, en tiret entre la sortie de l'injecteur et 1 cm plus loin et en pointillé entre 1 cm et 2 cm après la sortie de l'injecteur). La barre verticale à 97 ns indique quand le jet sort. (à droite) Explication des régions de l'espace pour calculer les densités électroniques moyennes.

Sur la Figure 5-11 (gauche), nous avons tracé la densité électronique moyenne dans trois volumes différents (cf. Figure 5-11 droite) en fonction du temps. La densité moyenne augmente dans un premier temps pour atteindre une valeur constante. Ceci est dû au fait que le front d'ionisation se déplace pour ioniser les neutres laissant derrière lui un nombre d'électrons donné. Les termes de pertes électroniques étant faibles pour les durées étudiées, les densités électroniques, pour un volume donné, restent constantes (ou presque) une fois que le front d'ionisation a dépassé les frontières du volume défini.

Remarquons que la densité moyenne est plus importante dans l'injecteur ($5.7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) qu'entre 0 et 1 cm ($1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$), soit une différence de 75%, alors qu'entre 0-1cm et 1-2 cm ($1.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) elle est de 25%.

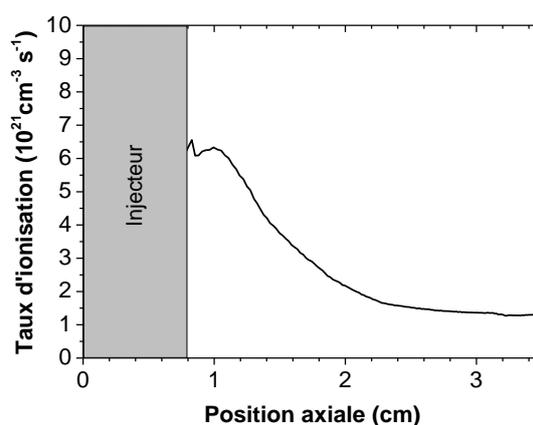


Figure 5-12 : Taux d'ionisation ($k_i \cdot n_e \cdot N$) maximal dans la tête du jet de plasma en fonction de la position axiale.

Si l'on regarde la Figure 5-12, où le taux d'ionisation maximal dans la tête du jet de plasma est tracé en fonction de la position axiale, on remarque que plus on s'éloigne de l'injecteur plus le taux d'ionisation diminue (passant de $6.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ à la sortie à $1.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ à 3 cm). Ceci est directement lié au fait que le maximum du champ hors-axe diminue avec la position axiale (cf. Figure 5-7 (gauche)). Il y a un maximum dans le taux d'ionisation juste après la sortie de l'injecteur, maximum que l'on retrouvait dans le champ électrique géométrique.

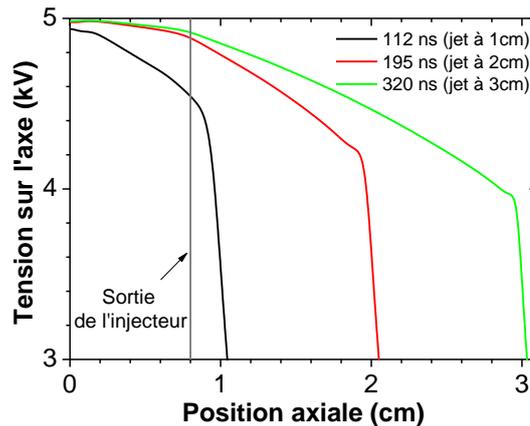


Figure 5-13 : Profil axial de la tension sur l'axe pour 3 instants différents qui correspondent à 3 longueurs de jet.

Sur la Figure 5-13 où est tracé un profil axial de la tension sur l'axe pour 3 instants différents, regardons la courbe verte ; on constate que la chute de potentiel dans l'injecteur est quasi linéaire (environ $100 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$) et que la chute de potentiel sur la longueur du jet est de $500 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$. Durant la progression du jet, il y a une augmentation générale de la tension sur l'axe, ceci est encore dû à la répartition du plasma dans l'espace.

Afin de savoir où va l'énergie des électrons nous avons créé trois processus chimiques utilisés comme diagnostique. Le premier sert à quantifier les électrons aux énergies 6.17 eV et plus et correspondrait à la création de $\text{N}_2(\text{A})$, s'il y avait du N_2 . Un second processus correspondrait à la création d'hélium métastable He^* . Pour cela nous avons utilisé les sections efficaces pour la création d'hélium (23S) à 19.82 eV de Biagi v8.9 (www.lxcat.net), et nous avons calculé les taux de réactions avec Bolsig+. Le dernier processus correspond à l'ionisation directe.

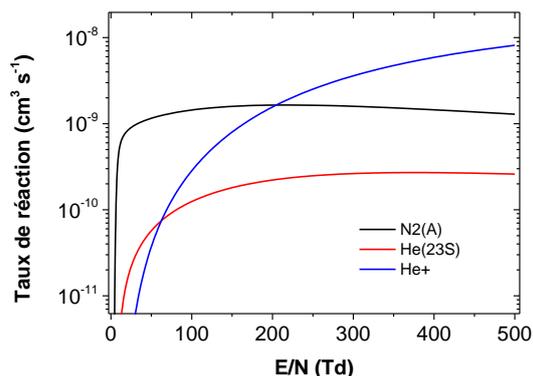


Figure 5-14 : Taux de réaction pour l'excitation de l'azote, de l'hélium métastable et pour l'ionisation directe.

Afin d'évaluer les densités d'espèces créées à un instant donné, nous avons intégré dans le temps ces différents taux ($\sum_i n_e \cdot N \cdot k \cdot \Delta t_i$). Il est important de noter que pour calculer le terme source de la réaction impliquant le $N_2(A)$, nous avons utilisé la densité de neutres de l'hélium. Donc ce terme source ne représente pas la création de $N_2(A)$, mais bel et bien l'endroit où sont déposées les faibles énergies. Pour avoir le vrai terme source pour $N_2(A)$, il faut multiplier ces résultats par le rapport N_2/He pour chaque point de l'espace. La Figure 5-15 montre le terme source pour ces 3 réactions, nous voyons que la majorité des $N_2(A)$, He^* et He^+ sont créés dans l'injecteur. Dans ces conditions, plus on s'éloigne de l'injecteur moins ces espèces sont créées.

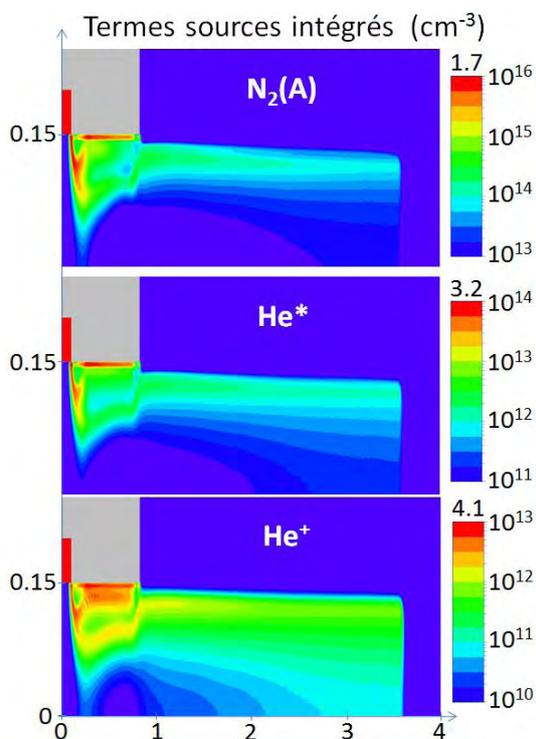


Figure 5-15 : Profil spatial des termes sources de N_2 , d' He^* et d' He^+ intégrés sur 400 ns. Pour ce temps, le jet a atteint 3.5cm.

Dans cette section nous avons présenté un cas de référence avec les différents diagnostics mis en place (le courant électronique, l'énergie déposée, la vitesse du front d'ionisation, les densités électroniques moyennes, le maximum du taux d'ionisation dans le front d'ionisation et le profil axial de la tension sur l'axe). Nous avons décrit le comportement général du plasma et nous avons donné les valeurs typiques des différentes grandeurs regardées. Nous avons montré que l'on retrouve l'évolution de la vitesse au cours du temps correspondant aux tendances observées dans les expériences, notamment l'accélération du front d'ionisation quand le plasma sort de l'injecteur. Nous obtenons la forme torique du plasma ce qui correspond aux expériences. Cette forme torique est obtenue sans photo-ionisation et sans métastable.

5.3 Propagation dans une tube avec/sans coefficient d'émission secondaire

Dans ce sous-chapitre nous allons regarder la propagation du front d'ionisation dans un tube, de 3 mm de diamètre, rempli d'hélium. Nous allons comparer deux cas : l'un où le diélectrique a un coefficient d'émission secondaire sur toute sa longueur, l'autre où ce coefficient d'émission secondaire n'est présent que jusqu'à 1.5cm. La permittivité du diélectrique est de 5, son coefficient d'émission secondaire est fixé à 0.3.

La Figure 5-16 montre qu'il existe en parallèle deux fronts d'ionisation, un premier qui glisse sur le diélectrique et un autre qui est un peu plus proche de l'axe. On remarque que dans le cas où le coefficient d'émission secondaire s'arrête à 1.5 cm le front d'ionisation sur le diélectrique s'arrête exactement à cet endroit. En effet, l'émission secondaire est le mécanisme qui permet d'avoir des électrons sources en aval du front d'ionisation qui vont engendrer une avalanche électronique et permettre ainsi sa propagation. Il existe d'autres mécanismes pouvant créer ces électrons sources comme la photo-ionisation ou la photoémission du diélectrique (cf. [49]) mais ces mécanismes ne sont pas pris en compte.

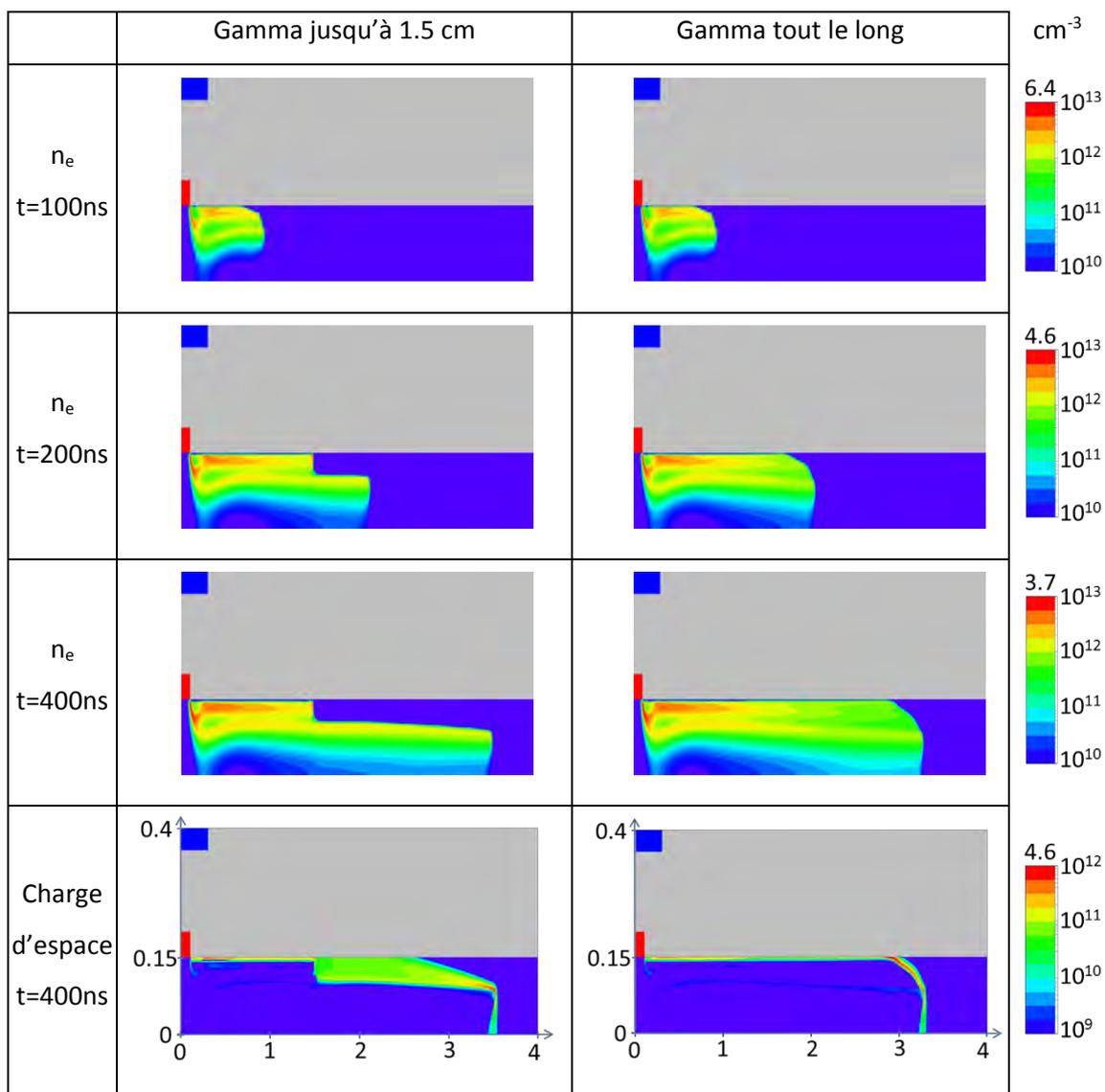


Figure 5-16 : Pour les 3 premières lignes : densité électronique pour un temps de 100, 200, 400 ns. La dernière ligne donne la valeur positive de la charge d'espace ($n_i - n_e$).

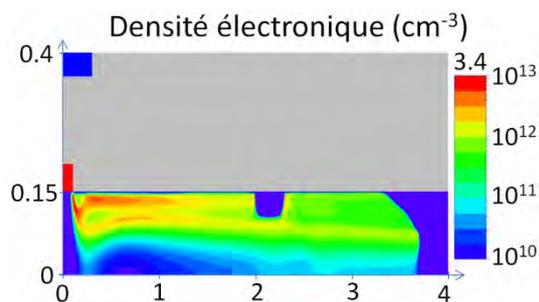


Figure 5-17 : Densité électronique en cm⁻³. L'émission secondaire s'arrête entre 2 cm et 2.3 cm. Le temps est de 520 ns.

Nous avons réalisé une simulation où l'émission secondaire est de 0.3 excepté entre 2 cm et 2.3 cm où elle est nulle. La partie du plasma qui longe le diélectrique arrête de se propager à

partir de 2 cm. La partie qui se propage dans l'hélium crée deux ramifications : la première continue dans la même direction, la seconde va rejoindre le diélectrique et va continuer de se propager en glissant dessus (cf. Figure 5-17).

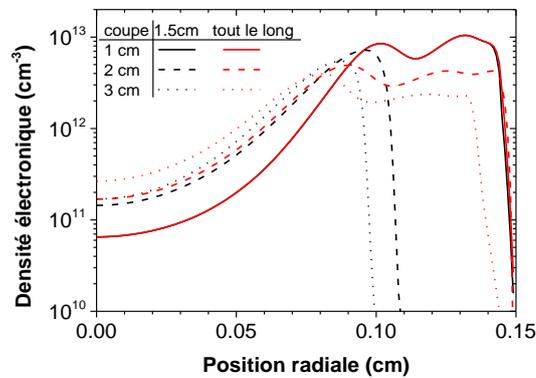


Figure 5-18 : Profil radial de la densité électronique pour une position axiale de 1, 2 et 3 cm, pour les calculs correspondant à la Figure 5-17.

En regardant la Figure 5-18 qui donne le profil radial de la densité pour une position axiale de 1 cm (trait plein), on note l'existence des deux maxima locaux qui correspondent aux deux fronts d'ionisations. Pour une distance de 2 et 3 cm, pour le cas où on a une émission secondaire tout le long (courbe rouge), les profils radiaux sont similaires au cas précédents (deux maxima) ; par contre lorsque l'émission secondaire est absente il n'y a qu'un maximum proche de l'axe.

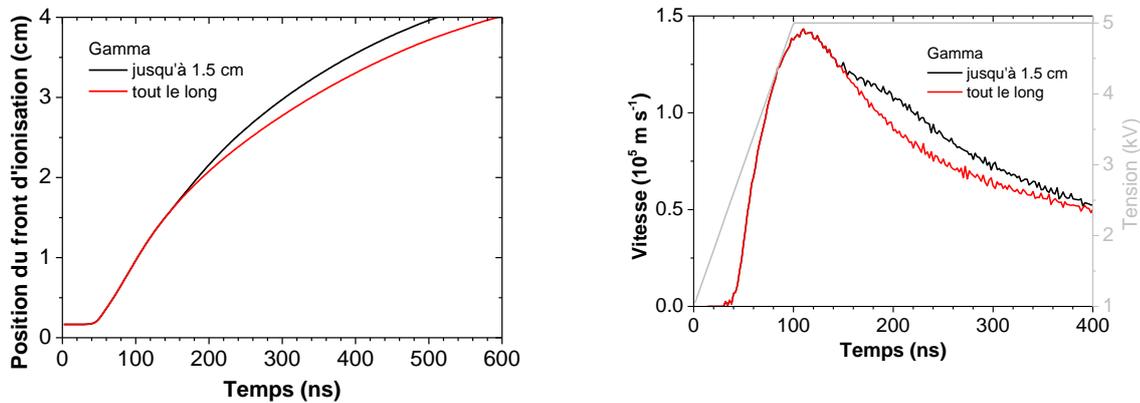


Figure 5-19 : (à gauche) Position du front d'ionisation en fonction du temps. (à droite) Vitesse du front d'ionisation en fonction du temps.

Sur la Figure 5-19 on voit que le front d'ionisation est plus rapide dans le cas où le gamma s'arrête à 1.5 cm et la Figure 5-16 nous indique que c'est la partie qui se propage directement dans l'hélium, et non celle qui glisse sur le diélectrique, qui est la plus rapide.

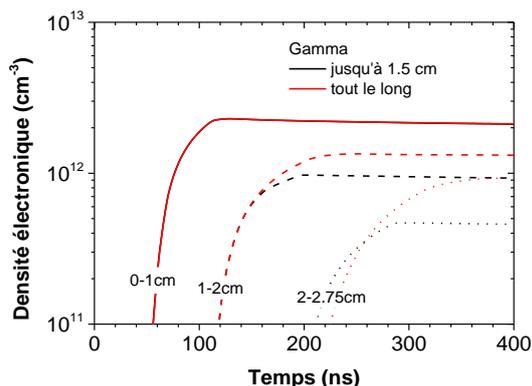


Figure 5-20 : (à gauche) Densité électronique moyenne en fonction du temps pour différentes régions de l'espace (en trait plein entre 0 et 1 cm après l'électrode HT, en tiret entre 1 et 2 cm après l'électrode HT et en pointillé entre 2 et 2.75 cm).

En ce qui concerne les densités électroniques moyennes, elles sont identiques dans la région où il y a pour les deux cas une émission secondaire. Par contre pour les régions plus éloignées, la densité électronique moyenne est plus élevée quand il y a une émission secondaire.

Dans cette partie nous avons montré qu'en fait le plasma est composé de deux fronts d'ionisation. Un premier qui glisse sur le diélectrique et un second qui se propage dans l'hélium. Ces deux fronts d'ionisation ne sont pas indépendants mais sont couplés. Le front d'ionisation qui glisse sur le diélectrique a besoin pour se propager d'électrons secondaires fournis par l'émission secondaire du diélectrique. Sans celle-ci la propagation sur le diélectrique s'arrête.

5.4 Propagation d'un jet de plasma dans une atmosphère d'hélium avec une électrode en pointe

Le but de cette simulation est de savoir s'il est possible, avec le modèle, d'obtenir une onde d'ionisation localisée sur l'axe, ressemblant à ce que l'on a vu dans la section 5.2, avec de l'hélium à pression atmosphérique dans tout le volume de simulation. Le domaine, les paramètres de simulation et le maillage sont identiques au cas de référence. Par contre il n'y a plus de diélectrique, plus d'électrode de masse, plus d'air environnant. Il y a juste, sur l'axe, une électrode en pointe dans de l'hélium à pression atmosphérique dans le but de générer un champ électrique fortement inhomogène. Cette électrode a un diamètre d'un millimètre.

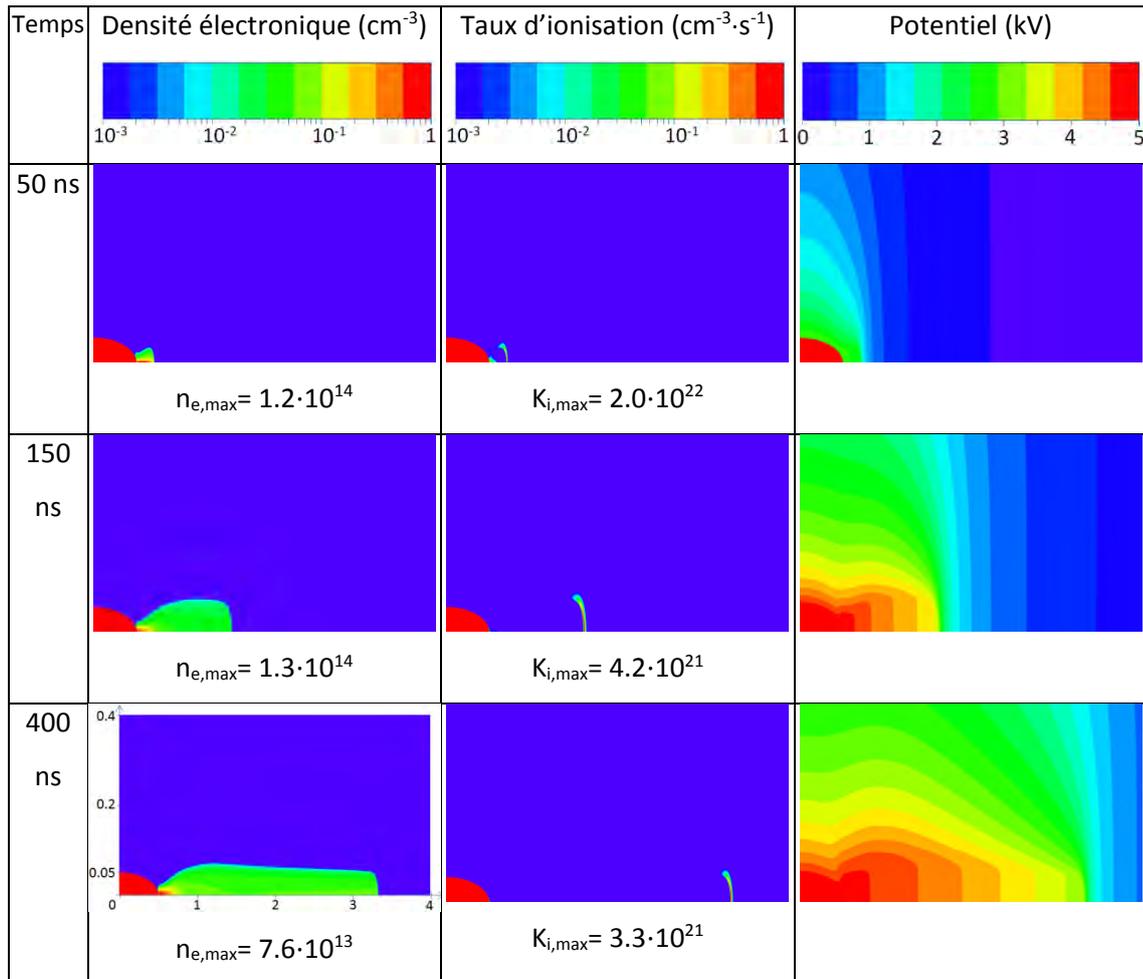


Figure 5-21 : De gauche à droite : densité électronique, taux d'ionisation et potentiel électrique pour 3 instants : 50, 150 et 400 ns. En bas à gauche de chaque image l'électrode HT est en rouge. Pour la densité électronique et le taux d'ionisation l'échelle est en log est et variable, le maximum est donné en dessous de la figure.

On arrive bien à créer un jet de plasma dans une atmosphère d'hélium (cf. Figure 5-21). Les lignes de potentiels sont très resserrées en aval de l'électrode en pointe ce qui va créer un champ géométrique avec une forte composante axiale. Le plasma va se créer initialement à cet endroit et va se propager.

Les propriétés de ce jet de plasma sont comparables au cas de référence. Les densités électroniques sont un peu plus élevées dans les premiers temps que dans le cas de référence, ceci étant dû à l'effet de pointe qui crée un champ électrique fort. Cet effet de pointe fait que le jet de plasma se crée plus rapidement. On peut le voir sur la Figure 5-22 où on a une vitesse non nulle à partir de 10 ns pour l'électrode en pointe et 30 ns pour le cas du tube. La vitesse du front d'ionisation dans les deux cas est comparable mais avec un maximum plus important dans le tube.

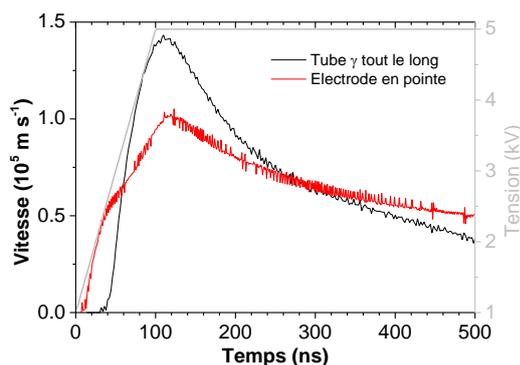


Figure 5-22 : Vitesse en fonction du temps. La courbe noire est le cas dans un tube et la courbe rouge est pour l'électrode en pointe.

Dans cette partie nous avons montré qu'avec le modèle utilisé il était possible d'obtenir un jet de plasma dans une atmosphère d'hélium à pression atmosphérique. Ce jet de plasma a été obtenu avec une électrode en pointe.

5.5 Modification de la géométrie

5.5.1 Longueur du diélectrique

Dans cette partie nous avons fixé la position et la longueur des électrodes par contre nous avons augmenté la longueur du diélectrique, comme montrée sur la Figure 5-23, jusqu'à atteindre le cas limite où nous avons un diélectrique sur toute la longueur du domaine, c'est-à-dire que le plasma ne sort plus dans l'air environnant. Ce dernier cas est appelé « tube ».

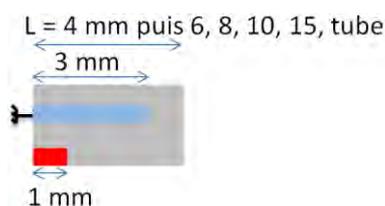


Figure 5-23 : Schéma représentant la géométrie de l'injecteur simulé et explicitant la façon dont on augmente la longueur du diélectrique

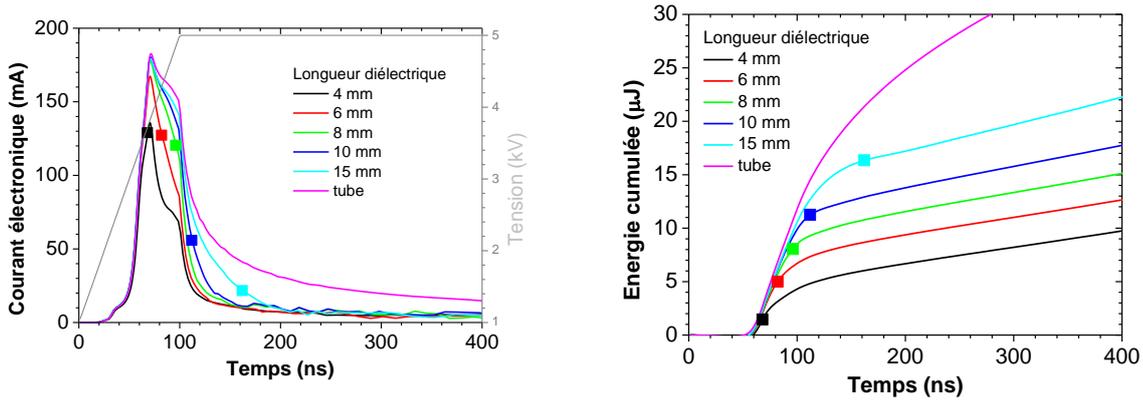


Figure 5-24 : (à gauche) Courant électronique en fonction du temps pour différentes longueurs de diélectrique. Est aussi représentée l'évolution de la tension en fonction du temps (courbe grise). (à droite) Energie totale cumulée en fonction du temps. Les symboles indiquent quand le jet de plasma sort de l'injecteur.

Sur la figure 5-24 (gauche) où est représenté le courant électronique en fonction du temps, on constate que quelle que soit la longueur du diélectrique, le maximum du courant électronique a lieu au même moment. Pour les temps longs et quelle que soit la géométrie, exceptée pour le cas du tube, les courants sont similaires (≈ 5 mA). Par contre, le maximum du courant (allant de 135mA à 180mA) est d'autant plus grand que la longueur du diélectrique est grande. Une fois le maximum atteint, la décroissance du courant en fonction du temps est d'autant plus rapide que le diélectrique est court.

La figure 5-24 (droite) nous apprend que plus le diélectrique est long, plus l'énergie cumulée est grande (de $\approx 10 \mu\text{J}$ à $22 \mu\text{J}$ pour 400 ns, $35\mu\text{J}$ pour le tube). Cette différence est principalement due au fait que l'on dépose plus d'énergie dans les premiers instants quand le diélectrique est long. Lors de la phase de propagation du jet de plasma, la puissance instantanée est plus grande pour les diélectriques plus longs (de 15 W à 25 W à 300 ns).

Plus le diélectrique est grand plus le temps de sortie du jet est grand : le front d'ionisation a une distance plus grande à parcourir dans l'injecteur avant d'atteindre la sortie.

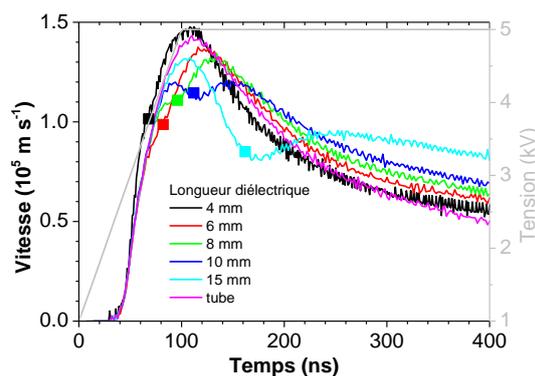


Figure 5-25 : Vitesse du front d'ionisation en fonction du temps, pour différentes longueurs de diélectrique. Sur la figure les symboles signalent la sortie du plasma de l'injecteur.

Sur la Figure 5-25 on voit que la vitesse maximale est comprise entre $1.1 \cdot 10^5$ et $1.5 \cdot 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Elle dépend de la longueur du diélectrique. Pour une longueur de diélectrique de 8, 10 et 15 mm il y a deux maxima locaux dans la vitesse. Par contre pour le cas du tube, il n'y a qu'un maximum qui a lieu quelques nanosecondes après la fin du temps de montée de la tension.

L'augmentation de la vitesse au cours du temps est ici due à deux phénomènes : le premier est l'augmentation de la tension, tant que la tension augmente la vitesse augmente, le second est le changement de permittivité quand le jet sort entre le diélectrique et l'air.

Quand le diélectrique est trop court, le jet de plasma sort alors que la tension continue de monter, on a donc les deux phénomènes régissant l'augmentation de vitesse en même temps. On n'observe qu'un seul maximum.

Quand le jet de plasma ne se propage que dans le tube, il n'y a qu'un seul maximum dans la vitesse correspondant à l'augmentation de la tension. On n'aura pas le second phénomène dû au changement de permittivité.

Par contre pour les longueurs du diélectrique où le jet n'est pas encore sorti alors qu'on a atteint une tension constante on a plusieurs phases. Une première qui correspond à l'augmentation de la vitesse dans l'injecteur du fait de l'augmentation de la tension. Une seconde où le front d'ionisation est toujours dans l'injecteur mais la tension n'augmente plus. Dans cette phase la vitesse diminue lors de la propagation dans le diélectrique, pour atteindre un minimum quand le jet sort. Une troisième phase est présente, durant laquelle il y a une nouvelle augmentation de la vitesse due à la modification de la permittivité. Pour finir, après avoir atteint un maximum, la vitesse diminue quand le champ électrique dans le front d'ionisation diminue car la conductivité du plasma n'est pas parfaite.

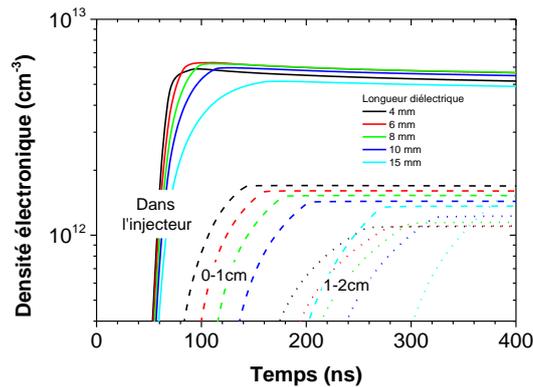


Figure 5-26 : Densité électronique moyenne en fonction du temps pour différentes régions de l'espace (en trait plein dans l'injecteur, en tiret entre la sortie de l'injecteur et 1 cm plus loin et en pointillé entre 1 cm après la sortie de l'injecteur et 2 cm).

Sur la Figure 5-26 nous avons tracé la densité électronique moyenne dans l'injecteur et dans une région de l'espace comprise entre 0 et 1cm après la sortie de l'injecteur et une autre entre 1 et 2cm.

La densité moyenne dans l'injecteur est plus élevée (entre $4\text{-}5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1}$) que dans le jet ($>1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1}$). Quand on s'éloigne de l'injecteur cette densité diminue légèrement (passant de $1.69 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-1}$ entre 0-1cm à $1.08 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-1}$ entre 1-2cm, pour le cas où le diélectrique est long de 4mm). Cette dernière affirmation est fautive pour le cas où le diélectrique est long de 15 mm pour lequel la densité électronique augmente très légèrement, probablement parce que le volume compris entre 1 et 2 cm après l'injecteur est très proche du passage du maillage fin au maillage grossier ce qui peut affecter légèrement les résultats.

Entre 0 et 1cm, plus le diélectrique est court plus la densité électronique moyenne est grande, alors qu'entre 1 et 2 cm nous avons exactement le constat opposé. Pour trouver une explication à ce phénomène regardons le taux d'ionisation maximal dans le front d'ionisation (cf. Figure 5-27 gauche). Plus le diélectrique est court plus le taux d'ionisation maximum dans la tête décroît rapidement, ce qui fait qu'à partir d'une certaine distance de la sortie le taux d'ionisation pour les diélectriques longs est plus important que pour les diélectriques courts, donc la densité électronique peut devenir plus importante.

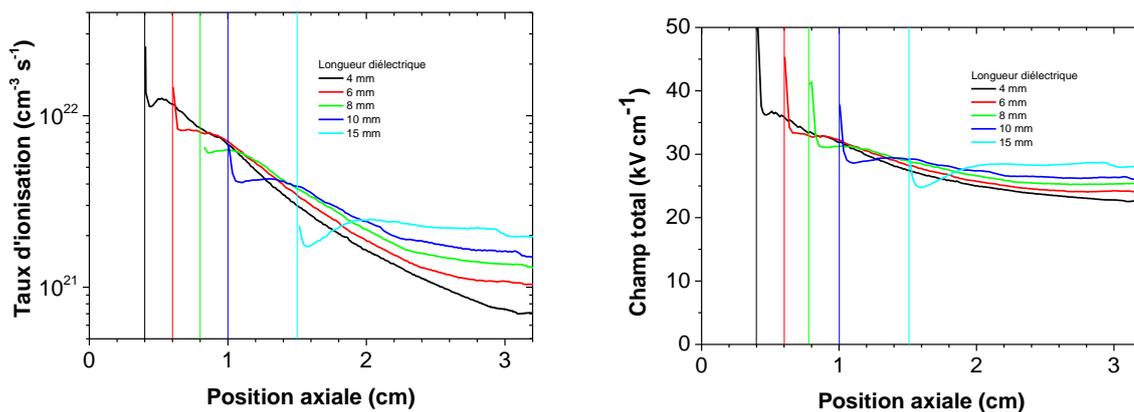


Figure 5-27 : (à gauche) Taux d'ionisation maximum dans le front d'ionisation après qu'il soit sorti de l'injecteur, en fonction de la position axiale. Les traits verticaux indiquent les sorties des injecteurs. (à droite) Champ total dans le front d'ionisation (hors-axe) en fonction de la position axiale.

Le maximum du taux d'ionisation dans le front d'ionisation suit exactement le même comportement que le champ total dans le front d'ionisation (cf. Figure 5-27 droite).

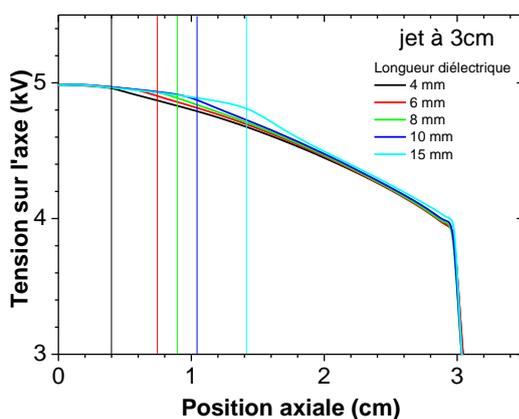


Figure 5-28 : (à gauche) Profil axial de la tension sur l'axe pour différentes longueurs de diélectrique et pour le temps correspondant au temps lorsque le jet a atteint 3 cm.

Lorsque le jet a atteint une distance donnée, le profil axial de la tension sur l'axe est similaire quelle que soit la longueur du diélectrique.

Le « champ » dans l'injecteur n'est pas dépendant de la longueur du diélectrique. On perd environ 90 V/cm. Le « champ » dans le jet est de 430 V/cm.

Longueur diélectrique	4	6	8	10	15
I_{max} (mA)	135.6	167.5	178.2	180.4	179.3
Vitesse max ($10^5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)	1.47	1.37	1.34	1.20	1.32
Vitesse à 3cm ($10^5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)	0.600	0.664	0.726	0.778	0.892
n_e moyen injecteur (10^{12} cm^{-3})	5.17	5.65	5.67	5.48	4.89
n_e moyen 0-1cm (10^{12} cm^{-3})	1.69	1.60	1.52	1.43	1.36
n_e moyen 1-2cm (10^{12} cm^{-3})	1.10	1.10	1.15	1.23	1.52
$k_{i,max}$ à 400 ns ($10^{21} \text{ cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$)	0.71	1.02	1.31	1.61	2.18
Puissance à 400 ns (Watt)	15	16	17	19	25

Tableau 5.1 : Tableau récapitulatif de l'influence de la longueur du diélectrique

Entre 10 et 4 mm il y a une différence de 5 % pour la densité moyenne dans l'injecteur, de 15 % entre 0 et 1cm et de 10% entre 1 et 2cm.

En conclusion l'allongement du diélectrique :

- change très faiblement les propriétés du jet de plasma mais permet d'ajuster le taux de réaction à partir d'une certaine distance de la sortie de l'injecteur.
- l'énergie et la puissance déposée augmentent avec la longueur du diélectrique.

5.5.2 Permittivité du diélectrique

Dans cette section nous avons étudié l'influence de la permittivité du diélectrique sur le plasma. Nous pensions que modifier cette permittivité permettait de modifier la quantité de charges qui pouvait se déposer sur celui-ci et que cette quantité pouvait modifier la répartition du potentiel donc le champ électrique et par conséquent modifier les caractéristiques du plasma aussi bien dans l'injecteur qu'à l'extérieur de celui-ci. La Figure 5-29 décrit la géométrie utilisée pour cette étude paramétrique avec les différentes valeurs de diélectrique utilisées. La configuration est la même que dans la section 5.2 sauf pour la valeur de la permittivité du diélectrique.

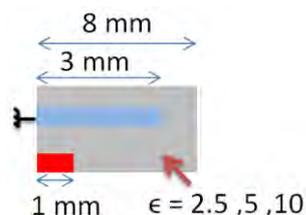


Figure 5-29 : Schéma représentant la géométrie de l'injecteur simulé et explicitant les valeurs de diélectriques utilisées.

Sur la Figure 5-30 (à gauche), il est représenté le courant électronique en fonction du temps pour différentes valeurs de permittivité du diélectrique. Le plasma sort pratiquement en même temps de l'injecteur quelle que soit la valeur de la permittivité. On remarque que plus la permittivité est grande, plus le courant maximum est grand passant de 100 mA pour $\epsilon=1$ à 425 mA pour $\epsilon=10$. La largeur du pic de courant est la même quelle que soit la valeur de la permittivité. Le maximum de courant est atteint plus rapidement quand la permittivité du diélectrique est élevée (60ns pour $\epsilon=10$ et 100ns pour $\epsilon=2.5$).

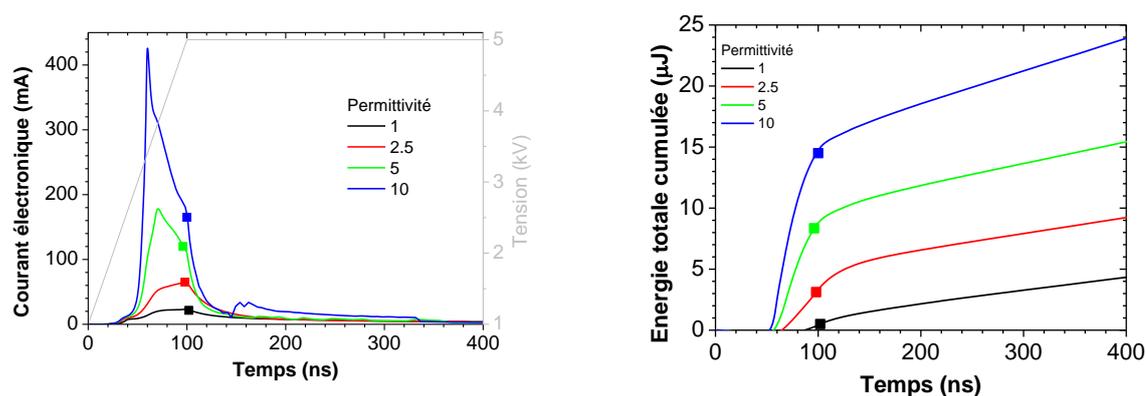


Figure 5-30 : (à gauche) Courant électronique et (à droite) énergie totale cumulée en fonction du temps pour différentes valeurs de permittivité du diélectrique. Les symboles indiquent le temps pour lequel le jet est sorti.

La Figure 5-30 (à droite), où est tracée l'énergie totale cumulée en fonction du temps, montre que plus ϵ est grand, plus l'énergie déposée est grande, notamment lors de la propagation dans l'injecteur mais aussi lors de la propagation du jet de plasma. En effet, la pente de ces courbes (cf. Tableau 5.2) est d'autant plus grande que la permittivité du diélectrique est grande.

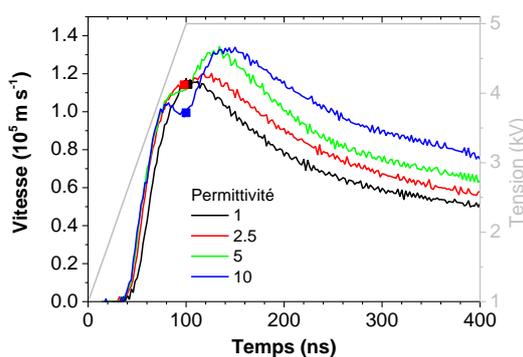


Figure 5-31 : Vitesse du front d'ionisation en fonction du temps pour différentes valeurs de permittivité.

Sur la Figure 5-31 où est tracée la vitesse du front d'ionisation en fonction du temps pour différentes valeurs de permittivité, on voit que lorsqu'on augmente la permittivité on augmente la vitesse maximale du front d'ionisation. En augmentant la valeur de la permittivité il y a une

apparition de deux maxima locaux comme pour le cas où l'on augmentait la longueur du diélectrique. Ici le jet de plasma sort à 100 ns, ce qui correspond exactement à la fin de l'augmentation de la tension sur l'électrode HT. Ceci rend difficilement séparables les deux phénomènes qui sont liés à l'augmentation de la vitesse (tension aux bornes de l'électrode HT, et modification du champ électrique due à la différence de permittivité entre le diélectrique et l'air). Plus l'écart entre la permittivité de l'air ($\epsilon=1$) et celle du diélectrique est grand, plus l'existence des deux maxima est marquée.

Pour le cas où la permittivité du diélectrique est de 1, et contrairement à tous les autres cas, il n'y a pas d'augmentation de la vitesse après la sortie du jet de plasma, ce qui tend à justifier l'hypothèse d'une modification de la répartition du potentiel due à la différence de permittivité.

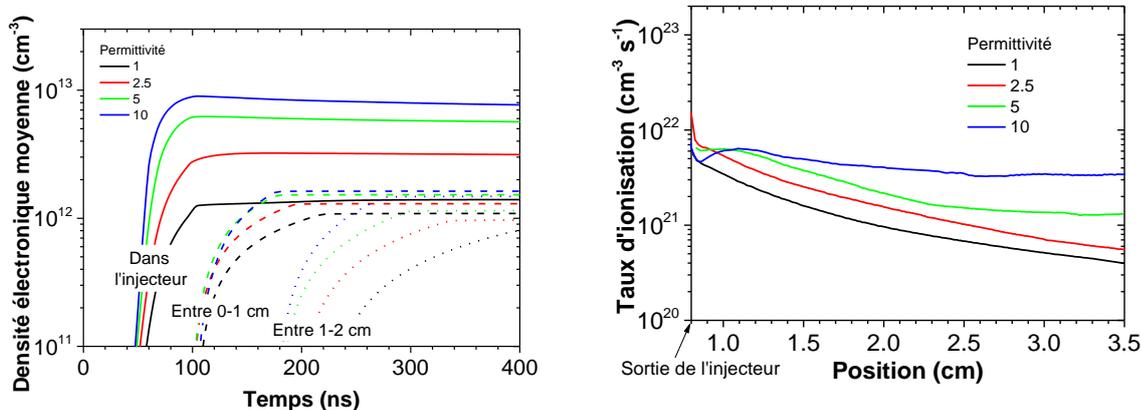


Figure 5-32 : (à gauche) Densité électronique moyenne en fonction du temps pour différentes régions de l'espace (en trait plein dans l'injecteur, en tiret entre la sortie de l'injecteur et 1 cm plus loin et en pointillé entre 1 cm après la sortie de l'injecteur et 2 cm). (à droite) Taux d'ionisation maximal dans le front d'ionisation en fonction de la position axiale.

Sur la Figure 5-32 (à gauche) on a tracé la densité électronique moyenne. Si on regarde le cas où la permittivité du diélectrique est égale à 1, la densité électronique moyenne dans l'injecteur est de $1.4 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ alors qu'elle est de $1.1 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ entre 0 et 1cm, soit une différence 22%. Maintenant si on regarde le cas où la permittivité est de 10, la densité moyenne dans l'injecteur est de $7.7 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ (soit plus de 5.5 fois la densité que pour $\epsilon=1$) et de $1.6 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ entre 0 et 1cm (soit plus 1.5 la densité que pour $\epsilon=1$), soit un écart entre la densité moyenne dans l'injecteur et à l'extérieur de 78 %. Plus la permittivité du diélectrique est grande, plus la densité dans l'injecteur est grande. Ceci est dû au fait que plus la permittivité est grande plus la densité électronique près du diélectrique est importante (cf. Figure 5-34). En effet la densité est plus importante quand la permittivité du diélectrique est grande car les ions vont pouvoir

charger plus le diélectrique (cf. Figure 5-33), ce qui va engendrer un champ local plus important favorisant l'ionisation.

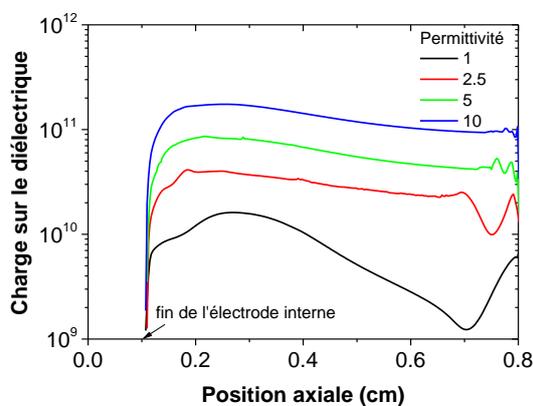


Figure 5-33 : Charge du diélectrique en fonction de la position axiale.

On note aussi que dans le jet, plus la permittivité est grande, moins l'écart de densité entre 0-1cm et 1-2cm est grand. Par exemple cette différence de densité est de 9 % pour $\epsilon=10$ et de 25 % pour $\epsilon=2.5$. Ceci est directement lié au fait que la diminution du champ maximal dans le front d'ionisation (non montré ici) est plus faible pour les permittivités élevées. Le champ maximal dans le front d'ionisation est plus important pour les permittivités élevées car dans ce cas, les densités d'espèces chargées dans l'injecteur sont plus importantes, ce qui fait que la conductivité du plasma est plus importante et donc la chute de potentiel dans l'injecteur est plus faible, ce qui a pour conséquence que le champ dans le front d'ionisation est plus important. C'est ce que l'on constate sur la Figure 5-32 (à droite), où est tracé le maximum du taux d'ionisation dans le front d'ionisation, car celui-ci reflète le maximum du champ électrique. Pour les permittivités élevées, ce taux diminue très faiblement le long du trajet du jet de plasma.

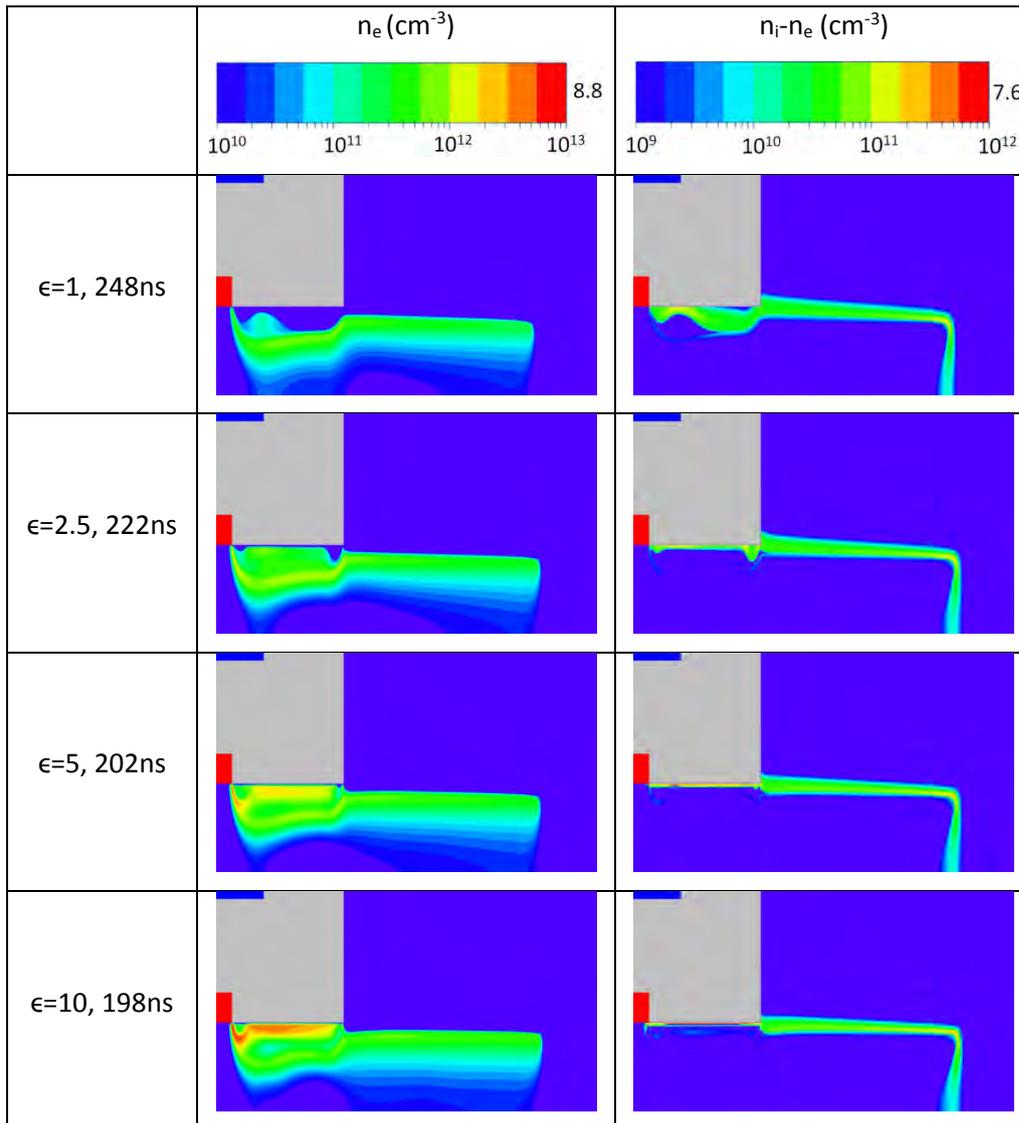


Figure 5-34 : (à gauche) Densité électronique pour différentes valeurs de permittivité, la valeur maximale est normalisée à $8.8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (à droite) Valeur positive de la charge spatiale, la valeur maximale est normalisée à $7.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ pour la charge spatiale ($n_i - n_e$). Le jet a atteint 2 cm pour tous les cas montrés ici.

Regardons le cas où $\epsilon=1$ sur la Figure 5-34, qui montre la densité électronique et la charge spatiale pour les différentes permittivités. Dans ce cas, la densité électronique à proximité du diélectrique est très faible. Plus on augmente la permittivité, plus la densité électronique près du diélectrique augmente alors que la densité un peu en dessous du diélectrique ne varie quasiment pas. Si on regarde la partie positive de la charge spatiale près du diélectrique (dans la gaine) celle-ci est d'autant plus importante et proche du diélectrique que la permittivité est grande.

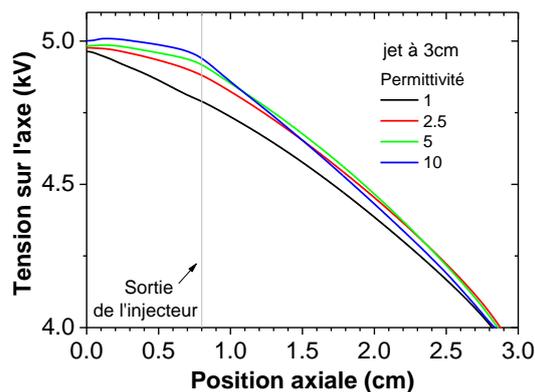


Figure 5-35 : Profil axial de la tension sur l'axe pour différentes permittivités quand le jet a atteint 3 cm. Le trait noir vertical délimite la sortie de l'injecteur.

La chute de potentiel sur la longueur de l'injecteur est d'autant plus faible que la permittivité est grande, alors qu'entre la sortie et 3 cm cette chute est d'autant plus grande que la permittivité est grande (cf. Figure 5-35). Pour le cas où la permittivité est égale à 1 la rupture de pente sur le potentiel à la sortie de l'injecteur est beaucoup moins marquée que pour les autres cas.

Permittivité	1	2.5	5	10
I_{max} (mA)	23.18	100	178	425
Vitesse max (10^5 m·s ⁻¹)	1.17	1.20	1.33	1.33
Vitesse à 3cm (10^5 m·s ⁻¹)	0.49	0.600	0.736	0.906
n_e moyen injecteur (10^{12} cm ⁻³)	1.39	3.14	5.67	7.68
n_e moyen 0-1cm (10^{12} cm ⁻³)	1.09	1.30	1.53	1.62
n_e moyen 1-2cm (10^{12} cm ⁻³)	0.80	0.97	1.15	1.48
$k_{i,max}$ à 3 cm (10^{21} cm ⁻³ s ⁻¹)	0.51	0.71	1.37	3.46
Puissance à 400 ns (Watt)	10	13	17	26
Champ dans l'injecteur (V·cm ⁻¹)	230	130	90	80
Champ à l'extérieur (V·cm ⁻¹)	350	370	380	430

Tableau 5.2 : Tableau récapitulatif de l'étude paramétrique sur l'influence de la permittivité du diélectrique

En conclusion la modification de la permittivité du diélectrique modifie de manière significative la densité électronique moyenne dans l'injecteur, l'énergie déposée dans l'injecteur, le courant électronique collecté sur l'électrode HT, la vitesse du front d'ionisation. En augmentant la permittivité du diélectrique on augmente la densité électronique dans l'injecteur, ce qui permet d'avoir un champ électrique plus important à l'extérieur de l'injecteur favorisant l'ionisation dans le jet.

5.5.3 Coefficient d'émission secondaire du diélectrique

Dans cette section nous avons étudié l'influence de l'émission secondaire du diélectrique sur le plasma. La Figure 5-36 décrit la géométrie utilisée pour cette étude paramétrique avec les différentes valeurs d'émission secondaire utilisées. La configuration est la même que dans la section 5.2 sauf pour la valeur de γ .

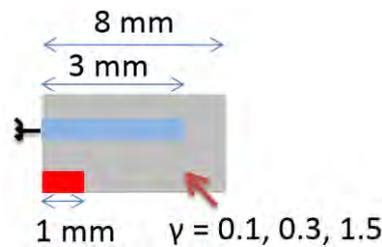


Figure 5-36 : Schéma représentant la géométrie de l'injecteur simulé et explicitant les valeurs de l'émission secondaire utilisées.

Sur la Figure 5-37, il est représenté le courant électronique en fonction du temps pour différentes valeurs de permittivité du diélectrique. On remarque que la valeur de l'émission secondaire change très faiblement le courant. Plus l'émission secondaire est grande, plus le courant maximum est grand passant de 175 mA pour $\gamma=1.5$ à 150 mA pour $\gamma=0.1$. La largeur du pic de courant est sensiblement la même quel que soit le γ . Le maximum de courant est atteint plus rapidement quand l'émission secondaire est élevée (70 ns pour $\gamma=1.5$ et 85 ns pour $\gamma=0.1$).

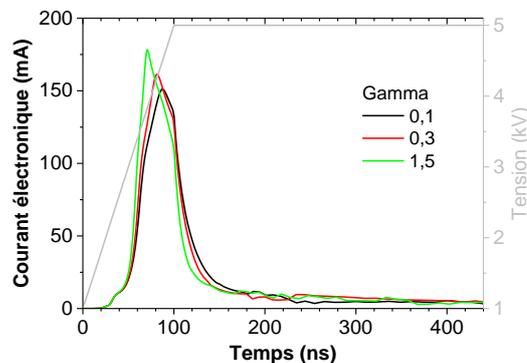


Figure 5-37 : Courant électronique en fonction du temps pour différentes valeurs d'émission secondaire.

Sur la Figure 5-38 où est tracée la vitesse du front d'ionisation en fonction du temps pour différentes valeurs d'émission secondaire, on voit que lorsqu'on augmente l'émission secondaire on augmente légèrement la vitesse maximale du front d'ionisation. Par contre lors de la phase de propagation du jet de plasma dans l'air les vitesses sont les mêmes quel que soit le γ .

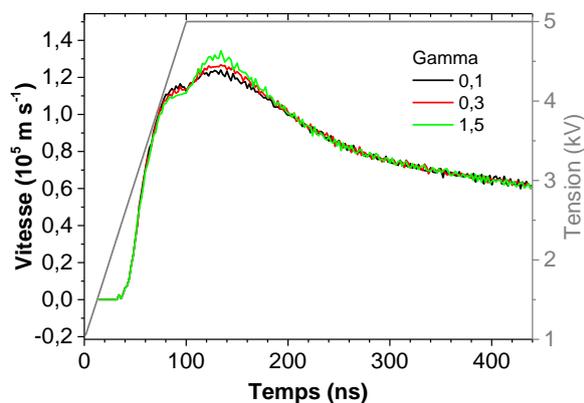


Figure 5-38 : Vitesse du front d'ionisation en fonction du temps pour différentes valeurs de permittivité.

Sur la Figure 5-39 (à gauche) on a tracé la densité électronique moyenne. On constate que la densité électronique moyenne dans l'injecteur et dans le jet est la même suivant les différentes valeurs de γ . Le taux d'ionisation maximal dans la tête du streamer (à droite) est aussi le même pour les différents cas.

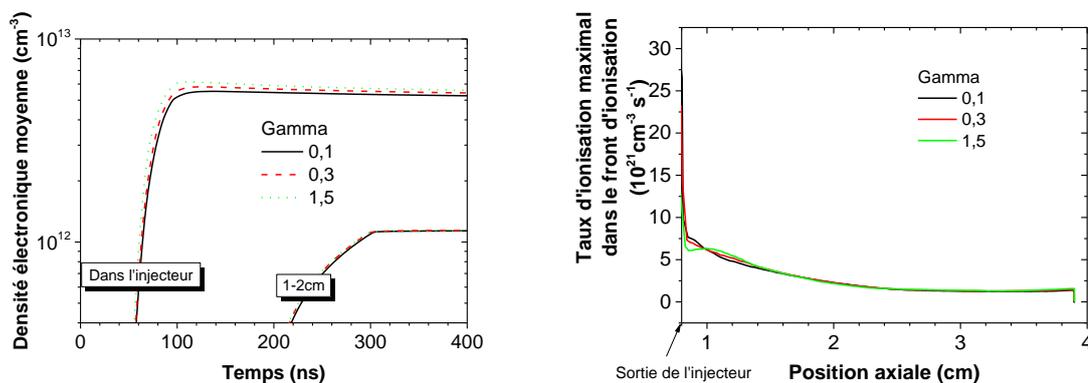


Figure 5-39 : (à gauche) Densité électronique moyenne en fonction du temps pour différentes régions de l'espace. (à droite) Taux d'ionisation maximal dans le front d'ionisation en fonction de la position axiale.

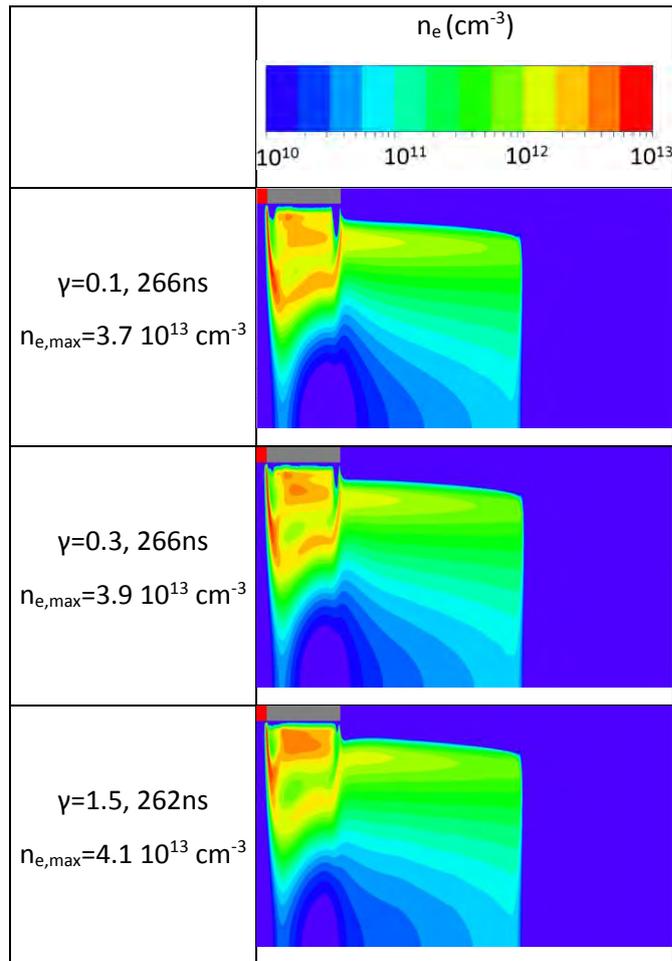


Figure 5-40 : (à gauche) Densité électronique pour différentes valeurs d'émission secondaire. Le jet a atteint 2.5 cm pour tous les cas montrés ici. Le domaine représenté ici est de 4 cm axialement et de 0.16 cm radialement.

Sur la Figure 5-34, où est représentée la densité électronique quand le jet a atteint 2.5 cm pour les différentes valeurs d'émission secondaire, on voit que le profil de densité suivant les différents cas est très similaire. On peut noter que plus le γ est élevé, plus la densité électronique maximale dans l'injecteur est élevée ($4.1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ pour $\gamma=1.5$ contre $3.7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ pour $\gamma=0.1$) et que l'on favorise l'ionisation proche du diélectrique.

En conclusion de cette sous partie on peut dire que la valeur de l'émission secondaire du diélectrique n'influe pas sur les propriétés du plasma.

5.5.4 Diamètre intérieur

Dans cette section nous avons étudié l'influence du diamètre interne sur le plasma. Le diamètre utilisé dans le cas de référence est de 3 mm. Nous avons réduit ce diamètre passant de 3 mm à 2 mm puis à 1.4mm. Afin de réduire le diamètre nous avons choisi d'agrandir l'épaisseur de l'électrode et l'épaisseur de la partie du diélectrique qui se situe à droite de l'électrode afin de ne pas créer une marche dans l'injecteur (cf. Figure 5-41). Nous avons fait le

choix d'agrandir l'épaisseur de l'électrode afin de laisser la même distance séparant le haut de l'électrode HT et le bas de l'électrode de masse et afin de laisser la même épaisseur de diélectrique entre ces deux électrodes.

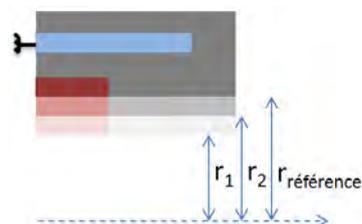


Figure 5-41 : Diminution du diamètre interne de l'injecteur en augmentant l'épaisseur de l'électrode interne et de la partie du diélectrique adjacente.

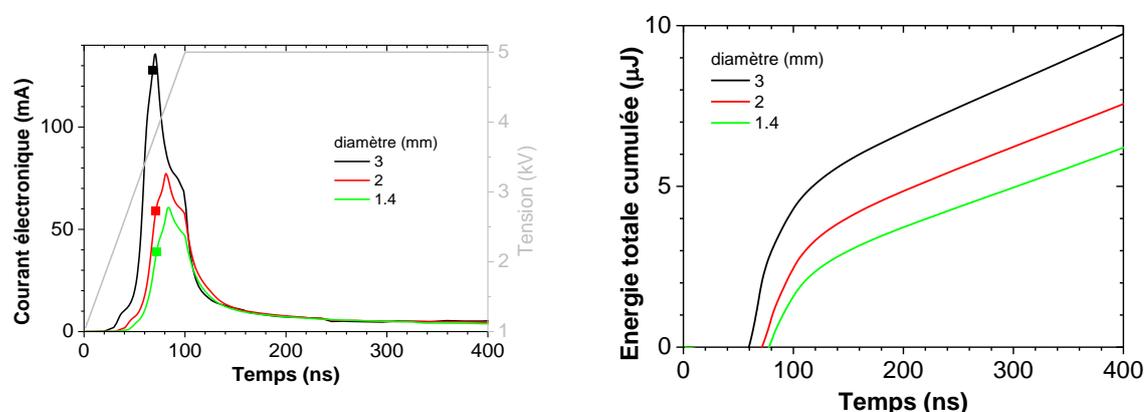


Figure 5-42 : (à gauche) Courant électronique et (à droite) énergie totale cumulée en fonction du temps pour différentes valeurs de diamètre interne. Les symboles indiquent le temps auquel le jet est sorti.

Sur la Figure 5-42 (à gauche) on remarque que le plasma sort quasiment au même moment pour les différents diamètres internes (≈ 70 ns). Par contre le courant maximum est plus important et est atteint plus rapidement quand le diamètre est grand (pour un diamètre de 3 mm le courant maximal est de 135 mA atteint à 70 ns alors que pour un diamètre de 1.4 mm il est de 60 mA atteint à 83 ns). Cette différence peut être due seulement au fait que pour un diamètre plus grand on augmente la surface de collecte des électrons donc on augmente le courant. Mais en augmentant le diamètre, on augmente la surface à charger donc on augmente la capacité de notre système, ce qui a une influence sur la densité de courant.

Nous allons essayer d'évaluer la tension de « claquage » que nous allons définir ici par la tension au moment où le courant électronique a atteint 5 ou 10 % de sa valeur maximale. Nous avons pris cette définition car c'est celle-ci qui a été utilisée pour les résultats expérimentaux faits au LPGP [7]. La tension de claquage diminue quand le diamètre interne augmente (cf. Figure 5-43). Les auteurs de la référence [83] font le même constat.

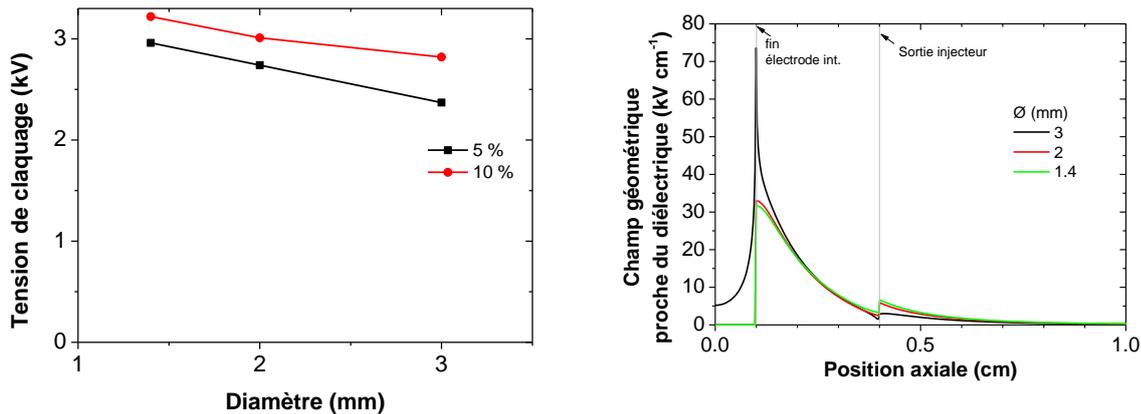


Figure 5-43 : (gauche) Tension de « claquage » en fonction de la longueur de recouvrement. (droite) Profil axial du champ géométrique près du diélectrique.

Cette diminution de la tension de « claquage » quand on augmente le diamètre est due au choix de la modification de notre géométrie. En effet, pour diminuer le diamètre nous avons augmenté l'épaisseur de l'électrode interne, par conséquent, l'angle inférieur droit est plus éloigné de l'électrode de masse pour un diamètre petit, les lignes de potentiel sont donc moins serrées, ce qui diminue le champ à l'angle de l'électrode (cf. Figure 5-43 droite). Le champ géométrique à la sortie de l'injecteur est plus important pour les petits injecteurs.

Sur la Figure 5-42 (à droite) on voit que l'énergie totale cumulée durant la phase d'initialisation est d'autant plus grande que le diamètre interne est grand. Par contre durant la propagation du jet de plasma, la puissance instantanée est quasiment la même (15 W à 400 ns pour un diamètre interne de 3 mm et 12 W à 400 ns pour un diamètre interne de 1.4mm).

La vitesse maximale est plus grande lorsque que le diamètre interne est plus petit (cf. Figure 5-44). On retrouve cette tendance dans la référence [21].

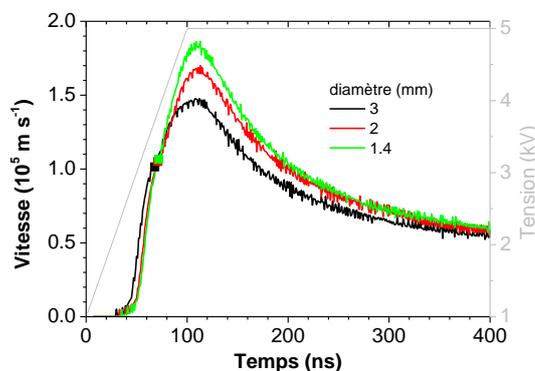


Figure 5-44 : Vitesse du front d'ionisation en fonction du temps pour différents diamètres.

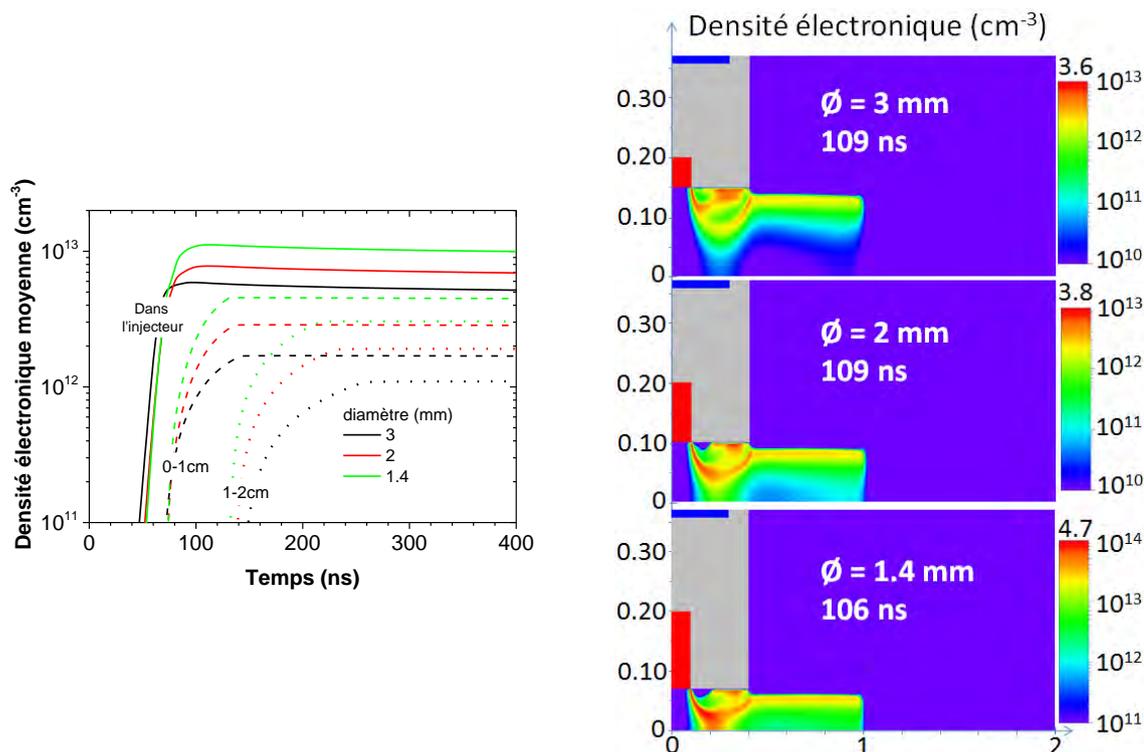


Figure 5-45 : (à gauche) Densité électronique moyenne en fonction du temps pour différentes régions de l'espace (en trait plein dans l'injecteur, en tiret entre la sortie de l'injecteur et 1 cm plus loin et en pointillé entre 1 cm après la sortie de l'injecteur et 2 cm). (à droite) Densité électronique pour 3 diamètres différents lorsque le jet de plasma a atteint 1 cm.

Plus le diamètre interne est petit, plus la densité électronique dans l'injecteur et dans le jet est grande (cf. Figure 5-45). Par exemple, dans l'injecteur, la densité électronique est de $1.0 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} pour un diamètre de 1.4 mm et de $5.2 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} pour un diamètre de 3 mm, soit une différence d'un peu moins de 50 %, et respectivement dans le jet entre 1-2cm elle est de $3.0 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} et de $1.1 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} , soit une différence de 64 %. En fait pour les plus grands diamètres l'écart de densité électronique entre l'injecteur et 0-1 cm est plus important (55% pour 1.4 mm contre 67% pour 3mm).

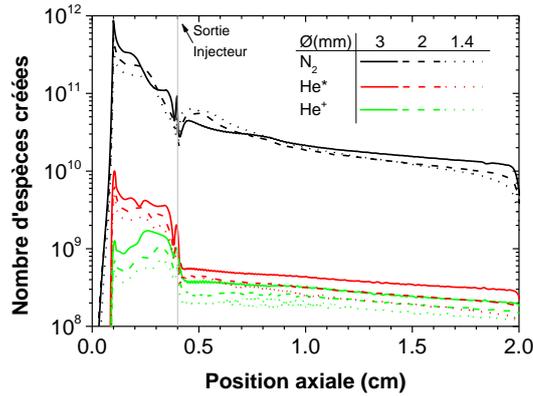


Figure 5-46 : Profil axial du nombre de N_2 , He^* et He^+ intégré sur une section ($\int_0^R k \cdot n_e \cdot N dt dr$) lorsque le jet a atteint 2cm. En suivant la procédure élaborée dans la section 5.2.

Sur la Figure 5-46 est représenté le nombre d' He^+ créé durant toute la durée nécessaire pour que le jet de plasma atteigne 2 cm. Ce nombre d' He^+ est intégré sur le rayon de l'injecteur. Globalement le nombre d' He^+ créé est assez similaire pour les 3 diamètres, sauf que si le diamètre est plus petit le volume est plus petit donc la densité d'espèces est plus grande. Pour confirmer cette hypothèse, comparons le rapport du nombre d' He^+ créé et le rapport de volume entre le diamètre de 3 mm et le diamètre de 1.4 mm. Par exemple à 1.5 cm le rapport entre le nombre d' He^+ est de 1.5 alors que le rapport des volumes est de 4.5, donc la différence du nombre d' He^+ créé ne compense pas la différence de volume ; notre hypothèse est bien valide.

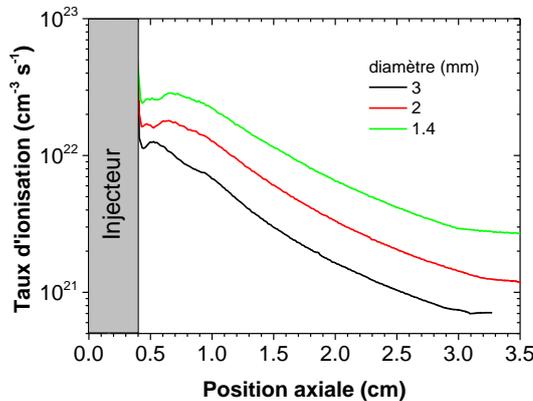


Figure 5-47 : Taux d'ionisation maximal dans le front d'ionisation en fonction de la position axiale.

Cette différence de densité électronique est corrélée avec le fait que le champ sur l'axe est plus grand pour les petits diamètres que pour les grands (non montré ici) et avec le taux d'ionisation maximale (cf. Figure 5-47), qui lui aussi est plus grand pour les diamètres plus petits.

La chute de potentiel sur la longueur de l'injecteur et dans la longueur du jet est plus grande pour les petits diamètres que pour les plus importants (cf. Figure 5-48).

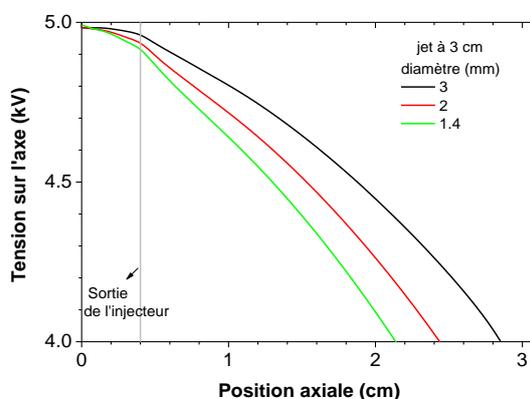


Figure 5-48 : Profil axial de la tension sur l'axe pour différents diamètres internes quand le jet a atteint 3 cm. Le trait noir vertical délimite la sortie de l'injecteur.

Diamètre interne (mm)	1.4	2	3
I_{max} (mA)	60.7	77.3	135
Vitesse max ($10^5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)	1.83	1.69	1.48
Vitesse à 3cm ($10^5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)	0.73	0.71	0.58
n_e moyen injecteur (10^{12} cm^{-3})	9.96	6.92	5.17
n_e moyen 0-1cm (10^{12} cm^{-3})	4.48	2.84	1.70
n_e moyen 1-2cm (10^{12} cm^{-3})	3.04	1.90	1.09
$k_{i,max}$ à 3 cm ($10^{21} \text{ cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$)	2.92	1.45	0.74
Puissance à 400 ns (Watt)	12	13	15
Champ dans l'injecteur ($\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$)	230	160	90
Champ à l'extérieur ($\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$)	600	500	400

Tableau 5.3 : Tableau récapitulatif de l'étude paramétrique sur l'influence du diamètre interne.

En conclusion de cette étude paramétrique : l'augmentation du diamètre interne se traduit par une augmentation du courant électronique et donc une augmentation de l'énergie déposée. La puissance déposée par contre quand le jet est sorti de l'injecteur est très similaire. La vitesse est modifiée mais tend à devenir la même lorsque l'on s'éloigne de l'injecteur. Par contre la modification du diamètre interne est le paramètre qui a le plus d'influence sur les densités électroniques : plus celui-ci est petit plus les densités sont élevées. En effet le nombre d' He^+ créé est plus important pour un grand diamètre mais cette différence ne compense pas la différence de volume. Ce paramètre a aussi une influence forte sur les taux d'ionisation.

5.5.5 Position relative des électrodes

Dans cette section nous avons étudié l'influence de la position relative des électrodes. Plus précisément, nous avons fixé la longueur du diélectrique à 8 mm et la position de l'électrode externe à 5 mm avant la sortie. On a défini la longueur de recouvrement, que l'on nommera subséquemment r , comme la différence entre la position de l'électrode externe et la position de l'électrode interne (cf. Figure 5-49). Quand r est négatif l'électrode interne est plus proche de la sortie que l'électrode externe. Nous sommes partis d'une géométrie où $r=-4$ puis nous avons progressivement reculé l'électrode interne, augmentant ainsi la valeur de r jusqu'à ce que r soit égal à 2. Dans la thèse [7] des expériences du même type ont été réalisées ce qui a motivé cette série de calculs.

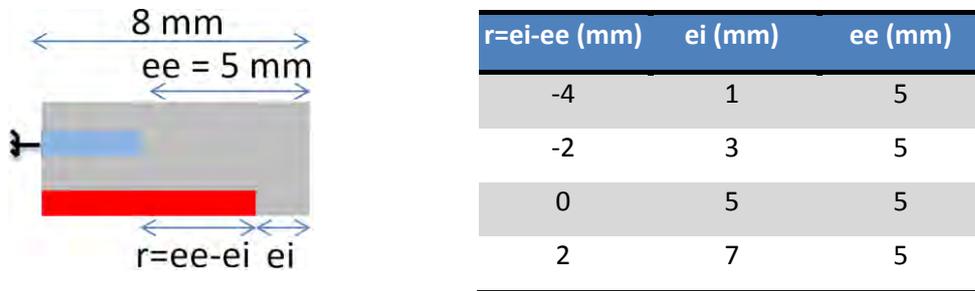


Figure 5-49 : (gauche) Schéma de la modification relative de la position des électrodes. On fixe la longueur du diélectrique et la position de l'électrode externe. On part d'un cas où l'électrode interne est plus proche de la sortie que l'électrode externe ($r < 0$), puis on éloigne progressivement l'électrode interne de la sortie. (droite) Récapitulatif de la position des électrodes en fonction de la longueur de recouvrement.

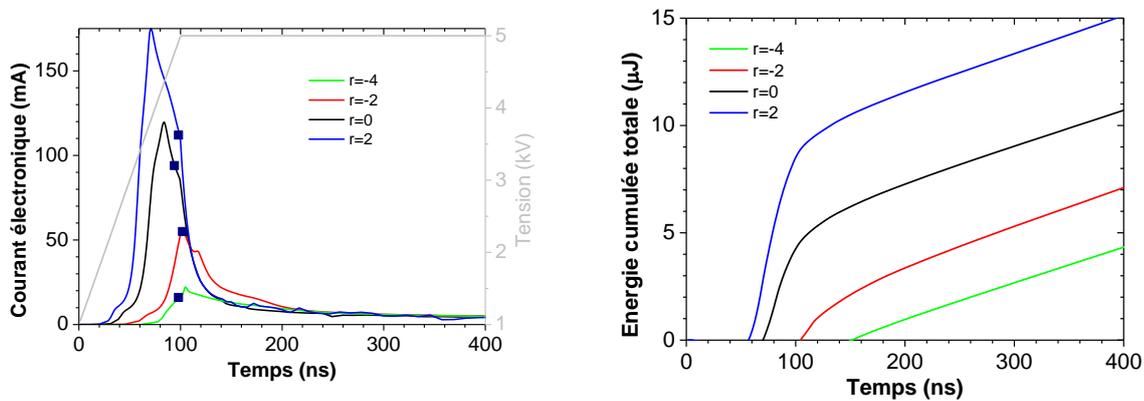


Figure 5-50 : (à gauche) Courant électronique et (à droite) énergie totale cumulée en fonction du temps pour différentes valeurs de recouvrement. Les symboles indiquent le temps pour lequel le jet est sorti.

Le courant maximal de conduction électronique récolté sur l'électrode HT est d'autant plus grand que la valeur du recouvrement est grande (cf. Figure 5-50 : 22 mA atteint à 104 ns pour le cas $r=-4$ et 174 mA à 71 ns pour $r=2$). Ce maximum est atteint plus tôt quand le recouvrement est grand. Par conséquent l'énergie cumulée est d'autant plus grande que le recouvrement est grand. On retrouve la tendance et les ordres de grandeurs des résultats expérimentaux du LPGP

(cf. [7] p.115). La différence d'énergie déposée entre les différents cas a lieu principalement avant que le jet de plasma ne sorte de l'injecteur car une fois que le jet est sorti les différentes courbes d'énergie sont quasiment parallèles (cf. Figure 5-50). En effet la puissance instantanée à 400 ns est de 17 ± 1 Watts pour les différents cas.

Nous allons essayer d'évaluer la tension de « claquage » que nous allons définir ici par la tension au moment où le courant électronique a atteint 5 ou 10 % de sa valeur maximale. Nous avons pris cette définition car c'est celle-ci qui a été utilisée pour les résultats expérimentaux obtenus au LPGP. On voit sur la Figure 5-51 que dans la configuration où l'électrode interne est plus proche de la sortie que l'électrode externe ($r < 0$), la tension de claquage est bien supérieure au cas où $r > 0$. Plus le recouvrement est grand, plus la tension de claquage est faible. Pour la géométrie la plus proche de ces simulations ($\varnothing_{di} = 2$ mm, $L_i = 7$ mm, $L_e = 5$ mm soit $r = 2$), le LPGP a mesuré expérimentalement une tension de claquage de 2.3 kV pour 5 % et de 2.4 kV pour 10 %. Nous avons une tension de claquage de 2.8 kV pour 10 % et de 2.4 kV pour 5 %. Les différences trouvées entre les expériences et le modèle peuvent être dues au fait que la géométrie n'est pas exactement reproduite. La chimie n'est pas, non plus, prise en compte, or, l'existence d'hélium métastable permet de diminuer la tension de claquage. Dans les expériences les pulses sont répétés à une fréquence donnée, or, entre deux impulsions, il est possible que la charge du diélectrique et/ou la présence d'hélium métastable restant diminue cette tension.

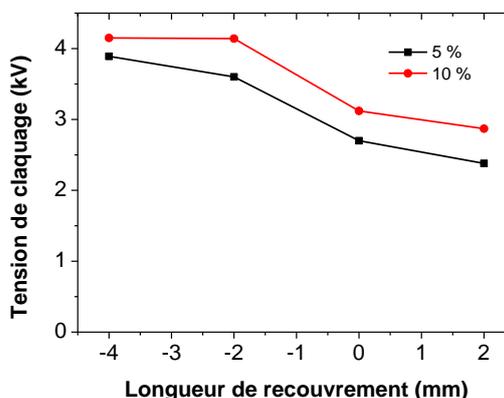


Figure 5-51 : Tension de « claquage » en fonction de la longueur de recouvrement.

Le maximum de la vitesse du front d'ionisation est d'autant plus grand que le recouvrement est grand. On retrouve ce comportement et les ordres de grandeurs dans les résultats expérimentaux du LPGP, mais dans ces derniers l'écart entre un recouvrement positif, nul, ou négatif est bien plus marqué et la longueur du jet est plus petite (cf. [7] p.110). Peut-être que,

dans ce cas, les effets hydrodynamiques sont à prendre en compte. Par contre très rapidement la vitesse dans le jet entre les différents cas devient la même.

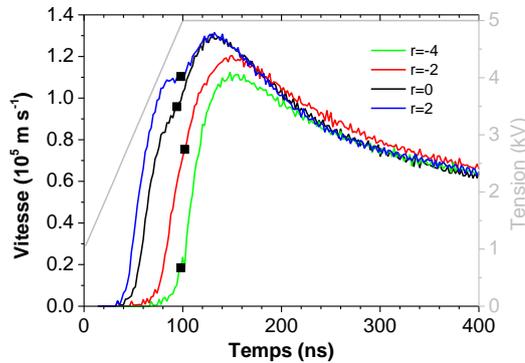


Figure 5-52 : Vitesse du front d’ionisation en fonction du temps pour différentes valeurs de recouvrement. Les symboles indiquent le temps auquel le jet est sorti.

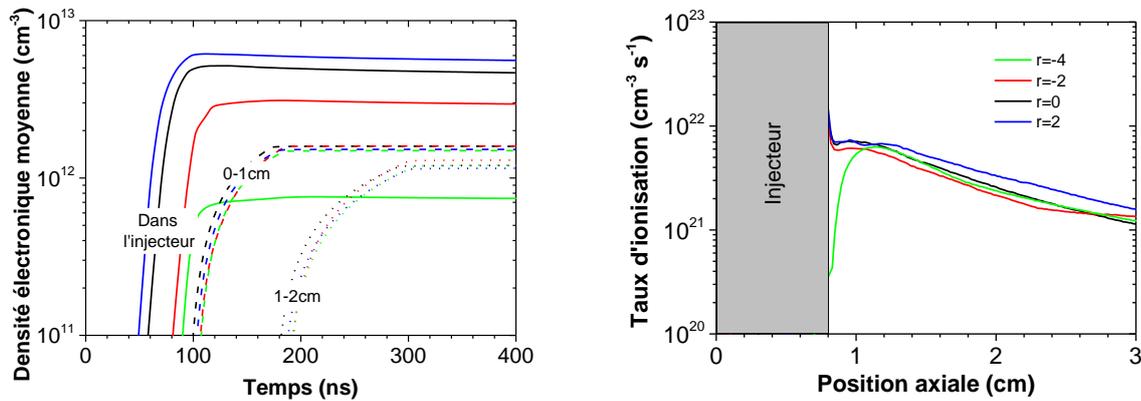


Figure 5-53 : (à gauche) Densité électronique moyenne en fonction du temps pour différentes régions de l’espace (en trait plein dans l’injecteur, en tiret entre la sortie de l’injecteur et 1 cm plus loin et en pointillé entre 1 cm après la sortie de l’injecteur et 2 cm). (à droite) Taux d’ionisation maximal dans le front d’ionisation en fonction de la position axiale.

La densité électronique moyenne dans l’injecteur est fortement modifiée en fonction de la longueur de recouvrement (cf. Figure 5-53). Plus celle-ci est faible, plus la valeur de la densité dans l’injecteur est faible. Par exemple, pour un recouvrement égal à -4, la densité électronique moyenne dans l’injecteur est de $7.4 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-3}$ alors qu’elle est de $5.6 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ pour un recouvrement égal à 2, soit une différence de 85%. Il faut noter que pour le cas où le recouvrement est de -4, la densité dans l’injecteur est faible car, l’électrode interne étant très proche de la sortie, la phase d’initialisation du jet et la structuration du plasma a lieu à l’extérieur de l’injecteur, alors que dans les autres cas celles-ci ont lieu à l’intérieur (cf. Figure 5-54). Par contre, lors de la propagation du jet de plasma dans l’air, les écarts entre les différents cas sont minimes (inférieur à 2%). La modification de la position relative des électrodes a une faible influence sur le taux d’ionisation maximal dans la tête du streamer.

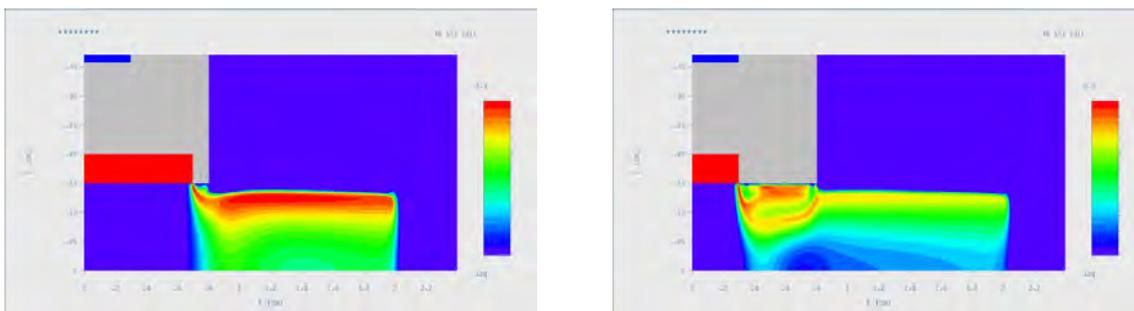


Figure 5-54 : Densité électronique quand le jet a atteint 2 cm pour le cas où $r=-4$ (gauche, $n_{e,max}=5.9 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$) et pour $r=0$ (droite, $n_{e,max}=2.8 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$).

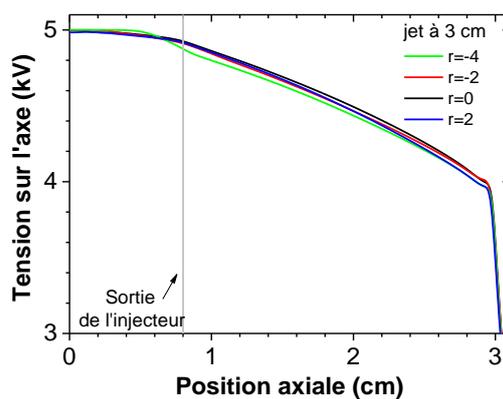


Figure 5-55 : Profil axial de la tension sur l'axe pour différentes valeurs de recouvrement quand le jet a atteint 3 cm. Le trait noir vertical délimite la sortie de l'injecteur.

La chute de potentiel sur la longueur de l'injecteur et dans le jet est très proche quelle que soit la longueur de recouvrement (cf. Figure 5-55 & Tableau 5.4).

Recouvrement (mm)	-4	-2	0	2
I_{max} (mA)	22.2	55.0	120	174
Vitesse max ($10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)	1.12	1.20	1.30	1.32
Vitesse à 3cm ($10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)	0.728	0.730	0.735	0.760
n_e moyen injecteur (10^{12} cm^{-3})	0.74	2.95	4.65	5.58
n_e moyen 0-1cm (10^{12} cm^{-3})	1.49	1.59	1.58	1.51
n_e moyen 1-2cm (10^{12} cm^{-3})	1.20	1.29	1.20	1.15
k_i à 3 cm ($10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)	1.21	1.34	1.12	1.55
Puissance à 400 ns (Watt)	16	18	17	18
Champ dans l'injecteur ($\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$)	350	160	110	110
Champ à l'extérieur ($\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$)	360	395	400	410

Tableau 5.4 : Récapitulatif de l'étude paramétrique sur l'influence du diamètre interne.

En conclusion la longueur de recouvrement n'a pas d'influence sur les caractéristiques du jet de plasma. Par contre, elle modifie fortement la densité électronique dans l'injecteur, le courant collecté et l'énergie déposée. De plus cette longueur modifie le temps mis pour allumer le plasma ce qui peut avoir un impact sur la longueur du jet de plasma si l'on a un pulse de tension de durée déterminée.

5.6 Comparaison Hélium/Argon

Nous avons réalisé quelques simulations en changeant le gaz de travail pour deux géométries différentes. Nous sommes passés de l'hélium à l'argon. Nous rappelons que dans ces sections les phénomènes hydrodynamiques ne sont pas pris en compte dans les simulations. Pour la comparaison des jets d'hélium, d'argon et de néon dans l'air en ne prenant en compte que l'hydrodynamique se référer à la section 4.4.3.

Nous pouvons voir sur la Figure 5-56 (gauche) que, quelle que soit la géométrie, le courant maximal pour l'argon est plus important que pour l'hélium. Par contre la tension de claquage pour l'argon est plus élevée que pour l'hélium. La longueur du diélectrique pour l'argon n'influe pas sur le maximum de courant contrairement au cas de l'hélium. La largeur à mi-hauteur pour l'argon est moins importante que pour l'hélium (pour L=4 mm elle est de 20 ns pour l'argon et de 45 ns pour l'hélium, et pour L=8 mm elle est de 30 ns pour l'argon et de 50 ns pour l'hélium). L'énergie totale cumulée pour l'argon est plus faible que pour l'hélium même durant la phase de propagation dans l'injecteur, le courant maximal qui est plus important pour l'argon est compensé par le fait que ce courant est important pendant une durée moins grande. Si l'on calcule la puissance déposée dans le plasma à 300 ns on a environ 15 Watts pour l'hélium et 10 Watts pour l'argon (cf. Tableau 5.6).

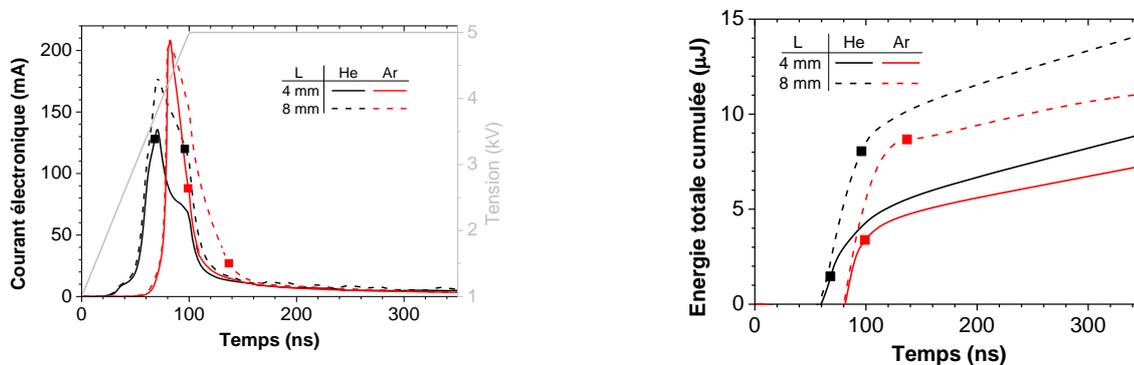


Figure 5-56 : (à gauche) Courant électronique et (à droite) énergie totale cumulée en fonction du temps. Sur chacune des figures est reporté deux cas avec de l'hélium qui ne sont différenciés que par la longueur du diélectrique (4 mm ou 8 mm) et les mêmes cas pour l'argon. Les symboles indiquent le temps pour lequel le jet est sorti.

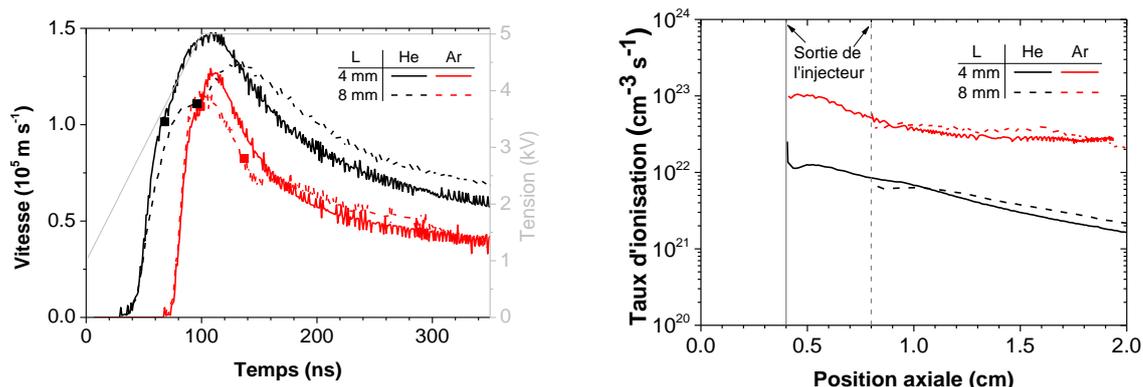


Figure 5-57 : (à gauche) Vitesse du front d'ionisation en fonction du temps pour de l'hélium et de l'argon. (à droite) Taux d'ionisation maximal dans le front d'ionisation en fonction de la position axiale.

La vitesse du front d'ionisation pour le jet d'argon est plus faible ($\approx 20\%$) que pour le jet d'hélium (cf. Figure 5-57). Ce qui fait que pour un temps donné le jet d'argon sera plus court que le jet d'hélium. Ce phénomène est favorisé par une tension de claquage plus élevée dans l'argon que dans l'hélium. Par contre le taux d'ionisation maximal est approximativement dix fois plus important dans l'argon que dans l'hélium. Si l'on regarde la Figure 2-13, où le coefficient d'ionisation en fonction du champ réduit est tracé, on constate qu'à fort champ électrique réduit le coefficient d'ionisation de l'argon est plus important que celui de l'hélium. Or la Figure 5-58 nous apprend que le champ électrique pour l'argon est plus élevé. Par exemple dans le jet celui-ci est d'environ 50 kV cm^{-1} pour l'argon et de 25 kV cm^{-1} pour l'hélium.

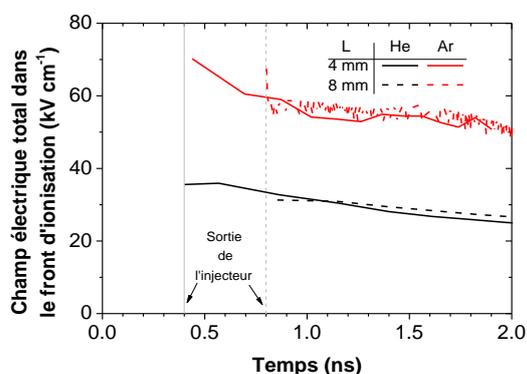


Figure 5-58 : Champ électrique maximal dans le front d'ionisation en fonction du temps.

La densité électronique est plus importante pour l'argon que pour l'hélium (2.5 fois plus importante dans l'injecteur et 2 fois plus dans le jet) (cf. Figure 5-59).

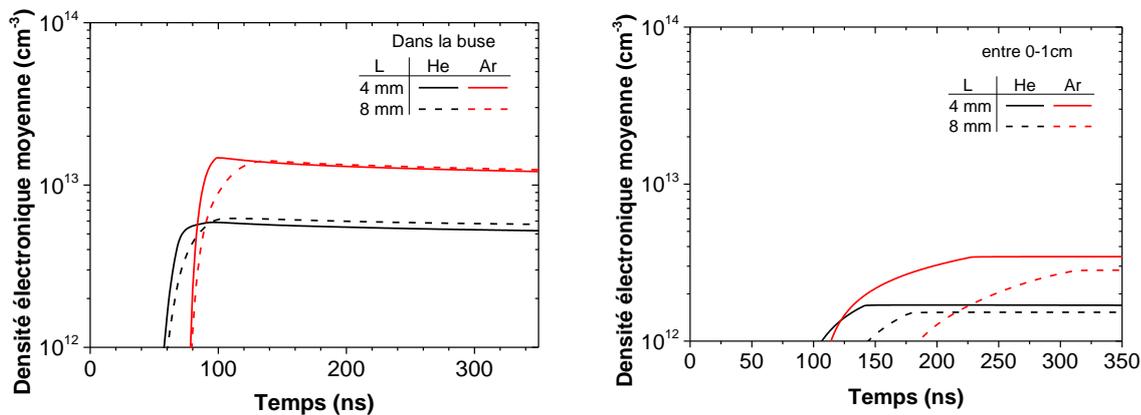


Figure 5-59 : Densité électronique moyenne (à droite) dans l’injecteur et (à gauche) entre 0 et 1 cm après l’injecteur pour l’hélium en noir et pour l’argon en rouge.

La chute de potentiel sur l’axe sur la distance de l’injecteur et sur la distance du jet est 2 fois moins importante pour l’argon que pour l’hélium (cf. Figure 5-60). Ceci est dû au fait que le jet d’argon est plus confiné et plus proche du diélectrique que le jet d’hélium.

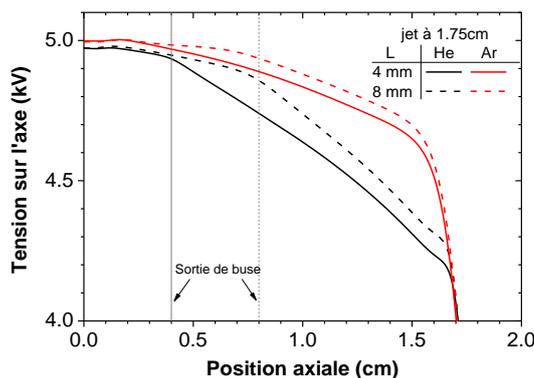


Figure 5-60 : Profil axial de la tension sur l’axe pour de l’hélium et de l’argon quand le jet a atteint 1.75 cm pour deux injecteurs différents.

Une différence importante entre l’argon et l’hélium est la répartition du plasma. Le plasma dans le cas de l’argon est beaucoup plus confiné spatialement (cf. Figure 5-61 & Figure 5-62). Pour l’argon il n’y a quasiment que la partie du plasma qui glisse sur le diélectrique.

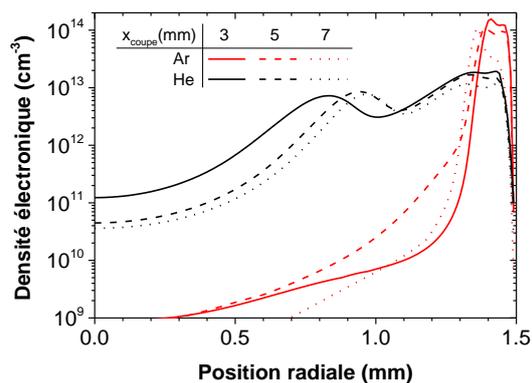


Figure 5-61 : Profil radial de la densité électronique lors que le jet a atteint 2 cm pour 3 positions axiales données (3mm, 5mm, 7mm).

Nous voulions savoir quel paramètre faisait que le jet de plasma d'argon était beaucoup plus confiné que le jet de plasma d'hélium. Afin de répondre à cette question, nous avons créé plusieurs gaz fictifs en intervertissant les différentes propriétés de l'hélium et de l'argon (cf. Tableau 5.5). Le gaz nommé HeX a le taux d'ionisation de l'argon, l'HeY a la mobilité électronique et l'énergie électronique moyenne de l'argon, l'HeZ a toute les caractéristiques de l'hélium sauf que l'on a divisé par deux son taux d'ionisation.

Nom du gaz	Mobilité électronique	Energie électronique moyenne	Taux d'ionisation
He	μ_{He}	$\epsilon_{e,He}$	$k_{i,He}$
HeX	μ_{He}	$\epsilon_{e,He}$	$k_{i,Ar}$
HeY	μ_{Ar}	$\epsilon_{e,Ar}$	$k_{i,He}$
HeZ	μ_{He}	$\epsilon_{e,He}$	$k_{i,He}/2$
Ar	μ_{Ar}	$\epsilon_{e,Ar}$	$k_{i,Ar}$

Tableau 5.5 : Propriétés d'HeX et d'HeY.

Sur la Figure 5-62 est représentée la densité électronique pour ces 5 gaz différents, au temps auquel le jet de plasma a atteint 2 cm. Les deux jets de plasma les plus confinés sont les jets faits avec de l'argon et avec de l'HeX. C'est donc le taux d'ionisation, et plus particulièrement la variation de ce taux d'ionisation en fonction du champ réduit, qui donne un plasma plus confiné.

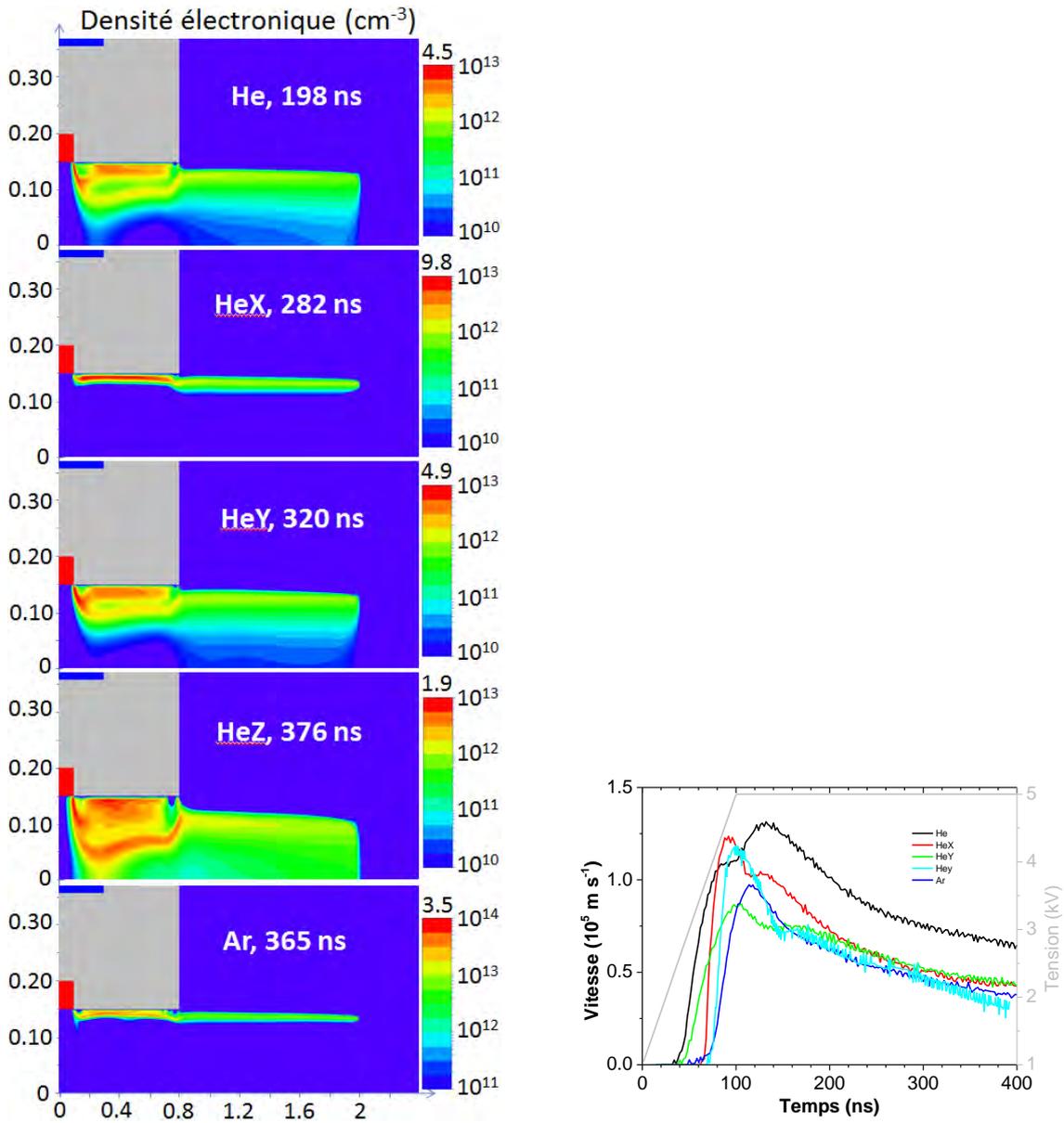


Figure 5-62 : (gauche) Densité électronique quand le jet a atteint 2 cm. (droite) Vitesse du front d'ionisation en fonction du temps.

Cas	He, L=4mm	He, L=8mm	Ar, L=4mm	Ar, L=8mm
I_{max} (mA)	135	177	208	208
Vitesse max (10^5 m·s ⁻¹)	1.47	1.34	1.29	1.13
Vitesse à 2cm (10^5 m·s ⁻¹)	0.88	1.04	0.40	0.40
n_e moyen injecteur (10^{12} cm ⁻³)	5.17	5.67	12.1	12.4
n_e moyen 0-1cm (10^{12} cm ⁻³)	1.69	1.52	3.45	2.83
$k_{i,max}$ à 1.9 cm (10^{21} cm ⁻³ ·s ⁻¹)	0.71	1.31	28.1	25.7
Puissance à 300 ns (Watt)	15	17	10	9
Champ dans l'injecteur (V·cm ⁻¹)	150	160	160	90
Champ à l'extérieur (V·cm ⁻¹)	500	600	250	300

Tableau 5.6 : Différence entre l'hélium et l'argon.

En conclusion le jet de plasma fait avec de l'argon est plus lent que le jet de plasma d'hélium. Il est connu que l'argon a une tension de claquage plus élevée que l'hélium. Ces deux phénomènes ont pour conséquence que, si l'on a un pulse de tension d'une durée déterminée pour créer le plasma, le jet de plasma fait dans l'argon sera plus court que le jet d'hélium. Les densités électroniques, le champ électrique, le maximum du taux d'ionisation dans la tête du streamer sont plus élevés dans l'argon que dans l'hélium. Le plasma dans l'argon est plus confiné spatialement que le jet d'hélium et on a montré que ce confinement est dû à l'évolution du taux d'ionisation en fonction du champ réduit.

5.7 Comparaison entre une tension constante et un pulse de tension

Dans cette partie nous avons utilisé un pulse de tension (qui est une approximation du signal de tension fournie par l'alimentation du LPGP).

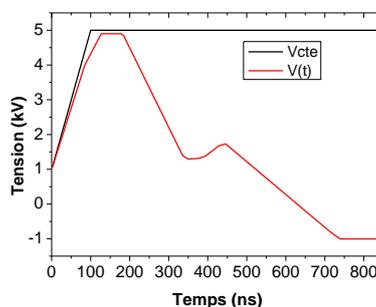


Figure 5-63 : Forme du signal de tension

L'objectif est d'approcher au plus près les conditions expérimentales. Le premier constat est que dans les simulations précédentes nous avons été obligés d'arrêter le calcul lorsque le jet

de plasma atteignait la limite entre le maillage fin et grossier ($x = 4$ cm), ce qui se produit un peu après 400 ns. C'est pourquoi sur toutes les figures suivantes, pour la tension constante, il n'y a pas de donnée après 400 ns. En effet, le champ électrique reste suffisamment élevé dans le front d'ionisation pour entretenir sa propagation alors que dans les calculs avec le pulse de tension la durée de celui-ci entraîne un arrêt de sa propagation avant que celui-ci n'atteigne 4 cm (cf. Figure 5-64). Ceci nous permet d'ajouter comme diagnostic la longueur du jet de plasma dans ces conditions.

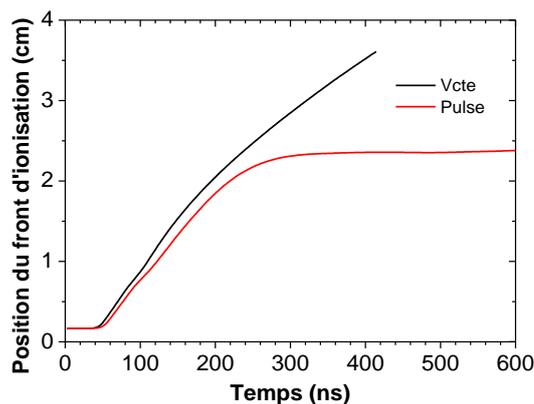


Figure 5-64 : Position du front d'ionisation en fonction du temps pour une tension constante et pour un pulse de tension pour la géométrie de référence.

Si on regarde la Figure 5-65 (gauche), nous pouvons remarquer que l'allure des courbes de courant est la même que dans le cas d'une tension constante. En effet on retrouve que, quelle que soit la longueur du diélectrique, le courant maximal est atteint au même moment, la largeur du pic et son maximum sont d'autant plus grands que la longueur du diélectrique est grande. Par contre le maximum du courant a lieu un peu plus tôt dans le cas de la tension constante (70 ns) que pour le pulse de tension (78 ns). Ceci est dû au fait que le temps de montée est légèrement plus grand dans le cas du pulse (cf. Figure 5-63). Sur la Figure 5-64, on note que le jet arrête de se propager à 300 ns, ce qui correspond à une tension imposée aux bornes de l'électrode HT de 2.3 kV, et qu'à 190 ns le courant électronique devient quasi nul. Ce temps correspond au moment où la tension appliquée à l'électrode interne commence à diminuer. Après ce temps le courant résiduel dans les deux cas est quasiment le même (≈ 5 mA).

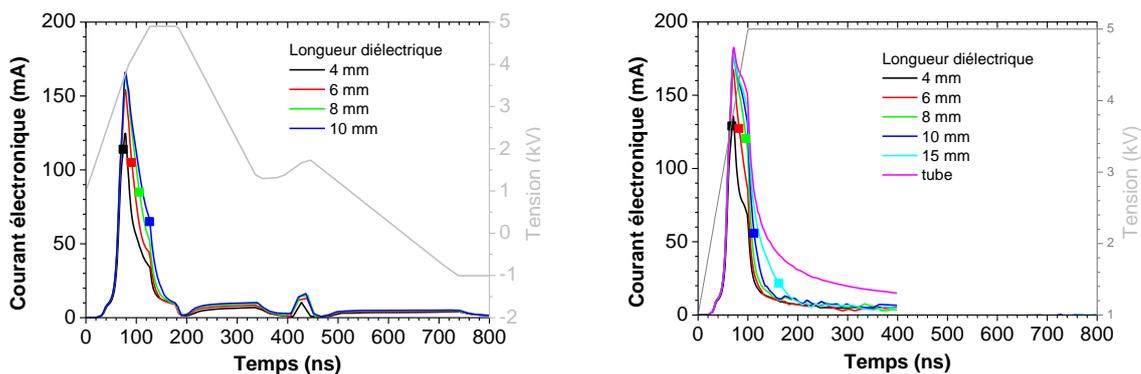


Figure 5-65 : Courant électronique en fonction du temps (à gauche) pour un pulse de tension (à droite) pour une tension constante pour différentes longueurs de diélectrique. Les symboles indiquent quand le jet de plasma sort de l'injecteur.

Le courant étant moins important durant une durée moins longue, l'énergie cumulée est moins grande pour le cas du pulse de tension. Par exemple, à 400 ns pour un diélectrique de 6 mm, l'énergie cumulée est de $9.5 \mu\text{J}$ pour le pulse et de $12.7 \mu\text{J}$ pour la tension constante.

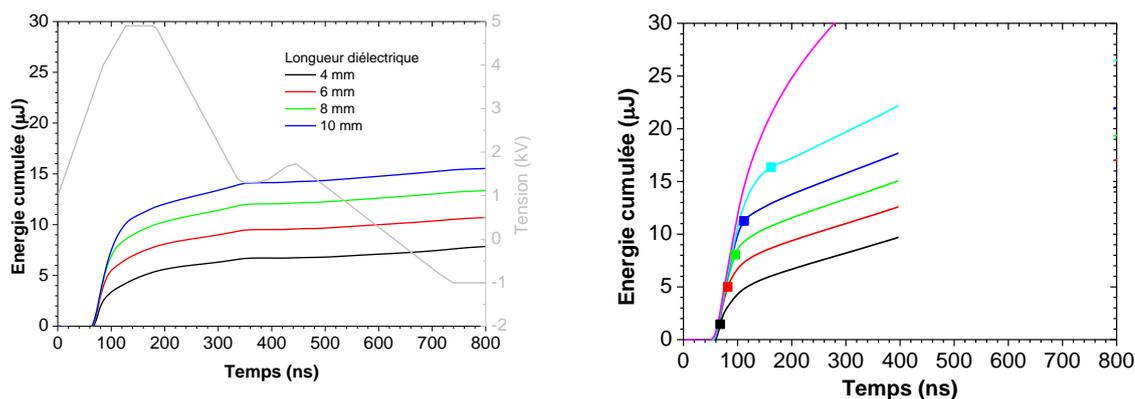


Figure 5-66 : Energie totale cumulée en fonction du temps.

Sur la Figure 5-67 on retrouve le fait que lorsque le diélectrique est long ($\geq 10 \text{ mm}$) il y a une apparition d'un second maximum dans la vitesse qui s'explique comme dans la section 5.5.1. La vitesse est plus faible dans le cas, ici, du pulse que dans le cas de la tension constante. Par exemple pour une longueur de diélectrique de 6 mm, la vitesse maximale est de $1.6 \cdot 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour le pulse et de $1.4 \cdot 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour la tension constante. Cette différence est due à la différence du temps de montée entre les deux cas et la valeur de la tension maximale (4.9kV contre 5kV). Lors de la phase décroissante de la vitesse on note que, pour le pulse de tension, la vitesse du front d'ionisation ne dépend pas de la longueur du diélectrique contrairement au cas de la tension constante où, plus le diélectrique est grand, plus la vitesse est grande. En effet, dans le premier cas la vitesse est directement impactée par la baisse du potentiel imposé à l'électrode au cours du temps qui est la même pour les différentes longueurs de diélectrique,

alors que dans le cas de la tension constante, la décroissance de la vitesse est due à la diminution du champ dans le front d'ionisation, elle-même due à une conductivité imparfaite du plasma.

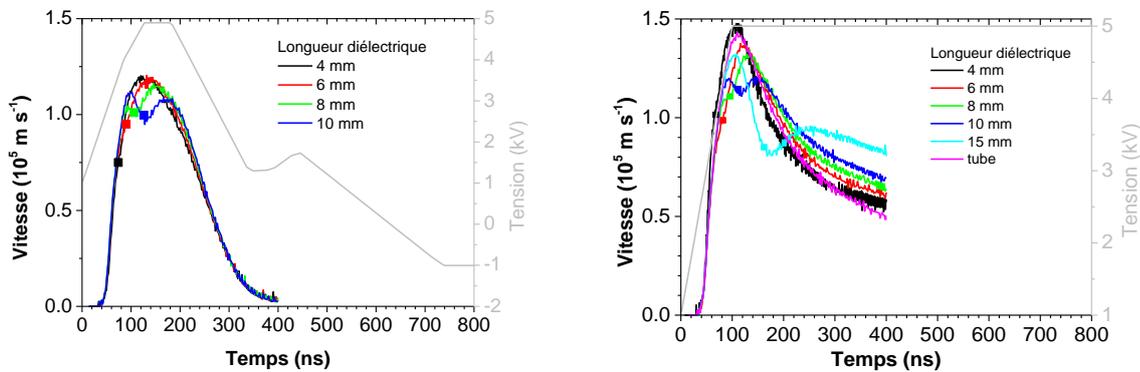


Figure 5-67 : Vitesse du front d'ionisation en fonction du temps pour différentes longueurs de diélectrique. Sur la figure les symboles correspondent au temps où le front d'ionisation sort de l'injecteur.

La longueur du jet de plasma est un peu influencée par la longueur du diélectrique. Pour un diélectrique de 4 mm le jet de plasma fait 1.9 cm alors que pour un diélectrique de 10 mm, il fait 1.3 cm. Le pulse de tension est de même durée dans les deux cas mais la longueur que le plasma doit parcourir dans l'injecteur est plus longue ce qui lui laisse moins de temps pour se propager à l'extérieur. Ceci est montré sur la même figure par l'augmentation du temps de sortie avec l'augmentation de la longueur du diélectrique.

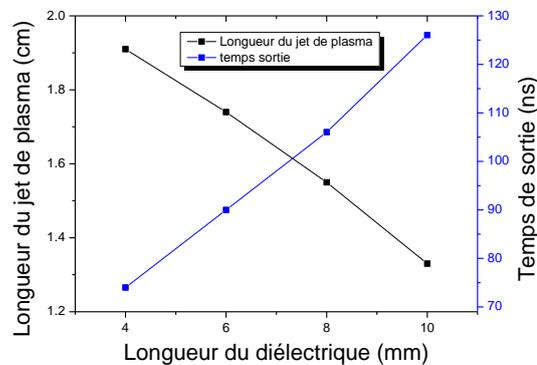


Figure 5-68 : Longueur du jet de plasma en fonction de la longueur du diélectrique (noir) et temps de sortie en fonction de la longueur du diélectrique (bleu)

La Figure 5-69 montre la position du champ maximal sur l'axe et hors-axe et le profil axial du champ sur l'axe pour quatre instants donnés, pour une longueur de diélectrique de 8mm. Dans le cas du pulse de tension, plus le jet est loin de l'injecteur, plus le champ diminue que ce soit sur l'axe ou hors-axe. Ceci est normal puisque le potentiel que l'on impose à l'électrode diminue. Dans le cas de la tension constante, le champ sur l'axe augmente légèrement alors qu'hors-axe il diminue.

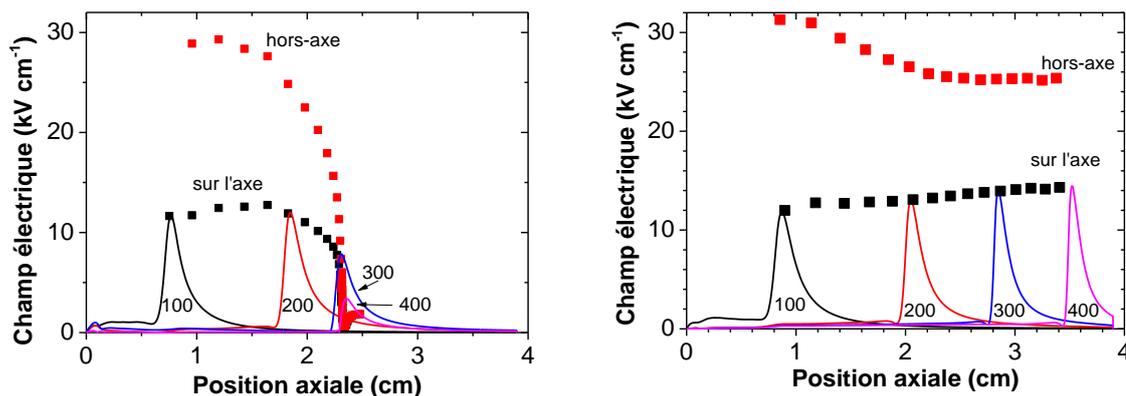


Figure 5-69 : Profil axial du champ axial sur l'axe à 100, 200, 300 et 400 ns en trait plein, en carrés rouges maximum du champ total hors-axe, en carrés noirs maximum du champ total sur l'axe. Le temps séparant deux carrés est de 20 ns. (à gauche) pour le pulse de tension (à droite) pour la tension constante. La longueur du diélectrique dans les deux cas est de 8 mm.

Regardons la Figure 5-70 sur laquelle nous avons reporté la densité électronique moyenne en fonction du temps pour différentes régions de l'espace. Si on regarde le cas du pulse de tension (à gauche) et les courbes en pointillé, qui donnent la densité électronique moyenne pour une région de l'espace située entre 1 et 2 cm, on remarque que plus le diélectrique est long, plus la densité électronique diminue. Dans le cas du pulse, le jet n'atteint jamais 2 cm et quand on augmente la longueur du diélectrique, on augmente la région de l'espace où il n'y a pas de plasma faisant ainsi diminuer la moyenne. On ne prendra donc pas en compte cette région. Mis à part cela, les densités moyennes obtenues entre le cas du pulse et de la tension constante sont identiques.

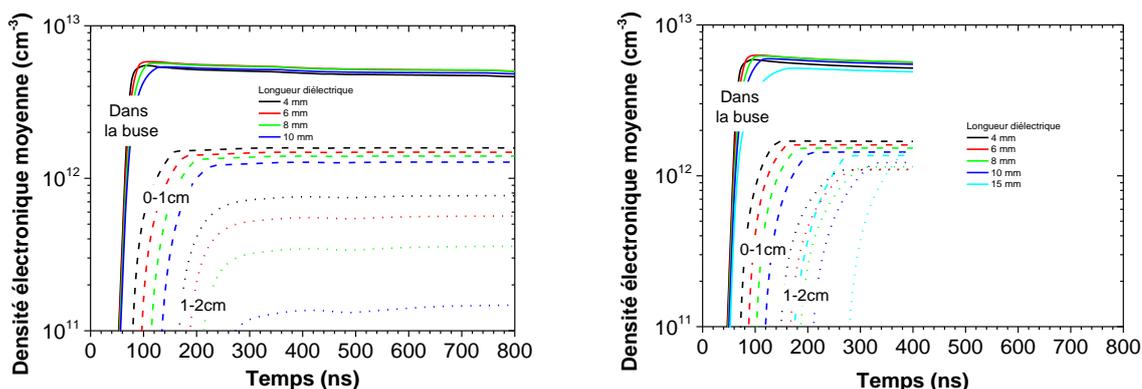


Figure 5-70 : Densité électronique moyenne en fonction du temps pour différentes régions de l'espace (en trait plein dans l'injecteur, en tiret entre la sortie de l'injecteur et 1 cm plus loin et en pointillé entre 1 cm après la sortie de l'injecteur et 2 cm). (à gauche) pour le pulse de tension (à droite) pour la tension constante.

Le maximum du taux d'ionisation diminue très rapidement quand la tension commence à diminuer (cf. Figure 5-71).

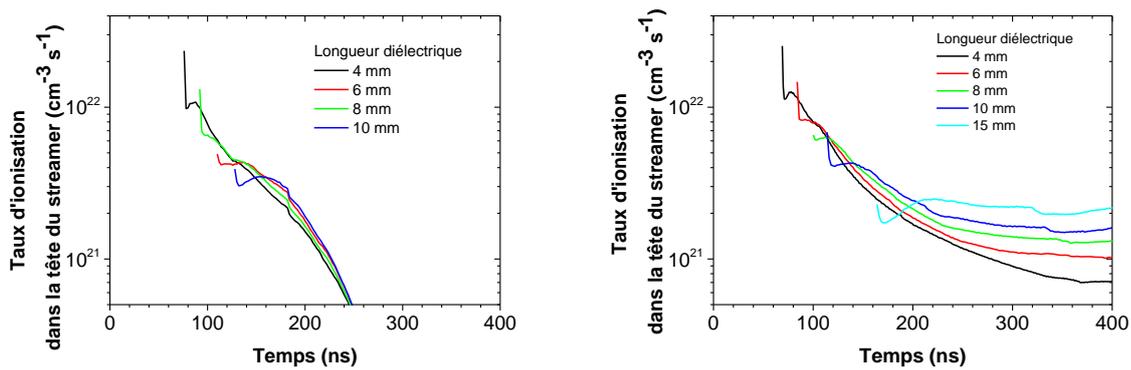


Figure 5-71 : Maximum du taux d’ionisation dans le front d’ionisation en fonction du temps, (à gauche) pour le pulse de tension (à droite) pour la tension constante.

En conclusion de cette partie nous avons montré que dans nos conditions, c’est la largeur du pulse de tension qui arrête la propagation du jet. Suivant les géométries, le jet atteint une longueur d’environ 1.5cm. La forme de l’impulsion, dans ces conditions, gouverne l’évolution de la vitesse du front d’ionisation. Il n’y a pas de différence significative sur les densités électroniques moyenne entre le cas du pulse et de la tension continue.

5.8 Géométrie LPGP

Dans cette partie nous avons comparé les résultats expérimentaux réalisés au laboratoire du LPGP qui sont retranscrits dans la thèse de C. Douat [7]. Pour cela nous avons modifié la géométrie de notre simulation pour correspondre le plus possible aux géométries des injecteurs utilisés au LPGP. La configuration des injecteurs du LPGP est donnée dans le Tableau 5.7. Nous avons utilisé l’impulsion de tension du LPGP.

(cm)	Injecteur n°1	Injecteur n°3
Diamètre int. diélec. ϕ_{di}	0.1	0.21
Diamètre ext. diélec. ϕ_{de}	0.3	0.71
Position électrode int. L_i	0.3	0.7
Position électrode ext. L_e	0.3	0.5
Diamètre int. électrode ϕ_{ei}	0.07	0.16

Tableau 5.7 : Caractéristiques des injecteurs du LPGP. Nous n’avons pas réalisé de simulation avec l’injecteur n°2 donc nous n’en donnons pas les caractéristiques.

Le nouveau domaine de simulation pour l’injecteur n°3 est montré sur la Figure 5-72.

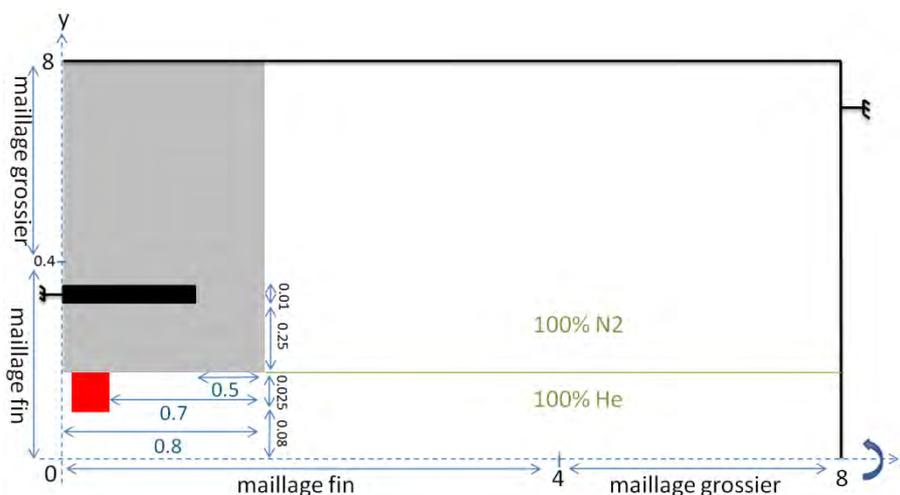


Figure 5-72 : Domaine de simulation. Le schéma n'est pas à l'échelle. Les données sont en cm. Le pulse de tension est appliqué sur l'électrode interne (rouge) tandis que l'électrode externe (noire) est à la masse. On impose une masse aussi tout autour du domaine (noir). Cette géométrie correspond à la décharge n°3 du LPGP ([7] p86). En gris est représenté le diélectrique.

5.8.1 Longueur du jet de plasma et vitesse du front d'ionisation

Nous avons réalisé des simulations avec plusieurs valeurs de la tension maximale du pulse de tension avec les deux injecteurs et nous avons mesuré la longueur du jet de plasma. Les résultats sont donnés dans la Figure 5-73. Il y a un assez bon accord entre les résultats du modèle et expérimentaux. Plus on augmente la tension, plus le jet de plasma est long car la vitesse du front d'ionisation est plus importante pour des tensions plus élevées. Dans les expériences (courbe rouge en tiret), l'augmentation de la tension mène à une augmentation de la longueur du jet ; ce qui signifie que la longueur du jet de plasma n'est pas ici limitée par l'hydrodynamique. On pourrait augmenter la longueur du jet en augmentant soit la tension, soit la largeur du pulse... Avec notre modèle plasma, qui ne tient pas compte de l'hydrodynamique, nous pouvons prévoir, dans ce cas, la longueur du jet de plasma.

Dans ces configurations on obtient un jet de plasma allant de 1 mm de longueur (décharge n°3 à 2.75 kV) jusqu'à 3 cm (décharge n°1 à 6 kV). Notons toutefois que l'on n'a pas pu atteindre des tensions supérieures à 6 kV dans le modèle car on dépassait alors les 4 centimètres qui sont la limite entre le maillage fin et le maillage grossier (le cas à 6 kV pour l'injecteur n°1 est un cas limite).

Pour une tension donnée pour l'injecteur n°1, qui a un diamètre interne plus petit, la longueur du jet de plasma est plus grande que pour l'injecteur n°3. Ceci est sûrement dû à une vitesse plus importante du front d'ionisation quand le diamètre est plus petit. L'électrode interne est plus proche de la sortie pour l'injecteur n°1 que pour l'injecteur n°3, ce qui a pour

conséquence que, pour une même durée de pulse, le jet de plasma passe moins de temps à se propager dans l'injecteur.

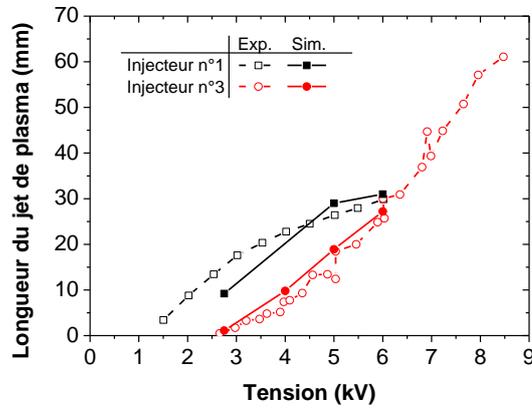


Figure 5-73 : Longueur du jet de plasma en fonction de la tension. En trait plein : résultats issus de la simulation, en tiret : résultats expérimentaux [7] ; en noir pour l'injecteur n°1 et en rouge pour l'injecteur n°3. Les résultats expérimentaux ont été obtenus à 0.9 slm pour l'injecteur n°1 et à 4.5 slm pour l'injecteur n°3.

Si on regarde la vitesse du front d'ionisation pour les deux injecteurs et pour différentes tensions (Figure 5-74 gauche), on retrouve que, plus la tension est élevée, plus la vitesse du front d'ionisation est importante. La vitesse maximale pour une même tension est quasiment la même pour les deux injecteurs. Par contre, la diminution de la vitesse après avoir atteint son maximum est beaucoup plus rapide pour l'injecteur n°3 que pour le n°1.

Dans les expériences (Figure 5-74 droite) le jet de plasma réalisé avec l'injecteur n°1 a une vitesse maximale environ 2 fois plus grande que celle de l'injecteur n°3, et la diminution de la vitesse après son maximum est similaire pour les deux injecteurs.

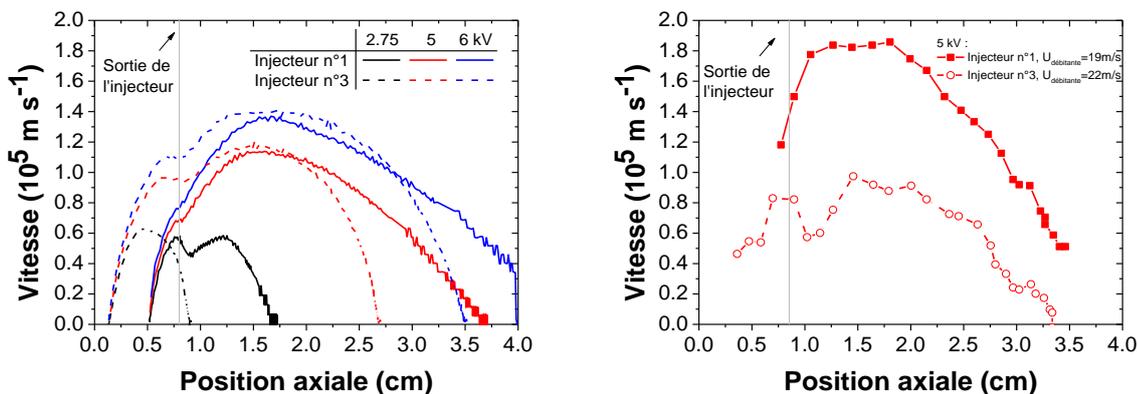


Figure 5-74 : (gauche) Vitesse du front d'ionisation en fonction de la position axiale pour 3 tensions différentes (2.75, 5 et 6 kV) et pour deux injecteurs différents. Résultats issus de simulations. (droite) Vitesse du front d'ionisation en fonction de la position axiale pour l'injecteur n°1 et 3 à 5 kV. Le débit pour l'injecteur n°1 est de 0.9 slm et pour l'injecteur n°3 de 4.5 slm. Résultats issus d'expériences (LPGP [7]).

5.8.2 Profil de l'hélium métastable

Nous allons maintenant regarder le cas de l'injecteur n°3 pour un pulse de tension de 5kV.

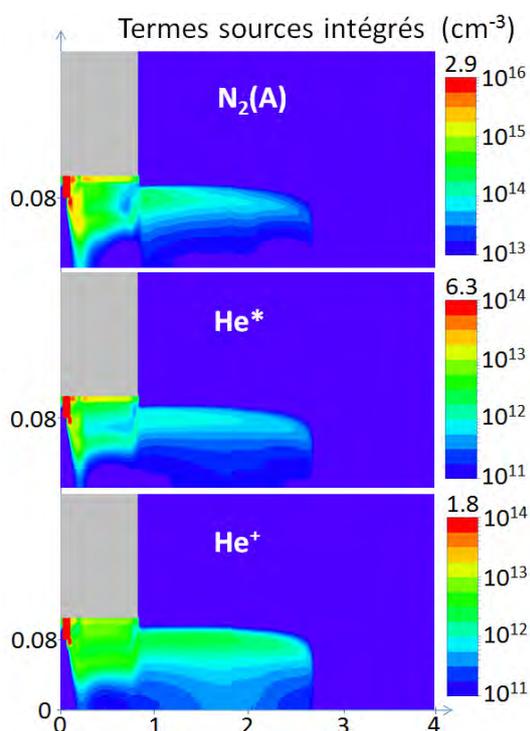


Figure 5-75 : Termes sources de N_2 , d' He^* et d' He^+ intégrés sur 800 ns pour l'injecteur n°3 pour un pulse de 5 kV. Les dimensions sont en centimètres. Résultats issus de simulations. N.B. pour avoir le vrai terme source pour $N_2(A)$, il faut multiplier ces résultats par le rapport N_2/He pour chaque point de l'espace.

Regardons le profil radial de densité d'hélium métastable sur la Figure 5-76. Sur les résultats issus des simulations (gauche) on constate que, quelle que soit la distance après la sortie de l'injecteur, la distribution d'hélium métastable est de forme torique (quasiment nulle au centre et maximale hors axe) et que le maximum se situe à une distance de 0.8 mm de l'axe ce qui correspond au rayon interne de l'électrode interne. De plus, ce maximum se rapproche progressivement de l'axe quand on s'éloigne de la sortie de l'injecteur ($r=0.78$ mm pour 2 mm après la sortie et $r=0.74$ mm pour 12 mm) mais beaucoup moins rapidement que dans les expériences ($r=0.38$ mm pour 2 mm après la sortie et $r=0$ mm pour 5 mm). Cette différence est sûrement due à l'hydrodynamique qui crée un mélange entre l'hélium et l'air. Or, dès qu'il y a de l'air, il y a de l'ionisation Penning qui est un terme de perte conséquent pour l'hélium métastable. Dans notre modèle de décharge on ne prend pas en compte le mélange entre l'hélium et l'air et l'effet Penning n'est pas non plus pris en compte.

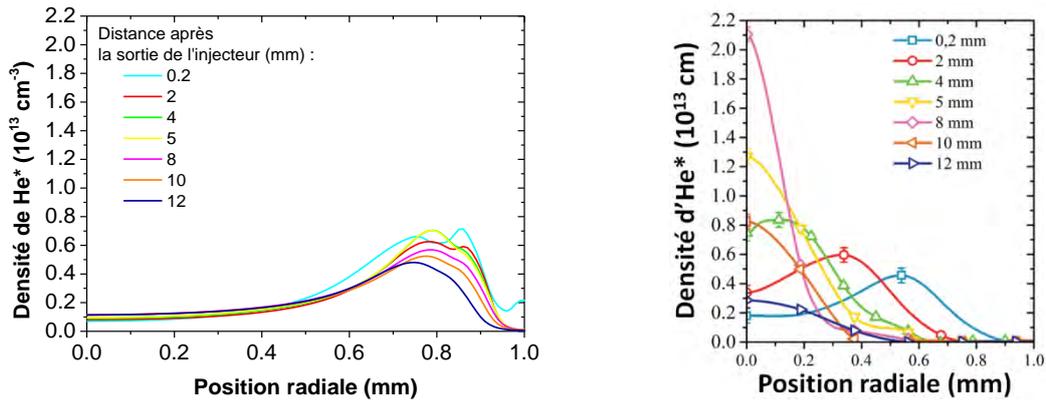


Figure 5-76 : Profil radial de la densité d'hélium métastable pour plusieurs positions axiales fixées (0.2, 2, 4, 5, 8, 10, 12 mm après la sortie de l'injecteur). L'injecteur utilisé est le n°3 à 5kV. (gauche) Résultats issus de simulations. (droite) Résultat issus d'expériences (LPGP [7]) à 4.5 slm.

Dans les résultats expérimentaux un autre diagnostic développé est l'estimation de la densité d'hélium métastable moyenne le long d'une ligne de visée prise au centre du jet. Pour reproduire ce résultat avec nos simulations, nous avons intégré la densité de métastable pour une position axiale donnée le long du rayon du jet de plasma ($\frac{1}{R} \int_0^R He^* dr$). Or ce rayon diminue faiblement dans nos simulations. La Figure 5-77 montre ce diagnostic. Dans les résultats expérimentaux, il y a une augmentation progressive de la densité moyenne de métastables quand on s'éloigne de la sortie de l'injecteur. Puis une diminution brutale un peu après 10 mm de la sortie de l'injecteur. Dans les résultats issus des simulations, il y a une diminution progressive de la densité moyenne d'He* puis une diminution brutale un peu après 18 mm qui correspond à la longueur du jet de plasma.

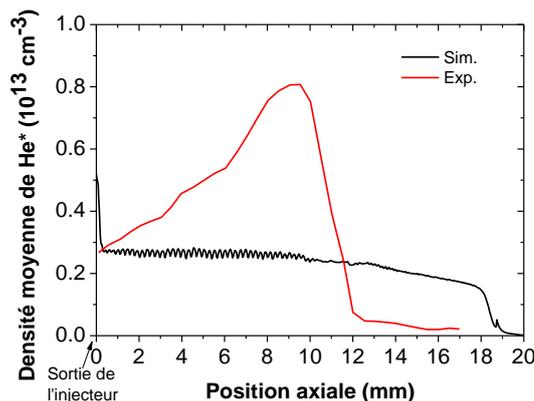


Figure 5-77 : Densité moyenne des atomes métastables selon une ligne de mire au centre du jet avec l'injecteur n°3. En noir résultats issus de simulations (5kV) et en rouge issus d'expériences (LPGP [7], 5kV, 4.5 slm).

Dans ce cas aussi les effets hydrodynamiques sont à prendre en compte. En effet, au centre du jet à partir d'une certaine distance après la sortie de l'injecteur, l'hélium n'est plus pur et les héliums métastables sont détruits par effet Penning. Notre modèle de décharge ne peut pas

reproduire ce résultat car nous n'avons pas de chimie et le canal d'hélium reste pur. Mais dans la section 4.4.4 nous avons expliqué le profil d'hélium métastable obtenu dans la référence [7] juste à l'aide d'une simulation hydrodynamique, en effet la répartition des atomes métastables suit l'iso-contour de la concentration d'hélium à 47 ppm.

5.9 Ajout d'une cible

Dans cette section nous avons ajouté une cible diélectrique à 2 cm et à 4 cm et une cible métallique à 4 cm avec un potentiel fixé à 0 volt et nous avons utilisé la tension du cas de référence (tension constante).

Ces simulations sont assez limitées car comme pour les autres simulations, le canal d'hélium est un cylindre de 3 mm de diamètre qui va jusqu'au diélectrique. Dans la réalité, le jet d'hélium va impacter la cible ce qui va élargir le jet qui ne sera plus cylindrique mais plus conique comme sur la Figure 5-78 issue de [84].

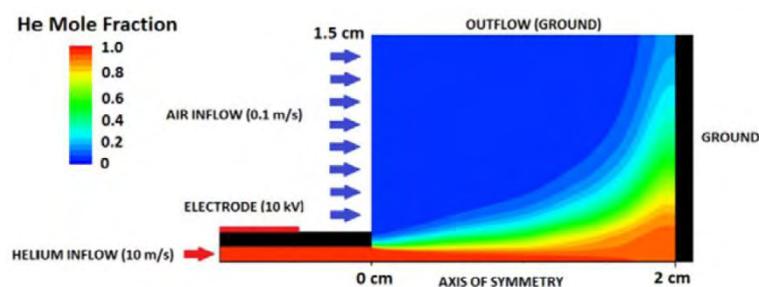


Figure 5-78 : Fraction molaire d'hélium sans plasma. A gauche il y a l'injecteur avec un flux d'hélium à $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ qui impacte une cible situé à 2 cm. [84]

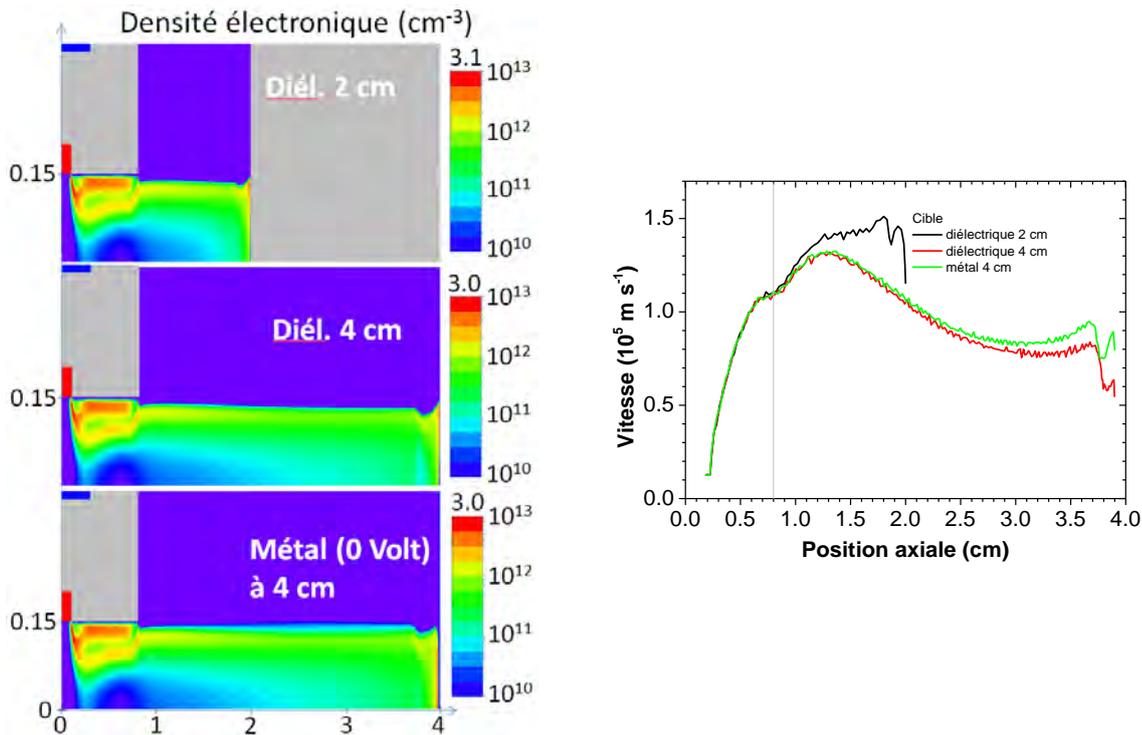


Figure 5-79 : (gauche) Densité électronique à 600 ns. (droite) Vitesse du front d'ionisation en fonction de la position axiale.

Sur la Figure 5-42 (gauche) est représentée la densité pour les 3 cas. Nous constatons que les 3 cas sont similaires : il y a une forte densité électronique proche de la cible ($3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$). Si on regarde la vitesse (Figure 5-42 droite), on note que le front d'ionisation est accéléré quelques millimètres avant la cible, cette accélération est d'autant plus marquée quand la cible se situe à 2 cm. Si l'on compare le cas entre la cible métallique et la cible diélectrique à 4 cm, on remarque que le front d'ionisation est légèrement plus rapide pour la cible métallique. En effet, celle-ci rapproche un potentiel nul donc augmente le champ (non montré ici) dans la tête du streamer ce qui accélère le front d'ionisation. N.B. lorsque l'on a une cible métallique, il faut mettre un circuit électrique afin de limiter le courant puisque l'on a deux électrodes non recouvertes d'un diélectrique. Ces calculs ne sont que des calculs préliminaires.

Chapitre 6

Conclusion

Les jets de plasma à pression atmosphérique et température ambiante sont relativement nouveaux (2004) et suscitent un engouement croissant. Durant ces trois années de thèse la progression de la compréhension de ce phénomène a beaucoup avancé notamment avec l'apparition de modèles permettant de les simuler ([3], [23], [26], [42], [84]).

Dans cette thèse nous avons abordé deux aspects. Le premier est l'aspect purement hydrodynamique que nous avons traité expérimentalement et numériquement. Le second est l'aspect plasma que nous avons traité numériquement en tachant de comparer le maximum de résultats possible avec les résultats issus du LPGP [7].

Nous avons utilisé la strioscopie, méthode de visualisation du canal d'hélium dans l'air, afin de voir la longueur de la partie laminaire. Nous avons montré que cette longueur dépendait non seulement du débit mais aussi de la géométrie interne des injecteurs. Dans nos configurations l'abscisse de transition peut aller jusqu'à plus de 200 fois le diamètre interne de l'injecteur. L'état des différents éléments constituant l'injecteur a aussi une forte influence. Nous avons montré que la présence d'une expansion dans l'injecteur crée un évènement qui est petit à petit « oublié » par l'écoulement le long de son parcours. La distance pour oublier cet évènement est une fonction qui a un maximum pour un nombre de Reynolds donné.

D'un autre côté nous avons montré analytiquement et confirmé numériquement que la longueur du cône potentiel d'hélium en l'absence de turbulence croit linéairement avec le débit volumique et que celle-ci est inversement proportionnelle à la diffusion massique qui, elle, dépend du type de gaz. Ce qui a pour conséquence que, toujours en l'absence de turbulence, pour un même débit volumique et un même injecteur, le jet d'argon est quatre fois plus long que le jet d'hélium. Ce résultat est à relativiser car pour des conditions similaires le nombre de Reynolds pour le jet d'argon est dix fois plus grand que pour le jet d'hélium ; la partie laminaire et le cône potentiel risque d'être « coupé » par l'apparition de la turbulence raccourcissant le jet. Par contre pour un même nombre de Reynolds le jet d'argon est plus court que le jet d'hélium.

En utilisant la strioscopie nous avons comparé de manière systématique l'abscisse de transition avec et sans plasma pour différentes conditions expérimentales. Nous avons montré que dans nos conditions la génération du plasma raccourcit la longueur de la zone laminaire. Ce raccourcissement est d'autant plus important que le nombre de Reynolds est petit. A contrario, à fort nombre de Reynolds (>300) il n'y a pas de différence entre la transition avec et sans

plasma. L'influence du plasma est d'autant plus grande que la tension appliquée pour générer le plasma est grande. Nous avons aussi démontré que la fréquence de répétition des pulses pour allumer le plasma avait une influence sur la modification de la position du point de transition. Pour les injecteurs de petit diamètre nous avons montré que pour des fréquences faibles (< 10 kHz) nous avons une influence très forte. Nous avons montré aussi que dans des conditions particulières, le jet de plasma présente à l'œil nu des oscillations permanentes qui apparaissent quand l'abscisse de transition et la fin du jet de plasma sont à la même position. La stationnarité de ces oscillations est intéressante est nécessiterait un approfondissement afin d'expliquer la physique sous-jacente. En outre l'abscisse de transition est plus grande quand le plasma est généré avec un pulse de tension positif que pour un pulse négatif.

Nous avons tenté de trouver une explication sur la modification de la longueur de l'abscisse de transition avec plasma. La littérature à l'aide d'un modèle 3D couplé plasma/hydrodynamique a récemment montré que le vent ionique pouvait être responsable de cette modification de l'abscisse de transition avec plasma [70].

En utilisant la modélisation de l'écoulement d'hélium dans l'injecteur puis dans le jet dans des configurations similaires à celle du LPGP, nous avons montré que l'on retrouve une étroite corrélation entre la région spatiale où la densité d'hélium métastable mesuré expérimentalement par le LPGP est non nulle et l'iso-contour d'hélium avec 47 ppm d'impureté obtenue par simulation numérique de l'écoulement sans plasma.

A l'aide d'un modèle 2D axisymétrique fluide de création et de propagation du jet de plasma déjà développé avant ce travail, nous avons réalisé une étude paramétrique afin de trouver des paramètres pouvant modifier le jet de plasma. Ce modèle ne prend pas en compte l'hydrodynamique et considère que l'on a un canal d'hélium pur du diamètre interne de l'injecteur et d'une longueur de 8 cm entouré de diazote pur.

Cette étude nous a permis de comprendre l'évolution de la vitesse du front d'ionisation en fonction de sa position donnée notamment par l'équipe de LPGP. Cette évolution est constituée de trois étapes clés. Tout d'abord, le plasma est généré puis commence à se propager alors que la tension n'a pas encore atteint son maximum, la vitesse du front d'ionisation croît tant que la tension croît. Puis, si le plasma n'a pas atteint la sortie de l'injecteur, la vitesse va diminuer car le potentiel en tête du front diminue progressivement car la conductivité du canal du plasma n'est pas parfaite. Quand le plasma atteint la sortie de l'injecteur la vitesse augmente car le

champ électrique augmente du fait de la différence de permittivité entre l'injecteur ($\epsilon=5$) et l'air ($\epsilon\approx 1$). Par contre si la permittivité diminue, passant par exemple de 5 à 10, alors la vitesse diminue. Après la sortie de l'injecteur et après le maximum de vitesse, la vitesse diminue de nouveau car le champ en tête du front diminue.

Nous avons aussi montré que le plasma est composé de deux fronts d'ionisation. Un premier qui glisse sur le diélectrique et un second qui se propage dans l'hélium. Ces deux fronts d'ionisation ne sont pas indépendants mais sont couplés. Le front d'ionisation qui glisse sur le diélectrique a besoin, pour se propager, d'électrons secondaires fournis par l'émission secondaire du diélectrique. Sans celle-ci la propagation sur le diélectrique s'arrête. Le front qui se propage dans l'hélium a besoin d'électrons germes en aval du front.

Nous avons montré qu'avec le modèle utilisé il était possible d'obtenir un jet de plasma dans une atmosphère d'hélium à pression atmosphérique. Ce jet de plasma a été obtenu avec une électrode en pointe.

En augmentant la longueur du diélectrique après les électrodes dans l'injecteur, nous avons remarqué un impact très faible sur les propriétés du jet de plasma, par contre l'énergie et la puissance déposée augmentent considérablement avec la longueur du diélectrique.

La modification de la permittivité du diélectrique modifie de manière significative la densité électronique moyenne dans l'injecteur, l'énergie déposée dans l'injecteur, le courant électronique collecté sur l'électrode HT et la vitesse du front d'ionisation. En augmentant la permittivité du diélectrique on augmente la densité électronique dans l'injecteur, ce qui permet d'avoir un champ électrique plus important à l'extérieur de l'injecteur, favorisant l'ionisation dans le jet.

L'augmentation du diamètre interne se traduit par une augmentation du courant électronique et donc une augmentation de l'énergie déposée. La puissance déposée par contre quand le jet est sorti de l'injecteur est très proche. La vitesse est modifiée mais tend à devenir la même lorsque l'on s'éloigne de l'injecteur. Par contre la modification du diamètre interne est le paramètre qui a le plus d'influence sur les densités électroniques : plus celui-ci est petit plus les densités sont élevées. En effet, le nombre d' He^+ créé est plus important pour un grand diamètre mais cette différence ne compense pas la différence de volume. La diminution du diamètre de l'injecteur augmente aussi le taux d'ionisation local.

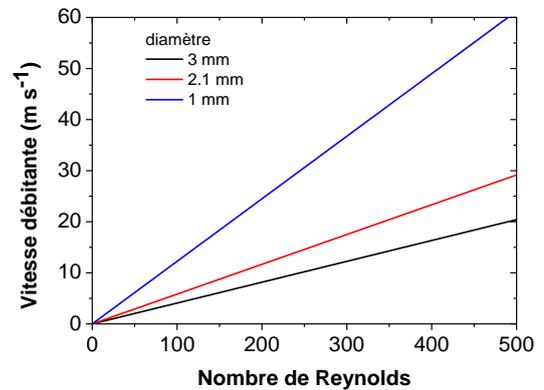
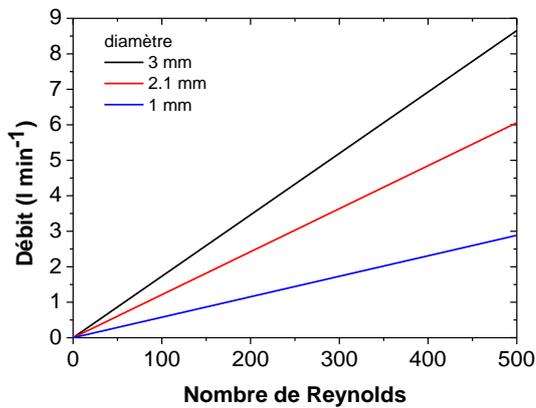
Nous n'avons pas trouvé d'importance significative de la modification de la position relative des électrodes sur le jet de plasma. Par contre elle modifie fortement la densité électronique dans l'injecteur, le courant collecté et l'énergie déposée. Cette position modifie le temps mis pour allumer le plasma, ce qui peut avoir un impact sur la longueur du jet de plasma si l'on a un pulse de tension de durée déterminée.

Le jet de plasma fait avec de l'argon est plus lent que le jet de plasma dans l'hélium. Or il est connu que l'argon a une tension de claquage plus élevée que l'hélium. Ces deux phénomènes font que, si l'on a un pulse de tension d'une durée déterminée pour créer le plasma, le jet de plasma fait dans l'argon sera plus court que le jet d'hélium. Les densités électroniques, le champ électrique, le taux d'ionisation sont plus élevés dans l'argon que dans l'hélium. Le plasma dans l'argon est plus confiné spatialement que le jet d'hélium et l'on a montré que ce confinement est dû à l'évolution du taux d'ionisation en fonction du champ réduit.

En comparant les résultats obtenus au LPGP et les résultats issus des simulations faites avec la même géométrie et la même forme de signal de tension, nous avons montré que malgré le fait que notre modèle ne prenne pas en compte une chimie complexe et le mélange entre l'hélium et l'air, nous arrivions à bien prévoir la longueur du jet de plasma. En effet, dans ces conditions expérimentales, c'est la largeur du pulse de tension qui arrête la propagation du jet. Nous faisons le même constat qu'eux dans leurs conditions c'est la forme du pulse qui gouverne l'évolution de la vitesse du front d'ionisation.

Les principales applications des jets de plasma sont biomédicales, domaine dans lequel on a besoin de quantifier les espèces chimiques produites. Afin d'atteindre ce but il est nécessaire d'implémenter un modèle de réactions chimiques. Un travail de fond préliminaire est nécessaire pour ne pas introduire des centaines de réactions avec des taux plus ou moins connus. Puis il faudrait coupler le modèle de décharge avec un modèle d'hydrodynamique, ce qui permettrait d'obtenir le champ de concentration des différentes espèces afin de le prendre en compte dans la chimie. De plus amples travaux expérimentaux et numériques sont nécessaires pour les applications biomédicales car, pour l'instant, les jets de plasma ont été essentiellement étudiés en l'absence de cible. Or, il a d'ores et déjà été montré que la présence d'une cible modifiait de manière importante le comportement du jet de plasma. La généralisation du code en 3D est nécessaire car des phénomènes 3D sont en jeu autant du point de vue de l'hydrodynamique que du point de vue du plasma et par conséquent une parallélisation du code serait la bienvenue.

ANNEXE 1 : Table des nombres



Nb de Reynolds	Vitesse (m·s ⁻¹)	Débit (L·min ⁻¹)	Vitesse (m·s ⁻¹)	Débit (L·min ⁻¹)	Vitesse (m·s ⁻¹)	Débit (L·min ⁻¹)
	Ø=3mm	Ø=3mm	Ø=2.1mm	Ø=2.1mm	Ø=1mm	Ø=1mm
0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
15	0.612	0.260	0.875	0.182	1.837	0.087
30	1.225	0.519	1.749	0.364	3.674	0.173
45	1.837	0.779	2.624	0.545	5.511	0.260
60	2.449	1.039	3.499	0.727	7.348	0.346
75	3.062	1.298	4.374	0.909	9.185	0.433
90	3.674	1.558	5.248	1.091	11.022	0.519
105	4.286	1.818	6.123	1.272	12.859	0.606
120	4.898	2.078	6.998	1.454	14.695	0.693
135	5.511	2.337	7.873	1.636	16.532	0.779
150	6.123	2.597	8.747	1.818	18.369	0.866
165	6.735	2.857	9.622	2.000	20.206	0.952
180	7.348	3.116	10.497	2.181	22.043	1.039
195	7.960	3.376	11.371	2.363	23.880	1.125
210	8.572	3.636	12.246	2.545	25.717	1.212
225	9.185	3.895	13.121	2.727	27.554	1.298
240	9.797	4.155	13.996	2.909	29.391	1.385
255	10.409	4.415	14.870	3.090	31.228	1.472
270	11.022	4.674	15.745	3.272	33.065	1.558
285	11.634	4.934	16.620	3.454	34.902	1.645
300	12.246	5.194	17.495	3.636	36.739	1.731
315	12.859	5.453	18.369	3.817	38.575	1.818
330	13.471	5.713	19.244	3.999	40.412	1.904
345	14.083	5.973	20.119	4.181	42.249	1.991
360	14.695	6.233	20.993	4.363	44.086	2.078
375	15.308	6.492	21.868	4.545	45.923	2.164
390	15.920	6.752	22.743	4.726	47.760	2.251
405	16.532	7.012	23.618	4.908	49.597	2.337
420	17.145	7.271	24.492	5.090	51.434	2.424
435	17.757	7.531	25.367	5.272	53.271	2.510
450	18.369	7.791	26.242	5.453	55.108	2.597
465	18.982	8.050	27.117	5.635	56.945	2.683
480	19.594	8.310	27.991	5.817	58.782	2.770
495	20.206	8.570	28.866	5.999	60.619	2.857

Bibliographie

- [1] A. A. Kulikovskiy, « Positive streamer between parallel plate electrodes in atmospheric pressure air », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 30, n° 3, p. 441, 1997.
- [2] M. Teschke, J. Kedzierski, E. G. Finantu-Dinu, D. Korzec, et J. Engemann, « High-speed photographs of a dielectric barrier atmospheric pressure plasma jet », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 33, n° 2, p. 310, 2005.
- [3] G. V. Naidis, « Modelling of streamer propagation in atmospheric-pressure helium plasma jets », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 40, p. 402001, 2010.
- [4] M. Laroussi et X. Lu, « Room-temperature atmospheric pressure plasma plume for biomedical applications », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, n° 11, p. 113902, 2005.
- [5] X. Lu et M. Laroussi, « Dynamics of an atmospheric pressure plasma plume generated by submicrosecond voltage pulses », *J. Appl. Phys.*, vol. 100, n° 6, p. 063302, 2006.
- [6] N. Mericam-Bourdet, M. Laroussi, A. Begum, et E. Karakas, « Experimental investigations of plasma bullets », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 42, n° 5, p. 055207, 2009.
- [7] C. Douat, « Etude d'un micro-jet de plasma à pression atmosphérique », Thèse, Université Paris Sud-Paris XI, 2014.
- [8] X. Lu, M. Laroussi, et V. Puech, « On atmospheric-pressure non-equilibrium plasma jets and plasma bullets », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 21, n° 3, p. 034005, 2012.
- [9] Y. C. Hong et H. S. Uhm, « Microplasma jet at atmospheric pressure », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, n° 22, p. 221504, 2006.
- [10] B. L. Sands, B. N. Ganguly, et K. Tachibana, « A streamer-like atmospheric pressure plasma jet », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, n° 15, p. 151503, 2008.
- [11] J. Shi, F. Zhong, J. Zhang, D. W. Liu, et M. G. Kong, « A hypersonic plasma bullet train traveling in an atmospheric dielectric-barrier discharge jet », *Phys. Plasmas*, vol. 15, n° 1, p. 013504, 2008.
- [12] R. Ye et W. Zheng, « Temporal-spatial-resolved spectroscopic study on the formation of an atmospheric pressure microplasma jet », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, n° 7, p. 071502, 2008.
- [13] Yubin Xian, Xinpei Lu, Yinguang Cao, Ping Yang, Qing Xiong, Zhonghe Jiang, et Yuan Pan, « On Plasma Bullet Behavior », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, n° 10, p. 2068, 2009.
- [14] Q. Xiong, X. Lu, Y. Xian, J. Liu, C. Zou, Z. Xiong, W. Gong, K. Chen, X. Pei, F. Zou, J. Hu, Z. Jiang, et Y. Pan, « Experimental investigations on the propagation of the plasma jet in the open air », *J. Appl. Phys.*, vol. 107, n° 7, p. 073302, 2010.
- [15] L. Chen, P. Zhao, X. Shu, J. Shen, et Y. Meng, « On the mechanism of atmospheric pressure plasma plume », *Phys. Plasmas*, vol. 17, n° 8, p. 083502, 2010.
- [16] S. J. Kim, T. H. Chung, et S. H. Bae, « Characteristic study of atmospheric pressure microplasma jets with various operating conditions », *Thin Solid Films*, vol. 517, n° 14, p. 4251, 2009.
- [17] X. Lu, Q. Xiong, Z. Xiong, J. Hu, F. Zhou, W. Gong, Y. Xian, C. Zou, Z. Tang, Z. Jiang, et Y. Pan, « Propagation of an atmospheric pressure plasma plume », *J. Appl. Phys.*, vol. 105, n° 4, p. 043304, 2009.
- [18] Z. Xiong, X. Lu, Y. Xian, Z. Jiang, et Y. Pan, « On the velocity variation in atmospheric pressure plasma plumes driven by positive and negative pulses », *J. Appl. Phys.*, vol. 108, n° 10, p. 103303, 2010.
- [19] Q. Xiong, X. Lu, K. Ostrikov, Z. Xiong, Y. Xian, F. Zhou, C. Zou, J. Hu, W. Gong, et Z. Jiang, « Length control of He atmospheric plasma jet plumes: Effects of discharge parameters and ambient air », *Phys. Plasmas*, vol. 16, n° 4, p. 043505, 2009.
- [20] S. Hübner, J. S. Sousa, V. Puech, G. M. W. Kroesen, et N. Sadeghi, « Electron properties in an atmospheric helium plasma jet determined by Thomson scattering », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 47, n° 43, p. 432001, 2014.

- [21] X. Lu, G. V. Naidis, M. Laroussi, et K. Ostrikov, « Guided ionization waves: Theory and experiments », *Phys. Rep.*, vol. 540, n° 3, p. 123, 2014.
- [22] G. Cadot, C. Douat, V. Puech, et N. Sadeghi, « Spatio-Temporally Resolved Mapping of Helium Metastable Density in an Atmospheric Pressure Plasma Jet », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 42, n° 10, p. 2446, 2014.
- [23] J. P. Boeuf, L. L. Yang, M. Foletto, L. C. Pitchford, et L. Joly, « Modeling the generation and propagation of plasma jets », présenté à 64th Annual Gaseous Electronics Conference, Salt Lake City, Utah, 2011.
- [24] J.-P. Boeuf, L. L. Yang, et L. C. Pitchford, « Dynamics of a guided streamer ('plasma bullet') in a helium jet in air at atmospheric pressure », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 46, n° 1, p. 015201, 2013.
- [25] D. Breden, K. Miki, et L. L. Raja, « Computational study of cold atmospheric nanosecond pulsed helium plasma jet in air », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, n° 11, p. 111501, 2011.
- [26] D. Breden, K. Miki, et L. L. Raja, « Self-consistent two-dimensional modeling of cold atmospheric-pressure plasma jets/bullets », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 21, n° 3, p. 034011, 2012.
- [27] N. Y. Babaeva et G. V. Naidis, « Two-dimensional modelling of positive streamer dynamics in non-uniform electric fields in air », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 29, n° 9, p. 2423, 1996.
- [28] G. Naidis, « Positive and negative streamers in air: Velocity-diameter relation », *Phys. Rev. E*, vol. 79, n° 5, p. 057401, 2009.
- [29] G. Wormeester, S. Pancheshnyi, A. Luque, S. Nijdam, et U. Ebert, « Probing photo-ionization: simulations of positive streamers in varying N₂ : O₂ -mixtures », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 50, p. 505201, 2010.
- [30] J. Dubois, M. Amielh, F. Anselmet, et O. Gentilhomme, « Jets impactants à masse volumique variable », présenté à 19ème Congrès Français de Mécanique, Marseille, France, 2009.
- [31] H. Richard et M. Raffel, « Principle and applications of the background oriented schlieren (BOS) method », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 12, n° 9, p. 1576, 2001.
- [32] J.-P. Prenel et P. Smigielski, *Visualisation par variation d'indice*. Techniques de l'ingénieur, AF 3 332-1, 1999.
- [33] J.-P. Pérez et E. Anterrieu, *Optique*. Paris: Dunod, 2004.
- [34] W. Merzkirch, *Flow Visualization*. Orlando: Academic Press, 1987.
- [35] J. Fontane, « Transition des écoulements cisailés libres à densité variable », Thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005.
- [36] ANSYS Inc., « ANSYS Fluent 14.0 Theory Guide ». 2009.
- [37] J. P. Boeuf et L. C. Pitchford, « Two-dimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the Gaseous Electronics Conference reference reactor », *Phys. Rev. E*, vol. 51, n° 2, p. 1376, 1995.
- [38] C. Li, W. J. M. Brok, U. Ebert, et J. J. A. M. van der Mullen, « Deviations from the local field approximation in negative streamer heads », *J. Appl. Phys.*, vol. 101, n° 12, p. 123305, 2007.
- [39] G. J. M. Hagelaar et L. C. Pitchford, « Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 14, n° 4, p. 722, 2005.
- [40] Siglo database, www.lxcat.net. retrieved on May 19, 2012.
- [41] H. W. Ellis, R. Y. Pai, E. W. McDaniel, E. A. Mason, et L. A. Viehland, « Transport properties of gaseous ions over a wide energy range », *At. Data Nucl. Data Tables*, vol. 17, n° 3, p. 177, 1976.
- [42] G. V. Naidis, « Modelling of plasma bullet propagation along a helium jet in ambient air », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 44, n° 21, p. 215203, 2011.

-
- [43] J. Jarrige, M. Laroussi, et E. Karakas, « Formation and dynamics of plasma bullets in a non-thermal plasma jet: influence of the high-voltage parameters on the plume characteristics », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 19, n° 6, p. 065005, 2010.
- [44] G. Daeschlein, T. von Woedtke, E. Kindel, R. Brandenburg, K.-D. Weltmann, et M. Jünger, « Antibacterial Activity of an Atmospheric Pressure Plasma Jet Against Relevant Wound Pathogens in vitro on a Simulated Wound Environment », *Plasma Process. Polym.*, vol. 7, n° 3-4, p. 224, 2010.
- [45] J.-S. Oh, O. T. Olabanji, C. Hale, R. Mariani, K. Kontis, et J. W. Bradley, « Imaging gas and plasma interactions in the surface-chemical modification of polymers using micro-plasma jets », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 44, n° 15, p. 155206, 2011.
- [46] M. Yousfi, O. Eichwald, N. Merbahi, et N. Jomaa, « Analysis of ionization wave dynamics in low-temperature plasma jets from fluid modeling supported by experimental investigations », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 21, n° 4, p. 045003, 2012.
- [47] J. Jánský et A. Bourdon, « Simulation of helium discharge ignition and dynamics in thin tubes at atmospheric pressure », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, n° 16, p. 161504, 2011.
- [48] J. Jánský, F. Tholin, Z. Bonaventura, et A. Bourdon, « Simulation of the discharge propagation in a capillary tube in air at atmospheric pressure », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 39, p. 395201, 2010.
- [49] J. Jansky, Q. T. Algwari, D. O'Connell, et A. Bourdon, « Experimental-Modeling Study of an Atmospheric-Pressure Helium Discharge Propagating in a Thin Dielectric Tube », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 40, n° 11, p. 2912, 2012.
- [50] J. W. Bradley, J.-S. Oh, O. T. Olabanji, C. Hale, R. Mariani, et K. Kontis, « Schlieren Photography of the Outflow From a Plasma Jet », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 39, n° 11, p. 2312, 2011.
- [51] M. Foletto, C. Douat, J. Fontane, L. Joly, L. C. Pitchford, et V. Puech, « Influence of a plasma jet on the hydrodynamics of a helium jet », présenté à XXXI edition of the International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Granada, Spain, 2013.
- [52] M. Foletto, V. Puech, J. Fontane, L. Joly, et L. C. Pitchford, « Evidence of the Influence of Plasma Jets on a Helium Flow into Open Air », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 42, n° 10, p. 2436, 2014.
- [53] V. Sarron, É. Robert, J. Fontane, T. Darny, D. Riès, S. Dozias, L. Joly, et J.-M. Pouvesle, « Plasma plume length characterization », présenté à 21st International Symposium on Plasma Chemistry, Cairns, Australia, 2013.
- [54] E. Robert, V. Sarron, T. Darny, D. Riès, S. Dozias, J. Fontane, L. Joly, et J.-M. Pouvesle, « Rare gas flow structuration in plasma jet experiments », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 23, n° 1, p. 012003, 2014.
- [55] Z. Chang, C. Yao, H. Mu, et G. Zhang, « Study on the Property Evolution of Atmospheric Pressure Plasma Jets in Helium », *Plasma Sci. Technol.*, vol. 16, n° 1, p. 83, 2014.
- [56] Q. Li, J.-T. Li, W.-C. Zhu, X.-M. Zhu, et Y.-K. Pu, « Effects of gas flow rate on the length of atmospheric pressure nonequilibrium plasma jets », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, n° 14, p. 141502, 2009.
- [57] X.-J. Shao, Z.-S. Chang, H.-B. Mu, W.-L. Liao, et G.-J. Zhang, « Experimental and Numerical Investigation on the Interaction Between Ar Flow Channel and Ar Plasma Jet at Atmospheric Pressure », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, n° 4, p. 899, 2013.
- [58] N. Jiang, J. Yang, F. He, et Z. Cao, « Interplay of discharge and gas flow in atmospheric pressure plasma jets », *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 093305, 2011.
- [59] M. Ghasemi, P. Olszewski, J. W. Bradley, et J. L. Walsh, « Interaction of multiple plasma plumes in an atmospheric pressure plasma jet array », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 46, n° 5, p. 052001, 2013.

- [60] B. Eckhardt, « A Critical Point for Turbulence », *Science*, vol. 333, n° 6039, p. 165, 2011.
- [61] M. Van Dyke, *An album of fluid motion*. Stanford, Calif.: Parabolic Press, 1982.
- [62] J. Dubois, « Étude expérimentale de jets libres, compressibles ou en présence d'un obstacle », Thèse, Aix-Marseille Université, 2010.
- [63] D. F. Young, Éd., *A brief introduction to fluid mechanics*, 5th ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2011.
- [64] W. P. Graebel, *Engineering fluid mechanics*. New York; London: Taylor & Francis, 2001.
- [65] D. M. Kyle et K. R. Sreenivasan, « The instability and breakdown of a round variable-density jet », *J. Fluid Mech.*, vol. 249, n° 1, p. 619, 1993.
- [66] « FLUIDAT® on the Net, mass flow and physical properties calculations ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.fluidat.com/default.asp>.
- [67] G. K. Batchelor, *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge, U.K.; New York, NY: Cambridge University Press, 1999.
- [68] A. L. Birbaud, D. Durox, et S. Candel, « Sensitivity of cold jets and conical flames to acoustic modulations », présenté à European Combustion Meeting, Louvain, Belgique, 2005.
- [69] T. Darny, E. Robert, D. Ries, S. Dozias, et J.-M. Pouvesle, « Unexpected Plasma Plume Shapes Produced by a Microsecond Plasma Gun Discharge », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 42, n° 10, p. 2504, 2014.
- [70] P. K. Papadopoulos, P. Vafeas, P. Svarnas, K. Gazeli, P. M. Hatzikonstantinou, A. Gkelios, et F. Clément, « Interpretation of the gas flow field modification induced by guided streamer ('plasma bullet') propagation », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 47, n° 42, p. 425203, 2014.
- [71] N. Benard et E. Moreau, « Capabilities of the dielectric barrier discharge plasma actuator for multi-frequency excitations », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 14, p. 145201, 2010.
- [72] T. Unfer et J.-P. Boeuf, « Modeling and comparison of sinusoidal and nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharges for flow control », *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 52, n° 12, p. 124019, 2010.
- [73] R. Comolet, *Mécanique expérimentale des fluides : Tomes 2, Dynamique des fluides réels, turbomachines*. Paris: Dunod, 2006.
- [74] J. P. Boeuf, Y. Lagmich, T. Unfer, T. Callegari, et L. C. Pitchford, « Electrohydrodynamic force in dielectric barrier discharge plasma actuators », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 40, n° 3, p. 652, 2007.
- [75] P. Magnier, « Etude expérimentale du contrôle d'écoulements aérodynamiques subsoniques par action de plasmas froids surfaciques à pression atmosphérique », Thèse, Université d'Orléans, 2007.
- [76] E. Moreau, R. Sosa, et G. Artana, « Electric wind produced by surface plasma actuators: a new dielectric barrier discharge based on a three-electrode geometry », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 41, n° 11, p. 115204, 2008.
- [77] K. Pougatch, M. Salcudean, E. Chan, et B. Knapper, « Modelling of compressible gas-liquid flow in a convergent-divergent nozzle », *Chem. Eng. Sci.*, vol. 63, n° 16, p. 4176, 2008.
- [78] E. O. Macagno et T.-K. Hung, « Computational and experimental study of a captive annular eddy », *J. Fluid Mech.*, vol. 28, n° 01, p. 43, 1967.
- [79] B. F. Armaly, F. Durst, J. C. F. Pereira, et B. Schonung, « Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow », *J Fluid Mech*, vol. 127, n° 473, p. 20, 1983.
- [80] Y. Sakiyama, D. B. Graves, J. Jarrige, et M. Laroussi, « Finite element analysis of ring-shaped emission profile in plasma bullet », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, p. 041501, 2010.
- [81] Y. B. Xian, D. D. Zou, X. P. Lu, Y. Pan, et K. Ostrikov, « Feather-like He plasma plumes in surrounding N2 gas », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, n° 9, p. 094103, 2013.
- [82] S. Wu, X. Lu, et Y. Pan, « On the mechanism of acceleration behavior of plasma bullet », *Phys. Plasmas*, vol. 21, n° 7, p. 073509, 2014.

-
- [83] I. Jõgi, R. Talviste, J. Raud, K. Piip, et P. Paris, « The influence of the tube diameter on the properties of an atmospheric pressure He micro-plasma jet », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 47, n° 41, p. 415202, 2014.
- [84] D. Breden et L. L. Raja, « Computational study of the interaction of cold atmospheric helium plasma jets with surfaces », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 23, n° 6, p. 065020, 2014.

Les micro-jets de plasma à pression atmosphérique et température ambiante

Les micro-jets de plasma, se propageant dans un flux d'hélium entouré d'air libre, à pression atmosphérique et à température ambiante, ont attiré l'attention des chercheurs depuis une dizaine d'années. Ces micro-jets sont créés dans une décharge à barrière diélectrique alimentée par des impulsions de tension. Ils se propagent dans le flux d'hélium à l'extérieur de la DBD sous la forme d'une onde d'ionisation. Le plasma est confiné spatialement là où l'hélium est dominant, car l'ionisation de l'air nécessite un champ électrique plus important que celui présent dans le front d'ionisation. Leurs applications biomédicales sont prometteuses car ils permettent de produire des espèces réactives à quelques centimètres de distance de la DBD sans augmenter la température du gaz.

Dans cette thèse, l'objectif a été de développer une meilleure compréhension de l'influence des conditions expérimentales et de la géométrie de la DBD sur les propriétés des jets de plasma. À ces fins, l'écoulement d'hélium a été étudié expérimentalement et numériquement, et des simulations sur la génération et la propagation du micro-jet de plasma ont été réalisées.

Mots-clés : plasma à pression atmosphérique – micro-décharge – jet d'hélium – jet de plasma

Microplasma jets operating at atmospheric pressure and ambient temperature

Microplasma jets propagating in a helium flow surrounded by air at ambient pressure and temperature have attracted the attention of many researchers over the past decade. These microplasma jets are ignited in a cylindrical dielectric barrier discharge (DBD) powered by impulse or sinusoidal voltage pulses with an amplitude of several kilovolts and then propagate as an ionization wave in the helium flow outside the DBD. The plasma so-generated is confined to the region where helium is the dominant species because ionization of the surrounding air requires a significantly higher electric field strength than is present at the ionization front in the plasma jet. The putative biomedical applications of microplasma jets are particularly promising because they provide a way of producing reactive oxygen and nitrogen species some centimeters downstream from the DBD without significant gas heating.

The objective of the work reported in this thesis has been to develop a better understanding of the influence of the operating conditions and geometry on the properties of the plasma jets. To this end, experimental and numerical studies of the hydrodynamics of the helium flow and simulations of the generation and propagation of the microplasma jet have been carried out.

Keywords: Atmospheric-pressure plasmas – microdischarge – helium jets – plasma jets