

Université de Montréal

Étude spatiale et temporelle d'un plasma produit par une onde  
électromagnétique de surface impulsionnelle dans l'hélium

Par  
Fabrice Valade

Département de physique  
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures et postdoctorales  
Décembre 2016

© Fabrice Valade 2016

## **Résumé**

L'isotope d'hélium 3 avec une polarisation nucléaire induite, déjà très utile dans différents domaines de recherche nucléaire a été identifié comme un marqueur idéal afin d'améliorer l'imagerie médicale par résonance magnétique des voies respiratoires. Le processus de production de cette polarisation le plus souvent utilisé est le pompage optique par échange de métastabilité (MEOP), celui-ci est cependant présentement inadéquat pour une utilisation à grande échelle de l'hélium 3.

Les publications qui cherchent à optimiser le processus MEOP négligent la première étape qui est la production d'un plasma d'hélium à l'intérieur duquel le processus doit se dérouler. En étudiant un plasma d'hélium produit dans différentes conditions, nous avons pour but d'identifier les conditions optimales favorisant le processus d'échange de métastabilité. Le plasma produit par une onde électromagnétique de surface a été identifié comme une piste possible à cause de sa simplicité et de sa flexibilité opératoire.

Le fonctionnement du plasma en régime impulsionnel permet d'étudier certaines propriétés uniques à ce mode d'opération, mais également d'étudier de manière fondamentale la formation de la décharge dans des conditions inédites. À cette fin, nous avons utilisé de l'imagerie résolue en temps et des mesures spectroscopiques. Nos mesures ont révélé l'importance de la réflexion de l'onde de surface sur le front d'ionisation du plasma formant une onde stationnaire. Nous avons également observé un changement possible de régime de propagation entre 5 et 50 Torr et nous avons évalué le temps requis pour la stabilisation temporelle de la décharge.

### **Mots clés**

Gaz, Hélium, Onde de surface, Plasma pulsés, Surfaguide, Plasma micro-onde, Ondes Stationnaires

## **Abstract**

The helium 3 isotope with an induced polarization, already useful in nuclear research, is identified as an ideal marker to improve medical magnetic resonance imaging of the respiratory tract. The most common mean of production used is metastability exchange optical pumping, however this process is not sufficient for large scale use of helium 3.

Publications that seeks to optimise the MEOP process neglect the first step, which is the production of a helium plasma in which the process work. We have the goal to identify optimal conditions for metastability exchange by studying a helium plasma produced in different conditions. Plasma produced by an electromagnetic surface wave was seen as a possible lead because of its simplicity and operating flexibility.

The operation of the plasma in a pulsed regime makes it possible to study certain properties unique to this mode of operation, and also to study in a fundamental way the formation of the discharge in unprecedented conditions. To this end we have used time resolved imaging and spectroscopic measurements. These revealed the importance of the surface-wave reflection on the ionisation front, which creates a standing waves. We have also identified a regime transition between 5 and 50 Torr and evaluated the required time for the temporal stabilisation of the discharge.

### **Keyword**

Gaz, Helium, Surface waves, Pulsed plasma, Surfaguide, Microwave plasma, Standing waves

## Table des Matières

Résumé .....	i
Abstract.....	ii
Table des Matières.....	iii
Liste des figures .....	v
Liste des notations ou symboles .....	viii
Section 1.....	1
1 Hélium hyperpolarisé.....	2
1.1 États excités de l'hélium .....	4
1.1.1 L'état Métastable .....	5
1.2 Pompage Optique par échange de métastabilité .....	6
1.3 Résultats déjà obtenus.....	8
1.3.1 Pistes pour l'amélioration de la méthode.....	9
1.4 Conclusion.....	11
Section 2.....	12
2 Ondes de surface dans l'hélium .....	13
2.1 Raisons du choix de l'onde de surface .....	14
2.2 Production d'onde de surface.....	14
2.3 Paramètres propres aux plasmas.....	16
2.3.1 Fréquences caractéristique du plasma .....	17
2.3.2 Interaction ondes-plasma .....	19
2.3.3 Dimensions caractéristiques .....	20
2.4 Onde de surface en régime continu.....	21
2.4.1 Atténuation et densité électronique .....	21
2.4.2 Bilan de puissance.....	22
2.5 Caractéristiques théoriques pour la formation de la décharge (plasma pulsé) .....	22
2.5.1 Effet de la fréquence de pulsation.....	24
2.5.2 Délai temporel de formation .....	25
2.5.3 Front d'ionisation .....	25
2.5.4 Structure spatiale du plasma .....	28
2.6 Conclusion.....	29
Section 3.....	30

3	Description des parties techniques.....	31
3.1	Surfaguide .....	31
3.2	Mesure de la température des atomes neutres .....	32
3.3	Source de micro-ondes impulsionnelle.....	34
3.4	Alimentation en gaz et pression .....	36
3.5	Mesure de la puissance absorbée par le plasma .....	37
3.6	Synchronisation des appareils .....	38
3.7	Imagerie .....	39
3.8	Spectroscopie.....	40
3.9	Conclusion.....	41
	Section 4.....	43
4	Analyse de la propagation d'une onde de surface impulsionnelle à des pressions intermédiaires... 44	
4.1	Limites des mesures faites.....	44
4.2	Essais initiaux .....	45
4.3	Longueur de la colonne de plasma .....	47
4.3.1	Exploration de la période d'intérêt.....	49
4.4	Mesure de la vitesse d'expansion de la colonne .....	53
4.5	Imagerie .....	59
4.5.1	Région voisine du lanceur d'onde.....	59
4.5.2	Asymétrie du plasma.....	60
4.5.3	Modulation de l'intensité.....	60
4.5.4	Modèle simple de l'onde réfléchie .....	66
4.6	Mesure de la température.....	70
4.7	Insertion contrôlée d'impuretés d'azote .....	74
4.8	Conclusion.....	76
4.8.1	Perspective.....	77
	Bibliographie .....	I

## Liste des figures

Figure 1 : Position relative des différents niveaux énergétiques de l'atome d'hélium, l'énergie est donnée par rapport à l'énergie d'ionisation de 24.587 eV. [56].....	5
Figure 2 : Schéma expliquant la polarisation de l'hélium 3 par échange de métastabilité. Les flèches bleues et rouges représentent les deux orientations possibles du spin magnétique, tandis que les dimensions des cercles sont des représentations de la population relative des espèces. ....	7
Figure 3 : Mesure de la polarisation dans une cellule d'hélium en fonction de la pression. La polarisation mesurée est celle des métastables qui devrait être représentative de la polarisation dans l'état fondamental. [7] .....	9
Figure 4 : Représentation schématique de a) et b) 2 modèles du Ro-box, c) surfatron, d) surfaguide et e) le surfatron-guide. Pour a), b) et c) la puissance du générateur est acheminée par l'intermédiaire d'un câble coaxial. Pour d) et e) la puissance est acheminée par un guide d'onde rectangulaire.[22] .....	16
Figure 5 : Signal utilisé pour produire l'onde de surface pulsée.....	23
Figure 6 : Vitesse de propagation du front d'ionisation pour des décharges pulsé à 1 kHz dans l'argon et dans l'hélium. Le plasma est généré par un Surfatron à 510 MHz et la puissance indiquée est la puissance maximale lorsque le générateur est dans l'intervalle allumé.....	26
Figure 7 : Schéma des causes de la force pondéromotrice .....	26
Figure 8 : Mesure du champ électrique dans une onde de surface à une pression de 0,8 Torr. L'auteur attribue les oscillations à la réflexion de l'onde de surface sur le front d'ionisation.[34] .....	29
Figure 9 : Décharge dans l'argon à 100 Torr, la partie visible mesure 17 cm. Les zones sombres et claires sont caractéristiques d'un patron d'onde stationnaire.[31].....	29
Figure 10 : Partie principale du Surfaguide.....	31
Figure 11 : Ligne de champs électriques dans le surfaguide et le tube de décharge. Les lignes noires épaisses représentent les parois du guide d'onde dans sa région la plus mince. ....	32
Figure 12 : Mesure de la température pour quatre bandes rotationnelles moléculaires centrées sur les longueurs d'onde affichées en légende dans un plasma d'onde de surface continu. Pour les figures où elles ne varient pas la pression est de 5 Torr, la puissance absorbée de 200W et la distance du lanceur de 3cm. Les températures ont été obtenues en faisant une correspondance entre le spectre observé et un spectre théorique à partir des valeurs de la littérature.[18] La méthode utilisée est celle présentée par Cardoso et al[50].....	33
Figure 13 : Disposition des générateurs et du guide d'onde afin de créer le plasma. Sans le générateur de délais, le générateur de micro-onde peut créer un plasma continu. ....	35
Figure 14 : Montage du Surfaguide avec des pastilles afin de pouvoir modifier le diamètre de l'ouverture .....	35
Figure 15 : Disposition des éléments de contrôle de la pression et du débit de gaz dans le tube où le plasma est créé. Dans le cas où l'azote n'est pas nécessaire, les tubes sont déconnectés afin de minimiser l'entrée d'impuretés dans le plasma. ....	37
Figure 16 : Calcul de l'atténuation sur la ligne bidirectionnelle afin de mesurer la puissance incidente et réfléchie dans le guide d'onde.....	37
Figure 17 : Synchronisation d'un appareil de mesure avec les impulsions du plasma.....	38
Figure 18 : Utilisation d'une boîte d'entrée/sortie afin de permettre à l'ordinateur de récupérer les données de la camera.....	39

Figure 19 : Méthode de mesure de la longueur de la colonne de plasma. Les pixels de début et de fin sont ceux qui dépassent le seuil de 7 fois l'écart type des valeurs là où il n'y a pas de plasma. Les pixels sombres autour de la ligne représentent l'étendue du plasma qu'il est possible de déterminer approximativement en regardant l'image. ....	40
Figure 20 : Schéma global du montage.....	42
Figure 21 : Longueur de la colonne de plasma en fonction du temps pour différentes pressions. Chaque point correspond à une image intégrée sur 5 $\mu$ s avec la caméra suffisamment éloignée pour que l'ensemble de la décharge puisse être observée à chaque instant. La puissance moyenne est de 23 W et le diamètre interne du tube de 8 mm. ....	47
Figure 22 : Longueur de la colonne de plasma en fonction du temps pour différentes puissances. Chaque point correspond à une image intégrée sur 5 $\mu$ s avec la caméra suffisamment éloignée pour que l'ensemble de la décharge puisse être observée à tout moment. La pression est de 13 Torr et le diamètre interne du tube de 8 mm. ....	48
Figure 23 : Longueur de la colonne de plasma en fonction du temps pour différentes pressions. Le temps d'intégration est de 1 $\mu$ s. La longueur correspond à la région où l'émission dans le visible du plasma est non nulle. Les images où le plasma n'apparaissait pas ont été retirées La puissance moyenne absorbée est de 23 W et le diamètre interne du tube est de 8 mm. ....	50
Figure 24 : Longueur de la colonne de plasma en fonction du temps pour différentes pressions. Le temps d'intégration est de 1 $\mu$ s. La puissance moyenne absorbée est de 29 W et le diamètre interne du tube est de 4 mm. Les barres d'incertitudes ont été enlevées afin de permettre une meilleure visibilité.....	51
Figure 25 : Longueur de la colonne de plasma en fonction du temps pour différentes puissances. Le temps d'intégration est de 1 $\mu$ s. La longueur correspond à la région où l'émission dans le visible du plasma est non nulle. La pression est de 5 Torr et le diamètre interne du tube est de 8 mm.....	52
Figure 26 : Longueur de la colonne pour différentes puissances. La pression est de 5 Torr et le diamètre interne du tube est de 4 mm. Les barres d'incertitudes ont été enlevées afin de permettre une meilleure visibilité. ....	53
Figure 27 : Vitesse du front d'ionisation pour différentes puissances moyennes. Les courbes ont été générées en dérivant la longueur obtenue tout en éliminant les images sans plasma. L'inséré montre l'instant correspondant à la première image pour chaque puissance absorbée où le plasma est présent. La pression est de 5 Torr et le diamètre interne du tube est de 8 mm. ....	54
Figure 28 : Vitesse du front d'ionisation pour différentes pressions dans le tube de 8 mm. Les vitesses ont été obtenues après avoir enlevé les images sans plasma. Dans l'inséré est représentée la vitesse initiale du plasma, en fonction de la pression dans les mêmes conditions que pour le graphique principal. Cette vitesse est la vitesse obtenue en prenant la pente des deux premiers points de chaque courbe. ...	55
Figure 29 : Vitesse du front d'ionisation obtenue par dérivation numérique de la longueur de la colonne de plasma. La puissance est de 29 W et le diamètre interne du tube de 4 mm. ....	57
Figure 30 : Comparaison entre les longueurs mesurées sur chaque image et leur ajustement par une fonction optimisée. Sur chaque graphique, la fraction en % d'images sans plasma est obtenue en faisant le rapport entre le nombre d'images où aucun plasma n'apparaissait et le nombre d'images prises à cet instant. Le temps d'intégration de chaque image est de 1 $\mu$ s, la puissance absorbée de 29 W et le diamètre interne du tube de 4 mm. ....	58
Figure 31 : Expansion de la décharge à des pressions de a) 13 Torr, b) 26 Torr, et c) 42 Torr dans un tube de 8 mm interne avec une puissance absorbée de 23 W et un temps d'intégration de 1 $\mu$ s. L'intervalle de temps entre chaque image n'est pas constant et seuls les temps au début et à la fin sont indiqués. ....	60

Figure 32 : Expansion aux premiers instants de la décharge lorsque la puissance absorbée est a) 25 W, b) 17 W, et c) 8 W dans un tube de 8 mm interne avec une pression de 5 Torr et un temps d'intégration de 1 $\mu$ s. La variation temporelle entre chaque image n'est pas linéaire et seuls les temps au début et à la fin sont indiqués.....	61
Figure 33 : Formation de la décharge dans les tubes de a) 8 mm et b) 4 mm de diamètre interne. Dans les deux cas, la pression est de 5 Torr, la puissance absorbée est de 18 W et le temps d'intégration de 1 $\mu$ s. ....	62
Figure 34 : Forme de la décharge lorsque la région stable (SP) est atteinte pour différente pression : a) 13 Torr, b) 26 Torr et c) 42 Torr pour le tube de 8 mm. ....	62
Figure 35 : Effet du débit pour une pression constante de 5 Torr et une puissance de 23 W. Le débit est a) 2 sccm, b) 5 sccm, c) 15 sccm et d) 35 sccm. Les images sont prises dans le tube de 8 mm avec un temps d'intégration de 1 $\mu$ s. ....	64
Figure 36 : Diagramme de phase pour le mode $m=0$ d'une onde de surface[22]. a et b sont les diamètres internes et externes d'un tube avec une permittivité relative $\epsilon_g$ . $\beta$ est le nombre d'onde selon l'axe z, $\omega$ est fixe et $\omega_{pe}$ est variable.....	65
Figure 37 : intensité transverse intégrée de la colonne de plasma dans le tube de 8 mm, à 5 Torr, 35 SCCM de débit, 25 W de puissance absorbée et un temps d'intégration de 5 $\mu$ s. L'intensité est normalisée avec la plus haute valeur et les flèches noires indiquent la position des maximums d'intensités observés. ....	66
Figure 38 : La ligne pleine est la simulation de l'intensité du champ électrique pour une onde unidimensionnelle amortie avec une réflexion dure à son extrémité. La ligne pointillée est l'intensité lumineuse présentée sur la figure 36 avec les pics identifiés. La longueur d'onde simulée est le double de la distance entre les deux premiers pics de l'intensité lumineuse expérimentale.....	69
Figure 39 : Température du gaz déduite des bandes moléculaires OH du spectre du plasma pour le tube de 8 mm avec une puissance de 23 W et une pression de a) 4 Torr et b) 31 Torr. Les spectre ont été obtenus à une distance du lanceur indiqué par la légende.....	72
Figure 40 : Distribution axiale de la température à l'état stationnaire à 4 Torr dans a) le tube de 8 mm et b) le tube de 6 mm.....	73
Figure 41 : a) Effet de la pression sur la stabilisation temporelle de la température à une distance de 2 cm du lanceur d'onde. b) Effet de la pression sur la distribution spatiale de la température lorsque l'état stationnaire est atteint. ....	73
Figure 42 : Effet du débit d'azote en pourcentage du débit total de gaz sur la propagation d'une onde de surface dans l'hélium. Le débit total est de 35 SCCM, la pression de 5 Torr et la puissance absorbée de 23 W. Le temps d'intégration des images est de 5 $\mu$ s.....	75
Figure 43 : Effet de l'azote sur la propagation de la décharge. La pression est de 5 Torr, la puissance de 23 W et le débit d'hélium de 20 sccm. Le débit d'azote était de a) 0 sccm, b) 0.1 sccm, c) 0.2 sccm et d) 0.5 sccm. ....	76



## Liste des notations ou symboles

### Acronyme

MEOP Pompage optique par échange de métastabilité

GD Générateur de délais

SCCM Centimètres cube standards par minutes

EP Expansion du plasma

SP Plasma stationnaire

FP Fin du plasma

### Symbole

$e$  charge élémentaire

$m_e$  masse de l'électron

$\tau$  Temps moyen entre deux collisions électron-neutre

$\nu$  Fréquence de collision électron-neutre

$n$  Densité de neutre

$n_e$  Densité électronique

$\omega$  Fréquence angulaire de l'onde

$\omega_{pe}$  Fréquence plasma électronique

$\sigma$  Section efficace microscopique moyenne

$\theta_a$  Énergie moyenne absorbée par électron

$l$  Libre parcours moyen de l'électron

### Termes anglais

*formative time lag* délai temporel de formation

*statistical time lag* délai temporel statistique

*breakdown wave* onde de claquage

# Section 1

---

## 1 Hélium hyperpolarisé

L'hélium 3 ( $\text{He}_3$ ) est un isotope rare de l'hélium qui représente moins de 0,000 14 % de l'hélium disponible sur terre. Il est obtenu après un coûteux processus de séparation à partir de l'hélium brut. Contrairement à l'isotope le plus commun, à savoir l'hélium 4 ( $\text{He}_4$ ), l' $\text{He}_3$  a la particularité de permettre une forte polarisation magnétique de son noyau. En effet, puisqu'il possède un nombre impair de nucléons, la somme des spins magnétiques propre à chacun ne peut être nulle. Néanmoins, sous sa forme naturelle gazeuse, les spins magnétiques de chaque atome s'alignent de manière à neutraliser la polarisation macroscopique. La polarisation magnétique, encore appelée hyperpolarisation, consiste à briser cette symétrie de manière à créer un alignement global des spins magnétiques. L' $\text{He}_3$  polarisé magnétiquement est très utile dans divers domaines scientifiques. Dans les expériences de physique des particules, il est utilisé comme filtre de spin pour les neutrons, car il est efficace pour une large gamme d'énergie [1]. Il est aussi utilisé comme marqueur pour l'imagerie par résonance magnétique (IRM) des voies respiratoires. Il partage cet intérêt avec le xénon dont les propriétés physiques sont semblables, mais l'hélium a l'avantage notable d'être un marqueur gazeux sans danger pour la santé [2].

Cette dernière application mérite une explication plus poussée. L'IRM repose sur l'utilisation de marqueurs polarisés magnétiquement dans la zone utilisée. En induisant un champ magnétique non uniforme autour des atomes polarisés, le spin des atomes subit un effet de précession proportionnel à l'intensité du champ. Ceux-ci présentent de ce fait une fréquence de résonance dépendante du champ que l'on peut exciter à l'aide d'une onde électromagnétique. Lorsqu'ils sont excités par cette onde, les atomes polarisés vont subir un changement d'état, et lorsque l'onde excitatrice est interrompue, ils retournent à leur état initial en émettant un photon dont la fréquence est égale à la fréquence de résonance.

Habituellement, les atomes contenus dans le patient, à savoir l'hydrogène 1 ( $\text{H}_1$ ), sont polarisés par l'appareil d'IRM à l'aide d'un aimant. L' $\text{H}_1$  est naturellement présent dans l'eau et donc dans plusieurs parties du corps. Un problème apparaît néanmoins lorsque l'on cherche à imager des régions où l'hydrogène n'est pas facilement polarisable ou n'est pas présent en assez grande quantité. C'est le cas des voies respiratoires. Celles-ci contiennent une faible quantité d'hydrogène puisqu'elles sont remplies d'air. De plus, les mouvements respiratoires et la grande quantité d'interfaces air/tissu affectent le champ magnétique de polarisation [3]. Dans ce cas,

faire respirer un marqueur polarisé fournit des cibles pouvant être excitées et donne des images très claires pour les analystes médicaux.

Les méthodes actuelles pour produire l'hélium 3 polarisé sont cependant dispendieuses et longues, ce qui limite leurs utilisations pratiques. L'amélioration ou le développement d'une nouvelle méthode aurait des retombés rapides sur ce domaine des sciences médicales.

Polariser l' $^3\text{He}$  par application directe d'un fort champ magnétique s'est avéré extrêmement inefficace. Les deux méthodes généralement utilisées sont la polarisation optique par échange de spin (SEOP) et le pompage optique par échange de métastabilité (MEOP). Le processus SEOP a le désavantage d'introduire beaucoup d'impuretés dans le gaz produit. Le processus MEOP possède généralement une meilleure vitesse et un meilleur taux de polarisation et est donc favorisé pour l'utilisation médicale. Le principal obstacle à l'emploi à grande échelle du processus MEOP est qu'il doit être réalisé à basse pression et nécessite donc un difficile processus de compression avant son usage. Notre groupe de recherche a entrepris d'explorer des améliorations possibles qui pourraient être apportées à la méthode MEOP. Cette méthode implique la production d'un plasma afin de créer des états qui, lorsqu'excités par un laser, produisent la polarisation. Cependant, les publications récentes sur cette technique négligent l'étude de la création du plasma. Nous croyons qu'une étude poussée des paramètres du plasma et l'optimisation du pompage optique permettrait d'augmenter la pression d'utilisation de cette technique ainsi que le rendement au-delà de ce qui a été fait jusqu'à présent. C'est dans cet objectif que le travail présenté dans ce document s'inscrit.

Il n'est pas pertinent de détailler le processus de polarisation dans ce travail puisque les mesures présentées concernent la production du milieu qui précède l'utilisation du processus MEOP. Il est cependant important de faire ressortir les étapes principales afin de cerner les paramètres qui vont influencer l'hyperpolarisation. Nous discutons premièrement des états énergétiques de l'hélium pour ensuite comprendre le mécanisme de pompage optique et l'échange de métastabilité qui sert à polariser l'état fondamental de l'hélium. Finalement, un bref historique des résultats permet a posteriori de justifier nos objectifs d'amélioration.

## 1.1 États excités de l'hélium

La polarisation par échange de métastabilité se fait dans un plasma d'hélium. Le plasma est un gaz présentant un certain degré d'ionisation, mais gardant sa neutralité macroscopique. Malgré l'importance des particules chargées pour la physique du plasma, une grande partie de la dynamique dépend des états excités neutres. La figure 1 montre les différents niveaux de l'hélium neutre, les traits pleins relient les états liés par une transition radiative permise. Une telle transition permet à l'état supérieur de se désexciter en émettant un photon avec une longueur d'onde correspondant à la différence d'énergie entre les niveaux impliqués. La combinaison des différentes raies d'émission est ce qui donne la couleur caractéristique du plasma d'hélium, soit un rose légèrement orangé pour les en dessous de 100 Torr.

La densité des états excités qui sont présents dépend de l'équilibre entre l'excitation et la désexcitation. La plus grande mobilité des électrons fait que ce sont eux qui absorbent généralement l'énergie servant à produire la décharge et ils transfèrent cette énergie aux atomes par l'intermédiaire de collisions inélastiques produisant les états excités. Dans un plasma froid hors équilibre, les électrons libres ont une distribution en énergie (et donc une température) beaucoup plus grande que les atomes neutres et les ions. Comme les niveaux énergétiques se peuplent et se vident en continu, la durée de vie d'un niveau représente le temps moyen qu'un atome particulier va passer dans une certaine configuration avant d'être modifié par une interaction avec un autre atome ou une autre espèce, principalement les électrons. Un temps de vie plus court représente donc généralement un taux de désexcitation plus grand.

La distinction entre Orthohélium et Parahélium, visible sur la figure 1, dépend de l'état de spin des électrons liés dans l'atome d'hélium, les spins antiparallèles forment le Parahélium<sup>1</sup> et les spins parallèles forment l'état Orthohélium<sup>2</sup>. Les deux états de spin sont accessibles dans le

---

<sup>1</sup> Également appelé état singulet à cause de la multiplicité quantique de l'état de spin.

<sup>2</sup> Également appelé état triplet pour la même raison.

plasma, mais ils ont des états énergétiques différents en raison de l'orientation relative différente

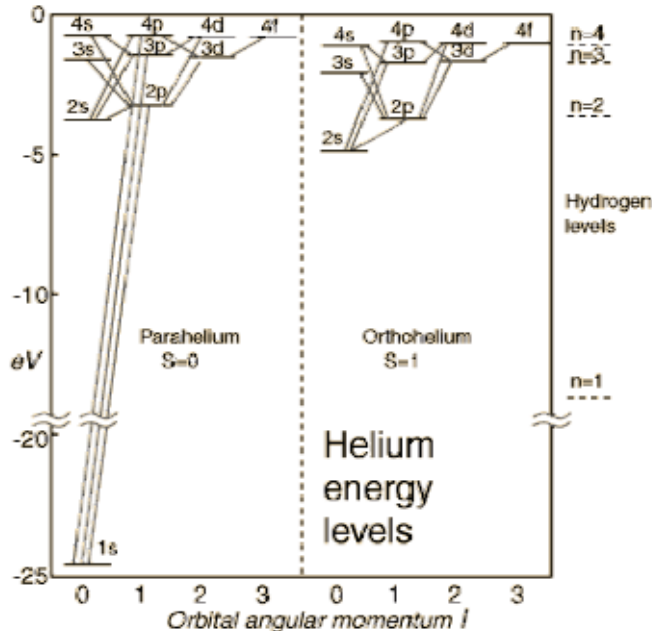


Figure 1 : Position relative des différents niveaux énergétiques de l'atome d'hélium, l'énergie est donnée par rapport à l'énergie d'ionisation de 24.587 eV. [56]

des spins des deux électrons.

### 1.1.1 L'état Métastable

Un état essentiel à la compréhension de la dynamique du plasma d'hélium est l'état métastable. Comme on le voit sur la figure 1, les états  $21s$  et  $23s$  sont des états excités de l'hélium qui n'ont pas de transition radiative vers l'état fondamental à cause des règles quantiques de sélection. Cette transition est en fait extrêmement improbable plutôt qu'impossible. Alors qu'un état radiatif a généralement une durée de vie de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, la durée de vie de l'état  $23s$  est de l'ordre de cinq heures si seul le processus radiatif est accessible [4], d'où son nom de métastable. Ceci donne la possibilité à l'atome dans un état métastable de se désexciter par des processus non radiatifs, ce qui modifie considérablement la physique se déroulant dans le plasma. L'état métastable  $He^*$  se peuple par la désexcitation des états supérieurs de l'hélium ou par l'impact d'un électron, atome ou impureté sur le fondamental. Une collision avec un objet capable d'absorber l'énergie de l'état métastable lui permet de se désexciter via les processus suivants[5]:

Diffusion vers les parois du réservoir suivie de désexcitation sur la surface		
Collision ionisante	$\text{He}^* + \text{He} \Rightarrow \text{He} + \text{He}^+ + e$	1
Collision à 3 corps	$\text{He}^* + 2\text{He} \Rightarrow \text{He}_2^* + \text{He}$	2
Désexcitation par collision avec des impuretés	$\text{He}^* + \text{M} \Rightarrow \text{He} + \text{M}^*$	3

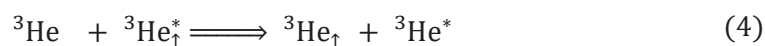
La diffusion vers les parois dépend principalement des dimensions du plasma et de la pression. Augmenter la pression réduit la distance parcourue entre deux collisions et accroît les chances qu'un atome métastable interagisse en volume avec d'autres espèces avant d'entrer en collision avec les parois du réacteur. Pour une raison similaire, les collisions à trois corps deviennent plus probables lorsque la pression et donc la densité de l'ensemble des espèces augmentent. Les collisions ionisantes [6] sont assez importantes à température ambiante et constituent un des principaux canaux d'ionisation dans un plasma froid à l'équilibre. Dans l'hélium, la présence d'atomes métastables fait diminuer la température électronique nécessaire au maintien du plasma, ce qui est dû à la contribution de l'ionisation par étape. Il est à noter qu'en augmentant la puissance absorbée dans le plasma, on accroît la densité des états excités, ce qui conduit à une augmentation des collisions ionisantes et par conséquent à une réduction de la durée de vie effective de l'état métastable.

## 1.2 *Pompage Optique par échange de métastabilité*

Le pompage optique par échange de métastabilité appliqué à l' $\text{He}_3$  a été étudié pour la première fois par Colegrove *et al* [7] en 1963. Les bases théorique du processus n'ont a peu près pas changé depuis, comme en témoigne une publication récente où la méthode est utilisée [8], cependant il est maintenant possible de modéliser avec une grande précision les résultats dans les conditions courante d'utilisation [9].

Le pompage optique est réalisé en dirigeant de la lumière polarisée circulairement vers le plasma. On cible la transition  $2^3\text{S}-2^3\text{P}$  de l'hélium qui possède une longueur d'onde de transition radiative de 1083 nm. Pour conserver le moment magnétique total, une seule polarisation magnétique de l'état  $2^3\text{S}$  peut être excitée vers l'état supérieur  $2^3\text{P}$  par la polarisation circulaire

du laser. L'état supérieur se désexcite radiativement sans conserver sa polarisation, puisque le photon généré n'a pas de polarisation favorisée. L'équilibre entre les deux polarisation de  $2^3S$  est donc rompu comme illustré sur la Figure 2 . L'état  $2^3S$  qui est un état métastable peut échanger sa polarisation en interagissant avec un atome fondamental par la relation d'échange de métastabilité suivante:



où \* représente l'état métastable de l'hélium. Le moment magnétique total doit être conservé par l'état métastable lors de l'échange de métastabilité. L' $\text{He}_4$ , l'isotope le plus commun, a un spin nucléaire nul. Cependant, comme l' $\text{He}_3$  possède un spin nucléaire non-nul, le moment magnétique de l'électron peut être transféré vers le moment magnétique du spin nucléaire via l'interaction hyperfine. Comme l'état métastable est lui-même polarisé par le pompage optique, l'échange de métastabilité conduit à un transfert de polarisation vers l'état fondamental [10]. Si la polarisation de l'état fondamental de  $\text{He}_3$  ne relaxe pas vers l'équilibre thermodynamique plus vite que l'état métastable lui transfère un moment magnétique il se retrouve à emmagasiner la polarisation. Pour cette raison le volume entier du plasma est généralement soumis à un champ magnétique de manière à conserver la polarisation. La figure 2 résume le processus qui vient d'être expliqué.

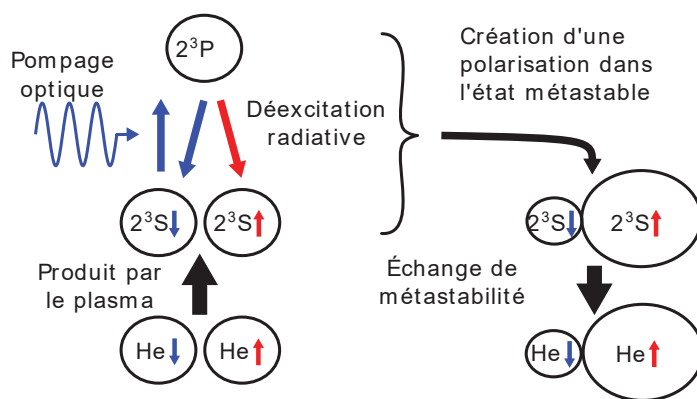


Figure 2 : Schéma expliquant la polarisation de l'hélium 3 par échange de métastabilité. Les flèches bleues et rouges représentent les deux orientations possibles du spin magnétique, tandis que les dimensions des cercles sont des représentations de la population relative des espèces.



### **1.3 Résultats déjà obtenus**

Même si nous ne réalisons pas la polarisation de l'hélium dans ce travail, il est pertinent d'explorer les résultats déjà obtenus. Les premières expériences de MEOP dans l'hélium ont été faites avec des lampes scellées dans lesquelles le plasma est excité par des radiofréquences. Une polarisation maximale de  $40\% \pm 5\%$  a été trouvée à 1 Torr [7]. La pression et la qualité de la polarisation sont immédiatement apparues comme des objectifs cruciaux pour utiliser cette technique. En effet, l'hélium polarisé utilisé comme marqueur ne donne pas de signal suffisant sans densité minimale. Les expériences publiées sont limitées aux pressions de l'ordre du Torr et il faut par la suite effectuer une procédure fastidieuse afin de concentrer l'hélium hyperpolarisé tout en conservant sa polarisation. Aujourd'hui, des polarisations de l'ordre de 80-90 % peuvent être atteintes avant compression. Cependant la pression opératoire reste autour de 1 Torr. La figure 3 montre qu'il existe un intervalle de pression dans lequel la polarisation atteint un maximum, la polarisation diminuant drastiquement au-delà. La faible polarisation observée à basse pression est généralement expliquée par la diminution du temps de vie des métastables à cause de la diffusion vers les parois. La distance parcourue par les métastables augmente lorsque la pression diminue à l'instar de leur fréquence de collision avec les autres atomes. Lorsque cette distance devient suffisamment grande, les métastables excités par le laser vont surtout se perdre sur les parois plutôt que d'échanger avec l'état fondamental. Expérimentalement, les auteurs de [7] ont observé qu'en augmentant le volume de la chambre du plasma la polarisation est plus grande pour une même pression. Puisque le but utile de la méthode MEOP est de générer la plus grande quantité d'atomes polarisés possible cette diminution à basse pression n'est pas trop problématique. Les limites à plus haute pression sont évidemment plus importantes, mais paradoxalement aucune raison claire n'a été établie pour celle-ci.

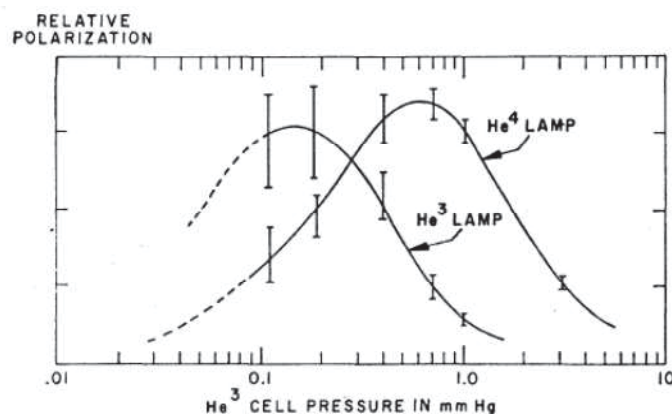


Figure 3 : Mesure de la polarisation dans une cellule d'hélium en fonction de la pression. La polarisation mesurée est celle des métastables qui devrait être représentative de la polarisation dans l'état fondamental. [7]

Il a été confirmé que l'inefficacité à haute pression est en partie due à la relaxation de la polarisation nucléaire par collision avec les autres atomes [11]. De la même manière, il est avancé que les métastables sont détruits plus rapidement par les collisions ionisantes (Réaction 1) et les collisions à trois corps (Réaction 2) qui deviennent plus probables quand la pression augmente. Comme l'état métastable est celui qui absorbe la longueur d'onde du laser, une trop basse densité d'atomes métastables rend le pompage optique moins efficace [12]. Un autre problème, moins étudié, est la relaxation de la polarisation atomique par les collisions entre les atomes neutres et les autres espèces présentes dans le plasma, comme les ions  $\text{He}^+$ , les excimers  $\text{He}_2^*$  et les ions moléculaires  $\text{He}_2^+$ .

### 1.3.1 Pistes pour l'amélioration de la méthode

Trois approches principales ont été utilisées afin d'augmenter la quantité d'hélium produite ainsi que la vitesse pour la produire.

#### Développement des lasers

L'utilité de la méthode MEOP coïncide avec le développement de lasers capables de produire un signal polarisé circulairement de haute intensité à 1083 nm [12]. L'amélioration continue de la puissance disponible pour le pompage optique a contribué à accroître l'efficacité de cette méthode en maximisant la polarisation atteinte ou en diminuant le temps nécessaire à la polarisation. Les simulations théoriques peuvent d'ailleurs expliquer assez bien l'effet de l'augmentation de la puissance du laser [13], cependant une limite pratique apparaît sur la

polarisation maximale atteinte qui pourrait être due à des processus de relaxation qui n'ont pas encore été identifiés [9].

Ces développements ont permis d'obtenir de l'hélium très polarisé en de courts laps de temps. Cependant, ils n'ont pas permis d'augmenter la pression lors du processus de polarisation.

### **Compression de l'hélium polarisé**

Plutôt que de perfectionner le processus MEOP, certains groupes ont cherché à améliorer les méthodes disponibles afin d'augmenter la pression du gaz déjà polarisé. Des avancées allant dans ce sens ont été faites en produisant un appareil relativement compact [14]. Malgré tout, en diminuant la complexité de l'appareillage, on a limité aussi la possibilité de travailler dans le régime de pression idéal (1 mbar), tandis que la compression a réduit d'environ le tiers la polarisation atteinte en basse pression. Une polarisation plus rapide ou plus grande à une pression légèrement plus haute serait donc nécessaire.

On a remarqué qu'un mélange d' $\text{He}_3$  et d' $\text{He}_4$  pouvait conduire à une meilleure polarisation des atomes d' $\text{He}_3$ . Les états métastables des deux isotopes peuvent participer à un échange de métastabilité avec les atomes d' $\text{He}_3$  dans le fondamental. Cependant, on peut mieux ajuster la longueur d'onde du laser pour une transition de  $\text{He}_4$  [15]. Ceci peut être utile pour les applications où la qualité de la polarisation est le but principal. Dans le cas de l'imagerie médicale, comme on priorise la quantité totale de noyaux polarisés plutôt que la qualité, l'utilité est relative puisqu'au final on obtient de l' $\text{He}_3$  très polarisé, mais dilué dans une grande quantité d' $\text{He}_4$ .

### **Travail en champ magnétique**

Une remarquable percée dans le domaine du processus MEOP a été l'utilisation récente de champs magnétiques afin d'améliorer l'efficacité de la méthode à plus haute pression [5] [16], [17]. De faibles champs magnétiques ont toujours été utilisés pour empêcher la relaxation de la polarisation dans l'état fondamental. A haute pression, on considère toutefois de très forts champs magnétiques (0,5 -1,5 Tesla) qui ont pour effet de permettre une bonne polarisation. La première raison avancée est que le champ magnétique fait apparaître la structure hyperfine des niveaux énergétiques de l'hélium et donc une différence de niveau d'énergie pour un même état avec des polarisations différentes. Ainsi la polarisation générée par le laser ne dépend plus

seulement de la polarisation de celui-ci, mais aussi de la transition visée, si la transition est bien choisie, on améliore le rendement du pompage optique.

Une seconde hypothèse pour l'amélioration de la polarisation par le champ magnétique est que certains canaux de désexcitation de l'hélium polarisé sont inhibés par la présence du champ magnétique, mais rien ne permet présentement d'identifier lesquels. Une explication possible qui pourrait avoir été négligée est que la présence d'un champ magnétique dans le plasma diminue les pertes aux parois, un des processus impliqués dans la désexcitation de l'état métastable.

## **1.4 Conclusion**

L'amélioration de la production d' $\text{He}_3$  polarisé à haute pression serait très avantageuse pour l'imagerie médicale. La méthode la plus prometteuse en ce moment requiert la création d'un plasma d'hélium où l'état métastable est pompé optiquement afin de polariser l'état fondamental. L'étude des propriétés du plasma est un aspect qui a été négligé dans l'étude de l'hyperpolarisation par le processus MEOP. Une amélioration possible serait d'augmenter la pression de fonctionnement qui est présentement de l'ordre du Torr. Ceci pourrait même avoir un effet de synergie avec l'amélioration des techniques de compression qui sont plus simples dès que la pression augmente un peu.

Notre travail a consisté à étudier la dynamique du plasma utilisé pour effectuer le pompage optique, via une étude approfondie de la décharge.

## Section 2

---

## **2 Ondes de surface dans l'hélium**

Il existe un très grand nombre de réacteurs capable de fournir un plasma d'hélium. Dans les expériences précédentes du MEOP, les chercheurs ont utilisé une décharge à couplage inductif formée par une électrode dans laquelle circule un courant alternatif radiofréquence. Cette électrode est enroulée autour d'un tube contenant le plasma. Nous avons décidé de recourir à un type de réacteur qui n'a jamais été employé pour l'accomplir, soit le réacteur à onde de surface en régime microonde.

Puisque l'Université de Montréal possède une expertise certaine en matière de plasmas produits par des ondes de surface, nous espérons produire un plasma dont les propriétés seraient favorables pour le MEOP. Les premières études de notre groupe sur le plasma d'hélium dans les conditions propres au MEOP ont été réalisées avec un réacteur à onde de surface fonctionnant en régime microonde continu [18]. Un objectif particulier de notre recherche est la transition d'un plasma basse pression vers un plasma haute pression afin d'améliorer le rendement de la méthode. Tel que nous l'avons déjà mentionné, la production actuelle d'hélium hyperpolarisé par MEOP se fait généralement à des pressions un peu en dessous du Torr ([8], [14]). Nous avons donc étudié la décharge d'hélium dans le domaine des pressions dites « intermédiaires », soit entre 1 et 50 Torr. Nous avons utilisé de l' $\text{He}_4$  plutôt que de l' $\text{He}_3$  essentiellement pour des raisons de coût puisque l' $\text{He}_3$  est extrêmement dispendieux alors que la physique du plasma ne change pas vraiment selon l'isotope. Lorsque viendra le moment d'accomplir l'intégralité du MEOP, il sera bien sûr nécessaire d'utiliser l' $\text{He}_3$ .

Puisque la caractérisation de la décharge opérée dans un mode continu a déjà été effectuée, notre mémoire se focalise principalement sur les décharges impulsionnelles. Celles-ci pourraient en effet présenter des avantages pour le processus d'hyperpolarisation puisqu'elles permettent de diminuer la température du gaz et des parois engendrée par l'accroissement de la pression. De plus, relativement peu de travaux se sont intéressés à l'établissement des décharges impulsionnelles à onde de surface. En mettant en évidence les phénomènes se produisant dans les premiers instants de la décharge, notre étude répond donc aussi à des aspects plus fondamentaux en physique des plasmas, indépendamment du MEOP.

## **2.1 Raisons du choix de l'onde de surface**

Les meilleurs résultats pour le processus MEOP ont été obtenus dans des tubes scellés et dans des plasmas excités par les radiofréquences (2-10 MHz) [11], [17], [19]. Les méthodes actuellement utilisées pour l'imagerie pulmonaire emploient un gaz en mouvement afin de réaliser la polarisation en continu et de compresser le gaz polarisé pour en obtenir un volume utile. Aucun des articles ne se penche vraiment sur les paramètres de la décharge.

L'onde de surface permet une production efficace de plasma. Il est également facile de faire circuler du gaz en continu au travers de la décharge et le volume longitudinal de plasma peut être accru en augmentant la puissance incidente, contrairement au plasma radiofréquence dont le volume est limité par la dimension des électrodes. Le volume transverse peut également être modifié en changeant simplement les dimensions du tube et du lanceur d'onde.

Par ailleurs, ce type d'onde offre une grande flexibilité de conditions opératoires. Une large bande de fréquences peut être atteinte car l'onde ne présente pas de coupure. La pression ainsi que la puissance peuvent être modifiées sans qu'il soit nécessaire d'altérer les dimensions de la cellule ou des électrodes. Néanmoins, puisque les caractéristiques du plasma sont différentes de celles qui ont déjà été utilisées pour le MEOP, il est possible que les espèces utiles de la décharge soient en proportions différentes de celles des plasmas utilisés dans le cadre du MEOP.

Enfin, opérer la décharge de manière impulsionnelle ne présente pas de difficultés particulières du point de vue expérimental, ce qui serait un avantage considérable pour le processus MEOP, le but ultime étant la distribution d'hélium polarisé dans les centres d'IRM. Un dispositif simple permettrait d'envisager l'implémentation d'une station de polarisation au voisinage du lieu d'utilisation.

## **2.2 Production d'onde de surface**

L'onde de surface est une onde qui, bien qu'elle soit excitée de manière très locale, peut injecter de l'énergie dans une région étendue de plasma. Elle appartient à la famille des ondes guidées. Dans le cas qui nous intéresse, l'onde de surface est la source du plasma et ses

propriétés dépendent donc de celle du plasma et réciproquement [20]. Comme l'onde transporte de l'énergie dans le plasma, celui-ci est parfois appelé décharge.

Selon le générateur utilisé, il est possible de générer des ondes de surface dans une gamme de fréquences comprises entre 1 MHz et 10 GHz. Le développement d'excitateurs efficaces a permis une étude approfondie des caractéristiques des plasmas produits par des ondes de surface depuis les années 1970. Lorsque le plasma est produit en régime d'onde progressive (par opposition au régime d'ondes stationnaires), l'augmentation de la puissance incidente conduit à repousser la fin de la colonne de plasma à une distance plus éloignée de l'excitateur, ce qui revient à ajouter une portion de plasma entre cet excitateur et la colonne de plasma correspondant à une puissance plus faible. En d'autres termes, les propriétés du plasma demeurent les mêmes peu importe la puissance lorsqu'on regarde à une distance donnée de la fin de colonne de plasma. Cette propriété permet d'analyser spatialement la décharge en faisant varier la puissance plutôt qu'en déplaçant les instruments de mesure, ce qui simplifie grandement l'étude du plasma.

Il existe plusieurs livres et articles de revue qui exposent les modèles des ondes de surface et des plasmas qu'elles produisent [20]–[22]. Le but du présent travail est de faire ressortir les bases nécessaires à la compréhension des décharges produites par onde de surface.

### **Famille de lanceurs**

L'onde de surface est couplée au plasma au moyen d'un dispositif appelé lanceur d'onde ou encore excitateur. Celui-ci transmet la puissance venant d'un générateur au plasma généralement contenu dans un tube diélectrique dans lequel se trouve un gaz porteur. L'onde de surface se propage à partir du lanceur et génère le plasma au fur et à mesure de sa propagation le long du tube jusqu'à ce que toute la puissance ait été consommée. La colonne de plasma s'arrête alors. Il existe 4 lanceurs d'onde de surface, le surfatron [23], le Ro-Box, le surfaguide [24] et le surfatron-guide [25]. La figure 4 montre les différents types de lanceur d'onde sous forme schématique. Le choix du lanceur dépend essentiellement de la gamme de fréquences envisagée et du niveau de puissance désiré. Dans nos expériences, nous avons opté pour un surfaguide dont les dimensions autorisent une fréquence allant de 1 à 10 GHz. Il se compose d'un guide d'onde rectangulaire aminci en son centre et percé pour laisser passer le tube diélectrique. La dimension



radiale de ce dernier est limitée par les dimensions du surfaguide. Une description plus détaillée du lanceur sera présentée dans la section 3.

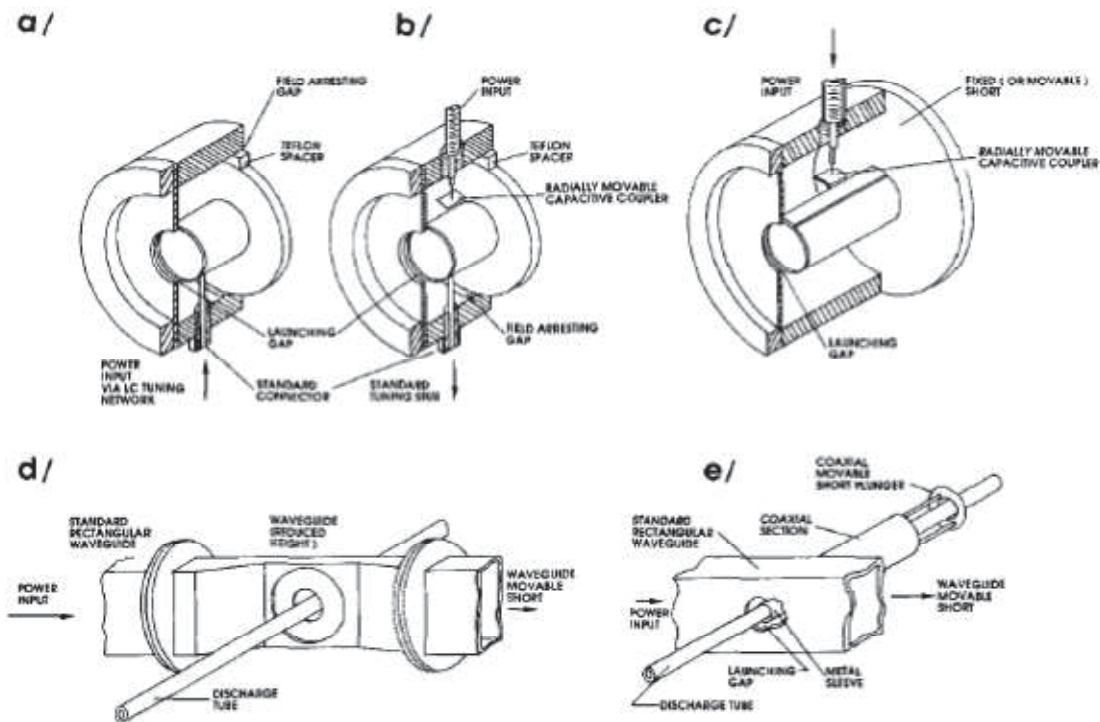


Figure 4 : Représentation schématique de a) et b) 2 modèles du Ro-box, c) surfatron, d) surfaguide et e) le surfatron-guide. Pour a), b) et c) la puissance du générateur est acheminée par l'intermédiaire d'un câble coaxial. Pour d) et e) la puissance est acheminée par un guide d'onde rectangulaire.[22]

### 2.3 Paramètres propres aux plasmas

Le plasma est un milieu macroscopiquement neutre, mais chargé au niveau microscopique. Les propriétés du plasma sont gouvernées par les réactions entre les différentes espèces, ions, électrons, neutres et états excités.

Les électrons sont principalement produits par l'ionisation des atomes d'hélium, soit directement à partir de leur état fondamental, soit à partir d'un état excité. Les mécanismes par lesquels ils disparaissent sont la diffusion vers les parois et la recombinaison électron-ion en volume. Les électrons libres peuvent interagir avec les neutres par collision, créant soit des états excités, soit une ionisation. La principale source de perte est la diffusion à pression suffisamment faible, tandis que la recombinaison domine à haute pression, les deux régimes coexistant à pression intermédiaire.

Dans l'intervalle de pression qui nous intéresse, le plasma d'onde de surface micro-onde est hors équilibre thermodynamique avec une température électronique beaucoup plus grande que la température des neutres. On rencontre fréquemment dans la littérature le terme *plasma froid* bien que ce terme soit mal choisi et de signification physique douteuse. La température est une mesure de l'énergie thermique d'une espèce. Elle suppose que les espèces suivent une distribution de Maxwell-Boltzmann dont l'étalement définit la température. L'absence d'équilibre thermodynamique vient de la non-réversibilité des réactions et des propriétés différentes de chaque espèce, ce qui se traduit par une température différente pour chacune des espèces, voire par l'impossibilité de définir une température au sens thermodynamique du terme.

Les électrons ont une température beaucoup plus grande, car leur masse plus petite permet d'absorber plus efficacement la fréquence micro-onde. Le fait que les particules lourdes aient une température plus basse est sans doute à l'origine du terme *plasma froid* puisque la température des atomes est celle qui est plus facilement assimilable à l'idée classique de la température du gaz. Cette dernière température est un marqueur utile de la dynamique lente du plasma; elle est également pertinente si l'on cherche à prévenir les dommages au tube contenant le plasma puisque l'échange thermique entre le plasma et son environnement passe surtout par les neutres à cause de leur masse élevée. L'augmentation de la pression tend à diminuer la différence entre la température du gaz et celle des électrons à cause de l'accroissement du nombre de collisions qui tend à thermaliser les espèces.

## 2.3.1 Fréquences caractéristique du plasma

### 2.3.1.1 Fréquence plasma électronique angulaire

Le plasma est un milieu complexe en matière d'interaction avec les ondes électromagnétiques. En effet, les électrons mobiles ont tendance à être attirés par les ions positifs qui sont très peu mobiles dès que la fréquence dépasse quelques MHz. Cette force de rappel peut se comparer à un ressort dont la fréquence caractéristique est la fréquence plasma électronique angulaire  $\omega_{pe}$ , définie par l'expression suivante :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (5)$$

où  $n_e$  est la densité électronique,  $e$  la charge élémentaire,  $m_e$  la masse de l'électron et  $\epsilon_0$  la constante diélectrique du vide. Cette fréquence dépend donc seulement de la densité électronique du plasma.

### 2.3.1.2 Fréquence angulaire au générateur

Le plasma d'onde de surface est entretenu par un champ électrique oscillant caractérisé par la fréquence  $f$  ou son équivalent angulaire  $\omega = 2\pi f$ . Les propriétés de propagation d'une onde de haute fréquence dans un plasma sont généralement présentées dans des diagrammes de dispersion montrant la relation entre la fréquence angulaire et le nombre d'onde. Dans le cas des ondes de surface  $\omega$  est généralement fixé par le générateur. Ainsi, pour représenter les caractéristiques de propagation de l'onde, on utilise un diagramme de phase dans lequel on fait le rapport entre la fréquence angulaire  $\omega$  choisie et la fréquence plasma électronique. L'identité  $\omega = \omega_{pe}$  définit la densité critique :

$$n_c = \frac{\omega^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} \quad (6)$$

C'est la densité au-dessus de laquelle une onde électromagnétique ne peut plus se propager dans le plasma si celui-ci est de dimension infinie. Cette restriction ne s'applique pas aux ondes de surface qui sont des ondes guidées.

### 2.3.1.3 Fréquence de collision

La présence de collisions entre les électrons et les autres espèces du plasma est une caractéristique essentielle à la compréhension de l'onde de surface. L'expression générale pour la fréquence de collision moyenne est simplement donnée par [26]:

$$\langle \nu \rangle = n \langle \sigma(\omega) \omega \rangle \quad (7)$$

où  $n$  est la densité des espèces neutres,  $\sigma$  la section efficace microscopique moyenne et  $w$  la vitesse de l'électron. La moyenne se calcule sur toute la distribution en énergie des électrons. On fait généralement l'hypothèse d'une distribution de Maxwell en énergie des électrons avec une température électronique associée. On trouve la section efficace microscopique dans la littérature pour la plupart des types d'interactions et une fréquence de

collision se calcule pour chacune. Nous utilisons ici la section efficace et la fréquence de collision élastiques pour le transfert de la quantité de mouvement puisqu'elle apparaît dans la description d'une onde dans un plasma.

## 2.3.2 Interaction ondes-plasma

### 2.3.2.1 Permittivité relative

La charge électrique des électrons et les ions font que le plasma ne se comporte pas tout à fait comme un conducteur parfait. La permittivité relative du plasma représente sa réponse à l'effet d'un champ électrique. Dans le cas d'une onde de fréquence angulaire  $\omega$  se propageant dans un plasma dissipatif de fréquence de collision  $\nu$ , la permittivité diélectrique du plasma peut être décrite par

$$\epsilon_p = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 \frac{1}{1 - \frac{i\nu}{\omega}} \quad (8)$$

Cette expression est seulement valide dans certaines conditions notamment : (i) le champ électrique est d'intensité suffisamment faible pour que le plasma se comporte de manière linéaire, (ii) la fréquence est suffisamment élevée pour que les ions demeurent immobiles, et (iii) le milieu est isotrope. La permittivité relative possède une composante réelle et une composante imaginaire. Si la vitesse de phase de l'onde est grande par rapports aux vitesses thermiques, la composante réelle gouverne la transmission de l'onde au travers du plasma. Quant à la composante imaginaire, elle détermine l'atténuation subie par l'onde en traversant le plasma. L'importance de la partie imaginaire dépend de la valeur du rapport  $\nu/\omega$ . Si la fréquence de collision tend vers zéro, il n'y a pas de perte d'énergie de l'onde vers le plasma. Dans les plasmas créés par des ondes de surface, comme la propagation de l'onde est liée à la création du plasma, ce rapport n'est jamais nul, l'énergie dissipée servant à entretenir le plasma. Cependant, un rapport trop grand limite l'extension spatiale du plasma puisque l'onde source ne peut pas se propager sur une grande distance. Le principal facteur qui accroît le nombre de collisions est la pression à cause de l'augmentation de la densité de neutres.

### 2.3.2.2 Énergie moyenne transférée vers les électrons

L'onde électromagnétique peut transférer de l'énergie aux électrons par l'intermédiaire des collisions élastiques électrons-neutre. Le mouvement oscillant induit par une onde ne peut seul transférer de l'énergie à un électron dans le vide puisque sa quantité de mouvement moyenne dans le temps reste nulle. Cependant, si l'électron subit une collision élastique avec une autre particule pendant une période d'une oscillation, la direction de son vecteur de quantité de mouvement change, ce qui interrompt le mouvement harmonique et permet à l'électron d'emmagasiner progressivement de l'énergie. Globalement, l'énergie qu'un électron peut absorber dans le plasma,  $\theta_a$  a pour expression :

$$\theta_a = \frac{e^2}{m_e} \frac{v}{v^2 + \omega^2} \frac{|E|^2}{\sqrt{2}} \quad (9)$$

Où  $|E|^2$  est l'amplitude au carré du champ électrique. L'énergie accumulée par chaque électron peut mener à des niveaux excités ou même à l'ionisation des atomes neutres dès que cette énergie dépasse le seuil de la transition après plusieurs collisions élastiques.

## 2.3.3 Dimensions caractéristiques

### 2.3.3.1 Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen est la distance parcourue par une particule entre deux collisions. C'est une quantité importante pour les électrons qui sont très mobiles. Le libre parcours moyen électronique  $l$  s'obtient en divisant la vitesse de l'électron par la fréquence de collision de l'équation 7. La formule pour l'obtenir est la suivante :

$$l = 1/n\langle\sigma(\omega)\rangle \quad (10)$$

où la moyenne est encore une fois prise sur la fonction de distribution des électrons. Pour des conditions typiques où les expériences présentées ici sont effectuées, la pression varie entre 5 et 42 Torr et la température du gaz entre 400 et 1000K.  $l$  se calcule à partir des sections efficaces microscopiques déjà compilées pour les collisions électrons-neutres dans l'hélium [26]. A 5 Torr, nous calculons un libre parcours moyen des électrons entre 0.2 et 2 mm, alors que pour 50 Torr, il est entre 0.02 et 0.2 mm. Ces valeurs sont corroborées par celles trouvées dans la littérature

[27]. Lorsque le libre parcours moyen est plus petit que les dimensions du plasma, le plasma est qualifié de collisionnel.

## 2.4 Onde de surface en régime continu

La description la plus simple de l'onde de surface s'obtient lorsque le plasma atteint un état stationnaire (indépendant du temps). Cet état est atteint rapidement si le générateur fournit une onde continue au lanceur. Dans cette condition, une colonne de plasma statique est formée. Dans cette colonne, la densité d'électrons libres diminue à partir du lanceur jusqu'à son extension spatiale maximale. La résolution des équations de Maxwell à l'intérieur du tube où existent le plasma et l'onde qui l'entretient impose des contraintes particulières à cette onde. Seuls certains modes de propagation sont permis, chacun correspondant à une configuration spécifique du champ de l'onde dans la direction azimutale identifiée par la valeur  $m$ . Le plus généralement excité est le mode de symétrie azimutale où  $m = 0$ . C'est également celui qui est présent dans toutes nos expériences. De plus, le champ électrique de l'onde est maximal à l'interface plasma-diélectrique, avec une décroissance de part et d'autre de l'interface dans l'air situé à l'extérieur et vers le centre du tube de plasma. Cette distribution du champ explique le nom d'onde de surface.

### 2.4.1 Atténuation et densité électronique

La puissance déposée par l'onde de surface à une position le long de la colonne dépend de l'atténuation  $\alpha$  de l'onde. Pour un gaz et une pression donnés ainsi qu'une fréquence et un rayon de tube spécifiques,  $\alpha$  dépend seulement de la densité électronique moyenne transverse du plasma [28], [29]. La solution des équations de Maxwell dans un système plasma-diélectrique-air montre qu'en dessous d'une densité  $n_d$ , l'onde de surface ne peut plus se propager et la colonne de plasma s'arrête. Lorsque la fréquence de collision effective pour le transfert de quantité de mouvement est beaucoup plus petite que la fréquence angulaire d'excitation, l'expression de cette densité est la suivante [22], [30] :

$$n_d = (1 + \epsilon_g)n_c \quad (11)$$

où  $\epsilon_g$  est la permittivité électrique du diélectrique et  $n_c$  la densité critique (i.e.  $\frac{\omega}{\omega_{pe}} = 1$ ).

L'atténuation progressive de l'onde au fur et à mesure de sa propagation fait que la densité électronique décroît à partir du lanceur jusqu'à la fin de la colonne. Comme l'atténuation fournit la puissance nécessaire au maintien de la densité électronique et que cette dernière gouverne l'atténuation, le système est auto-cohérent.

## 2.4.2 Bilan de puissance

Lorsque l'état stationnaire est atteint, le plasma s'étend du lanceur d'onde dans la direction  $z$  sur une distance généralement plus longue que  $\lambda$ <sup>3</sup>. La puissance de l'onde est absorbée par le plasma et assure l'ionisation. L'équilibre entre l'atténuation de l'onde par le plasma et la quantité d'énergie que chaque électron peut absorber gouverne la densité électronique. Puisque le libre parcours moyen électronique est beaucoup plus court que la dimension longitudinale du plasma, on suppose que l'énergie qui est prélevée à l'onde de surface dans une région entre  $z$  et  $z+dz$  est absorbée localement par le plasma dans cette région. L'énergie absorbée par chaque électron  $\theta_a$  est calculée avec l'équation 9 et dépend de la fréquence de collision  $\nu$  et de l'amplitude au carré du champ électrique de l'onde. La puissance totale par unité de longueur pouvant être absorbée dans cette région est notée  $L$ . La puissance totale prélevée à l'onde dans cette section notée  $P$  est gouvernée par l'atténuation de l'onde et dépend de la permittivité diélectrique du plasma  $\epsilon_p$  donnée par l'équation 8. L'égalité  $P = L$  détermine la densité électronique du plasma stationnaire. La non-linéarité des équations demande cependant une seconde condition qui est que l'équilibre soit stable, c'est-à-dire que la variation de  $P$  en fonction de la densité électronique soit plus petite que la variation équivalente de  $L$ .

## 2.5 Caractéristiques théoriques pour la formation de la décharge (plasma pulsé)

Appliquer de l'énergie électromagnétique de manière impulsionnelle offre un intérêt certain pour plusieurs raisons. En particulier, Il est possible de contrôler les processus physiques du plasma en changeant le cycle d'application de la puissance. Par exemple, en gardant la

---

<sup>3</sup> Ce n'est pas systématique, mais favorisé par la forme du lanceur.

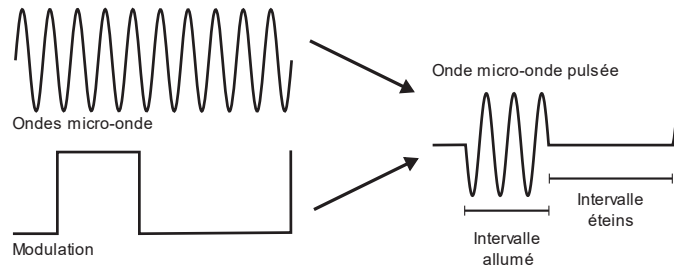


Figure 5 : Signal utilisé pour produire l'onde de surface pulsée

puissance moyenne constante on peut avoir une puissance instantanée beaucoup plus grande durant l'impulsion, ou diminuer le chauffage des neutres tout en maintenant une densité suffisante d'espèces à longue durée de vie dans les périodes où la puissance est coupée. Dans un cadre plus fondamental, fonctionner en régime impulsionnel constitue un excellent moyen d'étudier le développement de la décharge et son expansion. En effet, il est possible d'observer les phénomènes transitoires qui se produisent durant la montée en puissance ou durant la période d'extinction. Plusieurs recherches ont été menées afin de caractériser l'onde de surface impulsionnelle [31]–[37]. Les principales méthodes utilisées dans ces études sont les suivantes : mesure relative du champ électrique à l'aide d'une antenne et observation directe de l'intensité lumineuse à l'aide d'une fibre, ou plus récemment à l'aide de cameras ICCD (Intensified Charge Coupled Device). Il est à noter que la plupart des études ont été faites dans l'argon [32]–[35], [37], [38], [39] avec à notre connaissance une seule étude dans le xénon [31] et le néon [36]. Notre étude portant sur l'hélium vient donc compléter les observations précédentes avec un gaz de conductivité thermique élevée et rajoute des éléments dans un régime de pression et de puissances inédit.

L'onde de surface impulsionnelle est produite en imposant une modulation à la puissance fournie par le générateur, de manière à créer des cycles de faible intensité et des cycles de forte intensité. La figure 5 montre un exemple dans le cas de notre expérience. Nous appliquons un signal carré à la puissance pour produire alternativement des intervalles où l'intensité est non nulle (intervalles "allumés") et nulle (intervalles "éteints"). En pratique, le générateur ne peut pas produire un signal parfaitement carré, le laps de temps où l'intensité bascule de nulle à maximale correspondant à ce qu'on appelle "temps de montée". Si l'objet principal de l'étude est l'expansion de la décharge plutôt que sa formation, on peut maintenir la puissance à un niveau minimal de manière à garder une courte colonne de plasma en tout temps, seule la longueur du



plasma étant modulée (par exemple [13]). Certains chercheurs utilisent également une onde sinusoïdale créant des variations graduelles de la puissance appliquée (par exemple [36]).

Il est évident que plus le temps allumé de la décharge plasma augmente, plus le comportement de la décharge tend vers celui d'un plasma produit en régime continu. Lorsque les caractéristiques de la décharge cessent de varier rapidement, on dit que l'état stationnaire est atteint. Ce qui nous intéresse tout particulièrement, mais pas exclusivement, est la période qui précède cet état.

### 2.5.1 Effet de la fréquence de pulsation

L'onde de surface n'existe pas tant que la densité d'électrons n'a pas atteint la densité  $n_d$  (équation 11). Ainsi, avant même que le plasma d'onde de surface apparaisse, une décharge initiale doit être générée jusqu'à atteindre une densité suffisante d'électrons. Tout doit donc débiter par une avalanche électronique comme dans les décharges en courant continu avec un claquage que l'on peut induire par un apport d'électrons germes (par exemple une bobine tesla ou le rayonnement cosmique qui peut être parfois suffisant) [40]. Le plasma s'amorce alors jusqu'à ce que la puissance soit coupée, ce qui entraîne l'extinction progressive du plasma. Si la période d'extinction ne dure pas trop longtemps, il reste encore suffisamment d'électrons pour que le l'allumage se réamorce sans intervention extérieure lors de l'application du cycle suivant.

La plupart des études choisissent une fréquence de pulsation fixe sans pour autant que leur choix soit justifié. Il y a quelques raisons probables à cela. Premièrement, il est toujours possible de choisir un rapport cyclique (rapport entre la durée sur laquelle la puissance est appliquée et la durée totale du cycle) qui permette de rallumer la décharge à chaque cycle. Deuxièmement, un des avantages majeurs des décharges impulsionnelles est que le chauffage du gaz est plus faible bien que la puissance soit élevée à chaque impulsion. Cet avantage disparaît si le taux de répétition devient trop élevé. Malgré tout, certaines études vont dans ce sens [33], [36]. Carbone et Nijdam [33] dans une étude très récente identifient différents mécanismes d'allumage de la décharge qui dépendent surtout du temps d'extinction de chaque cycle.

## 2.5.2 Délai temporel de formation

Le plasma débute par un processus d'avalanche électronique. Le temps entre le début de l'avalanche et l'apparition du plasma s'appelle le délai temporel de formation (*formative time lag*)[41]. Il existe également un délai temporel statistique (*statistical time lag*) dû au fait que, même lorsque le champ électrique est suffisamment intense pour produire l'avalanche, la collision initiale est un processus stochastique. Dans l'argon, on a observé que les premiers instants de la décharge étaient caractérisés par un court délai temporel statistique avec un délai temporel de formation d'au moins un ordre de grandeur plus grand [33]. Le délai statistique est probablement sensible au temps de montée du générateur, puisque la probabilité du début de l'avalanche augmente quand l'intensité du champ électrique croît [41].

## 2.5.3 Front d'ionisation

Lorsque la densité d'électrons dans la décharge atteint  $n_d$ , l'onde de surface peut commencer à se propager dans le plasma. Au début, la décharge demeure localisée près du lanceur d'onde et l'onde de surface ne peut pas se propager au-delà. L'onde de surface crée son propre milieu de propagation en déposant de la puissance localement de sorte que la densité d'électrons va augmenter dans la région que l'onde a atteinte. L'extrémité de cette région est appelée front d'ionisation et va se déplacer jusqu'à la position maximale correspondant à son état stationnaire. La vitesse de ce front dépend principalement de la fréquence d'ionisation (reliée à la nature du gaz, à sa pression et à l'énergie moyenne des électrons) et de la puissance incidente, mais elle reste de plusieurs ordres de grandeur plus faible que la vitesse de groupe de l'onde (de l'ordre de  $10^8$  m/s lorsque la densité électronique est élevée).

La Figure 6 compare des vitesses de front d'ionisation dans l'hélium et dans l'argon. Il est évident que la pression exerce une forte influence sur la vitesse. En passant de 0,1 Torr à 10 Torr, la vitesse du front d'ionisation diminue par un ordre de grandeur. La puissance fournie par le générateur semble elle aussi jouer un rôle, mais moindre. Des modèles crédibles permettant d'expliquer le comportement de cette vitesse sont encore en développement.

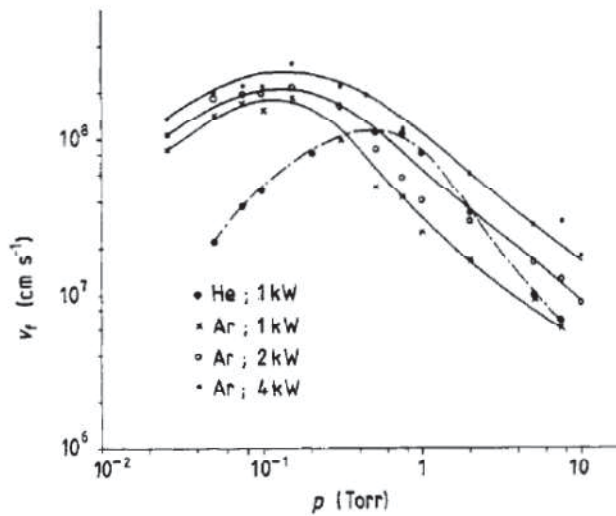


Figure 6 : Vitesse de propagation du front d'ionisation pour des décharges pulsé à 1 kHz dans l'argon et dans l'hélium. Le plasma est généré par un Surfatron à 510 MHz et la puissance indiquée est la puissance maximale lorsque le générateur est dans l'intervalle allumé.

### 2.5.3.1 Force pondéromotrice

Bloyet et al. [32] ont proposé un modèle pour expliquer la vitesse du front d'ionisation. Selon eux, la force pondéromotrice serait à l'origine du déplacement du front. La force pondéromotrice est une force s'exerçant sur une particule chargée causée par l'inhomogénéité de l'amplitude d'un champ électrique oscillant. L'équation décrivant cette force est la suivante[42].

$$F = -\frac{e^2}{4m\omega^2} \nabla E^2 \quad (12)$$

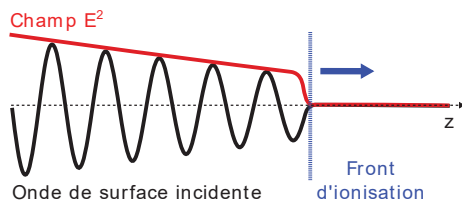


Figure 7 : Schéma des causes de la force pondéromotrice

où  $\omega$  est la fréquence angulaire du champ,  $m$  la masse de la particule et  $E$  le champ électrique. Ainsi, selon la Figure 7, puisque l'onde de surface ne se propage pas au-delà du front d'ionisation, il doit exister un fort gradient connectant le champ en avant et en arrière du front. Lorsque que le front s'éloigne du lanceur d'onde, le gradient diminue puisque la puissance de l'onde est progressivement absorbée par le plasma. Quand le plasma atteint sa position maximale (état stationnaire), la force devient négligeable puisque l'onde de surface a été totalement absorbée. Cette théorie s'est avérée

prédire assez bien la vitesse du front d'ionisation tant que le plasma reste collisionnel, donc que le libre parcours moyen reste plus petit que le rayon du tube [37]. Pour obtenir la vitesse, on considère que les électrons sont accélérés durant l'intervalle  $\tau = \frac{1}{\nu}$  où  $\nu$  est la fréquence de collisions donnée par l'équation 7. La densité de neutres est donnée par la température du gaz et la pression. En considérant que dans notre cas  $\omega$  est constant, on obtient comme vitesse:

$$V_f = A(\omega) \frac{1}{n\sigma} \nabla(E^2) \propto \frac{T}{p\sigma} \nabla(E^2) \quad (13)$$

La section efficace microscopique de collisions électron-neutre dépend évidemment de la température des électrons, mais s'obtient par l'ajustement sur les données expérimentales ou théoriques disponibles dans la littérature.

### 2.5.3.2 Diffusion suivie d'une onde de claquage

Dans leur revue de la littérature, Shivarova et Schlüter [43] mentionnent la force pondéromotrice, mais préfèrent une théorie différente sans pour autant expliquer pourquoi. Selon leur théorie, l'impulsion électromagnétique produit une densité d'électrons près du générateur, laquelle est ensuite transportée par diffusion dans la direction longitudinale (parallèle à la direction de propagation de l'onde de surface). D'après Shivarova et Schlüter la forte augmentation de l'énergie de l'onde en fonction du temps à la position  $z$  et l'apparition d'un pic d'intensité du champ électrique induisent un claquage (*breakdown wave*), c'est-à-dire une forte ionisation et conséquemment la production de particules chargées. Lorsque la densité atteindrait sa valeur stationnaire, le champ électrique de l'onde diminuerait de manière à établir l'équilibre entre les gains par ionisation et pertes par diffusion. L'expression de la vitesse de ce front d'ionisation est la suivante [44]:

$$V_f = \frac{v_i^2}{\frac{dv_i}{dz} \ln\left(\frac{n_{em}}{n_{e0}}\right)} \quad (14)$$

où  $v_i$  est la fréquence d'ionisation et  $n_{em}$  et  $n_{e0}$  respectivement la densité électronique finale et initiale. Évidemment la fréquence d'ionisation peut varier en fonction du temps. On observe que l'onde de claquage est plus facile à observer expérimentalement à basse pression lorsque la puissance du générateur est très importante et que la diffusion est plus importante.

## 2.5.4 Structure spatiale du plasma

La dynamique spatiale des plasmas d'onde de surface a déjà été observée et analysée[41], [45], [46]. L'onde est affectée à la fois par les changements de géométrie et par la modification du milieu. L'étude de ces phénomènes est ardue, puisque chaque gaz peut conduire à une dynamique différente. En effet, la conductivité thermique, le seuil d'ionisation, la présence de molécules et d'autres facteurs modifient les mécanismes de gain et de perte d'électrons et la capacité du gaz à absorber de l'énergie électromagnétique, ce qui influe sur la capacité du plasma à servir de support de propagation à l'onde.

Deux modifications spatiales majeures facilement observables sont la filamentation ou la contraction de la décharge qui apparaissent dans certains gaz lorsque la pression augmente [36]. La filamentation est principalement due à un chauffage non uniforme du gaz mais devrait être minimisée dans l'hélium dont la conductivité thermique est élevée. Une autre modification spatiale est due à la transition entre la fin de colonne de plasma et le milieu extérieur à la colonne qui induit une réflexion de l'onde de surface et génère un patron d'onde stationnaire tel qu'observé et modélisé pour l'onde de surface en régime continu [47].

En fait, il existe beaucoup de structures spatiales possibles. Récemment, Atanassov et Mateev [48] ont cherché à faire l'inventaire de tous les phénomènes observés en utilisant une décharge en régime continu dans le xénon. En plus du patron d'onde stationnaire, ils ont mesuré des anneaux de plasma et des filaments pouvant conduire à des boules de plasmas (*plasma balls*). Quelques explications sommaires ont été élaborées, mais la modélisation tarde toujours à bien expliquer ces structures.

Dans les décharges impulsionnelles, certaines structures spatiales ont aussi été observées. Des instabilités de modulation causées par la forme de l'impulsion ont été mesurées et expliquées [38]. Des boules de plasma dans des décharges ultra-rapides [45] sont également observées, mais sans explication claire. La Figure 8 et la Figure 9 présentent des exemples trouvés dans la littérature où des chercheurs ont constaté la réflexion de l'onde de surface et mis en évidence un patron d'onde stationnaire. Il est à noter que l'article [31] dans lequel est présentée la Figure 9 est le seul pour lequel ce phénomène a été rapporté pour l'émission lumineuse du plasma.

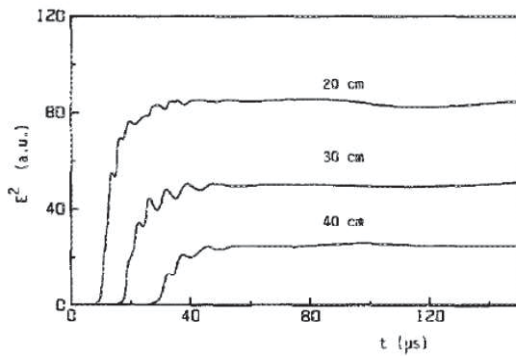


Figure 8 : Mesure du champ électrique dans une onde de surface à une pression de 0,8 Torr. L'auteur attribue les oscillations à la réflexion de l'onde de surface sur le front d'ionisation.[34]

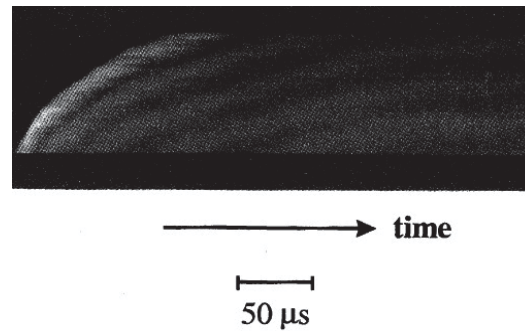


Figure 9 : Décharge dans l'argon à 100 Torr, la partie visible mesure 17 cm. Les zones sombres et claires sont caractéristiques d'un patron d'onde stationnaire.[31]

## 2.6 Conclusion

Une onde de surface permet de produire aisément un volume de plasma avec des caractéristiques pouvant être contrôlées. L'effet des conditions opératoires sur la décharge en régime continu est assez bien connu, mais pour la décharge en régime impulsionnel, plusieurs inconnues subsistent.

L'onde de surface s'établit en suivant un front d'ionisation dont le mécanisme de propagation exact reste à déterminer. Les deux théories prévalentes s'appuient d'une part sur la force pondéromotrice et d'autre part sur la diffusion suivie d'une onde de claquage. Cependant les conditions dans lesquelles ces modèles sont valides sont floues. Nous avons basé une grande partie de notre étude sur l'imagerie résolue temporellement afin d'observer l'intégralité de la décharge dans l'hélium entre 5 et 50 Torr. Cette méthode d'analyse permet d'obtenir de l'information détaillée sur la vitesse du front d'ionisation et sur la configuration spatiale lors de l'établissement de la décharge.

## Section 3

---

### 3 Description des parties techniques

Nous avons consacré une partie importante de notre travail à vérifier la reproductibilité des expériences afin de garantir leur fiabilité. Cette section présente de manière détaillée les appareils et le montage ayant servi à effectuer les mesures présentées dans la section 4.

Les instruments et les méthodes spécifiques de mesures sont présentés individuellement, et un schéma général est fourni en conclusion afin de bien montrer comment ces instruments sont en relation les uns avec les autres.

#### 3.1 Surfaguide

Le surfaguide est le plus simple des lanceurs ayant été développés pour exciter des ondes de surface [22]. Tel qu'illustré dans la figure 10, il est constitué d'une section de guide d'onde

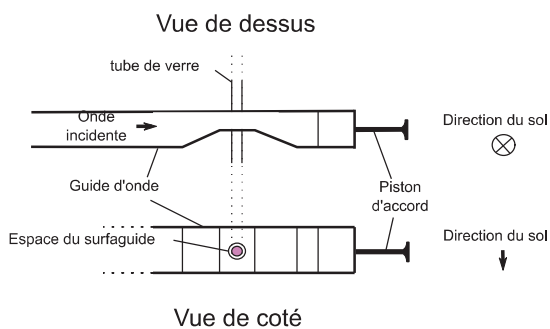


Figure 10 : Partie principale du Surfaguide

aminci dans la dimension la plus petite. L'accord d'impédance est réalisé au moyen d'un court-circuit mobile (piston) situé du côté opposé à l'arrivée de la puissance. Une ouverture circulaire au travers de la section amincie permet à un tube de quartz de traverser le guide. L'ouverture est suffisamment grande pour laisser le tube coulisser. Néanmoins, son diamètre ne devrait pas mesurer plus du quart de la hauteur du guide. Le rapport entre le diamètre de l'ouverture dans le guide d'onde et le diamètre externe du tube qui le traverse devrait se situer entre 1,2 et 2 [24]. Le champ électrique à l'intérieur du guide d'onde pénètre à l'intérieur du tube de décharge au travers de l'interstice formé par les deux parois opposées du guide dans sa région amincie tel que le montre la figure 11 qui est une coupe vue de dessus du surfaguide.

aminci dans la dimension la plus petite. L'accord d'impédance est réalisé au moyen d'un court-circuit mobile (piston) situé du côté opposé à l'arrivée de la puissance. Une ouverture circulaire au travers de la section amincie permet à un tube de quartz de traverser le guide. L'ouverture est suffisamment grande pour laisser le tube coulisser. Néanmoins, son



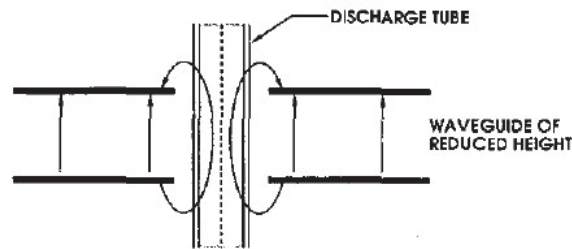


Figure 11 : Ligne de champs électriques dans le surfaguide et le tube de décharge. Les lignes noires épaisses représentent les parois du guide d'onde dans sa région la plus mince.

La modélisation des éléments d'un lanceur d'onde de surface et du surfaguide en particulier est disponible dans la littérature [9], [26]. Pour les besoins de notre expérience, il est important de savoir que, puisqu'un seul élément peut être utilisé pour l'accord d'impédance (le piston), on peut seulement minimiser la puissance réfléchiée dans la ligne à transmission, mais pas l'éliminer complètement. Toutefois, avec un surfaguide bien conçu, cette puissance peut être très faible.

### 3.2 Mesure de la température des atomes neutres

Tel qu'expliqué dans la section 2.3, les températures des différentes espèces font partie des principales caractéristiques du plasma d'onde de surface. Dans notre étude, nous avons utilisé une méthode de spectroscopie pour déterminer la température des atomes neutres. Le but de ces mesures est de fournir des informations sur les atomes et molécules du plasma puisque l'imagerie est associée aux états excités du plasma dont l'existence est principalement due aux collisions électroniques. En supposant que les états excités neutres ont la même température que l'état fondamental, on pourrait envisager de mesurer la largeur de raies d'émission avec un spectromètre à très haute résolution ou par fluorescence induite par laser. Compte tenu de l'instrumentation disponible, pour estimer la température des atomes neutres du plasma nous avons plutôt employé une méthode indirecte qui consiste à mesurer la structure rotationnelle de bandes spectrales de molécules contenues dans le plasma. Si elle est en équilibre avec la température du gaz  $T_g$ , la structure rotationnelle suit une distribution de Maxwell-Boltzmann dont l'inverse de la pente est proportionnel à  $T_g$ . Ce diagnostic a l'avantage de pouvoir être utilisé à l'extérieur du tube plasma et de fournir si nécessaire une bonne résolution spatiale.

Plusieurs signatures spectrales peuvent servir de sondes. Dans notre cas, nous avons choisi des bandes émises par des impuretés OH présentes dans le plasma. Elles proviennent principalement de la présence de traces d'eau.

Des logiciels spécialisés peuvent simuler le spectre des bandes d'émission des molécules. En comparant les résultats expérimentaux au modèle synthétique, on peut déterminer la température qui rend le mieux compte des mesures. Dans une étude précédente [18], notre groupe a utilisé 4 bandes moléculaires d'émission, OH(A-X), NH(A-X), N<sub>2</sub>(C-B), N<sub>2</sub><sup>+</sup>(C-X) choisies parce qu'elles ne se superposaient pas au spectre d'émission d'autres espèces du plasma et parce qu'elles se situaient dans une région spectrale où le spectromètre répondait de manière uniforme. La figure 12 montre les résultats obtenus en utilisant la méthode de Cardoso et al. [50] pour générer le spectre synthétique. Certaines bandes correspondent à des températures différentes, ce qui indique qu'elles ne sont pas toutes en équilibre avec le gaz.

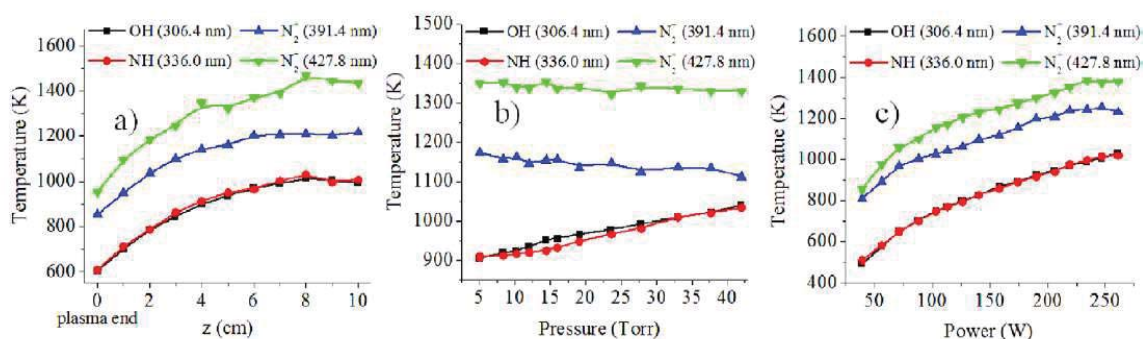


Figure 12 : Mesure de la température pour quatre bandes rotationnelles moléculaires centrées sur les longueurs d'onde affichées en légende dans un plasma d'onde de surface continu. Pour les figures où elles ne varient pas la pression est de 5 Torr, la puissance absorbée de 200W et la distance du lanceur de 3cm. Les températures ont été obtenues en faisant une correspondance entre le spectre observé et un spectre théorique à partir des valeurs de la littérature.[18] La méthode utilisée est celle présentée par Cardoso et al[50]

La température plus élevée observée pour les molécules de N<sub>2</sub> est un résultat déjà connu. Certains auteurs ont proposé que, puisque l'état fondamental de l'azote moléculaire prend plus de temps à se thermaliser avec les autres espèces neutres que NH et OH, cela conduirait à une différence de température[51], [52]. D'autres auteurs ont mesuré la température du gaz d'hélium avec plusieurs méthodes et ont trouvé que les températures rotationnelles des molécules OH et NH donnent une bonne estimation de la température du gaz [53]. Ces mesures ont été faites dans des conditions semblables aux nôtres, mais à plus basse pression. Comme la thermalisation s'effectue plus efficacement en augmentant la pression, nous supposons donc que OH et NH

sont de bons marqueurs de la température du gaz. Dans ce mémoire, seules des mesures de OH sont présentées. La méthode de Cardoso et al. a été utilisée pour obtenir la température, mais nous avons également comparé les résultats aux températures déduites du logiciel commercial Specair. Nous avons trouvé des températures voisines.

### **3.3 Source de micro-ondes impulsionnelle**

Le générateur Gerling GL114 est utilisé comme source micro-onde de fréquence égale à 2.45 GHz. Il fournit une puissance continue maximale de 1500 W. La puissance de sortie du générateur peut être contrôlée par un signal de synchronisation externe. Dans notre cas, ce signal permet de générer des impulsions carrées. Les caractéristiques de l'appareil font que la durée minimale d'une impulsion de puissance est limitée à 1 ms. Il s'agit du même générateur que celui utilisé dans une étude précédente [18]. Le temps de montée de l'impulsion est de l'ordre de 200  $\mu$ s, indépendamment de sa longueur.

La figure 13 présente les différents éléments permettant de produire le plasma. Ce dernier est créé dans un tube de silice fondue (quartz) dont le diamètre interne est de 8 mm ou de 4 mm avec une paroi de 1 mm. La sortie du générateur de micro-ondes est connectée à un guide d'onde rectangulaire de format WR 340 (86.36 x 43.18 mm). Celui-ci est relié à un surfaguide usiné à partir d'un guide d'onde de format WR 430 (109,22 x 54,61 mm), ce qui requiert un adaptateur pour assembler les deux guides. Un circulateur raccordé à une charge adaptée est inséré sur la ligne à transmission à la sortie du générateur. Son rôle est de diriger les retours éventuels de puissance vers la charge adaptée afin de protéger le générateur. Le circulateur est refroidi à l'aide de tubulures dans lesquelles circule de l'eau afin d'en maintenir la température constante. Le tube de quartz passe transversalement dans le surfaguide avec une configuration géométrique dans laquelle le tube et l'arrivée de puissance sont disposés à l'horizontale.. Comme le montre la figure 14, le diamètre d'ouverture du surfaguide est déterminé par 2 pastilles de métal disposées sur chaque face du guide d'onde. Bien qu'en principe on puisse limiter l'expansion du plasma à une seule direction en choisissant une pastille plus épaisse que l'autre, dans notre cas, le plasma s'étend de part et d'autre du surfaguide même avec une pastille allant jusqu'à 1 cm.

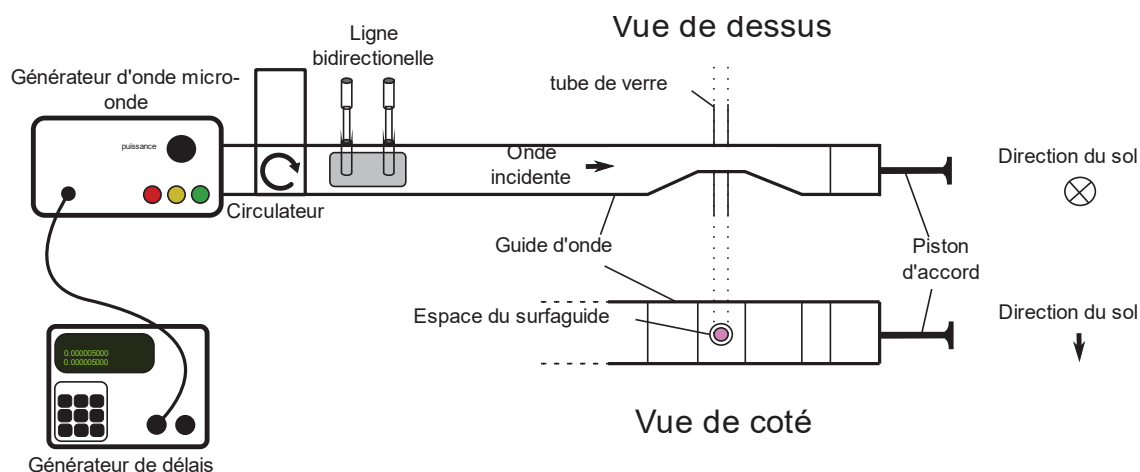


Figure 13 : Disposition des générateurs et du guide d'onde afin de créer le plasma. Sans le générateur de délais, le générateur de micro-onde peut créer un plasma continu.

Afin de maximiser la puissance transférée au plasma, on utilise un piston d'accord pour faire varier l'impédance de la ligne à transmission. Le piston agit comme un court-circuit dont la position optimale est déterminée expérimentalement en observant la puissance réfléchie. Le chauffage du tube de quartz en présence du plasma est limité en soufflant de l'air comprimé au niveau de l'interstice de lancement de l'onde.

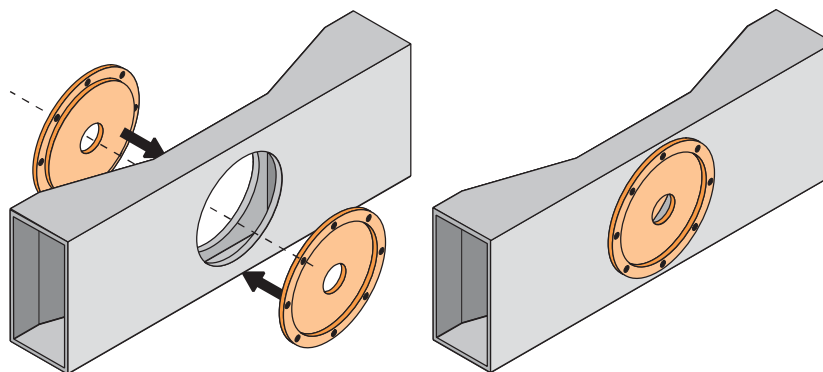


Figure 14 : Montage du Surfaguide avec des pastilles afin de pouvoir modifier le diamètre de l'ouverture

La source externe gouvernant la puissance de sortie du générateur est un générateur de délais (GD) 9518+ de *Quantum pulse generation*. Il permet de générer des impulsions de forme carrée. Il a une résolution temporelle de 1 ns avec des instabilités temporelles (« jitter ») inférieures à 400 ps. Le GD peut produire simultanément jusqu'à 8 signaux différents ce qui permet de synchroniser d'autres appareils sur l'impulsion micro-onde. Le signal de modulation utilisé consiste en des impulsions carrées de 5 V acheminées au générateur par l'intermédiaire

d'un câble coaxial. Le retard temporel engendré par le fil coaxial n'a pas été mesuré, cependant comme le fil est court (moins de 1 m), le retard est négligeable (environ 5 ns) en comparaison de la précision de l'ordre de la microseconde nécessaire pour l'expérience.

La longueur de l'impulsion correspond au temps où le GD génère un signal pourvu que ce temps soit plus long que la durée minimale (1 ms) imposée par le générateur. Nos tests avant les mesures nous ont montré que les phénomènes d'intérêt se déroulent sur une échelle de temps inférieure à la durée minimale de l'impulsion. Par conséquent, la durée de l'impulsion est maintenue à sa valeur minimale et la période du signal est utilisée pour imposer le rapport cyclique (*Duty cycle*).

### **3.4 Alimentation en gaz et pression**

Les différents éléments de l'alimentation en gaz sont présentés sur la figure 15. Un débitmètre de 20 sccm (standard cubic centimeter per minute) permet d'alimenter le tube à décharge à partir d'une bouteille d'hélium de pureté égale à 99,999 %, ces impuretés consistant en de l'azote, de l'oxygène et de l'eau principalement. L'hélium entre perpendiculairement au tube de quartz afin de libérer un accès optique longitudinal au plasma pour des mesures éventuelles. Le gaz est pompé de manière continue et la pression dans l'enceinte est contrôlée au moyen d'une valve alors que le débit demeure constant. La pression est mesurée à l'entrée et à la sortie du tube avec une jauge « MKS instruments 0-100 Torr ». Les mesures de pression sont faites avec le plasma éteint et les deux valeurs de pressions sont généralement identiques. Une jonction située après le débitmètre d'hélium nous permet si nécessaire d'injecter de l'azote dans l'hélium.

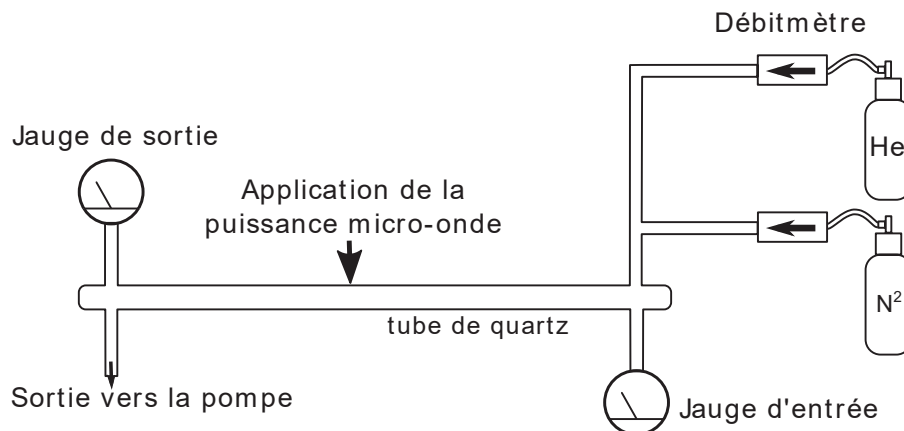


Figure 15 : Disposition des éléments de contrôle de la pression et du débit de gaz dans le tube où le plasma est créé. Dans le cas où l'azote n'est pas nécessaire, les tubes sont déconnectés afin de minimiser l'entrée d'impuretés dans le plasma.

### 3.5 Mesure de la puissance absorbée par le plasma

La puissance incidente et la puissance réfléchie dans la ligne sont mesurées de manière précise au moyen d'une ligne bidirectionnelle disposée en série sur la ligne à transmission et munie d'atténuateurs calibrés. La mesure est réalisée par un bolomètre constitué d'une thermistance calibrée, le « Thermistor mount 478A » et d'un contrôleur « 438A power meter ». La puissance mesurable par la thermistance est limitée à 10 mW, ce qui nécessite de réduire le signal échantillonné au moyen d'atténuateurs. En connaissant l'atténuation subie par les puissances incidente et réfléchie, la valeur mesurée sur le bolomètre peut être reliée à la puissance dans le guide d'onde par la formule suivante :

$$P = 10^{\frac{A}{10}} \cdot P_m \quad (15)$$

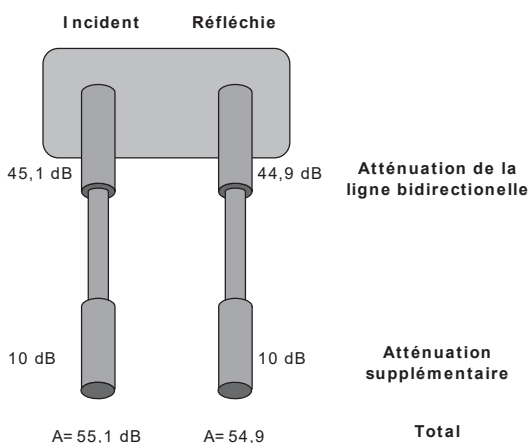


Figure 16 : Calcul de l'atténuation sur la ligne bidirectionnelle afin de mesurer la puissance incidente et réfléchie dans le guide d'onde.

où  $P$  est la puissance dans le guide d'onde,  $A$  l'atténuation totale dans la ligne de mesure et  $P_m$  la puissance mesurée au bolomètre. La figure 16 montre l'atténuation globale du système pour la puissance incidente et réfléchie. L'atténuation due aux fils et aux appareils de mesures est négligée.

Nous avons tenté de mesurer directement les variations de puissance en connectant un oscilloscope à la sortie analogique du bolomètre. Cependant, le temps de réponse de la thermistance étant assez long et au-dessus de 100 Hz, on ne peut mesurer que la moyenne de la puissance instantanée sur un cycle. En pratique, l'afficheur analogique oscille un peu à une fréquence de 50 Hz, ce qui augmente l'incertitude sur la puissance.

### 3.6 Synchronisation des appareils

Toutes les mesures réalisées en mode impulsionnel nécessitent la synchronisation des systèmes de mesure avec le déclenchement du générateur d'onde afin d'obtenir une résolution temporelle. A cette fin, un des canaux du générateur de délai envoie une impulsion périodique composée d'un intervalle allumé et d'un autre éteint avec un rapport prédéterminé afin de déclencher le générateur. Un second canal génère une impulsion semblable, mais décalée dans le temps afin d'effectuer des observations à différents instants. La Figure 17 montre schématiquement ces étapes.

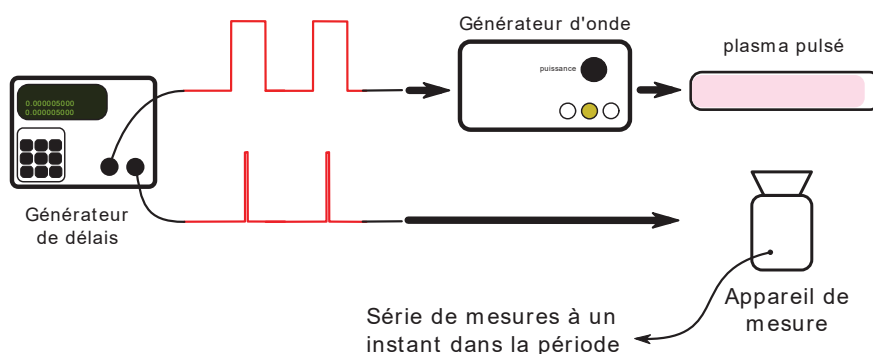


Figure 17 : Synchronisation d'un appareil de mesure avec les impulsions du plasma

L'avantage de cette méthode est qu'il n'est pas nécessaire de disposer d'une caméra ultra rapide pour imager l'émission du plasma en fonction du temps. La résolution temporelle théorique est limitée par la qualité du signal de synchronisation et par le temps d'exposition requis pour obtenir une image. Par contre, le désavantage est que chaque instant d'observation correspond à une impulsion différente. Ainsi, les mesures à  $10 \mu s$ ,  $20 \mu s$ , etc. sont obtenues à partir de plasmas produits par des impulsions différentes. La représentation de l'évolution du plasma est donc limitée par la reproductibilité des décharges impulsionnelles dont le délai de formation peut varier selon l'impulsion tel qu'indiqué dans la section 2.5.2.

La caméra ICCD utilisée (« Andor DH520 ») est reliée à un ordinateur qui stocke les mesures. Une boîte d'entrée/sortie « Andor technology's 160 I/O box » permet de faire le lien entre l'ordinateur, la caméra et le générateur de délais comme le montre la figure 18.

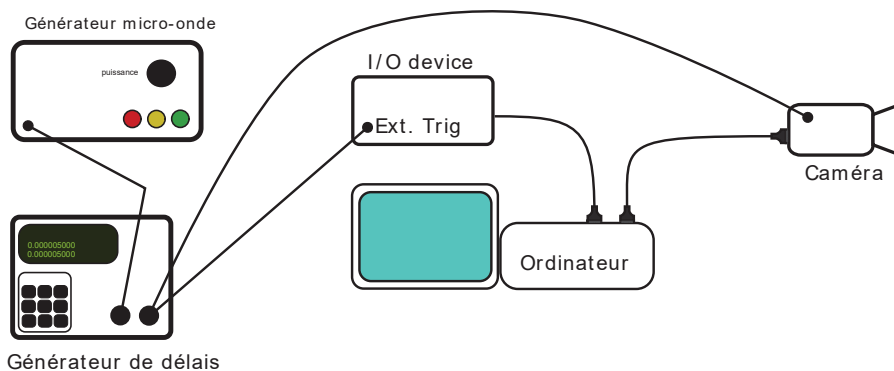


Figure 18 : Utilisation d'une boîte d'entrée/sortie afin de permettre à l'ordinateur de récupérer les données de la camera.

### 3.7 Imagerie

La caméra a été utilisée en mode imagerie afin d'obtenir des informations sur le développement spatial du plasma. Le temps d'exposition du détecteur de la caméra dépend des conditions expérimentales. Il doit être suffisant pour distinguer clairement le plasma, mais assez court pour offrir une bonne résolution temporelle. La distance entre l'objectif de la caméra et le tube contenant le plasma définit la résolution spatiale de l'image obtenue. Pour chaque série de mesures, une première image avec une règle graduée disposée à côté du tube permet d'établir la relation entre les pixels composant l'image et les positions. Rapprocher l'objectif permet d'améliorer la résolution, ce qui est utile dans les premiers instants de la décharge où la vitesse de propagation est très grande. Cependant si la décharge s'étend au-delà de la région discernable par l'objectif, il devient impossible de suivre la décharge, ce qui limite la fenêtre temporelle d'observation.

Chaque pixel de l'image se compose d'un signal proportionnel à l'intensité lumineuse du plasma illuminant ce pixel. En absence de filtre, cette valeur est intégrée sur toutes les longueurs d'onde émises. Afin de mesurer la longueur de la colonne de plasma, nous avons utilisé une méthode de seuil. Premièrement, on s'assure qu'une des dimensions de l'image soit parallèle à l'axe du tube à décharge qui correspond aussi à la direction d'expansion du plasma. On



détermine ensuite le seuil en prenant la moyenne plus sept fois l'écart type de l'intensité dans une région à l'extérieur du tube où il n'y a pas de plasma. Le seuil est recalculé à chaque image pour s'affranchir des fluctuations expérimentales.

Finalement, sur une ligne de pixel qui traverse le plasma, le premier et le dernier point dont l'intensité dépasse le seuil déterminent la position du début et de la fin de la colonne. La méthode est illustrée schématiquement sur la figure 19. Les variations d'intensité inhérentes à la plupart des plasmas font qu'il est plus difficile d'identifier la fin de colonne que le début.

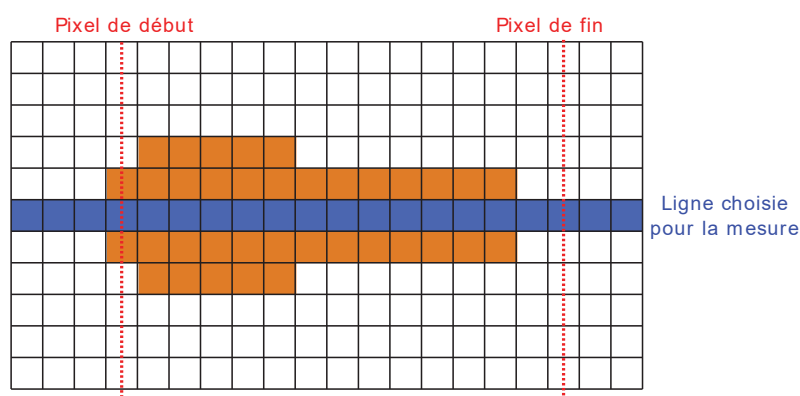


Figure 19 : Méthode de mesure de la longueur de la colonne de plasma. Les pixels de début et de fin sont ceux qui dépassent le seuil de 7 fois l'écart type des valeurs là où il n'y a pas de plasma. Les pixels sombres autour de la ligne représentent l'étendue du plasma qu'il est possible de déterminer approximativement en regardant l'image.

La méthode permet l'analyse rapide d'un grand nombre d'images et d'ainsi mesurer la longueur de plasma en fonction du temps. Elle n'est cependant pas parfaitement reproductible si la caméra est déplacée. En effet, une inclinaison de l'axe du plasma sur l'image ou un changement de rapport entre l'intensité d'arrière-plan et l'intensité du plasma peut engendrer des différences sur la valeur absolue de la longueur.

### 3.8 Spectroscopie

Nous avons également utilisé la caméra pour obtenir un spectre d'émission optique. Nous avons démonté l'objectif utilisé pour l'imagerie dans le visible et connecté la caméra à un monochromateur Triax550 calibré. Nous avons choisi un réseau de 3600 nm avec une réponse dans le proche UV (200-450 nm). Le capteur optique de la caméra contient 1024 par 526 pixels

où la plus grande dimension est utilisée pour imager le spectre suivant la longueur d'onde. Nous avons aussi utilisé une fibre optique afin de pouvoir obtenir une résolution spatiale du plasma.

Un soin particulier a été porté à l'alignement de la sortie de la fibre avec le système optique interne du spectromètre. Si la fibre n'est pas bien alignée, les raies d'émission du plasma atteignent le détecteur de la caméra avec un angle, ce qui contribue à leur élargissement spectral. Avant d'utiliser le spectromètre, nous avons donc procédé à une optimisation en examinant le spectre connu d'une lampe et en cherchant à minimiser l'élargissement des raies.

La fibre a été positionnée perpendiculairement à l'axe du tube à décharge de manière à obtenir un spectre associé à une position spatiale spécifique. La synchronisation temporelle du signal s'effectue de la même manière que pour l'imagerie, mais le temps d'acquisition est plus long car le signal des raies est plus faible que le signal intégré en longueur d'onde. Afin d'obtenir une résolution spatiale et temporelle, nous avons pris une série de mesures résolues dans le temps avant de déplacer la fibre.

### **3.9 Conclusion**

Pour fin de référence, un schéma de l'ensemble du montage est fourni dans cette section avec une liste des appareils utilisés. Pour une explication détaillée du fonctionnement de chaque partie, se référer aux sections appropriées.

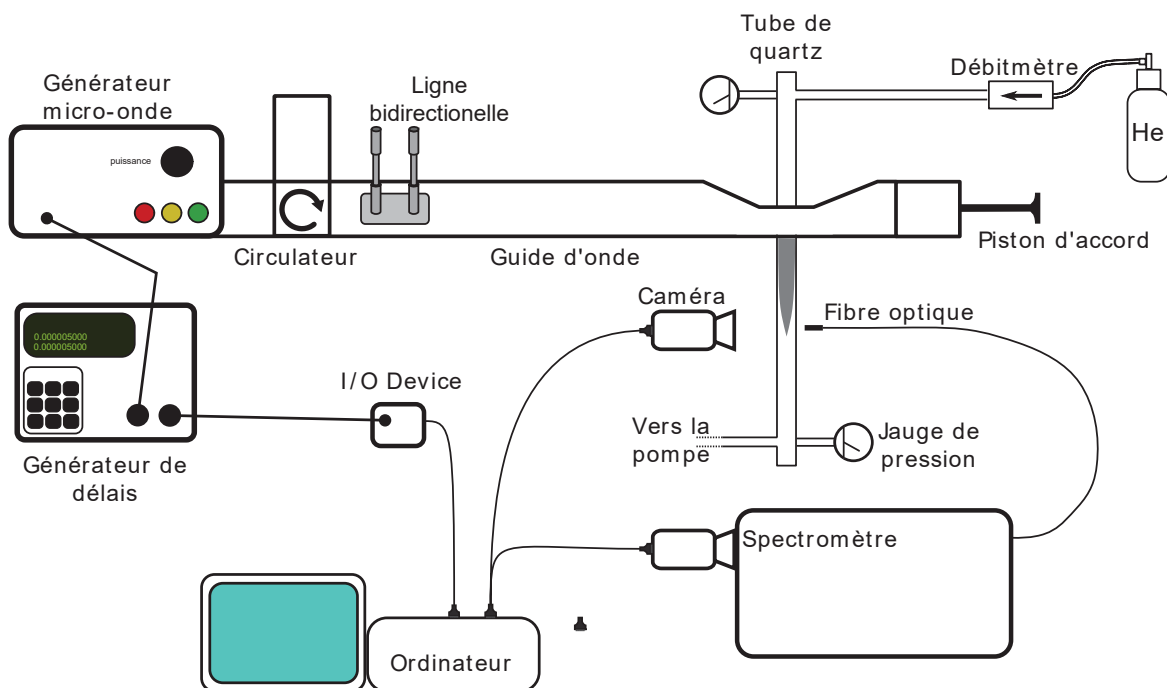


Figure 20 : Schéma global du montage.

Générateur micro-onde	Gerling GL114
Générateur de délais	9518+ de Quantum pulse generation
Camera	Andor DH520
Spectromètre	Triax 550
Débitmètre hélium	20 sccm
I/O device	Andor 160 I/O Box

Tableau 1: Listes des principaux appareils nécessaires afin de reproduire le montage

## Section 4

---

## **4 Analyse de la propagation d'une onde de surface impulsionnelle à des pressions intermédiaires**

### **4.1 Limites des mesures faites**

Avant de présenter les résultats, il est important de rendre compte des limites qui sont apparues durant l'analyse de ce qui a été mesuré. Ces limites permettent de mieux évaluer l'importance et la pertinence des observations qui sont rapportées par la suite.

Nous présentons ici trois limitations de la méthode d'imagerie utilisée, qui doivent être considérées dans l'interprétation, ainsi que des pistes possibles d'améliorations.

#### **Saturation de la zone observable**

Lorsque la longueur de la colonne de plasma s'approche des limites de la zone observable par la caméra, toutes les mesures correspondant à une longueur qui excède la zone observable sont enregistrées comme égales à la longueur observable, ce qui diminue artificiellement la longueur moyenne de la colonne. Comme pour un instant donné il y a une variation de la longueur selon l'image, l'effet apparaît progressivement à l'approche de la limite d'observation. Ceci donne la fausse impression qu'il existe une inflexion dans les courbes de longueur de colonne. Cet effet est particulièrement marqué pour les conditions expérimentales qui favorisent la vitesse de propagation, soit une faible pression, une forte puissance et un petit tube. Dans les cas extrêmes, comme pour la courbe à 29 W de la figure 25, à un même instant, on peut collecter des images sans plasma et des images où le plasma excède la longueur observable.

#### **Biais expérimental dans le choix du début de l'acquisition**

Lors des mesures, nous avons choisi l'instant d'apparition du plasma comme moment initial pour l'acquisition des images. Ceci s'est avéré *a posteriori* être une erreur. En effet, comme l'allumage du plasma est précédé d'un délai statistique, les premières images ne montrent pas toujours le développement du plasma. Ainsi, les tout premiers instants sont mal caractérisés puisque, pour certaines impulsions, le plasma peut être allumé avant les premières images présentées. Cet effet est encore plus important lorsque le nombre d'images enregistrées est faible à un même instant. Pour cette raison, les mesures obtenues dans le petit tube, dont le diamètre interne est de 4 mm, sont un peu plus représentatives puisque davantage d'images ont été enregistrées.

### **Temps de montée du générateur**

Le temps de montée du générateur de micro-onde (200  $\mu\text{s}$ ) est long en comparaison de l'échelle de temps sur laquelle se déroulent les phénomènes observés dans la décharge, à l'exception des mesures à basse puissance, en dessous de 12 W pour le tube de 8 mm et en dessous de 18 W pour le tube de 4 mm. En général, nous ne connaissons pas la puissance instantanée absorbée par le plasma puisque nous avons une mesure moyenne. Il est donc impossible de déterminer la part de la propagation qui est due à l'augmentation de la puissance et celle due aux autres phénomènes de l'établissement du plasma. Néanmoins, les quelques mesures à basse puissance montrent que le comportement n'est pas qualitativement différent lorsque l'apparition du plasma se fait après la fin du temps de montée.

### **Amélioration de la méthode d'imagerie**

Une nouvelle étude sur le sujet, ou une étude semblable pourrait améliorer les images que nous avons prises. L'article de Kudela et al [31], qui ne nous était pas connu avant nos mesures, contient des suggestions intéressantes pour améliorer la technique d'imagerie.. Une photodiode dirigée vers la décharge impulsionnelle peut servir à déclencher la caméra d'une manière à éviter les variations dues au délai statistique. Il faut cependant prendre garde à la région proche du lanceur. Comme sa dynamique n'est pas la même que l'onde de surface, il pourrait y avoir un déphasage entre les deux. De plus, une caméra capable de fonctionner en mode photographie de traînée ("streak photography") permettrait de mieux suivre le développement de la décharge dans sa période la plus rapide même si les informations dans la direction perpendiculaire au déplacement étaient perdues.

## **4.2 Essais initiaux**

Les premiers tests ont surtout servi à explorer rapidement les différentes variables afin d'examiner qualitativement le comportement du plasma, le but étant d'identifier les aspects méritant un examen plus poussé et de choisir les conditions opératoires.

En premier lieu, nous avons testé les limites de la pression pouvant être utilisée. Le plasma peut être généré à une pression supérieure à 171 Torr, valeur limite pouvant être lue par

la jauge utilisée. Même à plus haute pression et à forte puissance, nous n'avons pas observé une filamentation du plasma, contrairement aux expériences dans le néon par exemple. Ceci est dû à la plus haute conductivité thermique de l'hélium, qui est de 0,142 W/mK comparativement à 0,046 W/mK pour le néon. À ces pressions, le tube chauffe considérablement malgré le régime impulsif. Nous avons choisi de limiter la pression à 50 Torr d'une part pour éviter d'endommager le tube à décharge et d'autre part pour étudier ce régime de pression intermédiaire qui n'a jamais été exploré dans l'hélium pour les plasmas impulsifs.

### **Différentes longueurs d'impulsions**

La longueur d'impulsion peut dépasser 1 ms, cependant des tests rapides ont montré que l'apparence du plasma variait très peu au-delà de cette valeur. Nous nous sommes donc limités à cette durée d'impulsion.

### **Différents régimes de fréquence**

Pour produire le plasma impulsif, il n'était pas possible de choisir une fréquence de modulation supérieure à 1 kHz à cause de la longueur minimale d'impulsion imposée par le générateur micro-onde. À cette fréquence, nous n'avons pas observé d'effets intéressants sur le comportement du plasma. L'émission lumineuse du plasma disparaissait entre chaque impulsion tandis que l'augmentation du rapport cyclique augmentait considérablement le chauffage. Nous nous sommes donc assurés que chaque décharge interférait le moins possible avec les autres en minimisant le taux de répétition. En fait, chaque décharge n'est pas complètement isolée, puisque, tel qu'expliqué dans la section 2, suffisamment d'espèces énergétiques subsistent, ce qui permet de rallumer le plasma à chaque impulsion. Nous avons donc choisi une fréquence de 50 Hz, qui combinée avec une durée d'impulsion de 1 ms, donne un rapport cyclique de 5 %.

### 4.3 Longueur de la colonne de plasma

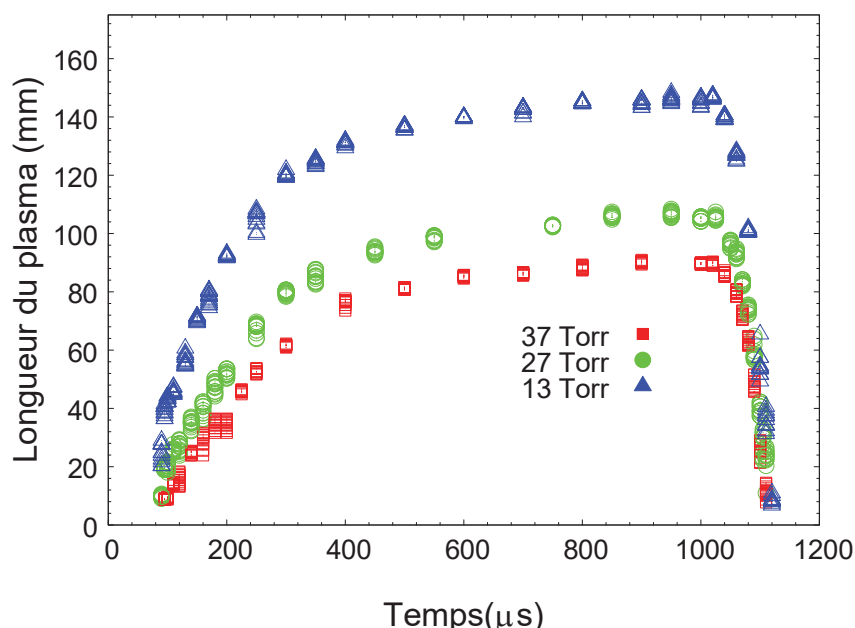


Figure 21 : Longueur de la colonne de plasma en fonction du temps pour différentes pressions. Chaque point correspond à une image intégrée sur  $5 \mu\text{s}$  avec la caméra suffisamment éloignée pour que l'ensemble de la décharge puisse être observée à chaque instant. La puissance moyenne est de 23 W et le diamètre interne du tube de 8 mm.

Nous avons obtenu les mesures de longueur à une distance suffisante pour que l'ensemble de la décharge puisse être observé en tout temps pendant l'impulsion. On calcule la longueur selon la méthode de seuil (voir section 3.7). La région examinée correspond à celle où il y a suffisamment d'électrons libres pour que des atomes soient excités et émettent spontanément dans le visible. La figure 21 et la figure 22 montrent les valeurs obtenues lorsque l'imagerie est effectuée dans le tube de 8 mm de diamètre interne, c'est-à-dire le plus grand des deux tubes que nous avons utilisés. Quinze images ont été prises pour le même instant à l'intérieur de quinze impulsions différentes, avec un temps d'exposition de  $5 \mu\text{s}$ . En examinant la dispersion des points, nous remarquons que l'incertitude sur la longueur est beaucoup plus grande au début et à la fin de la colonne qu'au milieu.

Les variations que nous observons aux premiers instants peuvent être attribuées au délai temporel de formation qui varie d'une impulsion à l'autre comme expliqué dans la section 2.5.2. Un instant de départ différent de la formation du plasma engendre une longueur différente à un



instant donné. Les variations de longueurs à la fin sont probablement dues aux variations statistiques lors de la recombinaison des espèces excitées.

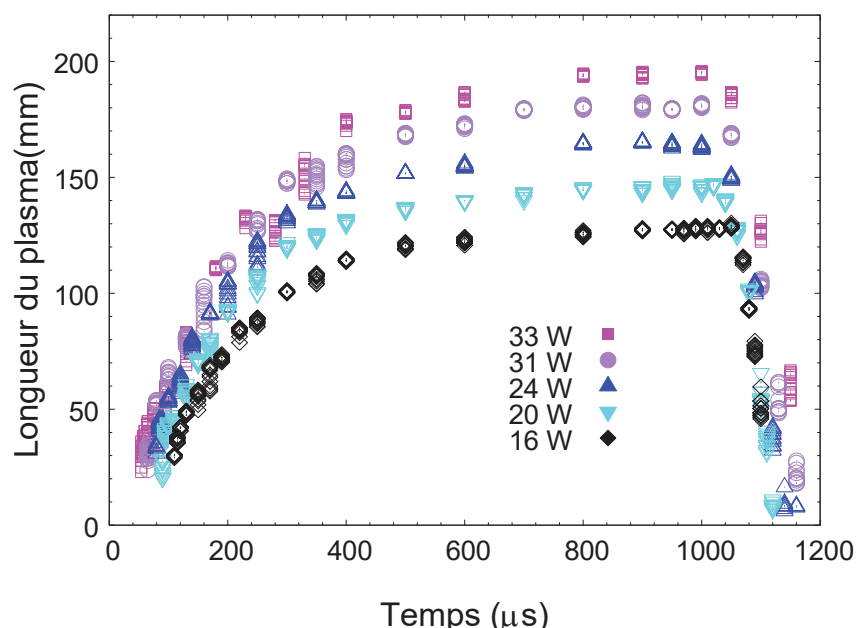


Figure 22 : Longueur de la colonne de plasma en fonction du temps pour différentes puissances. Chaque point correspond à une image intégrée sur 5  $\mu\text{s}$  avec la caméra suffisamment éloignée pour que l'ensemble de la décharge puisse être observée à tout moment. La pression est de 13 Torr et le diamètre interne du tube de 8 mm.

Dans les figures 21 et 22, trois régions peuvent être identifiées : une première région d'expansion du plasma (EP) où la colonne s'étend rapidement, une deuxième région où la longueur de la colonne varie très peu et apparaît donc stable (SP) et finalement une région où le plasma s'éteint très rapidement (FP). La région EP dure plus longtemps que le temps de montée de la puissance micro-onde, ce qui signifie que nous observons l'expansion de la colonne de plasma telle que gouvernée par une convolution de la montée du générateur et des paramètres du plasma au début puis ensuite seulement par les paramètres du plasma. La figure 22 montre que la colonne de plasma prend plus de temps à apparaître lorsque la puissance incidente du générateur est plus faible. Cela pourrait s'expliquer soit par le fait que la densité d'électrons augmente plus lentement à cause d'un plus faible champ électrique, soit par le fait que le champ électrique minimum requis pour l'avalanche initiale est atteint plus tard à cause du temps de montée du générateur de micro-onde. Le début de la région SP est un peu plus difficile à déterminer. Il se

situe autour de 400  $\mu\text{s}$  et correspond à un fléchissement de la croissance de la longueur du plasma. La très faible variation de la longueur témoigne d'une forte similitude de cette région avec un plasma produit de manière continue. La fin de cette région est très bien marquée et se termine en même temps que l'impulsion à 1000  $\mu\text{s}$ . En seulement une centaine de microsecondes, le plasma s'éteint.

Les mesures montrent un bon accord avec ce qui a été obtenu précédemment pour des plasmas continus dans les mêmes conditions [18]. La courbe à 16 W et 13 Torr de la figure 22 correspond à une puissance continue de 320 W et atteint une longueur maximale de l'ordre de 130 mm. On obtient cette valeur en multipliant la puissance moyenne par l'inverse du rapport cyclique de 5%. Pour une puissance continue de 200 W et la même pression, l'article cité mesurait une longueur de 120 mm. On voit donc que la puissance équivalente continue doit produire une colonne plus longue. Cette différence est probablement due à la puissance utilisée pour rallumer le plasma à chaque cycle.

### 4.3.1 Exploration de la période d'intérêt

Nous avons étudié plus précisément l'amorçage de la colonne de plasma pour deux raisons principales. Cela fournit une information fondamentale sur la formation du plasma et il s'agit d'un régime hors équilibre qui a été très peu étudié. Cette connaissance pourrait aussi être utile pour optimiser la densité de métastable en vue du MEOP. Pour obtenir des images de meilleure qualité, nous avons approché l'objectif de la caméra du tube de décharge. Ceci nous a permis d'une part d'augmenter la résolution spatiale et d'autre part la résolution temporelle puisque le temps d'intégration peut être réduit de 5 à 1  $\mu\text{s}$ , le signal collecté étant plus intense. Afin d'obtenir des valeurs plus facilement comparables, nous avons moyenné toutes les valeurs de longueur obtenues au même instant sur les graphiques. L'écart-type de ces valeurs donne une bonne approximation de l'incertitude spatiale.

Pour ce qui concerne le début de la décharge, nous avons remarqué qu'au même instant, certaines images montraient un plasma et d'autres non. Or, moyenner en utilisant des images exemptes de plasma diminue artificiellement la valeur obtenue pour la longueur. Nous présentons les résultats avec ces images éliminées de la moyenne. Nous pouvons estimer la durée de l'amorçage aléatoire (jitter) sur les premiers points. Cette durée est de l'ordre de 5  $\mu\text{s}$  ici.

La figure 21 montre l'évolution temporelle de la colonne de plasma pour différentes pressions dans le cas d'un tube de 8 mm de diamètre intérieur tandis que la figure 23 montre la même évolution avec une meilleure résolution spatiale et temporelle. Les courbes les plus pertinentes sont présentées, mais une différence de deux torrs est suffisante pour modifier la longueur de manière perceptible. Pour simplifier la présentation des résultats, nous utilisons seulement les pressions tracées dans la figure 23 pour l'analyse.

Augmenter la pression diminue la longueur de la colonne à chaque instant. Le comportement de chaque courbe change cependant avec le temps. Pour les pressions les plus faibles (13 et 26 Torr), la variation est rapide au début, puis ralentit pour croître linéairement avec le temps plus tard, avec une pente qui est d'autant plus grande que la pression est faible. Pour les pressions les plus élevées (37 et 42 Torr), la variation est lente au début, puis s'accélère.

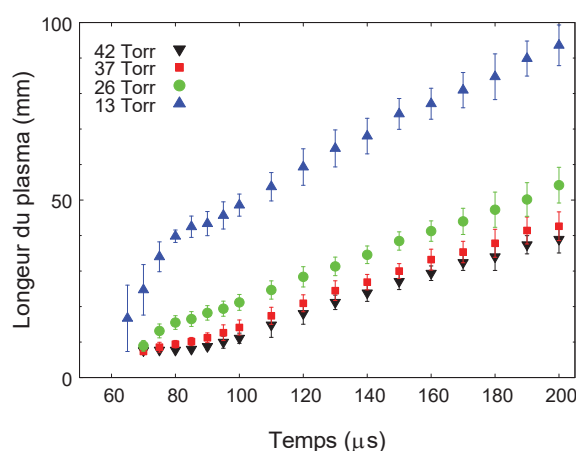


Figure 23 : Longueur de la colonne de plasma en fonction du temps pour différentes pressions. Le temps d'intégration est de  $1 \mu s$ . La longueur correspond à la région où l'émission dans le visible du plasma est non nulle. Les images où le plasma n'apparaissait pas ont été retirées. La puissance moyenne absorbée est de 23 W et le diamètre interne du tube est de 8 mm.

La figure 24 montre les mesures similaires que nous avons faites dans le tube dont le diamètre interne est de 4 mm. Afin d'améliorer la qualité des mesures, nous avons diminué le pas temporel et la quantité d'images utilisées chaque instant est passée de 15 à 30. Ici, le nombre d'images où aucun plasma n'était observé a crû de manière considérable. Dans ce tube, l'intervalle temporel de l'amorçage aléatoire se situe autour de  $20 \mu s$  et le premier instant ne contient que 10 à 15 points.

Bien que la région visualisée par la caméra ne permette pas de l'observer, la longueur maximale du plasma est plus grande pour le petit tube. Ceci pourrait être dû au fait que davantage de puissance est utilisée. En effet, l'installation du nouveau tube et les modifications au surfaguide ont modifié l'accord d'impédance entre la ligne à transmission et le plasma. Pour les deux tubes, l'évolution de la longueur du plasma est comparable et l'effet principal de la pression est de raccourcir. On note également que seule la pente des courbes change avec le diamètre du tube. Nous y reviendrons plus tard dans la section portant sur la vitesse d'expansion du plasma.

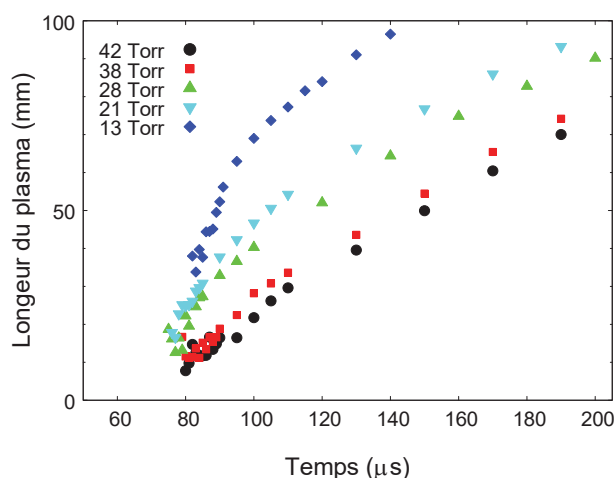


Figure 24 : Longueur de la colonne de plasma en fonction du temps pour différentes pressions. Le temps d'intégration est de  $1 \mu s$ . La puissance moyenne absorbée est de 29 W et le diamètre interne du tube est de 4 mm. Les barres d'incertitudes ont été enlevées afin de permettre une meilleure visibilité.

La figure 25 montre l'évolution de la colonne de plasma pour différentes puissances à une pression de 5 Torr. Les puissances utilisées couvrent ce qui est accessible avec notre générateur, et correspondent aux valeurs moyennes sur la période. Avec un maximum de 1500 W durant l'impulsion selon le fabricant, nous avons obtenu un maximum de 75 W en moyenne pour un rapport cyclique de 5 %. De plus, le mauvais accord d'impédance conduisait à la réflexion d'une partie de la puissance.

La figure 25 montre plus clairement que la figure 22 que l'amorçage du plasma se fait à des moments différents selon la puissance. Par ailleurs, l'allure de la courbe est semblable d'une puissance à l'autre. L'augmentation de la longueur maximale du plasma avec la puissance est en

accord avec toutes les études précédentes portant sur les ondes de surface. Le plateau atteint par les courbes à haute puissance est un artéfact de la méthode d'analyse qui est discuté dans la prochaine sous-section.

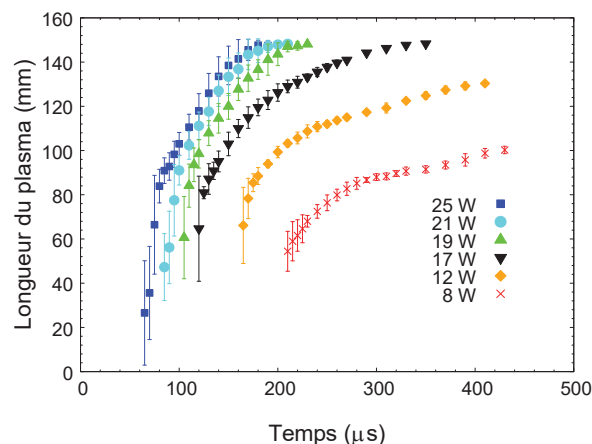


Figure 25 : Longueur de la colonne de plasma en fonction du temps pour différentes puissances. Le temps d'intégration est de  $1 \mu\text{s}$ . La longueur correspond à la région où l'émission dans le visible du plasma est non nulle. La pression est de 5 Torr et le diamètre interne du tube est de 8 mm.

La figure 26 montre l'effet de la puissance sur la longueur du plasma dans le cas du petit tube. Nous avons essayé d'utiliser des puissances similaires à celles utilisées pour le plus grand tube. En comparant les courbes à vers 18 W obtenues pour les deux tubes, on voit que la longueur maximale est supérieure dans le tube de 4 mm. Notons que nous ne pouvons pas comparer les courbes à des puissances plus élevées que 18 W, car les longueurs excèdent rapidement les limites de la zone visualisée par la caméra. Comme cette dernière a été déplacée lors du changement de tube, cette limite diffère pour les deux tubes. Pour une puissance de 7 W, le délai avant l'apparition du plasma est particulièrement long, soit  $200 \mu\text{s}$  après la fin du temps de montée du générateur.

Un phénomène intéressant à noter est que nous n'avons capturé aucune image du plasma ou la colonne est plus courte que la plus petite longueur affichée sur nos graphiques. On définit donc la longueur minimale par la longueur la plus courte observée. La longueur minimale du plasma observé à 5 Torr en faisant varier la puissance est plus grande que celle observée au-dessus de 13 Torr. Dans le tube de 8 mm, la longueur minimale à 25 W est voisine de 25 mm. Pour le tube de 4 mm, elle est de l'ordre de 80 mm à 23 W. Pour une puissance comparable,

toutes les pressions au-dessus de 13 Torr conduisent à une longueur minimale de 5 mm pour le grand tube et de 10 mm pour le plus petit. Nous n'avons pas trouvé d'explication totalement satisfaisante de ce phénomène.

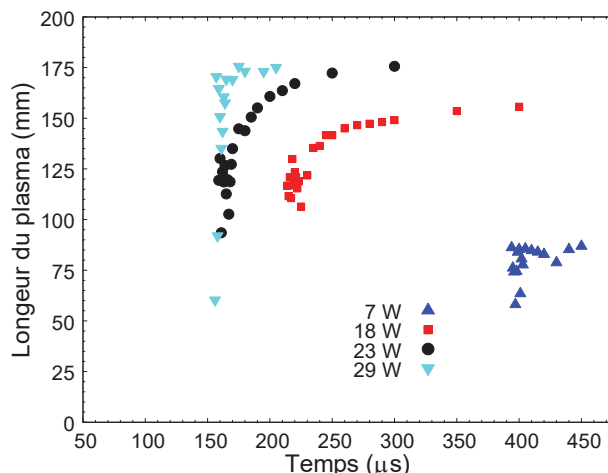


Figure 26 : Longueur de la colonne pour différentes puissances. La pression est de 5 Torr et le diamètre interne du tube est de 4 mm. Les barres d'incertitudes ont été enlevées afin de permettre une meilleure visibilité.

#### 4.4 Mesure de la vitesse d'expansion de la colonne

Nous avons calculé la vitesse d'expansion de la colonne de plasma en prenant la dérivée temporelle de la longueur du plasma discutée dans section 4.3. La méthode utilisée est la suivante : la dérivée en un point est obtenue en considérant la moyenne de la pente entre ce point et ces deux plus proches voisins. Pour les points correspondant aux extrémités des courbes, on se contente de prendre la pente entre les deux derniers points. Cette méthode a été choisie à cause de sa simplicité de mise en œuvre et parce qu'elle est semblable à celle utilisée par certains logiciels commerciaux. Nous avons eu de la difficulté à évaluer l'incertitude. En effet, le calcul simple de point en point donne des incertitudes beaucoup trop grandes puisqu'il ne tient pas compte de l'allure générale de la courbe. Les solutions utilisées initialement conduisaient à des incertitudes excessives de sorte que les courbes expérimentales n'étaient pas bien représentées.

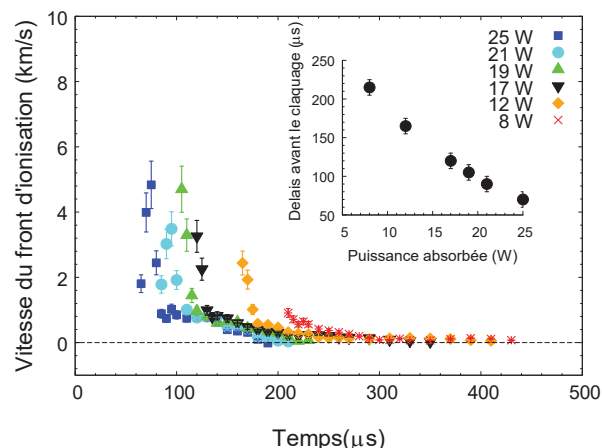


Figure 27 : Vitesse du front d'ionisation pour différentes puissances moyennes. Les courbes ont été générées en dérivant la longueur obtenue tout en éliminant les images sans plasma. L'inséré montre l'instant correspondant à la première image pour chaque puissance absorbée où le plasma est présent. La pression est de 5 Torr et le diamètre interne du tube est de 8 mm.

La figure 27 montre l'évolution de la vitesse avec la puissance. Comme les courbes de longueur nous l'avaient laissé entrevoir, la vitesse du front ne change pas beaucoup avec la puissance. Cependant, nous pouvons voir apparaître une inflexion significative dans la courbe. La vitesse varie rapidement au début puis change de pente après un court intervalle. Ceci implique que le mécanisme initial de propagation très rapide laisse peut-être la place à un mécanisme plus lent avant que la longueur maximale ne soit atteinte. Les résultats pour les hautes puissances (19 W et plus) au-delà de 150  $\mu\text{s}$  sont probablement incorrects à cause des effets de saturation liés à la zone observable.

Dans l'inséré, nous avons présenté la valeur du premier instant où le plasma pouvait être observé en fonction de la puissance absorbée. Il correspond au moment où l'onde de surface commence à se propager (claquage). La diminution de ce délai lorsque la puissance augmente est probablement liée au temps de montée de la puissance du générateur. On observe un délai de formation plus long pour le plus petit tube. Une explication probable est qu'un plus petit tube est associé à un accroissement des pertes par diffusion aux parois, ce qui pourrait diminuer le temps de vie des électrons résiduels qui servent à rallumer la décharge. Nous n'avons pas présenté de graphique de la vitesse en fonction de la puissance pour le plus petit tube, car les courbes obtenues saturent trop rapidement à l'exception de celle correspondant à 8 W.

La figure 28 montre la dépendance de la vitesse sur la pression. L'inséré présente la variation de la vitesse initiale avec la pression. On voit que cette vitesse diminue lorsque la pression augmente.

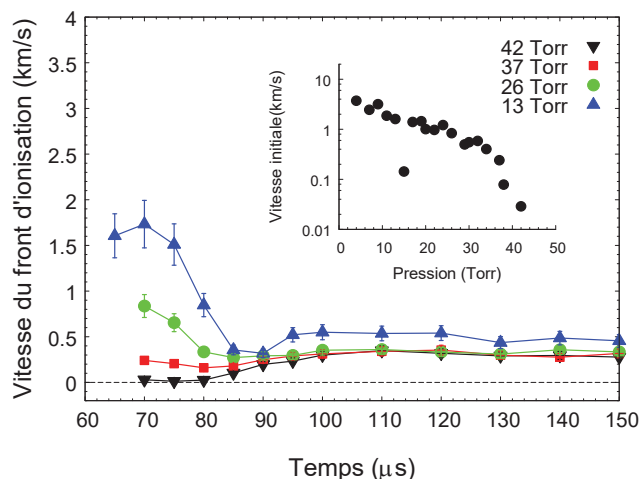


Figure 28 : Vitesse du front d'ionisation pour différentes pressions dans le tube de 8 mm. Les vitesses ont été obtenues après avoir enlevé les images sans plasma. Dans l'inséré est représentée la vitesse initiale du plasma, en fonction de la pression dans les mêmes conditions que pour le graphique principal. Cette vitesse est la vitesse obtenue en prenant la pente des deux premiers points de chaque courbe.

Pour tube de 4 mm, nous avons diminué le pas de temps afin d'améliorer la qualité des mesures de longueur ce qui amplifie le bruit de la dérivée. Afin de diminuer l'importance de ce bruit, nous avons préalablement lissé les valeurs de la longueur de la colonne de plasma en appliquant une série de fonctions cubiques. Nous avons ensuite dérivé numériquement les courbes lissées aux points où nous avons des images. L'avantage de cette méthode est qu'elle diminue considérablement le bruit de la dérivée. Cependant, elle peut induire dans le résultat des oscillations qui ne sont pas réellement présentes dans les données. La figure 29 montre les vitesses qui ont été obtenues par dérivation alors que la figure 30 présente les fonctions continues qui ont été optimisées sur les données. Comme les résultats sont assez différents de ce qui a été obtenu pour le plus grand tube, il est important de déterminer l'incertitude.

Sur la figure 30, nous avons tracé le nuage de points correspondant aux images individuelles. Comme on l'a vu précédemment aux figure 21 et figure 22, les fluctuations de longueur sont plus importantes au début de l'impulsion d'où la dispersion plus grande. Chose importante à remarquer, la proportion d'images en % ayant dû être éliminées, car non associées à



un plasma, est présentée au-dessus du graphique. L'incertitude sur la moyenne des points est plus importante lorsque cette proportion est grande, car l'écart-type est peu significatif s'il n'y a que deux ou trois images.

L'incertitude sur la longueur est amplifiée par la dérivée. Ceci rend probablement les premières valeurs d'un intérêt limité. Éliminer les valeurs obtenues dans les premiers 10 à 15  $\mu$ s pour chaque courbe de la figure 29 conduit à des résultats semblables avec ceux de la figure 28. Le temps initial où le plasma est observable avec les paramètres choisis pour piloter la caméra est un peu plus tardif pour le tube de 4 mm, ce qui cadre avec le décalage observé pour les mesures réalisées en fonction de la puissance dans les figures 25 et 26. Les vitesses obtenues dans le plus petit tube semblent beaucoup plus grandes, mais l'incertitude rend néanmoins la différence peu significative.

Nous pouvons tirer une conclusion importante de cette analyse. Nous remarquons que la reproductibilité des mesures augmente lorsque le nombre d'images sans plasma diminue et que la vitesse devient également rapidement indépendante de la pression. Il y aurait donc au moins deux régimes de propagation du plasma. Le premier qui est trop rapide pour nos paramètres d'acquisition d'où notre très importante variation de longueur pour un même instant. Ce régime est sensible à la pression. Le second est plus lent se sa vitesse est très peu affectée par la pression.

Une étude plus précise pourrait consister à modifier les paramètres de la caméra de manière à diminuer le temps d'intégration. Ultimement, une caméra capable de prendre des images successives à l'intérieur d'une seule impulsion du plasma serait idéale pour étudier le plus clairement les phénomènes qui y sont présents.

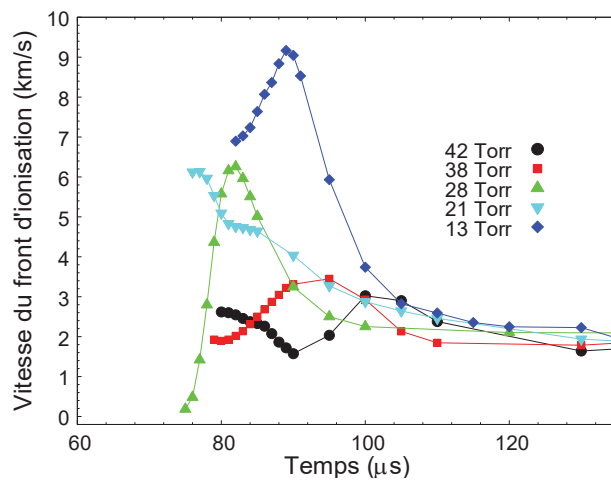


Figure 29 : Vitesse du front d'ionisation obtenue par dérivation numérique de la longueur de la colonne de plasma. La puissance est de 29 W et le diamètre interne du tube de 4 mm.

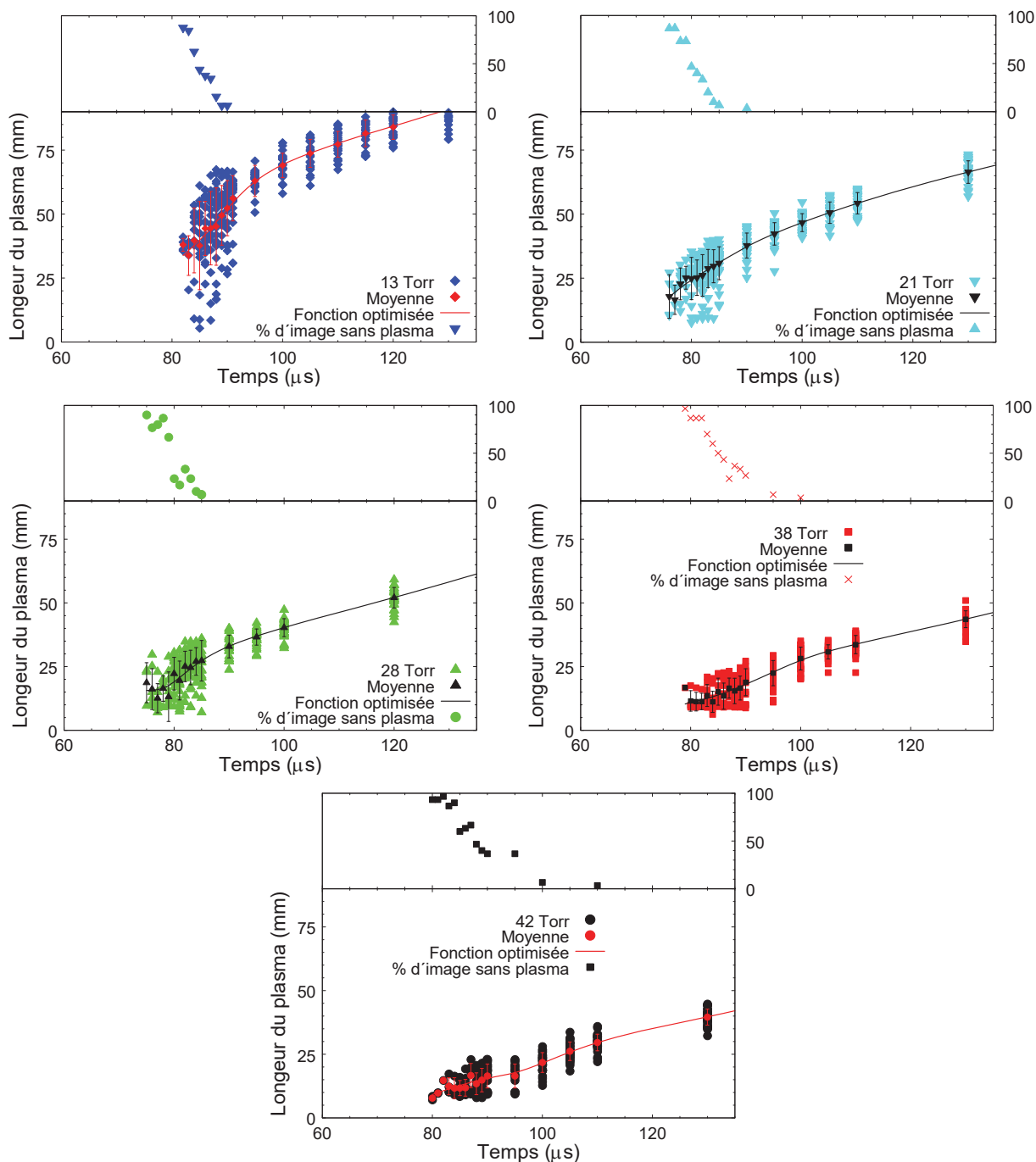


Figure 30 : Comparaison entre les longueurs mesurées sur chaque image et leur ajustement par une fonction optimisée. Sur chaque graphique, la fraction en % d'images sans plasma est obtenue en faisant le rapport entre le nombre d'images où aucun plasma n'apparaissait et le nombre d'images prises à cet instant. Le temps d'intégration de chaque image est de  $1 \mu s$ , la puissance absorbée de 29 W et le diamètre interne du tube de 4 mm.

## **4.5 Imagerie**

Les images prises avec la caméra ne servent pas seulement à mesurer la longueur du plasma, mais permettent aussi d'obtenir une information bidimensionnelle sur son expansion. Néanmoins, deux problèmes diminuent la précision du paramètre temporel. La variation du temps de démarrage implique que les images synchronisées sur l'impulsion fournie par le générateur ne le sont pas vis-à-vis de la décharge. De plus, comme on l'a présenté pour les mesures de longueur, la vitesse de propagation du plasma au début de l'impulsion est grande en comparaison au temps d'intégration de la caméra. Afin de produire des séries d'images permettant d'étudier l'expansion de la décharge, nous les avons sélectionnées manuellement en supposant que la longueur du plasma ne diminue jamais en fonction du temps. Ceci ne permet pas d'associer un instant précis à chaque image, mais seulement de leur attribuer une plage temporelle. Le nombre d'images incluses dans l'intervalle reflète la facilité à trouver des images successives correspondant à cet intervalle. Nous proposons une solution pour obtenir des mesures plus précises dans le futur.

### **4.5.1 Région voisine du lanceur d'onde**

La figure 31 montre le développement temporel de la colonne de plasma à trois pressions dans des conditions similaires à celles de la figure 23. Tout d'abord, dans les trois cas, une zone cylindrique de longueur constante s'établit près du lanceur d'onde. Les dimensions de cette région sont indépendantes de la pression, de la puissance et du temps. Seule son intensité change. Cela pourrait être un plasma capacitif ou inductif qui n'est pas associé à une onde. Pour les plus hautes pressions, nous observons que l'apparition de cette décharge précède celle de l'onde de surface que l'on voit émerger progressivement de la colonne (voir par exemple les dernières images de la figure 31c).

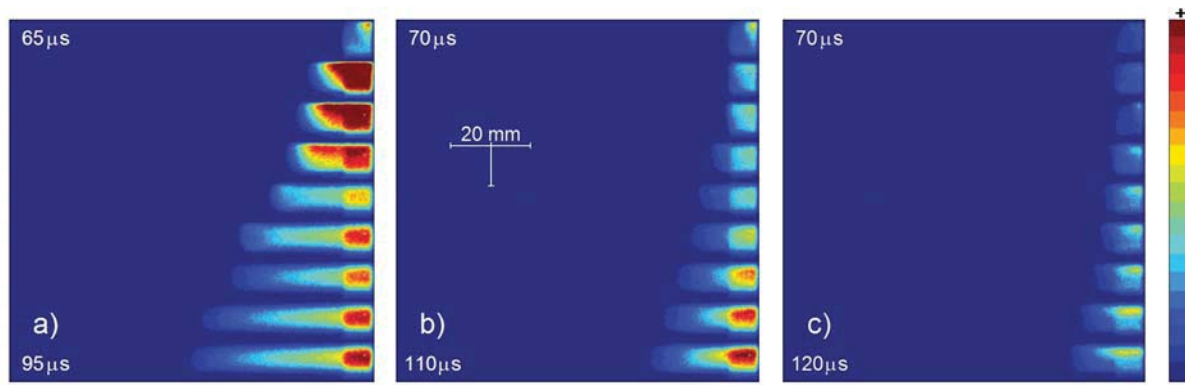


Figure 31 : Expansion de la décharge à des pressions de a) 13 Torr, b) 26 Torr, et c) 42 Torr dans un tube de 8 mm interne avec une puissance absorbée de 23 W et un temps d'intégration de 1  $\mu$ s. L'intervalle de temps entre chaque image n'est pas constant et seuls les temps au début et à la fin sont indiqués.

### 4.5.2 Asymétrie du plasma

Aux premiers instants de la décharge, on observe une asymétrie du plasma. Considérant que la caméra est dirigée vers le sol comme le montre la figure 11, l'asymétrie se situe dans la direction horizontale, perpendiculairement à la propagation du plasma. La décharge étant déplacée vers le côté du tube le plus proche du piston d'accord du surfaguide et opposé à la direction d'arrivée de la puissance dans le guide d'onde métallique. Cela exclut donc qu'il s'agisse d'un phénomène lié à la gravité. A basse pression, l'asymétrie disparaît progressivement jusqu'à ce que le plasma atteigne son état stationnaire. Ni la position du piston d'accord d'impédance, ni les paramètres opératoires (diamètre du tube, puissance incidente ou pression) ne font disparaître cette asymétrie. Nous croyons que l'onde incidente acheminée dans le guide d'onde traverse la zone centrale du surfaguide puis est réfléchié au niveau du piston d'accord formant ainsi un patron d'ondes stationnaires qui génère une zone de fort champ électrique du côté du piston. Ce champ serait suffisamment grand pour produire un plasma de type capacitif ou inductif au voisinage de l'interstice de lancement.

### 4.5.3 Modulation de l'intensité

La figure 32 montre les premiers instants de la décharge en fonction de la puissance. On observe un phénomène particulièrement intéressant, à savoir une modulation de l'intensité lumineuse de la colonne avec un maximum proche de son extrémité. Cette modulation tend à s'estomper lorsque la longueur de la colonne augmente. Pour des temps supérieurs à la valeur

maximum utilisée sur la figure 32, la colonne continue à s'allonger, mais sa forme ne change plus. Ce temps correspond environ au moment où une inflexion a lieu sur la vitesse du front d'ionisation comme en témoigne la figure 27. Alors que les images obtenues à haute puissance sont prises pendant le temps de montée du générateur, à 8 W, elles correspondent à la puissance maximale atteinte durant l'impulsion. La similitude entre les comportements des colonnes de plasma suggère que la dynamique d'expansion est à peu près indépendante de la puissance incidente dans la gamme de valeurs considérée.

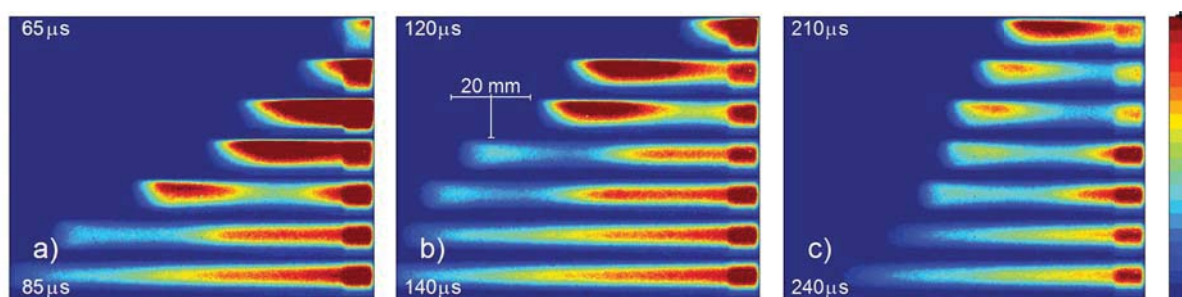


Figure 32 : Expansion aux premiers instants de la décharge lorsque la puissance absorbée est a) 25 W, b) 17 W, et c) 8 W dans un tube de 8 mm interne avec une pression de 5 Torr et un temps d'intégration de 1  $\mu$ s. La variation temporelle entre chaque image n'est pas linéaire et seuls les temps au début et à la fin sont indiqués.

La modulation de l'intensité lumineuse est plus difficilement observable sur les images à correspondant aux pressions plus élevées de la figure 31. Il est possible qu'à haute pression elle ne soit pas observable parce que la colonne de plasma est trop courte. A 13 Torr, on peut remarquer une transition dans la forme de l'extrémité de la colonne. Celle-ci passe d'une forme plate et perpendiculaire au tube à une forme plus pointue lorsque le temps augmente. Ceci se compare à la forme du bout de la décharge lors de la modulation dans la figure 32.

La modulation se manifeste principalement par un maximum local formant une sorte de bulle plus intense à l'extrémité de la colonne. Celle-ci est séparée de la région précédente par une zone où l'intensité lumineuse est moindre. L'intensité de cette bulle diminue au fur et à mesure de l'expansion. La figure 33 compare le plasma dans les tubes de 8mm et de 4 mm. La longueur de la bulle est comparable pour les deux tubes.

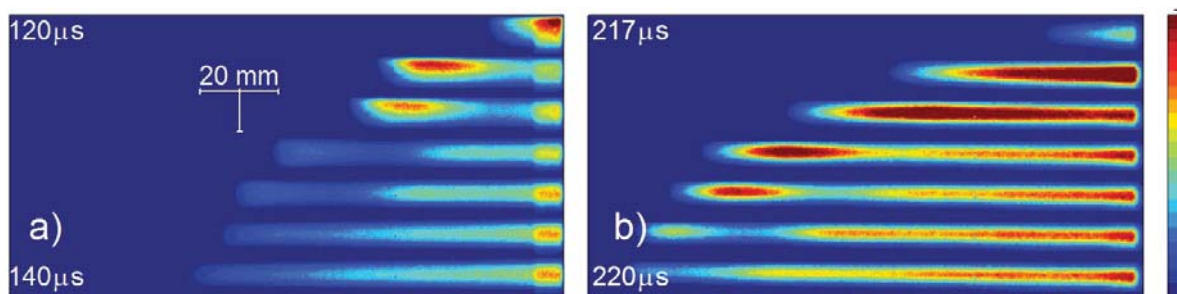


Figure 33 : Formation de la décharge dans les tubes de a) 8 mm et b) 4 mm de diamètre interne. Dans les deux cas, la pression est de 5 Torr, la puissance absorbée est de 18 W et le temps d'intégration de 1  $\mu$ s.

La figure 34 montre que peu importe la dynamique d'établissement de la décharge, les différences s'estompent lorsque la région stable SP est atteinte. Ne subsistent alors que des différences dans l'intensité totale et la longueur de la colonne selon les conditions opératoires, choses qui ont déjà été étudiées pour l'onde de surface en mode continu [18]. Il se produit encore un déplacement extrêmement lent du front d'ionisation de la décharge, mais toutes les autres caractéristiques correspondent à celle d'un plasma continu. À 42 Torr le plasma a de la difficulté à remplir radialement le tube, particulièrement pour le tube de 8 mm de diamètre interne en dessous de 500  $\mu$ s.

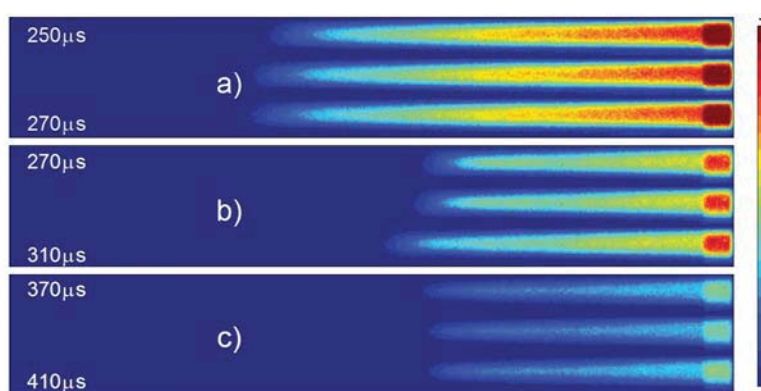


Figure 34 : Forme de la décharge lorsque la région stable (SP) est atteinte pour différente pression : a) 13 Torr, b) 26 Torr et c) 42 Torr pour le tube de 8 mm.

#### 4.5.3.1 Effet du débit sur la modulation

Jusqu'ici, nous avons négligé l'effet du débit de l'hélium qui est faible en comparaison de la vitesse de propagation. En effet, pour un débit de 1 sccm à une pression de 5 Torr, on obtient une vitesse de 0.3 m/s alors que pour 35 sccm à 42 Torr, elle est de 10 m/s. En comparaison, les vitesses du front d'ionisation que nous avons mesurées sont de l'ordre du km/s avant que la

colonne se stabilise. Afin de vérifier les effets du débit, nous avons modifié le montage afin de pouvoir varier le débit tout en maintenant la pression constante. La figure 35 montre les effets du débit sur la décharge.

On voit immédiatement que la longueur maximale du plasma augmente avec le débit. La conséquence est qu'à 35 sccm, la modulation lumineuse présente plus d'un minimum et maximum. De plus, le délai pour l'apparition du plasma augmente. La vitesse de dérive du gaz ne représente que 1 % de la valeur de la vitesse du front d'ionisation, mais en ralentissant l'établissement de la décharge elle change probablement la distribution des électrons libres au moment où l'onde de surface se propage. Vérifier cette hypothèse est cependant difficile sans la forme exacte de cette distribution lors des premiers instants.

#### 4.5.3.2 Hypothèses pour l'origine de la modulation

Plusieurs auteurs se sont penchés sur l'apparition d'inhomogénéités axiales dans les décharges produites par onde de surface. Plusieurs ont parlé de l'existence de « bullets » [33][45], petits maxima localisés à l'extrémité de la colonne de plasma. Grozev et al [38] ont quant à eux réalisé une étude assez poussée sur l'existence de solitons dus aux inhomogénéités de l'impulsion. En fait, il existe plusieurs types de structures qui peuvent apparaître dans un plasma d'onde de surface même quand celui-ci fonctionne en mode continu.

Pour notre part, nous croyons que c'est la réflexion de l'onde de surface sur le front d'ionisation qui cause la modulation lumineuse observée. Ce phénomène est décrit dans des expériences sur plasma continu où il peut être produit de manière constante par la forme du tube[47]. La structure spatiale peut s'expliquer de la manière suivante. L'onde de surface possède une vitesse de phase de plusieurs ordres de grandeur supérieure à la vitesse du front d'ionisation. Si à un instant la colonne de plasma n'a pas encore atteint l'état d'équilibre, la puissance de l'onde n'a pas été totalement absorbée. Comme l'onde de surface ne peut se propager en deçà de la densité minimale, soit au-delà du front d'ionisation, une réflexion se produit avec un déphasage de 180 degrés. Cette réflexion cause une onde stationnaire particulièrement visible au voisinage du front d'ionisation puisqu'à cet endroit les intensités des ondes réfléchi et incidente sont semblables. Cet effet disparaît dès que l'état stationnaire est atteint puisque la puissance incidente est totalement absorbée par la colonne de plasma. Il n'est



possible de voir plus d'un maximum et d'un minimum que si la longueur de la colonne est de l'ordre de la demi-longueur d'onde de l'onde de surface dans le plasma.

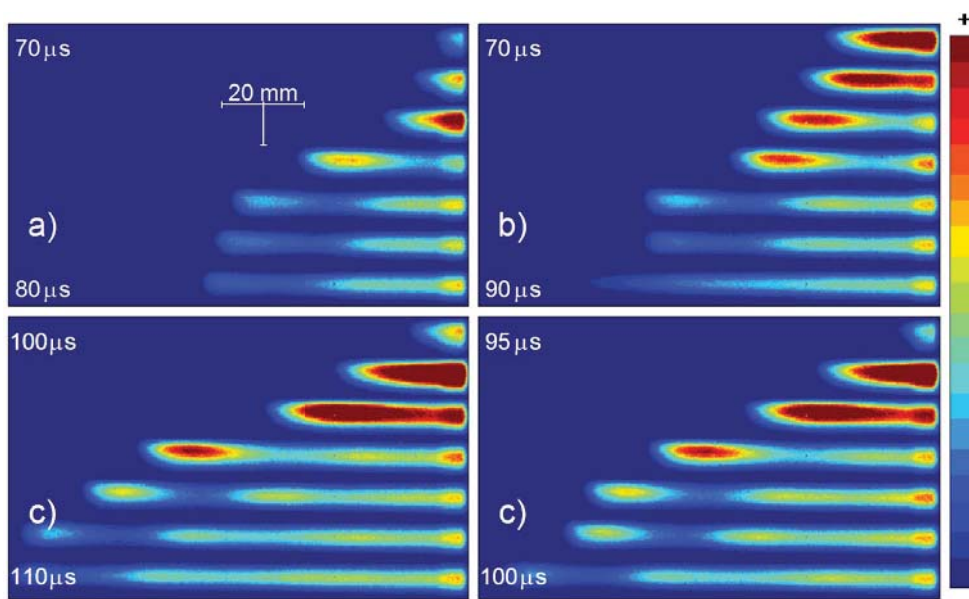


Figure 35 : Effet du débit pour une pression constante de 5 Torr et une puissance de 23 W. Le débit est a) 2 sccm, b) 5 sccm, c) 15 sccm et d) 35 sccm. Les images sont prises dans le tube de 8 mm avec un temps d'intégration de 1  $\mu$ s.

Afin de confirmer que la modulation de l'intensité est bien causée par la réflexion de l'onde de surface, nous avons pris les mesures suivantes. Nous avons augmenté la puissance à 25W et le temps d'intégration de la camera à 5  $\mu$ s. Au voisinage de l'état stationnaire, la vitesse du front d'ionisation est fortement réduite et un temps d'intégration plus grand permet d'obtenir une meilleure définition de l'intensité lumineuse et de minimiser les effets du délai statistique de formation. Par contre, on perd en résolution temporelle et on a une plus grande incertitude spatiale. L'intensité est intégrée dans la direction transverse à l'expansion et elle est normalisée de manière à obtenir la variation relative de l'intensité lumineuse en fonction de la distance à partir du lanceur. La figure 37 montre les résultats obtenus dans les conditions où la modulation était la plus visible. Lorsque la colonne est courte, deux maxima apparaissent clairement tandis que pour la colonne plus longue il y en a trois dont la modulation d'intensité est cependant moins marquée. Chose intéressante, la distance entre les premier et second maxima en partant du front de la colonne diminue lorsque la longueur de la colonne augmente. La distance entre deux minima consécutifs doit correspondre à peu près à une demi-longueur d'onde de l'onde de surface dans le plasma.

La diminution de la distance n'est pas très marquée. Le diagramme de phase pour une onde de surface, figure 36, montre que pour une onde de surface en régime continu la longueur d'onde diminue à l'approche de la fin de la colonne. En effet, Le rapport  $\frac{\omega}{\omega_{pe}}$  peut être réécrit comme  $\sqrt{\frac{n_c}{n}}$  à l'aide des équations 5 et 6. Comme la densité diminue à l'approche de l'extrémité de la colonne de plasma, le nombre d'onde  $\beta$  augmente. Le phénomène semble donc cadrer avec les résultats précédemment obtenus.

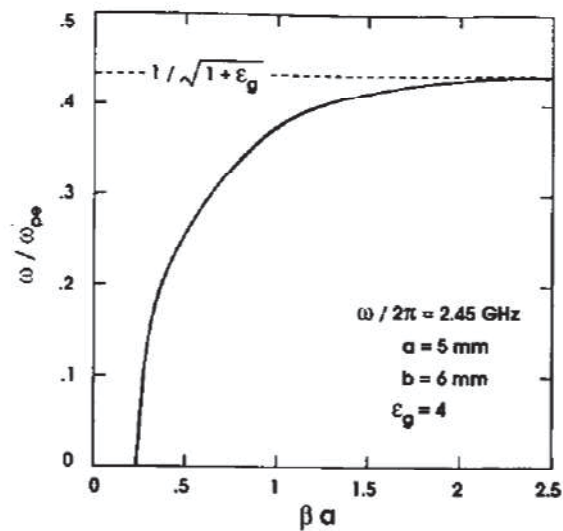


Figure 36 : Diagramme de phase pour le mode  $m=0$  d'une onde de surface[22].  $a$  et  $b$  sont les diamètres internes et externes d'un tube avec une permittivité relative  $\epsilon_g$ .  $\beta$  est le nombre d'onde selon l'axe  $z$ ,  $\omega$  est fixe et  $\omega_{pe}$  est variable.

Dans la prochaine section, nous présenterons les résultats d'une simple simulation numérique modélisant une onde réfléchie dans un milieu dispersif.

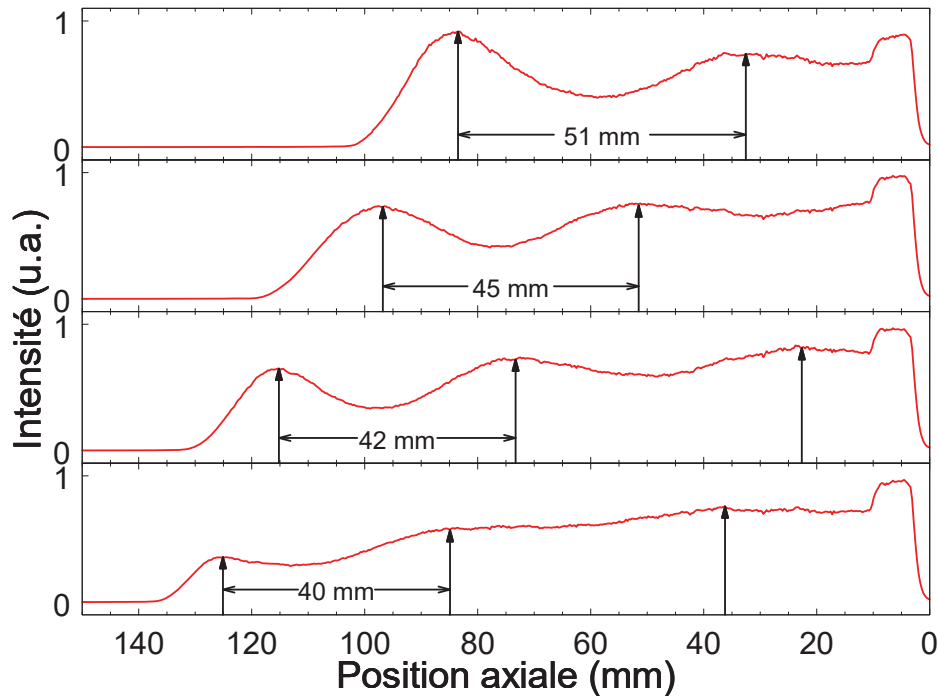


Figure 37 : intensité transverse intégrée de la colonne de plasma dans le tube de 8 mm, à 5 Torr, 35 SCCM de débit, 25 W de puissance absorbée et un temps d'intégration de 5  $\mu$ s. L'intensité est normalisée avec la plus haute valeur et les flèches noires indiquent la position des maximums d'intensités observés.

#### 4.5.4 Modèle simple de l'onde réfléchi

La simulation d'une onde stationnaire en régime continu dans un milieu dispersif et dissipatif est un travail difficile [54] et le régime impulsif rend plusieurs approximations habituelles inappropriées. Afin de vérifier si les observations de la figure 37 pouvaient être attribuées à la réflexion de l'onde de surface sur le front d'ionisation, nous avons donc effectué un modèle très simple faisant appel aux hypothèses suivantes :

**Une onde unidimensionnelle se propage jusqu'au front d'ionisation.** Nous supposons que l'onde de surface est symétrique dans la direction azimutale et se propage le long des parois du tube

**La vitesse de propagation de l'onde est beaucoup plus grande que celle du front d'ionisation.** Cette condition est certainement vérifiée sauf très près de l'extrémité de la colonne de plasmas, ce qui permet de considérer le front d'ionisation comme stationnaire.

**L'intensité émise est proportionnelle au champ électrique.** Dans notre cas où la fréquence de collision pour les électrons-neutres n'est pas trop faible en comparaison de la fréquence du champ électrique, le chauffage des électrons est lié en équilibre local avec le champ électrique de l'onde.

**La partie réelle du vecteur d'onde est indépendante de la densité électronique.** Ceci est faux surtout vers l'extrémité du plasma, mais on peut raisonnablement supposer qu'il existe des régions de la colonne de plasma sur lesquelles la variation de  $k$  n'est pas trop grande. Des mesures dans d'autres gaz montrent que la partie réelle du vecteur d'onde augmente avec la distance au lanceur, mais diminue en fonction du temps pour une position donnée. [39] Il est donc difficile de modéliser simplement un vecteur d'onde variable.

**La densité électronique diminue de manière linéaire le long de la colonne.** Ceci est généralement vrai pour la décharge stationnaire. Durant l'établissement de la décharge ceci n'est probablement pas juste, Néanmoins, il devrait y avoir un minimum au niveau du front d'ionisation et elle devrait diminuer à partir du lanceur. La valeur exacte de cette densité n'est pas calculée, c'est en fait un facteur pour calculer l'atténuation. L'atténuation augmente quand la densité électronique diminue jusqu'à atteindre un maximum au niveau du front d'ionisation. Le lien entre les deux n'est pas simple [43][28] (p 168). Dans le cas où la fréquence d'excitation est beaucoup plus grande que la fréquence de collision, l'atténuation varie approximativement comme  $1/(n - n_d)$  où  $n_d$  est la densité de fin de colonne. Cette équivalence n'est cependant plus vraie au niveau du bout de colonne où l'atténuation atteint sa valeur maximale, mais finie.

La valeur seule de la densité n'est pas suffisante pour donner la valeur de l'atténuation, mais elle en gouverne la forme. Nous avons donc choisie de modéliser la forme  $n - n_d$  par une droite  $az + b$  qui inclurait les facteurs supplémentaires entrant dans le calcul de  $\alpha(z)$ . Les valeurs maximale et minimale de cette droite deviennent des paramètres et qui permettent de calculer  $a$  et  $b$  de manière à ce que ces valeurs soient atteinte au début et à la fin de la colonne stabilisé. Le fait que cette droite a une valeur non-nulle minimale à son extrémité est une approximation de la forme réelle de la densité. Si  $M$  est la longueur de la colonne stationnaire et  $m$  la longueur de la colonne au moment de l'observation, alors  $a(z - m + M) + b$  est l'expression pour la droite. Ainsi la valeur minimale en fin de colonne et la pente est toujours la même.

**La réflexion sur le front d'ionisation est une réflexion dure.** Puisque l'onde ne peut pas se coupler au plasma de l'autre côté du front d'ionisation, à l'interface on peut supposer qu'elle subit une réflexion complète avec l'amplitude initiale réfléchie égale à l'amplitude incidente finale, mais avec une différence de phase de  $\pi$ .

Avec ces considérations, il est possible d'estimer l'amplitude du champ électrique en fonction de la position le long de la colonne. L'expression de la forme de l'amplitude incidente est :

$$A(z) = e^{\int_0^z \frac{-dz'}{a(z'-m+M)+b}} \quad (16)$$

L'expression de l'amplitude réfléchie est similaire,

$$A_r(z) = A(m)e^{\int_m^z \frac{-dz'}{a(z'-m+M)+b}} \quad (17)$$

Les deux expressions sont modulées par des sinus de même fréquence spatiale avec un déphasage de  $\pi$  puis sont sommées. Le modèle présenté est l'amplitude du résultat. Les approximations faites ne permettent cependant pas d'examiner autre chose que l'allure générale de l'intensité en fonction de la position. Nous avons choisi une longueur d'onde dans le plasma égale au double de la distance entre les deux premiers pics identifiés sur la figure 37. Cette valeur est plausible puisque la longueur d'onde dans le vide d'une onde électromagnétique à 2.45 GHz est de 12,24 cm et que la longueur d'onde devrait être plus faible dans le plasma.

La figure 38 compare les résultats de la simulation à l'intensité lumineuse mesurée. On voit une forte similitude dans la modulation. L'intensité du premier pic est sous-estimée pour la colonne plus courte et surestimée pour la colonne plus longue. Une explication plausible de cette différence serait la forme de l'atténuation utilisée. La droite aux paramètres  $a$  et  $b$  servant à modéliser l'effet de la densité électronique est une approximation grossière. Il est probable qu'en réalité la forme de l'atténuation se modifie dans le temps puisque les régions proches du lanceur doivent atteindre leur valeur d'équilibre plus rapidement que celles à l'extrémité du plasma. Comme l'intensité du champ électrique en un point dépend de l'intégrale de l'atténuation sur les points précédents, une légère modification de la forme peut entraîner un plus grand effet sur le bout de la colonne.

Les maxima proches du lanceur des courbes se décalent légèrement lorsque la longueur de colonne augmente. Ceci est très certainement dû au fait que la longueur d'onde est considérée comme constante dans la simulation alors qu'en réalité, la longueur d'onde diminue le long de la colonne de plasma. Comme nous estimons la longueur d'onde avec la distance entre les sommets proche de l'extrémité du plasma, elle n'est pas juste proche du lanceur.

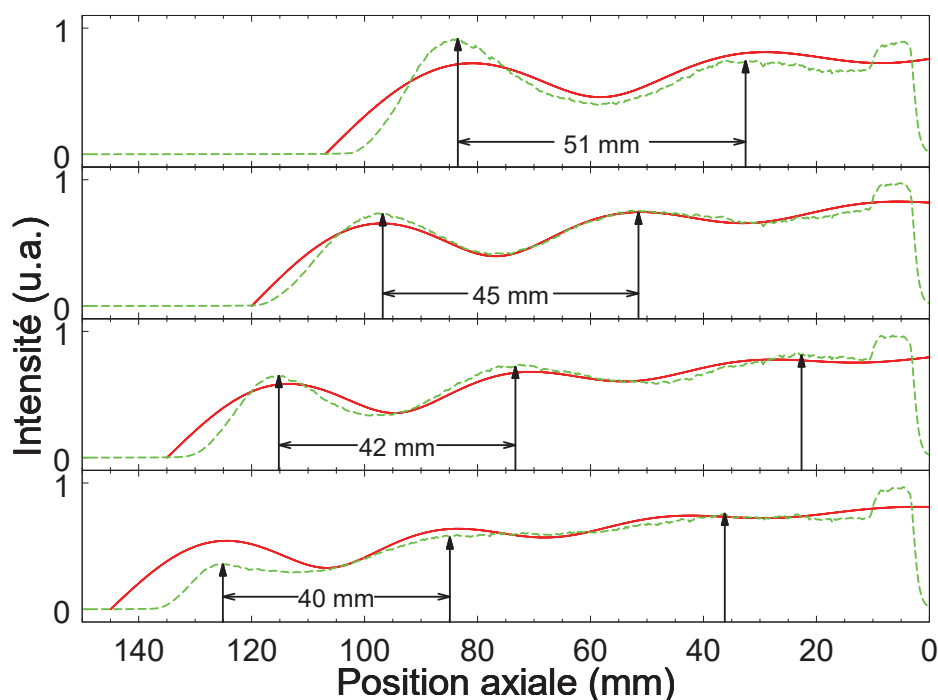


Figure 38 : La ligne pleine est la simulation de l'intensité du champ électrique pour une onde unidimensionnelle amortie avec une réflexion dure à son extrémité. La ligne pointillée est l'intensité lumineuse présentée sur la figure 36 avec les pics identifiés. La longueur d'onde simulée est le double de la distance entre les deux premiers pics de l'intensité lumineuse expérimentale.

La similitude entre la forme du champ électrique simulé et l'intensité lumineuse du plasma suggère que la modulation de cette dernière est bien due à la réflexion de l'onde de surface sur le front d'ionisation. Dans la majorité des images, la colonne de plasma est cependant trop courte pour observer plus d'un maximum, ce qui donne l'effet de 'bullet' situé juste devant le front d'ionisation dans certaines conditions.

## 4.6 Mesure de la température

La mesure de la température du gaz est importante pour l'étude de la décharge d'hélium impulsionnelle. En effet, en augmentant la pression pour potentiellement obtenir un plus grand volume d'hélium polarisé, on se trouve à accroître la température du gaz, ce qui nécessite un système de refroidissement et pourrait aussi affecter la cinétique du plasma, notamment en ce qui a trait à la production d'atomes métastables. En termes de physique fondamentale, la connaissance de la température du gaz procure une information sur les atomes qui réagissent beaucoup plus lentement à l'excitation électromagnétique que les électrons, tel qu'expliqué dans la section 2. En effet, l'imagerie donne surtout de l'information sur les électrons puisque ce sont eux qui gouvernent les recombinaisons radiatives qui émettent de la lumière. De plus, comme une température plus élevée des atomes témoigne de la présence du plasma, elle peut corroborer l'étendue spatiale du plasma observé par imagerie.

Pour extraire la température du gaz des spectres expérimentaux, nous avons utilisé la méthode présentée dans la section 3.2. Nous avons intégré l'intensité de l'émission de plasma dans la direction transversale à l'axe du tube à décharge, ce qui nous donne une température moyenne du gaz à chaque position axiale le long de la colonne à partir de la paroi du Surfaguide. La résolution temporelle est déterminée par la même méthode que pour l'imagerie. Nous avons utilisé un temps d'exposition de 20  $\mu$ s afin d'obtenir un signal significatif. Ce temps est plus long que celui associé aux phénomènes observés avec l'imagerie, mais on s'attend à ce que la température des atomes neutres ne varie pas aussi vite que l'intensité lumineuse puisqu'il n'y a pas d'équilibre thermodynamique entre les neutres et les électrons et que les neutres acquièrent leur énergie par l'intermédiaire des collisions électron-neutre.

La figure 39 montre les résultats obtenus pour le tube de 8 mm. A 4 Torr, la température des neutres augmente simultanément sur les neuf premiers centimètres de la décharge. Ceci est probablement dû à la propagation extrêmement rapide du plasma dans les premiers instants. En effet, à plus haute pression ou plus loin du lanceur, la température diffère selon la position spatiale pour un instant donné.

La figure 40 montre la température lorsque la décharge est stable en fonction de la distance avec le lanceur. De manière surprenante, la température des neutres n'est pas beaucoup

plus basse dans le mode impulsionnel que dans le mode continu. Dans les expériences précédentes accomplies pour le même système, mais en mode continu [18] les températures atteintes pour le tube au diamètre interne de 8 mm étaient de 700 K pour 200 Watt absorbés et une pression de 4 Torr. La figure 39 correspond environ à une puissance de 460 W continue ce qui ne permet pas de comparer adéquatement les températures. Sur la figure 40, la courbe à 18 W correspond à une puissance continue de 280 W et s'approche de son équivalent continu. Le maximum à 600 K montre qu'il y a une diminution de la température lorsque la décharge est impulsionnelle, mais la diminution est faible en comparaison avec le rapport cyclique qui est de seulement 5 %. Malgré cela, comme le temps de stabilisation pour la température du gaz augmente avec la pression, il serait possible qu'à plus haute pression le processus MEOP soit accompli avec une dynamique électronique stabilisée, mais avant que la température ait atteint son maximum. Si cela n'est pas possible, la température de la décharge impulsionnelle serait similaire à celle de la décharge continue.



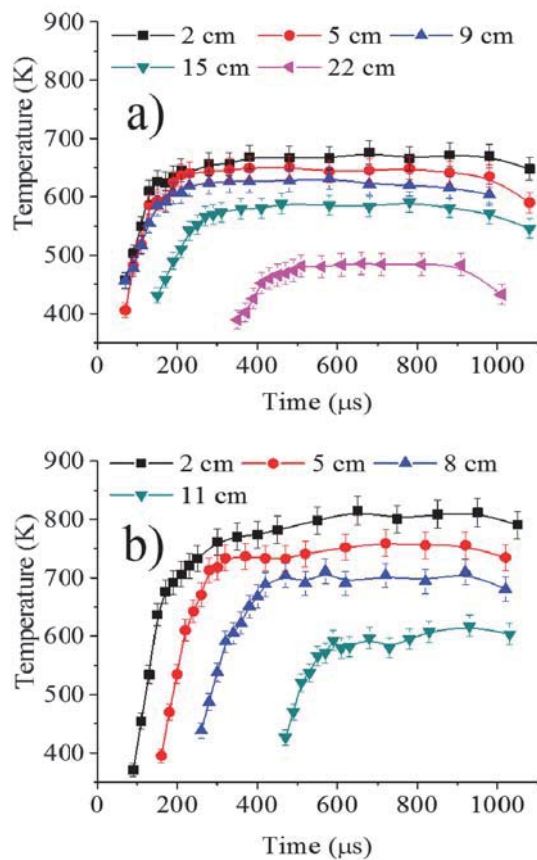


Figure 39: Température du gaz déduite des bandes moléculaires OH du spectre du plasma pour le tube de 8 mm avec une puissance de 23 W et une pression de a) 4 Torr et b) 31 Torr. Les spectres ont été obtenus à une distance du lanceur indiquée par la légende

La figure 41 présente l'effet de la pression sur la température. La figure 41a indique que la température atteinte à l'état stationnaire augmente avec la pression comme nous nous y attendions. Par ailleurs, la distribution axiale de la température à l'état stationnaire (voir Fig. 40b) montre que sa valeur décroît plus vite à partir du lanceur quand la pression augmente. Si l'on considère le début du plateau des profils de la figure 41a comme le début de l'état stabilisé du plasma, on peut estimer le temps de stabilisation. De 100  $\mu\text{s}$  environ à 4 Torr, le temps de stabilisation passe à 300  $\mu\text{s}$  à 42 Torr. À 4 Torr, le temps de stabilisation est environ la moitié de ce qui a été observé pour l'intensité lumineuse sur la figure 22.

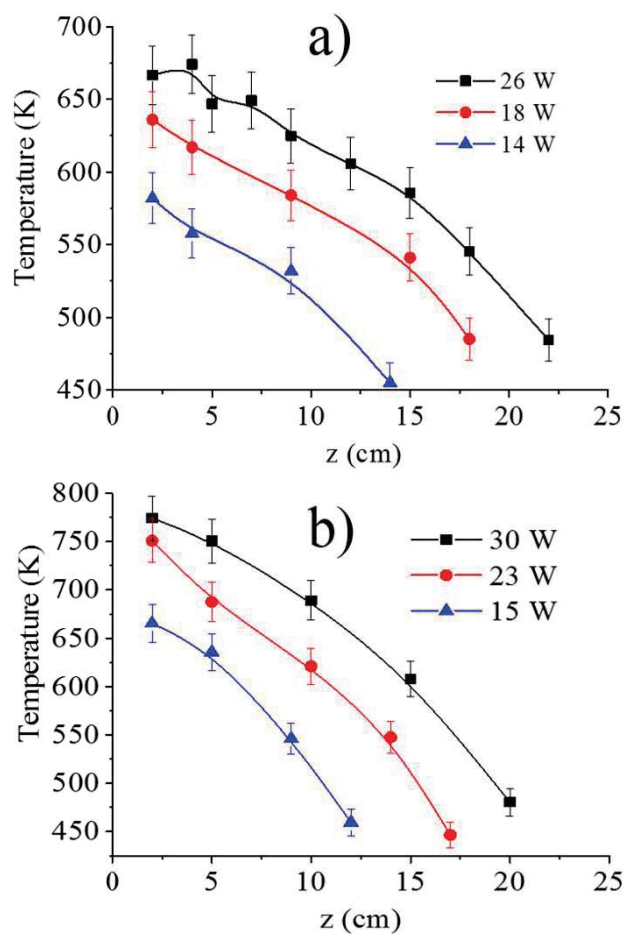


Figure 40 : Distribution axiale de la température à l'état stationnaire à 4 Torr dans a) le tube de 8 mm et b) le tube de 6 mm.

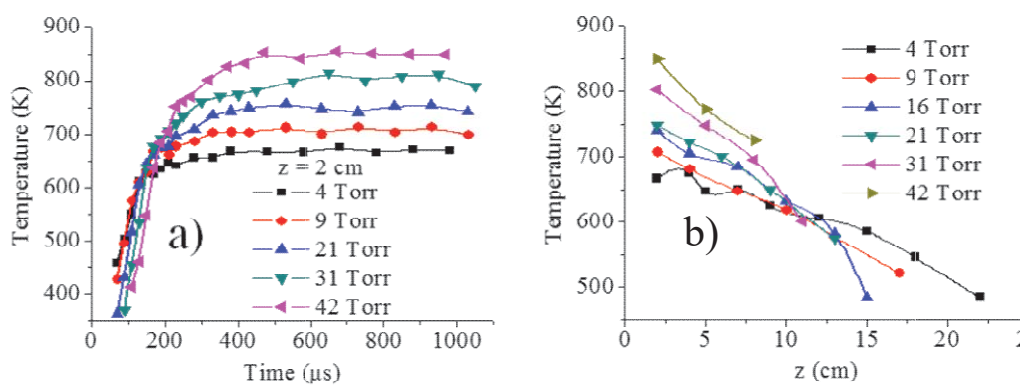


Figure 41 : a) Effet de la pression sur la stabilisation temporelle de la température à une distance de 2 cm du lanceur d'onde. b) Effet de la pression sur la distribution spatiale de la température lorsque l'état stationnaire est atteint.

## 4.7 Insertion contrôlée d'impuretés d'azote

Les atomes métastables constituent un réservoir important d'énergie. Ils peuvent notamment contribuer à l'ionisation par étape, ce qui réduit la température des électrons et affecte donc la cinétique de la décharge. Cependant, la présence d'impuretés dans l'hélium tend à faire diminuer la durée de vie des atomes métastable en les détruisant, tel qu'expliqué dans la section 1.1.1. Les phénomènes observés par imagerie, soit la vitesse de propagation du front d'ionisation, la modulation de l'intensité lumineuse et la zone indépendante du temps proche du lanceur pourraient donc tous dépendre des métastables. Comme des impuretés sont toujours présentes dans notre décharge, nous avons cherché à évaluer leurs effets en injectant une quantité contrôlée d'azote dans l'hélium. L'azote est une impureté extrêmement efficace pour diminuer la quantité de métastables [55].

La figure 42 montre l'évolution de la longueur du plasma dans les premiers instants selon la quantité d'azote ajoutée. Nous avons choisi les conditions qui maximisent dans l'hélium pur l'effet de 'bullet' dans la décharge. On constate d'abord que pour un même délai la longueur de la colonne est beaucoup plus courte lorsqu'on introduit de l'azote dans la décharge. Ceci témoigne de l'importance des atomes métastable, même dans les tout premiers instants de la décharge. Leur absence diminue la densité électronique et entraîne une plus grande absorption de l'onde de surface, ainsi qu'une diminution de sa longueur. La différence est assez évidente entre la courbe sans azote et toutes les courbes avec azote. L'effet semble s'amplifier avec l'augmentation de la concentration d'azote, mais ne semble pas être proportionnel à celle-ci.

Les barres d'erreurs plus grandes sur les premiers points de la décharge sans azote témoignent de cette région temporelle initiale où les processus sont plus rapides que le temps d'intégration de la caméra. Cette région s'étend environ jusqu'à  $85 \mu\text{s}$  sans azote introduit, mais elle ne semble affecter que le premier point à  $70 \mu\text{s}$  dans la décharge avec de l'azote introduit. De plus, la longueur la plus petite de colonne que nous pouvons observer augmente.

On peut faire un parallèle entre les effets de l'azote et ceux de la pression. Les deux limitent l'étendue spatiale maximale, mais la pression a plutôt tendance à allonger la période instable et à diminuer l'étendue la plus petite observable du plasma. La pression augmente principalement la fréquence de collision  $\nu$  en augmentant la densité d'atomes neutres. L'ajout

d'azote diminue la densité électronique en diminuant l'ionisation par étapes. Dans les deux cas, l'effet final est d'augmenter l'atténuation.

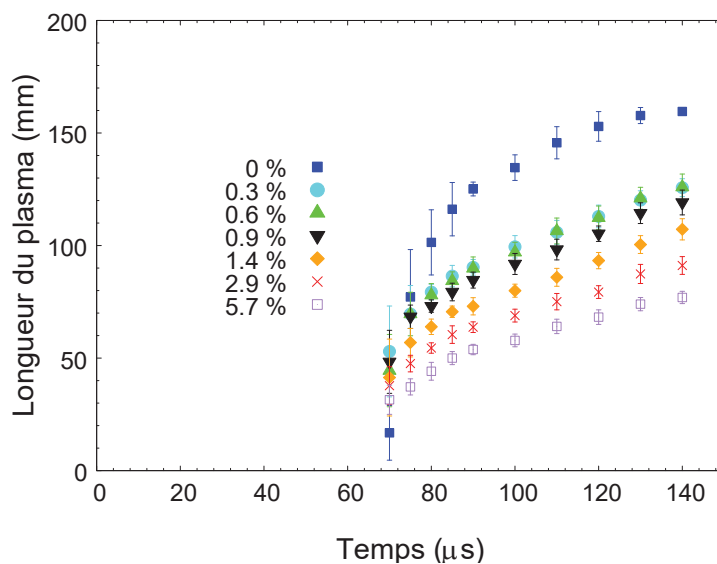


Figure 42 : Effet du débit d'azote en pourcentage du débit total de gaz sur la propagation d'une onde de surface dans l'hélium. Le débit total est de 35 SCCM, la pression de 5 Torr et la puissance absorbée de 23 W. Le temps d'intégration des images est de 5 µs.

La figure 43 montre l'effet de la présence d'azote sur la dynamique de la décharge imagée. Dans toutes les images, une décroissance constante de l'intensité s'observe dans la portion stable de l'impulsion correspondant au temps le plus élevé. Nous pouvons voir une modulation de la décharge dans les instants initiaux, mais elle disparaît avec l'ajout de l'azote. La dynamique de la décharge avec impuretés ressemble aux images à haute pression, sans la contraction transverse de la colonne de plasma. Nous voyons encore une petite modulation à 0.1 et 0,2 sccm d'azote au tout début de l'impulsion. Il est possible qu'à ce moment l'absorption de l'onde soit suffisamment basse pour que l'amplitude de la partie réfléchi puisse créer un anti-nœud d'intensité.

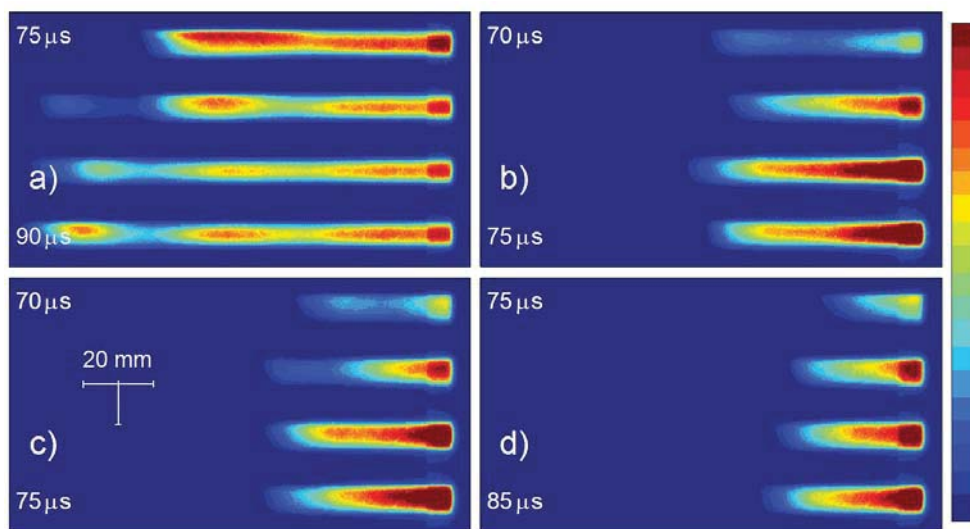


Figure 43 : Effet de l'azote sur la propagation de la décharge. La pression est de 5 Torr, la puissance de 23 W et le débit d'hélium de 20 sccm. Le débit d'azote était de a) 0 sccm, b) 0.1 sccm, c) 0.2 sccm et d) 0.5 sccm.

En bref, l'introduction d'impureté a un effet semblable à celui de la pression pour la diminution du volume de la partie stabilisée de l'impulsion de plasma. L'absorption plus grande fait disparaître la modulation de l'intensité due à la réflexion de l'onde de surface. La comparaison avec nos résultats précédents montre que nous avons moins de 0,3 % d'impuretés semblables à l'azote lorsque nous n'introduisons pas volontairement d'impuretés.

## 4.8 Conclusion

Nous avons mesuré l'intensité lumineuse ainsi que la température dans un plasma d'onde de surface impulsif. Nous avons fait varier la pression dans un régime intermédiaire (5-50 Torr) et la puissance moyenne absorbée entre 8 et 35 W dans des tubes de 4 mm et 8 mm de diamètre interne. Nous avons également fait varier le débit du gaz et introduit des impuretés d'azote.

Les mesures de longueur de la colonne de plasma ont permis d'estimer la vitesse du front d'ionisation. L'analyse de ces mesures montre un plasma qui se stabilise spatialement après un intervalle de 200 à 400  $\mu\text{s}$  qui est de l'ordre de grandeur du temps de montée du générateur. Nous voyons également une transition entre un régime extrêmement rapide dont la vitesse est sensible

à la pression et un régime plus lent qui arrive après que le plasma se soit étendu sur une certaine distance du lanceur.

L'imagerie met en évidence une modulation spatiale de l'intensité lumineuse durant l'établissement du plasma, phénomène que nous associons à la réflexion de l'onde de surface sur le front d'ionisation. L'augmentation du débit de gaz, qui augmente la longueur de la colonne de plasma plus fortement que prévu, permet de voir une succession de nœuds et d'anti-nœuds qui sont en accord avec un modèle simple incluant la réflexion et l'atténuation de l'onde.

Les profils de température du gaz ont la même étendue spatiale que le plasma. Pour un rapport cyclique de 5 %, la température stabilisée est inférieure, mais du même ordre de grandeur, à la température pour une décharge continue.

Ces travaux ont permis d'explorer les caractéristiques du plasma d'hélium dans des conditions qui n'avaient pas été rapportées auparavant. La modulation de l'intensité ainsi que la transition entre deux régimes sont des pistes particulièrement intéressantes pour l'analyse et la simulation.

### **4.8.1 Perspective**

Dans ce document, nous avons présenté l'étude d'un plasma d'hélium produit par une onde de surface impulsionnelle. Cette étude s'inscrivait dans le but plus large d'optimiser le processus de polarisation nucléaire par échange de métastabilité appliqué à l'hélium afin de produire un marqueur pour l'imagerie par résonance magnétique.

Bien qu'imparfaites, les mesures d'imagerie ont mis en évidence la stabilisation rapide de l'étendue spatiale ainsi que de la température de la décharge à un niveau similaire à celui de la décharge continue. Les courbes de vitesse de propagation ne permettent pas d'identifier clairement le processus qui gouverne la progression du front d'ionisation dans le plasma. Elles font cependant apparaître une transition entre deux dynamiques de propagation durant les premiers instants, la première étant très sensible à la pression.

Dans le cadre du processus MEOP, les résultats s'avèrent peu prometteurs. En comparaison avec le plasma continu, l'avantage du plasma impulsionnel est de diminuer la température que subit le contenant du plasma. Cette diminution est cependant limitée puisque la

température impulsionnelle est de l'ordre de celle mesurée sur une décharge continue lorsque la décharge se stabilise. En plus, la décharge possède des inhomogénéités durant son établissement, ce qui pourrait nuire au MEOP.

Pour statuer définitivement sur la pertinence de faire le processus MEOP dans la décharge impulsionnelle, il serait nécessaire d'utiliser un générateur différent avec un temps de montée plus court et de mesurer la densité des états métastables de l'hélium en fonction du temps dans la décharge. En effet, le temps de vie des atomes métastables pourrait leur permettre de persister après l'extinction de la décharge.

## Bibliographie

- [1] M. Batz *et al.*, “He-3 spin filter for neutrons,” *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, vol. 110, no. 3, p. 293, 2005.
- [2] S. Fain, M. L. Schiebler, D. G. McCormack, and G. Parraga, “Imaging of lung function using hyperpolarized helium-3 magnetic resonance imaging: Review of current and emerging translational methods and applications,” *J. Magn. Reson. Imaging*, vol. 32, no. 6, pp. 1398–1408, 2010.
- [3] C. J. Berganza and J. H. Zhang, “The role of helium gas in medicine,” *Med. Gas Res.*, vol. 3, no. 1, p. 18, 2013.
- [4] S. S. Hodgman, R. G. Dall, L. J. Byron, K. G. H. Baldwin, S. J. Buckman, and A. G. Truscott, “Metastable helium: A new determination of the longest atomic excited-state lifetime,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, no. 5, pp. 6–9, 2009.
- [5] P. J. Nacher, E. Courtade, M. Abboud, A. Sinatra, G. Tastevin, and T. Dohnalik, “Optical pumping of helium-3 at high pressure and magnetic field,” *Acta Phys. Pol. B*, vol. 33, no. 8, pp. 2225–2236, 2002.
- [6] P. E. Siska, “Molecular-beam studies of Penning ionization,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 65, no. 2, pp. 337–412, 1993.
- [7] F. D. Colegrove, L. D. Scheerer, and G. K. Walters, “Polarization of He3 gas by optical pumping,” *Phys. Rev.*, vol. 132, no. 6, pp. 2561–2572, 1963.
- [8] K. Suchanek, K. Cieslar, Z. Olejniczak, T. Palasz, N. Suchanek, and T. Dohnalik, “Hyperpolarized 3 He gas production by metastability exchange optical pumping,” *Opt. Appl.*, vol. 35, no. 2, pp. 263–276, 2005.
- [9] M. Batz, P.-J. Nacher, and G. Tastevin, “Fundamentals of metastability exchange optical pumping in helium,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 294, p. 21, 2011.
- [10] E. Courtade, “Pompage optique de l’hélium dans des conditions non-standard,” 2001.
- [11] D. S. Hussey *et al.*, “Polarized 3He gas compression system using metastability-exchange optical pumping,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 76, no. 5, 2005.
- [12] M. Leduc, “Spin Polarized Helium-3, a playground in many domains of physics,” *Le J. Phys. Colloq.*, vol. 51, no. C6, pp. C6–317–C6–331, 1990.
- [13] P. J. Nacher and M. Leduc, “Optical pumping in 3He with a laser,” *J. phys. Fr.*, vol. 46, no. 12, pp. 2057–2073, 1985.
- [14] T. R. Gentile *et al.*, “Demonstration of a compact compressor for application of metastability-exchange optical pumping of He-3 to human lung imaging,” *Magn. Reson. Med.*, vol. 43, no. 2, pp. 290–294, 2000.
- [15] E. Stoltz, M. Meyerhoff, N. Bigelow, M. Leduc, P.-J. Nacher, and G. Tastevin, “High nuclear polarization in 3He and 3He-4He gas mixtures by optical pumping with a laser diode,” *Appl. Phys. B*, vol. 63, no. 6, pp. 629–633, 1996.
- [16] M. Abboud, A. Sinatra, X. Maitre, G. Tastevin, and P.-J. Nacher, “High nuclear polarization of helium-3 at low and high pressure by metastability exchange optical pumping at 1.5 Tesla,” *EPL (Europhysics Lett.)*, vol. 480, pp. 1–7, 2004.
- [17] A. Nikiel *et al.*, “Metastability exchange optical pumping of 3He at high pressure and high magnetic field for medical applications,” *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, vol. 144, no. 1, pp. 255–263, 2007.
- [18] A. Hamdan, J. Margot, F. Vidal, and J.-P. Matte, “Characterization of helium surface-wave plasmas at intermediate pressures (5–50 Torr): temperatures and density of metastable atoms in the 2 3 s level,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 48, no. 3, p. 035202, 2015.



- [19] J. Choukeife, X. Maitre, G. Tastevin, and P. J. Nacher, "On-site production of hyperpolarised helium-3 gas for lung MRI," vol. 2, p. 8081, 2003.
- [20] M. Moisan and J. Pelletier, *Microwave Excited Plasmas*. 1992.
- [21] C. Ferreira and M. Moisan, *Microwave Discharges: Fundamentals and Applications*. .
- [22] M. Moisan and Z. Zakrzewski, "Plasma sources based on the propagation of electromagnetic surface waves," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 24, no. 7, p. 1025, 1991.
- [23] M. Moisan, Z. Zakrzewski, and R. Pantel, "The theory and characteristics of an efficient surface wave launcher (surfatron) producing long plasma columns," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 12, no. 2, p. 219, 1979.
- [24] M. Moisan, Z. Zakrzewski, R. Pantel, and L. Leprince, "A Waveguide-Based Launcher to Sustain Long Plasma Columns Through the Propagation of an Electromagnetic Surface Wave," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 12, no. 3, pp. 203–214, 1984.
- [25] M. Moisan, M. Chaker, Z. Zakrzewski, and J. Paraszczak, "The waveguide surfatron: a high power surface-wave launcher to sustain large-diameter dense plasma columns," *J. Phys. E.*, vol. 20, no. 11, p. 1356, 1987.
- [26] M. Moisan and Jacques Pelletier, *Physique des plasmas collisionnels*. 2006.
- [27] A. D. MacDonald, *Microwave breakdown in gases*. Wiley, 1966.
- [28] A. W. Trivelpiece, "Slow Wave Propagation in Plasma Waveguides," California institute of technology, 1958.
- [29] V. M. M. Glaude, M. Moisan, R. Pantel, P. Leprince, and J. Marec, "Axial electron density and wave power distributions along a plasma column sustained by the propagation of a surface microwave," *J. Appl. Phys.*, vol. 51, no. 11, pp. 5693–5698, 1980.
- [30] A. Shivarova and I. Zhelyazkov, "Surface waves in a homogeneous plasma sharply bounded by a dielectric," vol. 20, no. 1049, 1978.
- [31] J. Kudela, I. Odrobina, and M. Kando, "High-speed camera study of the surface wave discharge propagation in xenon," *Japanese J. Appl. Physics, Part 1 Regul. Pap. Short Notes Rev. Pap.*, vol. 37, no. 7, pp. 4169–4176, 1998.
- [32] E. Bloyet, P. Leprince, M. Blasco, and J. Marec, "Ionization by a pulsed plasma surface wave," *Phys. Lett. A*, vol. 83, no. 8, pp. 391–392, 1981.
- [33] E. Carbone and S. Nijdam, "Ultra-fast pulsed microwave plasma breakdown: evidence of various ignition modes," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 23, no. 1, p. 012001, Feb. 2014.
- [34] A. Gamero, A. Sola, J. Cotrino, and V. Colomer, "Experimental study of the ionization front in pulsed-surface-wave-produced plasmas," *J. Appl. Phys.*, vol. 65, no. 6, pp. 2199–2204, 1989.
- [35] a Gamero, J. Cotrino, A. Sola, and V. Colomer, "The electron density stabilisation process in pulsed surface wave plasmas," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 21, pp. 1275–1281, 1988.
- [36] Y. Kabouzi and M. Moisan, "Pulsed microwave discharges sustained at atmospheric pressure: study of the contraction and filamentation phenomena," *Plasma Sci. IEEE Trans.*, vol. 33, no. 2, pp. 292–293, 2005.
- [37] M. Llamas, V. Colomer, and M. Rodriguez-Vidal, "Transient processes in plasmas produced by surface waves," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 18, p. 2169, 1985.
- [38] D. Grozev, K. Kirov, K. Makasheva, and A. Shivarova, "Modulation Instability in Pulsed Surface-Wave Sustained Discharges," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 25, no. 3, pp. 415–422, 1997.
- [39] A. Sola, A. Gamero, J. Cotrino, and V. Colomer, "Experimental study of the phase constant stabilization times for a pulsed plasma column created by a surface wave," in *Second international conference on surface waves in plasmas and solids*, 1985, p. 641.
- [40] D. Dorozhkina *et al.*, "Investigations of time delays in microwave breakdown initiation," *Phys. Plasmas*, vol. 13, no. 1, p. 013506, 2006.
- [41] a Sobota *et al.*, "Statistical time lags in AC discharges," *J. Phys. D Appl. Phys.*, vol. 44, no. 13, p.

- 135203, 2011.
- [42] V. B. Krapchev, "Kinetic theory of the ponderomotive effects in a plasma," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 42, no. 8, pp. 497–500, 1979.
- [43] H. Schlüter and A. Shivarova, "Travelling-wave-sustained discharges," *Phys. Rep.*, vol. 443, no. 4–6, pp. 121–255, May 2007.
- [44] A. Böhle, O. Ivanov, A. Kolisko, U. Kortshagen, H. Schlüter, and A. Vikharev, "Pulsed discharges produced by high-power surface waves," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 29, no. 2, p. 369, 1996.
- [45] N. Mericam-Bourdet, M. Laroussi, a Begum, and E. Karakas, "Experimental investigations of plasma bullets," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 42, no. 5, p. 055207, 2009.
- [46] A. Böhle, O. Ivanov, A. Kolisko, U. Kortshagen, H. Schlüter, and A. Vikharev, "Pulsed discharges produced by high-power surface waves," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 29, no. 2, p. 369, 1996.
- [47] G. J. M. Hagelaar and S. Vileger, "Simulation of geometrical effects on surface wave discharges," *Plasma Sci. IEEE Trans.*, vol. 33, no. 2, pp. 496–497, 2005.
- [48] V. Atanassov and E. Mateev, "Spatial structures arising along a surface wave produced plasma column: an experimental study," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 63, p. 012025, Apr. 2007.
- [49] D. CZYLKOWSKI, M. JASIŃSKI, and J. MIZERACZYK, "On the role of the design and discharge conditions on the Surfaguide tuning characteristics," *Electr. Rev.*, vol. 88, no. 11b, pp. 313–315, 2012.
- [50] R. P. Cardoso, T. Belmonte, P. Keravec, F. Kosior, and G. Henrion, "Influence of impurities on the temperature of an atmospheric helium plasma in microwave resonant cavity," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 40, no. 5, p. 1394, 2007.
- [51] J. Muñoz, J. Margot, and M. K. Benhacene-Boudam, "Influence of nitrogen impurities on the population of plasma species in atmospheric-pressure helium microwave plasmas," *Spectrochim. Acta - Part B At. Spectrosc.*, vol. 68, pp. 17–23, 2012.
- [52] N. K. Bibinov, A. A. Fateev, and K. Wiesemann, "On the influence of metastable reactions on rotational temperatures in dielectric barrier discharges in He-N<sub>2</sub> mixtures," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 34, no. 12, 2001.
- [53] S. Daviaud, C. Boisse-Laporte, P. Leprince, and J. Marec, "Description of a surface-wave-produced microwave discharge in helium at low pressure in the presence of a gas flow," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 22, no. 6, pp. 770–779, 1989.
- [54] Z. Rakem, P. Leprince, and J. Marec, "Modelling of a microwave discharge created by a standing surface wave," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 25, no. 6, p. 953, 1992.
- [55] J. Muñoz, J. Margot, and M. K. Benhacene-Boudam, "Influence of nitrogen impurities on the population of plasma species in atmospheric-pressure helium microwave plasmas," *Spectrochim. Acta - Part B At. Spectrosc.*, vol. 68, pp. 17–23, 2012.
- [56] W. L. Wiese and J. R. Fuhr, "Accurate atomic transition probabilities for hydrogen, helium, and lithium," *J. Phys. Chem. Ref. Data*, vol. 38, no. 3, pp. 565–719, 2009.