



HAL
open science

Fibre microstructurée à cœur plasma pour la génération de radiations ultraviolettes

Frédéric Delahaye

► **To cite this version:**

Frédéric Delahaye. Fibre microstructurée à cœur plasma pour la génération de radiations ultraviolettes. Optique / photonique. Université de Limoges, 2019. Français. NNT : 2019LIMO0096 . tel-04815480

HAL Id: tel-04815480

<https://theses.hal.science/tel-04815480v1>

Submitted on 3 Dec 2024

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

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

Université de Limoges

**ED 610 - Sciences et Ingénierie des Systèmes, Mathématiques,
Informatique (SISMI)**

Institut de recherche Xlim, Limoges

Thèse pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Limoges

Electronique des Hautes Fréquences, Photoniques et Systèmes

Frédéric DELAHAYE

**Fibre microstructurée à cœur plasma pour la génération de
radiations ultraviolettes**

Thèse dirigée par Fetah Benabid et co-encadrée par Frédéric Gérôme.

JURY :

Rapporteurs :

Mme. Ana Lacoste, Professeur, Laboratoire de Physique Subatomique et de
Cosmologie, Université de Grenoble Alpes.

M. Géraud Bouwmans, Professeur, Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et
Molécules, Université de Lille 1.

Examineurs :

M. Olivier Leroy, Chargé de recherche CNRS, Laboratoire de Physique des Gaz et
des Plasmas, Université de Paris Sud.

M. Philippe Adam, Responsable du domaine scientifique photonique, DGA/MRIS,
Bagneux.

M. Philippe Thomas, Directeur de recherche CNRS, IRCER, Université de Limoges.

M. Fetah Benabid, Directeur de recherche CNRS, Xlim-GPPMM, Université de
Limoges.

M. Frédéric Gérôme, Chargé de recherche CNRS, Xlim-GPPMM, Université de
Limoges.



Rien n'est jamais perdu tant qu'il reste quelque chose à trouver
Pierre Dac

Remerciements

Les travaux de cette thèse ont été réalisés au sein de l'institut de recherche Xlim et plus particulièrement dans le groupe de recherche du GPPMM spécialisé dans la conception et l'utilisation de fibres optique microstructurées.

Je tiens à remercier premièrement les deux rapporteurs Ana Lacoste et Géraud Bouwmans d'avoir accepté d'examiner le fruit de trois années de recherches. Mes remerciements vont également aux autres membres du jury, Olivier Leroy, Philippe Adam et Philippe Thomas pour avoir jugé le résultat de mes travaux de recherche.

Je remercie également Fetah Benabid et Frédéric Gérôme de m'avoir donné l'opportunité de pouvoir réaliser cette thèse et m'avoir accompagné et fait confiance tout au long de cette première expérience de recherche. Je remercie également tous les membres de l'équipe avec qui j'ai pu interagir lors de moments de doutes et de questionnements. Une pensée toute particulière va auprès de Foued Amrani et Benoît Debord pour m'avoir aidé de leurs expertises sur la partie laser et plasma de ma thèse.

Enfin je remercie du fond du cœur mes proches et plus particulièrement mes trois meilleurs amis Hippolyte, Ulysse et Mehdi avec qui j'ai vécu lors de ces trois années et qui m'ont permis de « lâcher un peu de lest » pour décompresser.

Droits d'auteurs

Cette création est mise à disposition selon le Contrat :

« **Attribution-Pas d'Utilisation Commerciale-Pas de modification 3.0 France** »

disponible en ligne : <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/fr/>



Table des matières

Introduction générale.....	15
Chapitre I. Les sources optiques pour la gamme spectrale ultraviolette	19
I.1. Emission optique dans le domaine des longueurs d'ondes ultraviolettes	20
I.2. Emission ultraviolette par conversion de fréquence	21
I.2.1. Conversion de fréquence à travers un milieu solide.....	21
I.2.2. Conversion de fréquence à travers un milieu à gaz	22
I.3. Emission ultraviolette par effet laser.....	24
I.3.1. Les semi-conducteurs	24
I.3.2. Les lasers à gaz	26
I.4. Le plasma : un milieu à gain optique.....	27
I.4.1. Plasmas générés par excitation électrique DC	29
I.4.2. Plasmas générés par excitation électrique RF.....	30
I.4.3. Plasmas générés par excitation électrique microonde	30
I.5. Introduction aux fibres à cœur de plasma	31
I.6. Structure du manuscrit de la thèse.....	32
Chapitre II. Physique des micro-plasmas à onde de surface	35
II.1. Généralités sur les plasmas à onde de surface.....	36
II.2. Système coupleur microonde / onde de surface / milieu à gain.....	37
II.3. Régime permanent de la décharge – Bilan de puissance.....	38
II.3.1. Bilan de puissance	38
II.3.2. Critère de stabilité de la décharge	40
II.4. Propagation d'une onde de surface.....	41
II.4.1. Caractéristiques électromagnétiques radiales et longitudinales de l'onde de surface	41
II.4.2. Simulation de la distribution de champ radiale et longitudinale de l'onde de surface	43
II.4.3. Evolution longitudinale de la densité électronique de la colonne de plasma	44
II.5. Dynamique des plasmas à onde de surface à échelle micrométrique des fibres à cristal photonique.....	46
II.5.1. Densité électronique de la micro-décharge.....	46
II.5.2. Température de la décharge	48
II.5.2.1. Gaine de charge d'espace	48
II.5.2.2. Température du gaz.....	49
II.5.3. Densité de puissance du gaz.....	51
II.5.4. Libre parcours moyen des électrons et des ions	52
II.6. Résumé	53
Chapitre III. Développement d'excitateurs microondes compacts à onde de surface.....	55
III.1. Excitateur de type volumique, le surfatron.....	56
III.2. Développement d'excitateurs de type planaire	60
III.2.1. Résonateur planaire de type microstrip	60
III.2.2. Résonateur planaire de type stripline.....	64
III.2.3. Procédés de fabrication des résonateurs plans et caractérisations associées	65
III.2.4. Amélioration finale des résonateurs plans	67
III.3. Comparaison des excitateurs microondes.....	70

Chapitre IV. Les fibres optiques à cœur creux.....	71
IV.1. Guidage particulier des fibres à cristal photonique.....	72
IV.1.1. Fibres optiques à cœur creux à bande interdite photonique.....	72
IV.1.2. Fibres optiques à cœur creux à couplage inhibé.....	73
IV.2. Technique de réalisation de fibres à cœur creux pour le maintien de plasma à onde de surface.....	76
IV.2.1. Fabrication de fibres à maille Kagomé.....	76
IV.2.2. Fabrication de fibres à maille tubulaire.....	81
IV.3. Résumé.....	83
Chapitre V. Extension de l'émission du plasma au domaine ultraviolet.....	85
V.1. Micro-plasma à base d'argon.....	86
V.2. Choix du milieu gazeux pour le domaine ultraviolet.....	87
V.3. Propriétés du mélange de gaz ternaire d'argon, d'oxygène et d'azote.....	88
V.4. Optimisation de la fluorescence du micro-plasma pour le domaine ultraviolet.....	89
V.4.1. Montage expérimental.....	89
V.4.2. Test préliminaire sur des guides d'onde capillaires.....	90
V.4.3. Etude sur des fibres creuses à maille kagomé.....	92
V.4.3.1. Résultats expérimentaux.....	92
V.4.3.2. Résultats théoriques.....	94
V.5. Résumé.....	95
Chapitre VI. Augmentation du flux optique ultraviolet.....	97
VI.1. Puissance optique des sources émettant dans l'ultraviolet.....	98
VI.2. Augmentation de la puissance optique par différentes architectures microondes.....	98
VI.2.1. Mise en série de résonateurs planaires.....	98
VI.2.2. Conception et réalisation de résonateurs circulaires de type stripline.....	100
VI.3. Augmentation de la puissance optique par le biais de la fibre à cristal photonique.....	103
VI.3.1. Post-traitement des fibres creuses par l'ajout de revêtements céramiques.....	103
VI.3.2. Conception et fabrication de fibres creuses à cœur élargi.....	105
VI.4. Bilan comparatif des différentes techniques d'augmentation de flux optique.....	108
Chapitre VII. Source plasma ultraviolette accordable.....	109
VII.1. Vers la réalisation d'un laser ultraviolet.....	110
VII.2. Accordabilité spectrale.....	112
VII.2.1. Principe et architecture.....	112
VII.2.2. Optimisation de la puissance optique en fonction de la longueur et de la taille de cœur de la fibre.....	114
VII.3. Amplification optique.....	118
Chapitre VIII : Conclusion générale et perspectives.....	121
Références bibliographiques.....	123
Listes des publications.....	131

Table des illustrations

Figure I-1 : Exemple de montage expérimental de conversion de fréquence d'un laser Ti:Saphir dans la gamme UV (figure issue de [10]).....	21
Figure I-2 : Génération de peigne Raman dans l'UV dans une fibre creuse remplie à 5 bar d'hydrogène (issue de [16]).	23
Figure I-3 : Exemple de spectre obtenu par onde dispersive au sein de fibres creuses remplies de gaz (issue de [20]).	24
Figure I-4 : Energie de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour divers semi-conducteurs (issue de [28]).	25
Figure I-5 :Diagramme d'énergie du mélange de gaz krypton-fluor (issue de [37]). (b) Tableau récapitulatif des mélanges de gaz des lasers excimères et de leur longueur d'onde associée.	26
Figure I-6 : Classification des plasmas naturels ou artificiels en fonction de leur température et de leur densité électronique (*Plasma qui fait l'objet de mes travaux de thèse).	28
Figure I-7 : (a) Photo d'un laser hélium-néon sous excitation électrique (issue de [40]), (b) schéma de principe associé.	29
Figure I-8 : Résonateur microonde de la marque Sairem (issue de [47]).	31
Figure II-1 : Schéma des ondes interagissant lors du maintien d'une colonne de plasma.....	37
Figure II-2 : Description des échanges d'énergies dans un plasma entretenu.	38
Figure II-3 : Géométrie de la colonne de plasma et orientation du vecteur β de l'onde de surface.	41
Figure II-4 : Distribution du champ électrique au sein du surfatron et de l'onde de surface associée (issue de [51]).	43
Figure II-5 : (a) Distribution radiale du champ électrique E_r . (b) Distribution radiale du champ électrique E_z . Distribution du champ électrique calculé (c) gros plan sur l'onde de surface, (d) de façon transverse et (e) longitudinale (issue de [51]).	44
Figure II-6 : Distribution transverse de la densité électronique le long de la colonne de plasma.	45
Figure II-7 : Évolution de la constante de propagation β et de la constante d'atténuation α de l'onde de surface en fonction de la densité électronique pour le cas d'une fibre de 100 μm de diamètre de cœur avec une fréquence de collision de $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$	47
Figure II-8 : Profil longitudinale de la densité électronique le long de la colonne de plasma pour une fréquence de collision de $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ pour une fibre de 100 μm de diamètre de cœur.	47
Figure II-9 : Représentation schématique de la gaine de charge d'espace au contact de la paroi formant le cœur d'une fibre à cristal photonique.	49
Figure II-10 : Profils transverses de la température du gaz simulée pour des rayons de cœur de 50 μm et 400 μm ainsi que des densité électronique comprises entre $8.10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et $1.10^{15} \text{ cm}^{-3}$	50

Figure II-11 : Profils de la densité de puissance du gaz simulées selon l'accélération des ions (traits en pointillés) et les collisions électrons-neutre (traits pleins) pour une densité électronique de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ pour des rayons de 50 μm et 400 μm .	51
Figure II-12 : Profils transverses du libre parcours moyen des ions (traits pleins) et des électrons (traits en pointillés) simulés pour une densité électronique de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ pour des rayons de cœur de 50 μm et 400 μm .	52
Figure III-1 : Evolution de la fréquence de résonance des premiers modes pouvant s'établir au sein de la cavité en fonction de sa longueur.	56
Figure III-2 : (a) Simulation du champ électrique établi dans la cavité, en insert un zoom sur le gap. (b) Photo d'un surfatron fabriqué comparé à la dimension d'une fibre HC-PCF. (c) Courbe de résonance expérimentale du surfatron à vide.	57
Figure III-3 : (a) Courbes théoriques de Paschen de l'argon représentant le champ de claquage en fonction de la pression. (b) Courbes expérimentales de Paschen exprimant la puissance appliquée en fonction du produit pxd pour différents diamètres internes (issue de [48]).	59
Figure III-4 : Schéma représentatif d'un circuit gravé sur technologie 2D.	61
Figure III-5 : Schéma de la ligne microstrip réalisée sous HFSS lors des simulations électromagnétiques.	61
Figure III-6 : (a) Courbe de résonance simulée (sous HFSS) de la ligne microstrip optimisée pour une fréquence de travail autour de 2,45 GHz. (b) Répartition de champ électrique le long de la ligne à cette même fréquence.	63
Figure III-7 : (a) Représentation schématique d'un circuit enfuie entre deux plaques de diélectrique. (b) Structure 2D de la ligne stripline.	64
Figure III-8 : (a) Courbe de résonance théorique de la ligne stripline optimisée pour une fréquence de travail autour de 2,45 GHz. (b) Répartition de champ électrique le long de la ligne à cette même fréquence.	65
Figure III-9 : Etapes de réalisation des résonateurs planaires.	65
Figure IV-1 : (a) Diagramme de densité d'états pour une fibre creuse BIP (issue de [71]). (b) Diagramme de densité d'états pour une fibre creuse IC à maille Kagomé.	72
Figure IV-2 : Illustrations d'interfaces cœur/gaine développées pour une fibre creuse IC de type (a) Kagomé, (b) Kagomé à cœur hypocycloïdal et (c) tubulaire.	74
Figure IV-3 : Comparaison des différentes structures photoniques et leurs mécanismes de guidage associés à une fréquence donnée.	75
Figure IV-4 : Schéma illustrant les différentes étapes de fabrication d'une fibre optique à cœur creux (issue de [83]).	76
Figure IV-5 : (a) Atténuation linéique d'une fibre creuse double gaine à maille Kagomé. (b) Mesure du contenu modal d'un fibre hybride basé sur le principe expérimental S^2 [82]. Réalisation de fibres tubulaires pour la propagation du mode d'ordre élevé (c) LP_{11} et (d) LP_{21} .	77
Figure IV-6 : Evolution de la taille du cœur d'air en fonction du nombre de défauts dans le cas d'une maille Kagomé.	78

Figure IV-7 : (a) Exemple de transmission et de pertes linéiques pour le cas de la fibre Kagome de 115 μm de diamètre, en insert les champs proche observés. (b) Mesure typique de la rugosité de surface à l'interface cœur/gaine obtenu par un pico-profilomètre optique. .79	79
Figure IV-8 : Courbes de transmissions des fibres creuses sélectionnées pour le domaine UV. A droite, les images optiques avec les valeurs de diamètre de cœur et l'épaisseur des ponts de silice des fibres Kagomé étudiées.80	80
Figure IV-9 : (a) Evolution des pertes de confinement normalisées par la taille du cœur en fonction du nombre de tubes. (b) Evolution du ratio des pertes entre le premier mode d'ordre élevé et le mode fondamental en fonction du nombre de tubes. (issue de [78]).81	81
Figure IV-10 : Evolution de la taille du cœur d'air en fonction du nombre de défauts dans le cas d'une maille tubulaire.82	82
Figure IV-11 : Courbes de transmission des fibres creuses sélectionnées pour le domaine UV. A droite, les images optiques avec les valeurs de diamètre de cœur et l'épaisseur des ponts de silice des fibres tubulaires.82	82
Figure V-1 : Spectre d'émission d'un micro-plasma d'argon généré au sein d'une fibre creuse86	86
Figure V-2 : Spectre d'émission caractéristique à base d'oxygène et d'azote (issue de [90]).87	87
Figure V-3 : Spectre d'émission caractéristique à base d'argon, d'oxygène et d'azote (issue de [91]).87	87
Figure V-4 : Niveau d'énergie et représentation des échanges d'énergies entre espèces dans le cas d'un mélange d'argon, d'oxygène et d'azote.88	88
Figure V-5 : Montage expérimental du mélange de gaz ternaire pour une optimisation du spectre d'émission dans le domaine UV.89	89
Figure V-6 : Evolution du spectre diffusé le long de la colonne plasma à 1cm du surfatron pour différent pourcentage d'argon, d'oxygène et d'azote au sein d'un capillaire de 200 μm de taille de cœur et pour une puissance microonde de 29 W.91	91
Figure V-7 : Evolution du spectre d'émission guidée par une fibre creuse de 115 μm de cœur pour différents mélanges de gaz ternaire et pour une puissance microonde de 35 W.92	92
Figure V-8 : Superposition de l'émission plasma avec la transmission de la fibre creuse sous test. En haut à gauche est indiqué le champ proche mesuré en sortie de fibre.93	93
Figure V-9 : Comparaison des résultats théoriques obtenus pour le mélange 60/20/20% et 90/5/5% dans le cas d'une fibre creuse de diamètre de cœur 120 μm (issue de [93]).94	94
Figure VI-1 : (a) Montage expérimental de génération de micro-plasam. (b) Images des micro-plasmas générés pour les trois configurations. (c) Evolution de la puissance optique mesurée en sortie de fibre pour différentes configurations d'excitateurs en fonction de la puissance microonde appliquée. (d) Pour les mêmes configurations, évolution de la longueur de la colonne plasma obtenue.99	99
Figure VI-2 : Schéma du résonateur de type anneau stripline.100	100
Figure VI-3 : (a) Courbe de résonance théorique de l'anneau stripline (b) Répartition de champ électrique au sein de l'excitateur.100	100

Figure VI-4 : (a) Illustration schématique et simulations associées d'un résonateur de type microstrip et stripline. (b) Evolution de la longueur de la colonne de plasma observée au sein d'un tube de 1 mm de cœur à une pression de 10 mbar pour les trois configurations du résonateur annulaire stripline.	101
Figure VI-5 : Courbes de résonance à vide et en fonctionnement pour la structure à trois gaps représentée en insert. A droite est représentée l'image de l'onde de surface générée au sein d'un ou plusieurs capillaires.	102
Figure VI-6: (a) Schéma du procédé de dépôt d'un revêtement céramique sur la paroi interne du cœur d'air par voie sol-gel. (b) Affaissement des trous d'air de la gaine de la face d'entrée de la fibre. (c) Images MEB du dépôt réalisé au sein de la paroi interne du cœur après un étuvage à 80 °C et (d) un calcinage à 600 °C.	104
Figure VI-7: Evolution de la puissance optique pour une fibre creuse avec et sans revêtement céramique sur la paroi interne du cœur d'air. En insert, une image illustrant de la détérioration de la microstructure est montrée.	104
Figure VI-8: (a) Comparaison de la puissance optique de sortie pour différents diamètres de cœur de fibre en fonction de la puissance microonde. (b) Evolution de la puissance optique en fonction du diamètre de fibre à puissance microonde constante. (c) Images des différentes fibres utilisées.	106
Figure VI-9 : (a) Spectres du plasma mesurés en sortie de chacune des fibres et superposés à la courbe de transmission. (b) Champ proche du mode plasma enregistré en sortie de fibre.	107
Figure VII-1 : Illustrations de différentes configurations mettant en jeu la fibre à cœur de plasma pour la réalisation de sources UV.	110
Figure VII-2 : Illustration du module d'accordabilité en longueur d'onde appliqué au domaine de l'UV.	112
Figure VII-3 : (a) Schéma représentatif de la source accordable. (b) Image de la sortie de la source accordable réalisée. (c) Image de la source accordable en fonctionnement et du spectre diffracté sur l'ordre 1 du réseau.	113
Figure VII-4 : (a) Spectre d'émission du plasma entre 200 et 1100 nm pour une fibre avec une taille de cœur de 115 μm . (b) Puissance optique mesurée sur chaque ligne en sortie de la source accordable.	114
Figure VII-5 :(a) Evolution de la puissance optique totale en fonction de la puissance microonde mesurée en sortie de différentes longueurs de fibre à 190 μm de cœur. (b) Evolution de la puissance optique sur chaque ligne spectrale pour différentes longueurs de cette même fibre à 50 W.	115
Figure VII-6 : Evolution de la puissance optique des lignes spectrales UV en fonction de la taille de cœur de la fibre creuse. En insert les colonnes de plasmas et fibres associées.	116
Figure VII-7 : (a) Spectre caractéristique guidé en sortie de fibre à cœur de plasma. (b) Spectres discrétisés par la source accordable UV.	117
Figure VII-8 : (a) Schéma de l'architecture étudiée. (b) Photographie du montage expérimental. (c) Photographie des deux surfatrons en fonctionnement.	118

Figure VII-9 (a) Spectres mesurés en sortie de l'étage amplificateur pour différentes puissance de pompe pour un signal sonde à 314 nm. (b) Courbe de gain en dB en fonction de la puissance microonde de pompe appliquée.119

Figure VII-10 : (a) Evolution du spectre mesuré en sortie d'étage d'amplification pour différentes puissances de pompage microonde. (b) Evolution des spectres amplifiés en fonction de la puissance de pompe.120

Table des tableaux

Tableau III-1 : Constantes A et B pour différents gaz.....	58
Tableau III-2 : Paramètres géométriques et intrinsèques de la plaque de diélectrique étudiée.	60
Tableau VI-1 : Récapitulatif des performances de chacune des techniques d'augmentation du flux optique proposées	108

Introduction générale

Au cours des dernières décennies, une demande en pleine croissance de sources émettant aux courtes longueurs d'onde de l'ultraviolet s'est inscrit dans le marché des lasers. Ce besoin provient de domaines d'applications aussi variés que le secteur militaire, la médecine, la microélectronique ou encore le milieu de la recherche. Ce marché est aujourd'hui fortement dominé par les lasers à gaz à base d'excimères, bien qu'ils souffrent d'inconvénients majeurs comme leur encombrement, la complexité des dispositifs ou encore simplement le coût.

Récemment, une nouvelle technologie a émergé sur la base de fibres microstructurées d'air et de silice. Leurs caractéristiques de propagation hors normes ont permis à ces fibres de s'imposer dans des domaines autre que les télécommunications optiques. En particulier, le potentiel de guider la lumière dans l'air à des échelles micrométriques a ouvert la voie à une interaction gaz – lumière sans précédent. Partant de ce modèle, et dans le but à long terme d'y transposer la technologie des lasers excimères, une idée a consisté à combiner le domaine de la photonique et des microondes pour concevoir la première fibre optique à cœur de plasma.

Afin de démontrer la preuve de concept d'une telle approche, plusieurs aspects fondamentaux ont fait l'objet de recherche au sein du groupe GPPMM. Le premier verrou reposait sur l'amorçage et le maintien de micro-plasma de décharge dans une fibre optique dont le cœur creux serait rempli d'un mélange gazeux. A notre connaissance, un tel phénomène n'avait pas encore été observé. En effet, dans la littérature, toutes les expériences font référence à la création de décharges dans des capillaires présentant un diamètre interne bien plus large que ceux de nos fibres optiques à savoir plusieurs centaines de micromètres. Ces décharges sont ainsi obtenues par l'application d'un courant d'excitation longitudinal entre deux électrodes placées aux extrémités du capillaire. Or, lorsqu'on applique une réduction du diamètre du cœur d'air, ce plasma devient instable dans le temps voire inexistant, rendant cette approche inefficace pour le cas des fibres optiques. Un des aspects originaux et novateurs a donc été lié au schéma de la décharge envisagée. Le micro-plasma a été amorcé par un système d'excitation microonde (dit à onde de surface) stable et à très haut degré d'ionisation pouvant être tout intégré et ne demandant aucun accès physique aux extrémités de la fibre.

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans la suite de ces résultats pour rentrer dans une seconde phase du projet avec pour but la réalisation de **sources plasmas fibrées accordables et compactes ciblant le domaine de l'ultraviolet**. Chaque mot de cette phrase a son importance et a donc fait l'objet de développements spécifiques. Avec le premier terme « **source plasma** » on comprend que l'émission de lumière proviendra d'un milieu à gaz ionisé qui sera à définir. Le second mot étant « **fibré** » implique qu'une partie des études sera consacrée à la conception de guides d'onde optiques pour la génération et le confinement de ces plasmas au sein du cœur des fibres. Deux structures particulières seront ainsi étudiées et réalisées. L'aspect « **compact** » fera lui référence au développement des divers composants et notamment des excitateurs microondes qui devront être miniaturisés dans le but à terme de fournir une solution intégrable de la source. Puis, comme on le verra tout au long du manuscrit le mot « **ultraviolet** » sera un élément central qui impliquera d'important travaux aussi bien au niveau du choix du gaz à ioniser que des performances optiques des fibres à atteindre. Enfin avec la caractéristique « **accordable** », nous verrons que des architectures optiques seront développées dans le but de répondre à des applications spécifiques du domaine de l'ultraviolet.

Le manuscrit sera alors divisé en sept chapitres débutant par une présentation des sources ultraviolettes suivie d'un rappel des propriétés des plasmas et plus particulièrement des plasmas à ondes de surface. Le développement d'excitateurs microondes compacts et de fibres optiques spécifiques sera alors abordé en détail pendant deux chapitres. Ces résultats seront ensuite utilisés pour répondre à plusieurs problématiques telles que le choix du mélange de gaz pour étendre l'émission au domaine ultraviolet ou encore la mise en œuvre d'architectures pour répondre à la montée en puissance requise par les applications visées. Enfin, l'ensemble de ces résultats sera réuni pour démontrer une première source accordable ultraviolette.

Chapitre I

Les sources optiques pour la gamme spectrale ultraviolette

Ce chapitre dresse le contexte général des travaux réalisés dans le présent manuscrit. Il couvre le paysage des sources optiques émettant dans l'ultraviolet. En particulier l'accent est mis sur celles qui sont à base de milieux gazeux ionisés. Le chapitre conclut avec une revue générale de la génération des plasmas dans des fibres microstructurées qui représente la brique de base pour mes travaux de thèse.

I.1. Emission optique dans le domaine des longueurs d'ondes ultraviolettes

La région spectrale ultraviolette (UV) concerne les longueurs d'ondes allant de 400 nm à 100 nm divisée en trois sous catégories, l'UV-A (400 nm à 315 nm), l'UV-B (315 nm à 280 nm) et l'UV-C (280 nm à 100 nm). Depuis la première démonstration du laser par Théodore Maiman en 1960 [1], l'émission cohérente optique pour l'UV reste toujours un défi. En parallèle, l'intérêt scientifique et technologique porté par l'interaction laser-matière à des longueurs d'ondes inférieures à 300 nm ne cesse de grandir. Cependant, cette demande contraste par le progrès relativement modeste accompli dans le développement de ces sources UV, surtout quand on les compare aux lasers du domaine proche infra-rouge (NIR).

La difficulté de concevoir et de développer des lasers UV réside principalement dans la structure énergétique des matériaux solides qui, dans le meilleur des cas, présentent une bande interdite ne dépassant pas 9 eV comme pour le saphir [2]. Par conséquent, ces milieux sont dans l'UV trop absorbants et même parfois, susceptibles d'être endommagés. Historiquement, la solution a été d'utiliser le principe de transfert d'énergie collisionnel dans un gaz ionisé, principe qui a donné lieu au développement des lasers à gaz excimères qui présentent des lignes d'émission à des longueurs d'ondes aussi courtes que 126 nm [3]. Cependant, la technologie de ces lasers qui consiste à créer et maintenir une décharge électrique dans un gaz contenu dans une enceinte reste bien trop encombrante et coûteuse pour un usage à grande échelle.

Plusieurs techniques ont alors vu le jour pour dépasser ces limites. Celles-ci peuvent être classées suivant deux catégories. La première repose sur le principe de conversion de fréquence qui est basé sur l'interaction non linéaire entre la matière et l'onde qui la traverse. Ce domaine connaît actuellement un regain d'intérêt suite à la montée en puissances des lasers dans le NIR et à l'avènement de composants photoniques non linéaires très efficaces que sont les fibres optiques et les cristaux non linéaires tels que le tantalate de lithium et le niobate de lithium périodiquement polarisé (PPLT et PPLN) [4], [5]. La deuxième catégorie repose sur le principe de base de l'effet laser (l'émission stimulée) et qui a été étendu à des milieux semi-conducteurs structurés de gallium/arsenic [6] ou des milieux gazeux comme les lasers hélium-néon [7].

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans cet effort d'explorer des pistes nouvelles susceptibles de générer des solutions pour développer des lasers UV ayant des propriétés comparables aux sources dans NIR. Parmi ces pistes, la technologie des fibres creuses à cristal photonique (HC-PCF) permet d'exacerber l'interaction lumière-matière en comparaison avec la technologie des capillaires. De récents travaux au sein de notre groupe de recherche GPPMM (Gas Phase Photonic and Microwave Materials) ont consisté au développement des fibres à cristal photonique remplies de plasma (PC-PCF) [8]. Cette preuve de concept est la première démonstration de confinement de plasma d'argon au sein de microstructures diélectriques. Ainsi, les travaux qui vont être menés lors de cette thèse consistent à développer cette technologie innovante sur plusieurs axes parmi lesquels on compte l'émission spectrale, la puissance optique, la réalisation d'architectures optiques, la conception et fabrication de fibres creuses sur mesure et enfin la miniaturisation des excitateurs microonde.

Le chapitre est organisé de la manière suivante. Nous commençons par donner un aperçu de l'état de l'art des sources UV réalisées aussi bien par conversion de fréquence que par effet laser. Ensuite nous décrivons les propriétés générales du plasma en tant que milieu à gain laser. Enfin, nous listerons les différentes techniques d'excitation et de maintien d'un plasma, qui est une condition *sine qua non* pour tout laser à gaz ionisé. Nous finirons par revoir cette

Le principe de conversion de fréquence peut impliquer plusieurs étages de conversion avec une ou plusieurs sources lasers et plusieurs cristaux non linéaires. Ces dispositifs impliquent une forte chute d'efficacité ou de rendement. Aujourd'hui de nombreux lasers solides utilisent ce principe de conversion de fréquence pour obtenir une émission aux courtes longueurs d'ondes avec une puissance moyenne qui peut atteindre plusieurs dizaine de Watts, surtout avec le développement des lasers de pompe ultra-courts, et avec un rendement des cristaux à la limite quantique [11]. De plus, la taille de ces dispositifs reste relativement peu encombrante, surtout comparativement aux lasers à gaz (voir ci-dessous). Cependant, des limitations sont à noter pour cette technologie telle que la limitation de l'émission à un nombre restreint de fréquences et émettre dans l'UV reste toujours difficile. Par exemple, pour un laser pompe émettant à 1030 nm, autant la génération de la seconde et troisième harmonique respectivement à 515 nm et à 343 nm est très efficace [12], néanmoins générer les ordres plus élevés reste particulièrement délicat de par la réduction du seuil d'endommagement, du rendement du matériau non linéaire et de la durée de vie des composants dans le temps.

I.2.2. Conversion de fréquence à travers un milieu à gaz

La technologie des fibres HC-PCF introduite dans le début des années 2000 a permis d'ouvrir un champ important d'applications par la possibilité de remplir le cœur de la fibre avec différents gaz [13]. Ainsi, une interaction laser-gaz exacerbée par les dimensions micrométriques du cœur et par la propagation sur de longues distances a été rendue possible. On parle typiquement d'une amélioration de cette interaction d'un facteur 1 million par rapport à la technologie des capillaires. De nombreux travaux sont alors apparus dont une branche de ces activités repose sur la conversion de fréquence optique. Plusieurs techniques et phénomènes physiques ont été mis en jeu afin d'étendre la plage spectrale d'émission ou simplement de convertir une longueur d'onde vers une autre jusqu'à atteindre le domaine de l'UV. La première expérience de l'optique non linéaire dans une fibre optique remplie de gaz a été rapportée par Benabid *et al.* en 2002 basée sur la diffusion Raman Stimulée [13]. Cette fibre remplie d'hydrogène à haute pression et pompée par un laser nanoseconde à 532 nm a montré un rendement de conversion de 30% sur des vibrationnels Stokes et Anti-Stokes. Suite à ces travaux pionniers, en 2007 un peigne de fréquence Raman multi-octaves a été démontré allant de 2300 nm à des longueurs d'onde UV de 325 nm. Ces travaux ont été rendus possible grâce à l'émergence dans la même année de la fibre Kagomé présentant un guidage très large bande, et dont plus d'informations seront données dans le chapitre IV du manuscrit. Plus récemment, la génération de ce type de peigne de fréquence a pu être optimisée grâce aux performances améliorées des fibres creuses combinées à un laser émettant des impulsions de 27 ps avec une puissance moyenne de 22,7 W. Ce peigne s'est étendue sur plus de 5 octaves allant de 321 nm à 12,5 μm avec une puissance totale de 10 W [14]. Dans le but d'obtenir un spectre plus dense avec des raies Raman, le groupe de Philip Russell a utilisé un mélange de gaz de H₂, D₂ et Xe et a démontré la génération d'un peigne contenant 135 lignes Raman décalant encore plus l'émission dans l'UV jusqu'à 280 nm [15]. La constante amélioration des performances de transmission linéaire des fibres à cœur creux a ensuite été mise à profit en 2019 par Chafer *et al.* [16]. Un peigne de plus d'une vingtaine de raies UV allant de 269 nm à 400 nm a ainsi été obtenu. Le spectre généré se compose de 4 lignes dans l'UV-C, 8 lignes dans l'UV-B et 9 lignes dans l'UV-A (voir figure I.2).

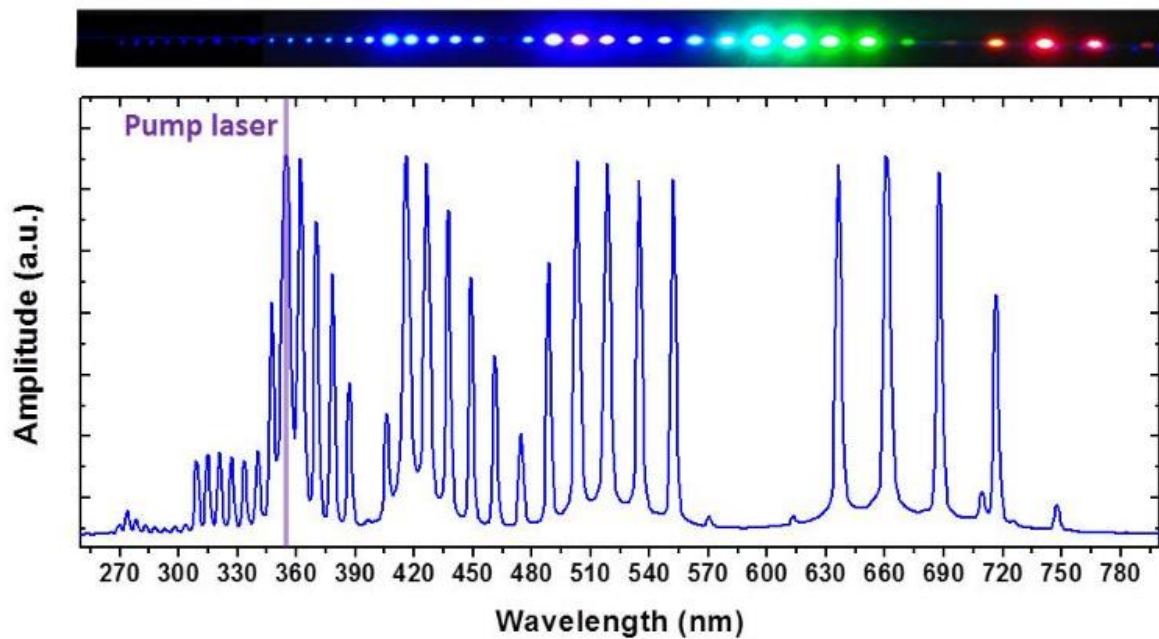


Figure I-2 : Génération de peigne Raman dans l'UV dans une fibre creuse remplie à 5 bar d'hydrogène (issue de [16]).

Le domaine spectral UV a aussi pu être atteint par la génération de supercontinuum dans les fibres creuses. Les travaux de Cassataro *et al.* [17] démontrent la génération d'un supercontinuum allant de 2,5 μm à 200 nm en utilisant une fibre optique creuse remplie d'argon excitée par un laser avec une durée d'impulsion de 35 fs à 1,5 μm . Plus récemment, en 2019, une autre équipe a démontré un supercontinuum débutant à 200 nm et s'étendant jusqu'à 4 μm [17]. Dans ces travaux, la fibre optique à cœur creux est remplie d'argon et pompée à 2,46 μm avec une impulsion de 100 fs. Les travaux cités ci-dessus ont fait usage de différents gaz dans le cœur creux de la fibre pour faire profit de leur non linéarité. Grâce au développement de fibres creuses pouvant supporter le guidage de faisceaux lasers ultra rapides et intenses, les non linéarités ont pu être amplifiées, ici simplement exposées à l'air ambiant par pompage laser avec des impulsions ultra courtes, Debord *et al.* [18] a obtenu un supercontinuum allant de 1500 nm jusqu'à 375 nm.

Ces phénomènes non linéaires de conversion peuvent aussi être liés à une ionisation du milieu gazeux. L'ionisation apparaît quand le niveau d'intensité du faisceau incident dépasse le seuil d'ionisation des gaz utilisés. Ce régime d'ionisation a été étudié théoriquement et expérimentalement. Il en ressort un impact de celui-ci dans le décalage vers le « bleu » du spectre [19]. Aussi, et de manière intéressante, il permet l'émission d'ondes dispersives dans le domaine UV. Les ondes dispersives résultent de transfert d'énergie non linéaire provenant de l'auto-compression de solitons impliquant l'ionisation du gaz. Ceci permet de créer un supercontinuum sur 4,7 octaves allant jusqu'au profond UV c'est-à-dire émettant des longueurs d'ondes aussi courtes que 140 nm. Ce résultat a été obtenu dans une fibre à cœur creux remplie de 4 bar d'argon pompé par un laser avec une durée d'impulsion de 27 fs à 1030 nm. Enfin, en utilisant une pompe ultra courte de durée 38 fs à 800 nm et en jouant sur la pression de gaz au sein d'une fibre à cœur creux, l'équipe de Russell a pu obtenir une source accordable de 176 nm à 550 nm basée sur l'émission des ondes dispersives [17,18].

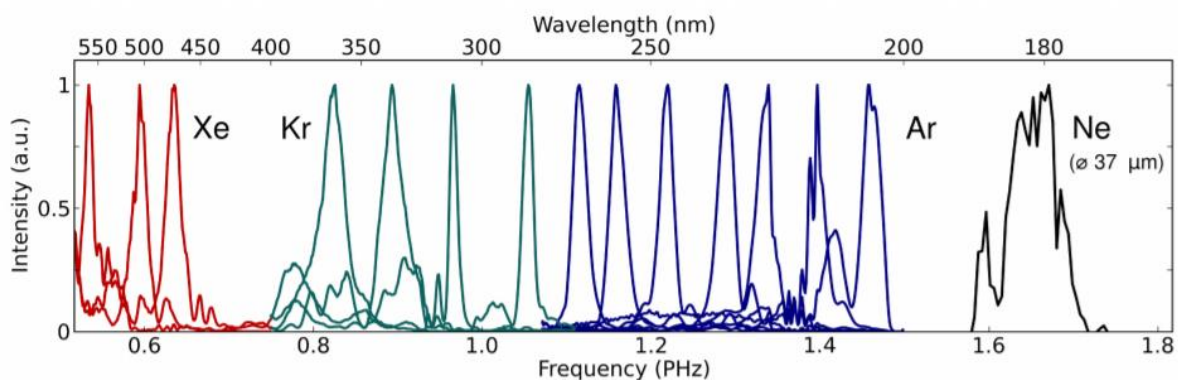


Figure I-3 : Exemple de spectre obtenu par onde dispersive au sein de fibres creuses remplies de gaz (issue de [20]).

Enfin, la génération d'harmoniques d'ordre élevé est un autre effet non linéaire qui a fortement été étudié et qui apparaît lorsqu'un milieu actif est excité par un champ laser très intense (de l'ordre de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ ou plus). L'amplitude du champ électrique doit être suffisante pour venir arracher des électrons aux atomes par effet tunnel. Ces électrons sont ensuite accélérés par le champ du laser créant des collisions qui sont sources de photons très énergétiques. Des harmoniques impaires sont ainsi générées couvrant la gamme de l'UV jusqu'à l'extrême UV soit typiquement entre 124 nm et 10 nm. La première observation fut reportée en 1977 par Burnett en utilisant un laser CO_2 pour exciter un plasma [21]. Des années plus tard, l'expérience a été réitérée dans des gaz démontrant la génération d'harmoniques d'ordre élevé par le biais de laser intense dans un régime ultra-court [22], [23]. Ce principe a été étendu aux fibres HC-PCF permettant d'accroître l'interaction laser-gaz pouvant ainsi créer des photons énergétiques de l'ordre de 60 eV [24]. Néanmoins, l'efficacité de conversion entre l'énergie de l'harmonique et celle de la pompe reste très faible de l'ordre de 10^{-9} pour les harmoniques de la gamme extrême UV.

I.3. Emission ultraviolette par effet laser

I.3.1. Les semi-conducteurs

Les lasers à semi-conducteur ont été démontrés pour la première fois en 1962 par une équipe américaine, R. N. Hall *et al.* à General Electric Research Center [25]. Dans cette équipe, l'effet laser a été obtenu par un pompage électrique dans un semi-conducteur avec une jonction p/n en GaAs. Dans la même période, C. Tric *et al.* a obtenu un effet similaire par pompage optique dans un semi-conducteur en InSb [26]. En 1964, un effet laser dans l'arséniure d'indium par bombardement électronique a été réalisé par C. Benoit à La Guillaume *et al.* [27]. Dans les semi-conducteurs avec une jonction de type n/p, la longueur d'onde émise est reliée à la largeur de la bande interdite (courte longueur d'onde implique une large bande interdite). Donc, pour avoir une émission directe dans l'UV il faut bien choisir la structure du semi-conducteur et le matériau qui le compose. Généralement, les matériaux utilisés pour l'UV sont les composés III nitrures GaN, AlN, InN et leurs alliages AlGaIn et GaInN qui possèdent un large gap entre 3,4 eV et 6,2 eV.

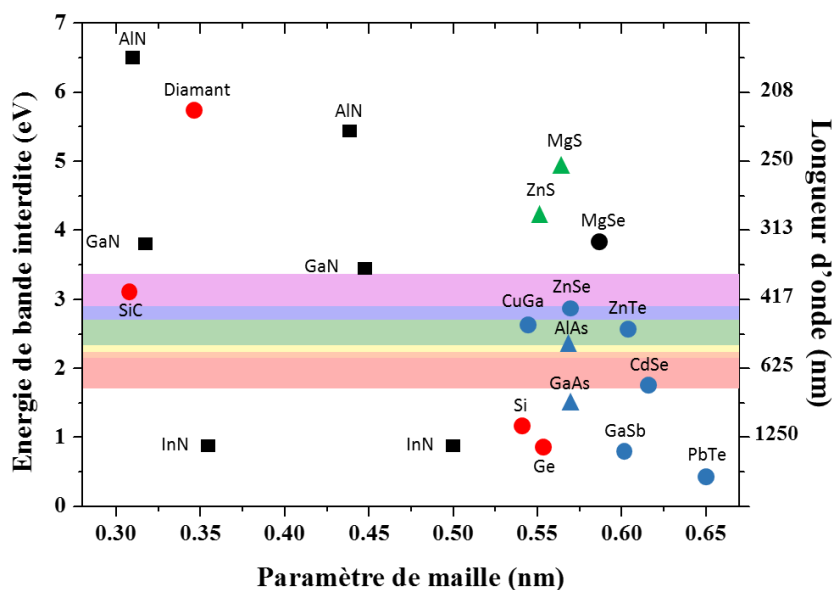


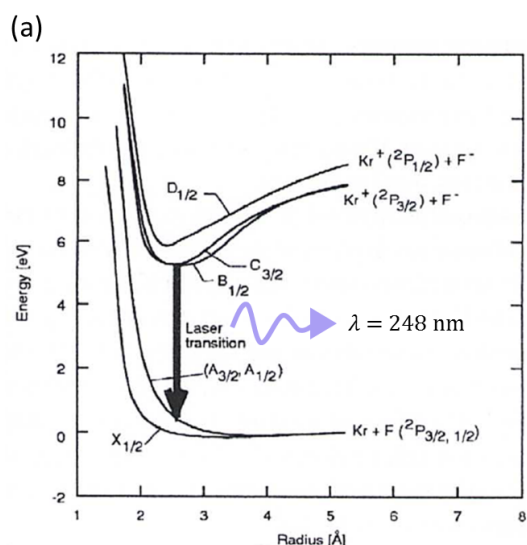
Figure I-4 : Energie de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour divers semi-conducteurs (issue de [28]).

La figure I-4 illustre les bandes interdites des différents semi-conducteurs en fonction du paramètre de maille. Il en ressort que dans la phase wurtzite, les alliages $Al_xGa_{1-x}N$ permettent de couvrir la gamme ultraviolette. De ce fait, les matériaux à base de nitrure sont de bons candidats pour obtenir une émission aux courtes longueurs d'onde.

Dans le cas maintenant de lasers UV à semi-conducteur tels qu'à base de GaN, la zone active d'émission laser se compose d'un empilement de couches d'InGaN contenant 10% à 20% d'In et séparés par des couches de GaN. Cette zone active est empilée entre des couches de GaN et AlGaIn avec un excès de charges négatives ou positives (jonction p/n). L'émission laser se produit après la recombinaison des paires électron-trou suite au passage d'un courant électrique entre les couches externes et la zone active. Depuis leurs premières réalisations, les semi-conducteurs ont fait l'objet d'intenses études et recherches au niveau académique afin de surmonter de nombreuses difficultés, liées principalement à l'élaboration des matériaux. Il a fallu attendre plus de trente ans pour que la première diode laser ultraviolette à 375 nm soit commercialisée par la compagnie nipponne Nichia (1999) [29]. En parallèle, les travaux de Toshio Nishida *et al.* [30] ont montré la possibilité d'obtenir une émission laser à 352 nm avec une puissance de sortie de 10 mW pour une intensité de pompe de 400 mA. L'efficacité quantique interne est estimée à 80% ce qui surpasse même certains lasers. Il est également possible d'obtenir une émission dans la plage de l'UV-C, comme démontré par Yashitaka Taniyasu *et al.* [31] avec une émission à 210 nm. Cependant le rendement interne quantique reste très faible de l'ordre de $10^{-3}\%$, donnant une puissance de sortie de 0,02 μ W pour une intensité de pompe de 40 mA. Aujourd'hui, deux problèmes sont à soulever pour ce type de technologie. Le premier porte sur l'état de surface des différentes couches des matériaux qui sont empilées et qui impacte fortement les courtes longueurs d'ondes. Le second problème résulte des fortes intensités à appliquer aux composants afin d'obtenir des puissances optiques significatives en sortie qui engendrent l'endommagement du matériau. En résumé, avec la technologie de lasers à base de semi-conducteurs il est possible d'obtenir une émission directe dans la plage de l'UV voire de l'UV profond associée à un composant de très faibles dimensions physiques. Néanmoins, la puissance optique de sortie reste relativement faible et donc non en accord avec de nombreuses applications.

1.3.2. Les lasers à gaz

La technologie des lasers à gaz remonte aux années 1960. Parmi ces lasers, les lasers à excimère ont connu un essor particulier. Ils sont encore couramment utilisés dans le domaine du médical pour la chirurgie oculaire et en photolithographie pour la confection de wafer en microélectronique. Le principe est le suivant, le milieu gazeux qui est confiné dans un réservoir (tube) va être soumis à une excitation (DC, RF ou microonde). Les différents types d'excitations seront expliqués en détail dans la partie I-3. L'utilisation de mélanges de gaz particuliers excités électriquement permet d'atteindre des émissions jusque dans le UV-C. Les gaz rares principalement utilisés dans ces lasers sont l'argon, le krypton ou bien le xénon. Tous ces gaz ont une émission spectrale dans le domaine recherché. Le gaz rare utilisé est ensuite mélangé avec un halogène tel que le fluor, le chlore voire du brome. Lorsque le mélange est sous excitation, qu'elle soit électrique ou bien optique, celui-ci va former un excimère tel que Ar_2^* [32] ou un exciplexe comme le ArF^* [33]. Prenons le cas d'un laser krypton-fluor qui est un laser excimère émettant à 248 nm [34], [35]. Le milieu gazeux est mis sous excitation par une décharge électrique. Le champ ainsi appliqué accélère les électrons libres qui vont faire passer le krypton et le fluor dans un état excité (figure I-5 (a)) et vont former le métastable krypton-fluor. La désexcitation du métastable krypton-fluor s'effectue par l'émission d'un photon dans l'UV. Enfin, aux extrémités du tube des miroirs sont positionnés pour former la cavité laser.



(b)

Excimère	Longueur d'onde (nm)
Ar_2^*	126
Kr_2^*	146
Xe_2^*	172 / 175
Exciplexe	Longueur d'onde (nm)
NeF^*	108
ArF^*	193
$KrCl^*$	222
KrF^*	248
$XeBr^*$	282
$ArCl^* / XeCl^*$	308
XeF^*	351

Figure I-5 : Diagramme d'énergie du mélange de gaz krypton-fluor (issue de [36]). (b) Tableau récapitulatif des mélanges de gaz des lasers excimères et de leur longueur d'onde associée.

Le tableau dans la figure I-5 (b) répertorie en fonction de l'espèce créée les différentes longueurs d'ondes émises. Nous pouvons voir que cette famille de laser permet d'émettre de la gamme UV-A, l'UV-B jusqu'à l'UV-C. A l'heure actuelle le géant du laser excimère est Light Machinery une entreprise canadienne [37]. Leurs lasers permettent de délivrer des puissances de sortie dans la gamme de l'UV-B et -C qui sont aujourd'hui de 50 W avec une durée d'impulsion variable entre la picoseconde et la microseconde. Ce type de laser présente cependant l'inconvénient majeur d'être un dispositif lourd et imposant. Ce genre d'appareil mesure en moyenne $1 m^3$, ce qui limite fortement l'incrément de celui-ci dans une chaîne de mesures ou de tests. L'autre inconvénient de cette technologie est le mélange de gaz utilisé. Même si le gaz rare, inerte pour l'homme, ne présente pas de danger en particulier, en

revanche le fluor par exemple, même à petite dose, peut créer des œdèmes pulmonaires, une irritation de la peau et des yeux et lorsqu'il est en contact de l'eau se transforme en fluorure d'hydrogène qui devient un corrosif. Enfin, lorsque le rendement du mélange de gaz du laser n'est plus suffisant, il faut faire une maintenance du gaz et ce de façon relativement régulière. Ainsi, il ressort que malgré l'implantation de ces lasers dans de nombreuses applications et dans l'industrie, cette technologie est intrinsèquement liée à des inconvénients qui appellent à une amélioration voire une modification des points majeurs que sont l'encombrement et les gaz utilisés.

I.4. Le plasma : un milieu à gain optique

Nous venons de voir ci-dessus par le prisme des lasers à gaz, l'importance de la phase ionisée autrement dite plasma pour le développement des sources UV. Cet état de gaz ionisé, souvent décrit comme le quatrième état de la matière, constitue un milieu à gain optique d'intérêt et sera au cœur de mes travaux de thèse. Il est en effet un des seuls états de la matière à pouvoir émettre un rayonnement direct dans les domaines spectraux des courtes longueurs d'ondes jusqu'à l'UV-C. Nous apporterons ici des notions de base sur la nature d'un plasma et ses caractéristiques clés. Les spécificités du milieu plasma sont souvent fortement liées à la nature de son excitation et apport d'énergie. Après un rappel sur la méthode d'excitation « classique » électrique par jeu d'électrodes, qui est couramment utilisé par exemple dans les lasers à gaz, nous verrons un nouveau type de plasma basé sur une excitation originale contrôlée radialement et longitudinalement dans un tube. Ces plasmas dits à « onde de surface » ont émergé dans les années 70 et constitueront la base de mes travaux de thèse.

L'état plasma est le plus commun dans l'univers et représente environ 99% de la matière qui le constitue. Un plasma est constitué de particules chargées d'ions et d'électrons tout en étant globalement neutre. Une manière de classer les différents types de plasma repose sur la température électronique et leur densité électronique. Deux catégories ressortent, les plasmas « froids » et les plasmas « chauds ». La différence intervient au niveau de la température des ions, si la température des ions est très inférieure à celle des électrons le plasma est dit « froid ». A l'inverse si la température des ions avoisine celle des électrons le plasma sera dit « chaud ». La grande majorité des plasmas industriels sont des plasmas froids car les plasmas chauds demandent énormément d'énergie pour leur création. La figure qui suit classe les différents types de plasmas qu'ils soient naturels ou initiés artificiellement par leur densité de charges et leur température.

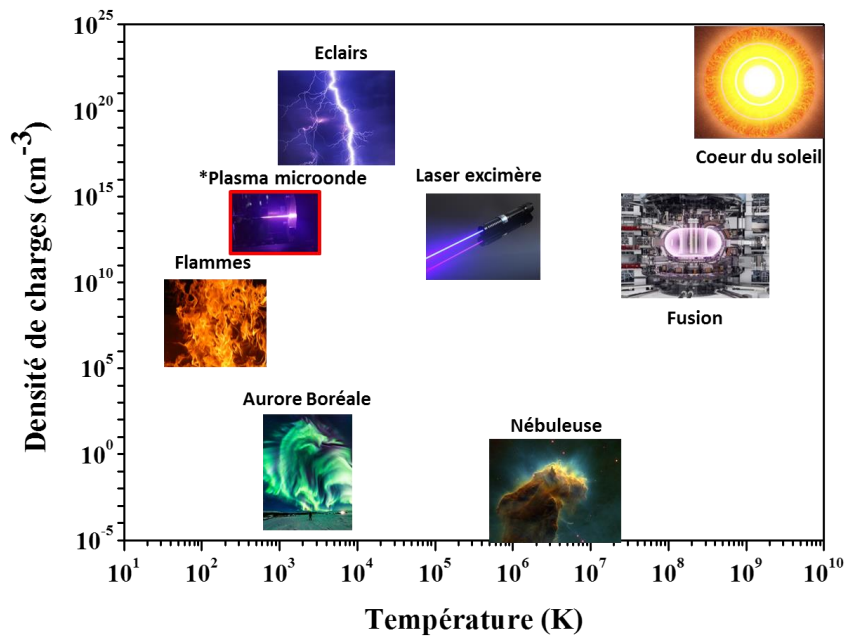


Figure I-6 : Classification des plasmas naturels ou artificiels en fonction de leur température et de leur densité électronique (*Plasma qui fait l'objet de mes travaux de thèse).

On peut y voir les plasmas naturels tels-que les aurores boréales très faiblement ionisées, une flamme avec une densité électronique de l'ordre de 10^9 cm^{-3} , ou même le cœur du soleil avec une densité électronique de l'ordre de 10^{25} cm^{-3} avoisinant une température de 10^9 K . En comparaison les plasmas artificiels telsque les lasers et la fusion ont une densité électronique de 10^{15} cm^{-3} soit 10 ordres de grandeurs inférieure à celle du cœur du soleil. Enfin, nous avons le cas des plasmas à onde de surface générés à une échelle micrométrique au sein de fibres en silice à cœur creux dont la densité électronique est de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} avec une température de 1400 K . Malgré la présence de forte température, la structure de la fibre reste inchangée. Ce point sera abordé en détail dans le chapitre II.

La production d'un plasma nécessite l'apport d'une énergie suffisamment élevée au milieu gazeux afin d'atteindre son seuil d'ionisation. Plusieurs techniques, sources et types d'énergie existent afin d'exciter ce milieu gazeux. Nous nous concentrerons dans cette partie que sur les plasmas générés dans des tubes ou guides d'onde de décharges. Une solution très répandue et principalement utilisée dans les lasers à gaz pour obtenir un plasma est l'usage de forte densité de champ électrique. L'effet du champ électrique va accélérer les électrons libres du milieu qui vont atteindre une énergie suffisante pour qu'ils puissent être ionisés par collision. Cela va créer un phénomène d'avalanche électronique aux autres espèces conduisant à obtenir un plasma uniforme. Il s'agit ici d'un plasma froid hors équilibre thermodynamique [38] où la température des électrons est supérieure à la température des autres particules ($T_i \ll T_e$). Les plasmas qui seront abordés dans cette thèse relèvent de cette catégorie.

I.4.1. Plasmas générés par excitation électrique DC

Une première manière d'obtenir le claquage d'un gaz réside dans l'application d'une tension électrique continue au milieu gazeux à une certaine pression optimisée contenue dans une enceinte, par exemple un tube de décharge en verre. Nous retrouvons typiquement ce genre de système d'excitation dans de nombreux lasers à gaz ou encore dans les tubes d'éclairage domestiques. La figure I-6 (a) illustre ce type d'excitation avec l'observation d'une fluorescence forte à l'intérieur d'un tube rempli d'un mélange de gaz à base d'hélium et de néon [7]. Ce système est schématisé sur la figure I-6 (b) et repose sur l'utilisation de deux électrodes (anode et cathode) positionnées aux extrémités du tube.

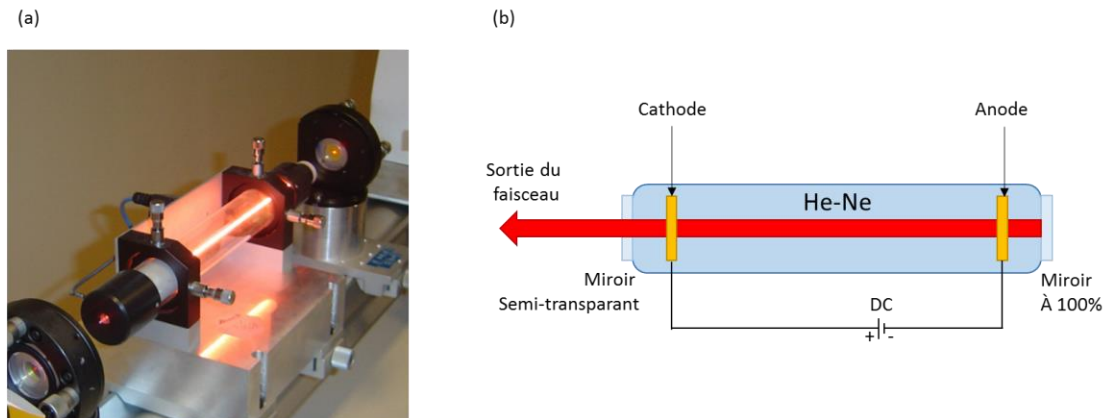


Figure I-7 : (a) Photo d'un laser hélium-néon sous excitation électrique (issue de [39]), (b) schéma de principe associé.

Un gaz soumis à une très faible tension électrique va se comporter comme un milieu isolant. Cependant, lorsque cette tension dépasse le seuil critique qui est la tension dite de claquage, il y a formation d'une décharge électrique et donc d'un plasma. Une fois le plasma généré, il faut que celui-ci persiste dans son état excité. Cela signifie que les pertes des particules chargées sur les parois des électrodes doivent être compensées par le renouvellement de nouvelles particules chargées. Dans ce cas précis, le plasma est dit autosuffisant. Ce phénomène est aussi fortement dépendant de la pression du gaz. A faible pression, la probabilité de collision entre espèces est beaucoup moins importante ce qui donne par la même occasion très peu d'ionisation car peu d'échange d'énergie entre espèces.

Cette méthode d'excitation par l'utilisation même de ces électrodes en contact avec le gaz porte quelques limites. En effet, il ressort un phénomène d'usure des électrodes au cours du temps, rendant le claquage du gaz et le maintien du plasma plus difficile [40]. Cette technique bien établie pour des tubes de décharge de larges dimensions transverses (de l'ordre de la dizaine de millimètres pour l'éclairage domestique) se révèle bien moins efficace à mesure que le diamètre interne du tube diminue. En effet, l'utilisation d'électrodes a été abordé pour l'amorçage de plasmas dans des guides d'onde capillaires jusqu'à des dimensions allant de 150 μm avec une colonne de 13,7 cm et 50 μm avec une colonne 2,9 cm [41]. Cependant, l'application de fortes valeurs de tension est nécessaire pour atteindre le phénomène de claquage de gaz (jusqu'à 10 kW). Ainsi, les taux d'ionisation obtenus restent relativement faibles, de l'ordre 10^{-6} . Pour l'utilisation de guide de décharge de plus faibles dimensions transverse, il apparaît un nouveau facteur limitant, à savoir le diamètre de la zone de décharge

1.4.2. Plasmas générés par excitation électrique RF

Un autre système est utilisé pour l'amorçage de plasma au sein de tubes en verre, basé sur la technologie Radio-Fréquence (RF). Cette technique a été élaborée pour diminuer l'effet d'accumulation de charge sur la surface interne du tube à décharge. Dans cette configuration, l'excitation électrique n'est plus continue mais sinusoïdale. En 2008 ce type d'excitation a été mis en place par Ji *et al.* [42] pour des capillaires avec des diamètres allant de 300 à 30 μm . Le système d'excitation est un générateur haute-tension délivrant des kV à une fréquence de travail de 5 kHz. Néanmoins, il apparaît que le contrôle du profil de densité du plasma que ce soit transverse ou longitudinal reste difficile. Pour obtenir le maintien d'une colonne de plasma sur une dizaine de centimètres, plusieurs électrodes sont positionnées le long du tube. Au niveau de chaque électrode la densité électronique est forte mais diminue entre les deux. Le profil de densité électronique n'est donc pas homogène dans ce type de configuration. Aussi, le maintien en bon état de la structure à décharge n'est pas assuré. En effet, le tube à décharge emmagasine et dégage des charges négatives qui créent par la suite un courant transverse favorisant un transfert d'énergie du plasma vers le gaz. Cependant, ce courant ainsi créé pour de fortes pressions vient détériorer la structure interne. En ce qui concerne le taux d'ionisation, il est estimé à 10^{-5} ce qui est supérieur au cas de la décharge DC mais reste relativement faible. Ce type d'excitation n'apparaît pas comme étant une solution pour l'amorçage et le maintien de plasma dans des structures à cristaux photoniques.

1.4.3. Plasmas générés par excitation électrique microonde

L'excitation de gaz par énergie microonde a depuis longtemps été utilisée avec différents types d'excitateurs. Dans les années 70 a émergé une nouvelle technique d'excitation de plasma microonde dit à onde de surface [43]. La particularité forte de cette technique réside dans le fait que « l'onde de surface » crée son propre milieu de propagation, le plasma. Le maximum de son champ est localisé à l'interface entre la couche interne du diélectrique et le milieu plasma. Aussi, le plasma tire sa génération de cette onde qui transfère de proche en proche lors de sa propagation l'énergie suffisante au milieu gazeux pour l'ioniser. Ce lien de causalité permet de caractériser le système d'auto-suffisant. Le chapitre II viendra détailler les propriétés de cette onde ainsi que les processus et les paramètres clés de génération et propagation de ce système. De nombreuses études ont été menées pour étudier le comportement de ces décharges dans des mélanges de gaz pour l'émission laser. Le point fort de cette technique d'amorçage de plasma est qu'elle n'utilise pas d'électrodes comme dans les autres technologies. Cela évite les problèmes d'usure des électrodes lorsqu'elles sont en contact avec des gaz qui sont corrosifs. Des études théoriques ont appuyé plusieurs expériences sur l'obtention d'effet laser par excitation de plasma microonde afin de mieux comprendre le comportement lors de ce phénomène [44]. La plupart des lasers pompés par énergie microonde sont des lasers excimères à base de XeCl permettant une émission à 308 nm en grande partie pulsée. Le premier laser de ce type fut développé en 1991 par Mendelsohn *et al.* [45], en utilisant une source pulsée de 2 μs à une puissance de 600 kW couplée au mélange gazeux. Il en résulte une émission à 308 nm de durée 100 ns avec une puissance optique de sortie de 20 W.

On peut trouver aujourd'hui certains de ces excitateurs dans le commerce sous le nom de « surfaguide » ou de « surfatron ». Ces excitateurs permettent de générer des colonnes de plasma qui pour certaines font plus d'un mètre pour des tubes de quelques millimètres de

diamètre. Cependant, les excitateurs du commerce ne permettent pas de localiser un fort champ sur un guide d'onde type capillaire ou fibre ayant des diamètres pouvant descendre jusqu'à la centaine de micromètres.



Figure I-8 : Résonateur microonde de la marque Sairem (issue de [46]).

Les photos ci-dessus présentent un dispositif d'excitateur microonde de type surfaguide de chez Sairem [46]. La photo de droite illustre la démonstration, grâce à ce dispositif, de l'allumage d'une colonne de plasma d'argon au sein d'un tube pouvant aller de 10 à 20 mm de diamètre.

I.5. Introduction aux fibres à cœur de plasma

Nous venons de voir que de nombreux travaux ont été menés sur l'amorçage de plasmas ou de micro-plasmas par différents types d'excitations, sur les outils de couplage mis en œuvre ou encore en terme de type d'énergie apportée (DC, RF ou microonde). Il ressort que ces amorçages ont été initiés dans des structures de types tubes de verre ou capillaires. Tous ces réservoirs de décharge ne constituent pas des structures performantes pour à la fois confiner et guider le rayonnement émis par le plasma. Par conséquent, une part importante de l'émission produite est perdue.

La technologie des fibres HC-PCF a émergée dans les années 2000 et a permis d'utiliser en son cœur la matière sous sa forme liquide ou gazeuse. Elle a pu permettre ainsi de démontrer de nombreux résultats en termes de conversion de fréquence comme vu lors de la section I.2.2. De plus, le développement des fibres creuses dit à couplage inhibé (sous la forme d'une fibre à maille Kagomé), s'est distingué de la fibre à bande interdite photonique de par sa capacité à couvrir une plage spectrale de transmission très large descendant jusqu'à l'UV. Aussi, et nous verrons dans les chapitres suivants, qu'avec cette seconde famille de fibres creuses, une grande flexibilité dans la conception est permise comme pour la réalisation de diamètres de cœur creux élargis. On voit ici, tout l'intérêt et le fort potentiel que peut porter cette technologie pour l'application UV (notamment pour le développement de nouvelles sources laser UV) mais aussi de façon plus générale la possibilité de « domestiquer » la phase plasma jusqu'à encore très peu de temps peu contrôlée à des échelles micrométriques. Ce contrôle du plasma et de son rayonnement émis à l'échelle d'une fibre optique représente un impact et intérêt fort pour la communauté de la photonique. Des premiers jalons majeurs ont

été démontrés lors des travaux de thèse de Benoît Debord [47] où pour la première fois une colonne de plasma d'argon microonde allant jusqu'à 4 cm de long a pu être amorcé et dans une fibre à cristal photonique à cœur creux grâce à la technique de l'onde de surface. Ces travaux à la fois expérimentaux et théoriques ont montré non seulement la possible génération d'un plasma stable mais aussi le guidage à l'extrémité de la fibre de photons émis par ce dernier. Ce micro-plasma confiné a pu être utilisé sans engendrer d'endommagement de la fine microstructure de la gaine malgré une densité électronique de 10^{14} cm^{-3} couplée à une température de gaz allant jusqu'à $1400 \text{ K} \pm 200 \text{ K}$ au centre de la colonne. Une dynamique particulière mise en jeu, à l'échelle micrométrique a été démontrée expliquant cette situation pouvant apparaître paradoxale en présence de forte densité électronique ($5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) couplée à une température de gaz restant à un niveau relativement faible. Ces travaux pionniers ont permis de placer cette fibre à cœur creux de plasma comme une plateforme de travail d'intérêt. Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans ce contexte et se proposent de développer les premiers jalons pour une nouvelle génération de laser UV compact.

Cependant plusieurs points restent à améliorer comme le spectre de fluorescence du plasma qui se résume principalement pour le moment à l'émission de l'argon I autour de 800 nm, donc aucune présence de lumière ultraviolette [47]. La puissance optique obtenue en sortie de fibre est aussi un axe d'étude à considérer car les valeurs sont limitées à quelques centaines de nanowatt, donc insuffisantes pour répondre aux applications envisagées. Enfin, les excitateurs microondes utilisés sont actuellement de type volumique ce qui présente des inconvénients pour des intégrations futures dans des dispositifs compacts. L'ensemble de ces points fera l'objet de développements spécifiques au cours du manuscrit.

I.6. Structure du manuscrit de la thèse

Dans ce contexte, le manuscrit de thèse va suivre la structure suivante. Le second chapitre fera l'objet d'une présentation des caractéristiques des plasmas microondes à onde de surface permettant d'ioniser un gaz confiné dans d'un tube à décharge de façon non intrusive. Des conditions d'échanges d'énergies seront présentées pour le maintien d'une colonne de plasma. Ces caractéristiques seront appliquées à notre système d'étude qui utilise des structures ayant des dimensions internes de la centaine de micromètres émergeant ainsi une nouvelle dynamique plasma. Il en ressortira des conditions sur le diamètre interne des fibres qui seront appliquées lors de leur conception.

Le chapitre III portera sur un travail de miniaturisation des dispositifs d'amorçage plasma à onde de surface. Portant sur une technologie planaire, deux modèles seront présentés. Le premier sera conçu sur la base des circuits dits « microstrip » et le second sur les circuits dits « stripline ». Une étude comparative sur la longueur de la colonne de plasma générée sera réalisée entre ces dispositifs et celui de référence, le surfatron. Il en ressortira que la miniaturisation n'affecte en rien la génération et le maintien de micro-plasma.

Le chapitre IV débutera par une comparaison des fibres HC-PCF existantes et en particulier leur mécanisme de guidage. Il en ressortira que les fibres par couplage inhibé seront les meilleures candidates pour la génération et le confinement d'un micro-plasma. Voulant aller sur des structures ayant des dimensions de cœur supérieures à $100 \mu\text{m}$, deux structures seront identifiées. La première sera basée sur une configuration à maille Kagomé présentant 19 défauts de cœur et la seconde sur une gaine annulaire formée de 12 tubes. Une phase de

fabrication sera consacrée à l'élargissement de la taille de cœur de ces fibres démontrant des dimensions internes allant pour la première fois jusqu'à 220 μm .

Les premiers plasmas, composés d'argon uniquement, ne parvenaient pas à émettre de spectres denses dans l'UV. Voulant remédier à ce problème, une étude sera menée sur la génération d'un plasma à partir d'un mélange de gaz ternaire dans le chapitre V. Ce mélange sera composé d'argon, d'oxygène et d'azote. En réalisant une campagne systématique sur le ratio de chaque gaz composant le mélange, un optimum d'émission dans l'UV sera obtenu. Une étude théorique viendra consolider nos résultats expérimentaux.

Le chapitre VI abordera l'augmentation de la puissance optique émise par le plasma à la sortie de fibre. Deux voies seront explorées. La première portera sur l'architecture des dispositifs microondes dans l'amorçage de micro-plasma, soit en augmentant le nombre de résonateur sur un même guide d'onde optique ou inversement en augmentant le nombre de guides d'onde optiques sur le même résonateur. La seconde voie consistera à travailler sur la fibre creuse soit en revêtant la paroi interne de la fibre d'une couche de céramique ou en élargissant la taille de cœur de la fibre.

Enfin, le dernier chapitre se focalisera sur l'élaboration d'une source accordable en longueur d'onde dans le domaine UV allant de 200 à 450 nm avec plus de 20 lignes spectrales discrètes. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude du plasma comme milieu amplificateur afin d'ouvrir la voie pour la réalisation d'un laser fibré dans l'UV à base de plasma.

Chapitre II

Physique des micro-plasmas à onde de surface

Ce chapitre expose les principes physiques de la génération d'une colonne de plasma par onde de surface microonde. Une caractéristique principale d'une décharge initiée et entretenue par une onde de surface électromagnétique repose sur le fait que cette onde crée son propre milieu de propagation au sein d'un tube diélectrique à décharge. Le chapitre présente les caractéristiques de propagation et les conditions de présence de cette onde par un bilan de puissance équilibré entre l'onde et le milieu plasma. Il sera ensuite rappelé la dynamique plasma originale démontrée à l'échelle micrométrique dans le cas particulier des fibres creuses. Les résultats permettront ainsi de dégager les critères essentiels à l'obtention de colonnes de plasma stables et efficaces pour le développement de nouvelles fibres creuses et coupleurs qui feront l'objet des deux prochains chapitres.

II.1. Généralités sur les plasmas à onde de surface

L'originalité d'un plasma entretenu par une onde de surface, introduit dans les années 70 par R.M. Fredericks [48] et Ph. Leprince [49], consiste en l'existence d'un mécanisme dit auto-cohérent. Celui-ci repose sur le fait que l'onde électromagnétique avec un mode donné crée son propre milieu de propagation, à savoir le plasma lui-même. Le terme « d'onde de surface » provient du fait que la valeur maximale de la composante transverse de ce mode électromagnétique se situe à l'interface entre le diélectrique du guide de décharge et la colonne de décharge.

L'existence et les caractéristiques propagatives de cette onde sont donc intimement liées à l'utilisation d'un système de couplage mettant en jeu le transfert d'une énergie microonde vers un gaz confiné et à la nature de l'interface entre le milieu plasma et le diélectrique contenant le gaz. Ce chapitre apporte ici les conditions d'excitation et de stabilité de ce mode microonde dans la fibre creuse pour finir vers une description d'une dynamique de plasma originale dans le cas des décharges micrométriques, démontrée par Debord et *al.* [50], dans les fibres HC-PCF en comparaison avec les guides d'onde de décharge de plus grande dimension transverse.

Premièrement, ce chapitre expose que techniquement l'excitation de ce mode, dit transverse magnétique TM_{00} , est permise grâce à un coupleur électromagnétique à symétrie azimutale avec un design particulier « à fuite de champ », permettant un échange efficace de l'énergie électromagnétique résonnante dans cette cavité vers le milieu gazeux contenu dans le cœur creux de la fibre à cristal photonique. La description de ce système coupleur/fibre/plasma permettra de mettre en exergue les différentes puissances mises en jeu pour l'entretien du plasma. Le bilan de puissance du système sera exposé.

L'onde de surface cède de proche en proche son énergie au milieu plasma et permet ainsi son entretien longitudinal jusqu'à atteindre une puissance insuffisante à l'ionisation du milieu, correspondant à l'arrêt de la génération de la colonne plasma. Nous verrons les équations maîtresses de propagation linéaire de cette onde le long de la colonne plasma mais aussi les conditions de décroissance de la densité électronique pour le maintien d'un plasma stable.

Finalement, nous verrons comment la dynamique cinétique des différents porteurs (électrons et ions) de transfert de chaleur vers le milieu gazeux permet de corroborer la possibilité d'exciter et de maintenir un plasma dont la densité de puissance de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} et couplée à une température de gaz restant à un niveau relativement faible en dessous de 1400 K et n'entraînant pas de dégradation de la structure d'une fibre à cristal photonique à cœur creux. A titre indicatif, pour 10^6 particules neutres N non excitées dans un volume élémentaire de plasma dV on obtient :

- 100 à 1000 ions non excités N^+
- 100 à 1000 électrons e^-
- 1 à 10 particules neutre excitées N^*
- 0,001 ions excité N^{++}

Les deux dernières particules sont à l'origine de l'émission de lumière au sein de la décharge à onde de surface.

La compréhension et quantification de l'impact dimensionnel des fibres de décharge sur le claquage du gaz et sur les niveaux de température du gaz sont essentielles pour tendre au

développement de fibres optiques creuses optimales contenant une micro-décharge. Ce caractère optimal regroupe la facilité d'allumage de la colonne plasma et la préservation de la gaine air/silice microstructurée. Il ressortira de ces résultats théoriques un compromis à trouver en terme de dimensions radiales de cœur. Le développement et la fabrication de ces fibres seront présentés dans le chapitre IV consacré à la fibre optique.

II.2. Système coupleur microonde / onde de surface / milieu à gain

La génération de plasmas à onde de surface et le transfert de l'énergie microonde vers le milieu gazeux contenu dans le cœur creux du guide d'onde de décharge est possible au travers d'un outil efficace de couplage prenant la forme de cavité résonante à fuite de champ localisée.

Figure II-1 montre schématiquement le principe de génération d'une colonne de plasma par onde de surface. Le champ d'une cavité microonde résonant et servant aussi de coupleur, grâce à une zone de fuite, appelée « gap », excite un gaz contenu dans un tube diélectrique et traversant le gap. Le gaz excité s'ionise et forme sur une courte section longitudinale une interface diélectrique-plasma. Cette interface permet à son tour l'excitation d'un mode de surface propageant. Ce mode « déporte » le champ d'excitation le long du tube diélectrique, faisant ainsi « propager » le plasma sur une longueur déterminée par à la fois les pertes linéiques du mode de surface et le seuil de champ nécessaire pour ioniser le gaz. Le résultat est une colonne de plasma générée par un phénomène auto-propageant mettant en jeu un couplage entre un milieu plasma et une onde de surface.

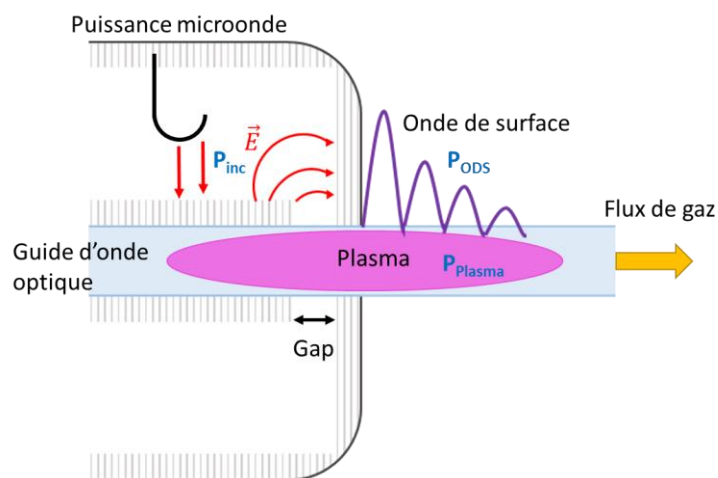


Figure II-1 : Schéma des ondes interagissant lors du maintien d'une colonne de plasma.

Le premier de ces coupleurs à avoir été développé pour ce type de décharge prend la forme de surfatron [51] [52] et sera pris en exemple tout au long de ce chapitre puis en tant que référence dans le chapitre III. Il correspond à une cavité microonde résonante dont les dimensions permettent de fixer sa fréquence de travail. Il présente une symétrie de révolution prenant la forme de deux cylindres métalliques coaxiaux et dont l'espace vide entre les deux correspond à la cavité. Le couplage de l'énergie vers cette cavité se fait par l'intermédiaire d'une antenne. Le cylindre interne permet l'insertion d'un guide d'onde de décharge longitudinalement, par exemple un capillaire ou une fibre optique à cœur creux.

II.3. Régime permanent de la décharge – Bilan de puissance

Nous retrouvons sur la figure II-1 les différentes puissances présentes dans le système coupleur microonde / onde de surface / milieu gazeux et les différents échanges d'énergie nécessaires à l'amorçage et au maintien de micro-plasma. Le mode stationnaire qui s'établit au sein de la cavité porte une puissance P_{inc} . La puissance portée par l'onde propagatrice de surface électromagnétique est notée P_{ods} .

Un premier transfert d'énergie s'établit au travers du « gap » entre l'énergie microonde couplée par l'antenne au sein d'une cavité résonante vers le champ électromagnétique de l'onde de surface ($P_{cav} \rightarrow P_{ods}$). Ce transfert s'effectue avec un certain rendement qu'il est difficile de quantifier expérimentalement. Nous considérerons ici qu'il est de 100%.

Ce transfert d'énergie ne peut se mettre en place de manière entretenue qu'après l'obtention du claquage du gaz confiné dans le guide de décharge. Les conditions de claquage de ce gaz et plus particulièrement la puissance microonde minimale à apporter au système pour assurer cet amorçage seront exposées, au travers de courbes de Paschen, lors du chapitre suivant qui présentera les travaux de développement de nouveaux excitateurs microondes à onde de surface.

Un second transfert d'énergie s'opère ensuite entre l'onde de surface et le milieu gazeux (ou plasma à l'état stationnaire). C'est ici que l'onde de surface permet l'amorçage du plasma et son maintien en transférant de proche en proche le long de la fibre de décharge son énergie au milieu qui possède une puissance P_{pl} ($P_{ods} \rightarrow P_{pl}$), et créant ainsi son propre milieu de propagation. Les caractéristiques de cette propagation longitudinale sont détaillées en section II-3-1.

Le régime permanent de la décharge va être gouverné par deux conditions essentielles :

- L'obtention le long de la direction de propagation z d'un équilibre entre la puissance acquise par les électrons de la décharge provenant du champ électromagnétique (ou encore la puissance absorbée par le plasma) (P_{abs}) et la puissance perdue par ces mêmes électrons par des collisions avec les particules neutres (P_{coll}), ou encore la puissance dissipée par le plasma.
- La stabilité de cet équilibre.

II.3.1. Bilan de puissance

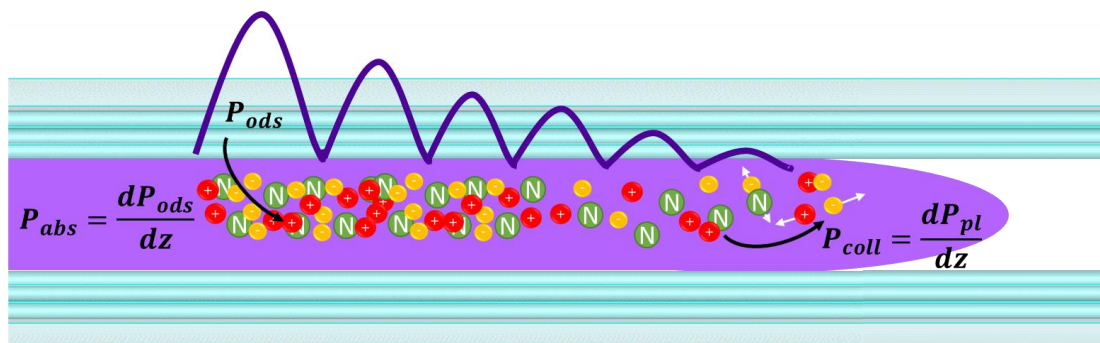


Figure II-2 : Description des échanges d'énergies dans un plasma entretenu.

Comme le mentionne la première condition ci-dessus, afin que le maintien de la colonne de plasma soit effectué [53], nous pouvons écrire l'égalité suivante entre la variation le long de la colonne plasma z de la puissance cédée par l'onde au milieu (ou absorbée par le plasma) et la puissance dissipée par celui-ci, toutes deux dépendantes de la densité électronique n_e :

$$P_{abs}(z) = P_{coll}(z) \quad \text{Équation II.1}$$

Ou autrement :

$$-\frac{dP_{ods}}{dz} = \frac{dP_{pl}}{dz} \quad \text{Équation II.2}$$

La variation de puissance de l'onde de surface sur une section longitudinale Δz du plasma est reliée à sa constante d'atténuation $\alpha(z)$ par la relation suivante :

$$\frac{dP_{ods}(z)}{dz} = -2\alpha(z)P_{ods}(z) \quad \text{Équation II.3}$$

La dépendance en z du coefficient d'atténuation provient en fait de celle de la densité électronique qui évolue le long de la colonne.

Il ressort ici que P_{abs} est dépendant de la densité électronique par l'intermédiaire de la dépendance du coefficient d'atténuation de l'onde avec cette densité. P_{abs} dépend donc du mode électromagnétique considéré pour créer la décharge.

La puissance dissipée par le plasma par collisions entre les électrons et les neutres est directement liée à la conductivité électrique du plasma σ_e par la relation suivante :

$$\frac{dP_{pl}(z)}{dz} = \int_S R(\sigma_e) \frac{E^2}{2} 2\pi r dr = \frac{1}{2} S \int_z^{z+\Delta z} R(\sigma_e) E^2(z) dz \quad \text{Équation II.4}$$

où S correspond à la surface de la section du plasma et σ_e est défini par :

$$\sigma_e = \frac{\omega_{pe}^2 \epsilon_0}{\nu + j\omega} \quad \text{Équation II.5}$$

avec la pulsation plasma électronique ω_p définie par $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$, et ν qui représente la fréquence de collision entre les électrons et les neutres pour un transfert de la quantité de mouvement.

On peut donc obtenir :

$$P_{coll}(z) = \frac{dP_{pl}(z)}{dz} = \frac{1}{2} S \left(\frac{e^2 \nu}{m_e \omega^2 \left(1 + \left(\frac{\nu^2}{\omega^2} \right) \right)} \right) n_e(z) E^2(z) \Delta z = \theta n_e S \quad \text{Équation II.6}$$

Pour des plasmas faiblement collisionnels *i.e.* pour $\nu \ll \omega$,

$$P_{coll}(z) = \frac{dP_{pl}(z)}{dz} = \frac{1}{2}S \left(\frac{e^2 v}{m_e \omega^2} \right) n_e(z) E^2(z) \Delta z = \theta n_e S \quad \text{Équation II.7}$$

où $E^2 = \sqrt{E_z^2 + E_r^2}$ est le module du champ de l'onde et où θ est introduit comme la puissance dissipée par un électron lors des collisions avec les particules neutres. θ peut donc être exprimé sous la forme d'un champ effectif de maintien E_{eff} par la relation $\theta \sim \left(\frac{e^2 E_{eff}^2}{m_e v} \right)$.

Cette puissance caractéristique de la décharge dépend de la nature du gaz, de la dimension transverse du plasma et de la densité des neutres. Dans le cas d'absence de recombinaison en volume que nous considérons ici, cette puissance nécessaire au maintien d'une paire ion-électron ne dépend pas de la densité électronique et P_{coll} varie de manière linéaire avec n_e .

On peut finalement écrire une relation (en combinant les équations II-3 et II-7) reliant les caractéristiques clés d'une décharge par onde de surface avec :

$$P_{pl} = 2\alpha(z)P_{ods} = \theta n_e(z)S \quad \text{Équation II.8}$$

L'évolution axiale de ces paramètres sera décrite dans les prochaines sections.

II.3.2. Critère de stabilité de la décharge

Nous venons de voir les conditions et relations d'équilibre entre les différentes puissances rencontrées dans ce système. Concernant la condition de stabilité de la décharge, elle peut être décrite de la façon suivante : si la densité électronique ne subit pas une perturbation telle que $n_e + \Delta n_e$ avec $\Delta n_e > 0$ et pour que le plasma retourne vers son état d'équilibre, il faut donc que la puissance perdue par les électrons soit plus grande que celle fournie par l'onde de surface. Et inversement dans le cas où $\Delta n_e < 0$. Dans ces conditions, le critère de stabilité peut se formuler sous la forme :

$$\frac{dP_{ods}}{dn_e} < \frac{dP_{pl}}{dn_e} \quad \text{Équation II.9}$$

en introduisant les équations II-3 et II-7, il en ressort la forme suivante :

$$2P_{ods} \frac{d\alpha}{dn_e} < \theta S + n_e \frac{d\theta}{dn_e} S \quad \text{Équation II.10}$$

$$\frac{d\alpha}{dn_e} < \frac{\alpha}{n_e} \left(1 + \frac{n_e}{\theta} \frac{d\theta}{dn_e} \right)$$

Dans le cas où θ ne dépend pas de la densité électronique, le critère de stabilité de la décharge se résume sous la forme suivante :

$$\frac{d\alpha}{dn_e} < \frac{\alpha}{n_e} \quad \text{Équation II.11}$$

$$\frac{d\left(\frac{\alpha}{n_e}\right)}{dn_e} < 0$$

Sous cette forme, l'équation II-11 montre seulement la dépendance du critère de stabilité à la variation du coefficient d'atténuation de l'onde avec la densité électronique.

En conclusion, le maintien et la stabilité d'une colonne de plasma générée par une onde hyperfréquence dépend essentiellement du coefficient d'atténuation, et donc du mode d'excitation choisi. Pour le mode TM_{00} , il y aura toujours un point de fonctionnement où le plasma sera maintenu avec une valeur de densité électronique supérieure à la densité critique obtenue lorsque P_{ods} tend vers 0.

II.4. Propagation d'une onde de surface

II.4.1. Caractéristiques électromagnétiques radiales et longitudinales de l'onde de surface

Comme pour toute onde guidée, elle est représentée par l'expression de champ, qui peut prendre la forme suivante $E(r, z, t) = F(r) A(z) \exp(j\omega t + j\vec{k}\vec{r})$. Cette expression illustre son amplitude suivant les composantes radiale et longitudinale (enveloppe) ainsi que sa dépendance par rapport au temps et ses composantes de propagation.

Nous allons montrer dans cette partie les équations de champs de l'onde de surface sous ses composantes longitudinale et radiale. La figure II-3 présente schématiquement le système simplifié considéré où nous avons un plasma à symétrie de révolution contenu dans une fibre, assimilée ici à un tube diélectrique avec une permittivité notée ϵ_g . Enfin, le système est entouré d'air avec une permittivité $\epsilon_v = 1$.

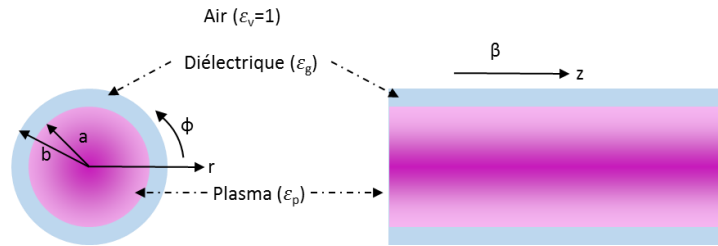


Figure II-3 : Géométrie de la colonne de plasma et orientation du vecteur β de l'onde de surface.

Cette onde électromagnétique peut être décomposée suivant des composantes longitudinale et transverse dans un repère cylindrique $(\vec{u}_r, \vec{u}_\phi, \vec{u}_z)$.

$$\vec{E} = (\vec{E}_t + E_z \vec{u}_z) e^{j\omega t} e^{-\gamma z} \quad \text{Équation II.12}$$

$$\vec{H} = (\vec{H}_t + H_z \vec{u}_z) e^{j\omega t} e^{-\gamma z} \quad \text{Équation II.13}$$

Ici $\gamma = \alpha + j\beta$ où α est la constante d'atténuation et β le nombre d'onde défini par $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Afin de décrire les équations électromagnétiques qui régissent l'onde de surface, nous exprimons premièrement les équations de propagation de Helmholtz [54] :

$$\nabla_T^2 E_z + k^2 E_z = 0 \quad \text{Équation II.14}$$

$$\nabla_T^2 H_z + k^2 H_z = 0 \quad \text{Équation II.15}$$

$$\vec{E}_T = -\frac{\gamma}{k^2} \nabla_T E_z + j\omega \frac{\mu_0}{k^2} \vec{u}_z \wedge \nabla_T H_z \quad \text{Équation II.16}$$

$$\vec{H}_T = -\frac{\gamma}{k^2} \vec{\nabla}_T H_z + j\omega \frac{\mu_0}{k^2} \vec{u}_z \wedge \vec{\nabla}_T E_z \quad \text{Équation II.17}$$

avec $k^2 = k_0^2 \varepsilon_r + \gamma^2$ où $k_0 = \omega/c$ et ε_r la permittivité relative du matériau étudié.

Dans notre cas d'étude, nous sommes en présence d'un plasma à forme cylindrique où la permittivité du plasma ε_p varie radialement selon la même dynamique que la densité électronique (figure II-3) suivant une distribution de Bessel avec :

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2(r)}{\omega(\omega - j\nu)} = 1 - \frac{n_e(r) e^2}{\varepsilon_0 m_e} \frac{1}{\omega(\omega - j\nu)} \quad \text{Équation II.18}$$

et

$$n_e(r) = n(0) J_0\left(\frac{\mu r}{a}\right) \quad \text{Équation II.19}$$

où $\omega_{pe} = 2\pi f_{pe}$ qui représente la pulsation des électrons du plasma dépendant de la densité des électrons, ω étant la pulsation angulaire de l'onde (qui sera dans la suite des travaux de cette thèse égale à 2,45 GHz).

Dans les conditions d'existence de l'onde de surface, la partie réelle de la permittivité est négative, caractéristique d'un plasma. De ce fait, l'onde présente une symétrie de révolution et en azimute le mode fondamental. Dans ces conditions, seulement une onde de type transverse électrique (E_z , E_r , H_ϕ) peut exister et être solution des équations de Maxwell [55] [54]. Avec la condition de symétrie azimutale et de la partie réelle de la permittivité, les équations de Helmholtz deviennent :

$$\frac{d^2 E_z}{dr^2} + \left\{ \frac{1}{r} - \frac{d\varepsilon_p(r)}{dr} \frac{1}{\varepsilon_p(r)} \frac{\beta^2}{\beta_0^2 \varepsilon_p(r) - \beta^2} \right\} \times \frac{dE_z}{dr} + (\beta_0^2 \varepsilon_p(r) - \beta^2) E_z = 0 \quad \text{Équation II.20}$$

L'expression générale de la composante radiale du champ électrique découle directement du champ longitudinal (équation II-20), sous la forme :

$$E_r(r) = -\frac{\beta}{\beta_0^2 \varepsilon_p(r) - \beta^2} \frac{dE_z}{dr} \quad \text{Équation II.21}$$

Nous pouvons comparer le système d'équation II-20 et II-21 à celui établi lors de la propagation d'une onde lumineuse au sein d'une fibre optique [56] :

$$\frac{d^2 E_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dE_z}{dr} + (\beta_0^2 c^2 \mu \varepsilon(r) - \beta^2) E_z = 0 \quad \text{Équation II.22}$$

$$E_r(r) = \frac{\beta}{\beta_0^2 c^2 \mu \varepsilon(r) - \beta^2} \frac{dE_z}{dr} \quad \text{Équation II.23}$$

Les deux équations de propagation suivant z pour le cas d'une onde plasma ou pour une onde électromagnétique sont fortement similaires. Le paramètre qui diffère est celui de la permittivité, dans le cas d'un plasma la permittivité évolue de façon radiale dû à la variation de la densité électronique. En ce qui concerne la composante radiale du champ, l'équation est typiquement identique à un point près. Dans le cas d'un plasma la permittivité est à partie

réelle négative, de ce fait on remarque une opposition de signe entre les deux relations. Ainsi, la propagation d'une onde plasma se comporte de la même façon qu'une onde optique.

II.4.2. Simulation de la distribution de champ radiale et longitudinale de l'onde de surface

Les travaux de Debord et *al.* [8], ont mis en évidence grâce à des simulations électromagnétiques l'établissement d'une propagation d'une onde de surface dans une fibre creuse remplie de plasma. La figure II-4 montre un exemple de distribution globale du champ électrique simulé (avec le logiciel CST) pour le système complet composé du surfatron dans lequel est inséré une fibre à cœur creux (assimilée à un tube de verre avec une permittivité effective moyenne) remplie d'un micro-plasma pour une densité arbitraire constante le long de la décharge de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Cette densité et la permittivité relative complexe du plasma sont considérées ici constantes radialement. Ici $\epsilon_p = -5237,3 - j816,7$. Nous pouvons identifier sur cette cartographie le mode résonant dans la cavité « surfatron » et le champ de l'onde de surface au niveau du gap du coupleur et sur une section longitudinale de la colonne plasma. Il apparaît clairement une décroissance le long de la propagation de l'amplitude du champ de l'onde.

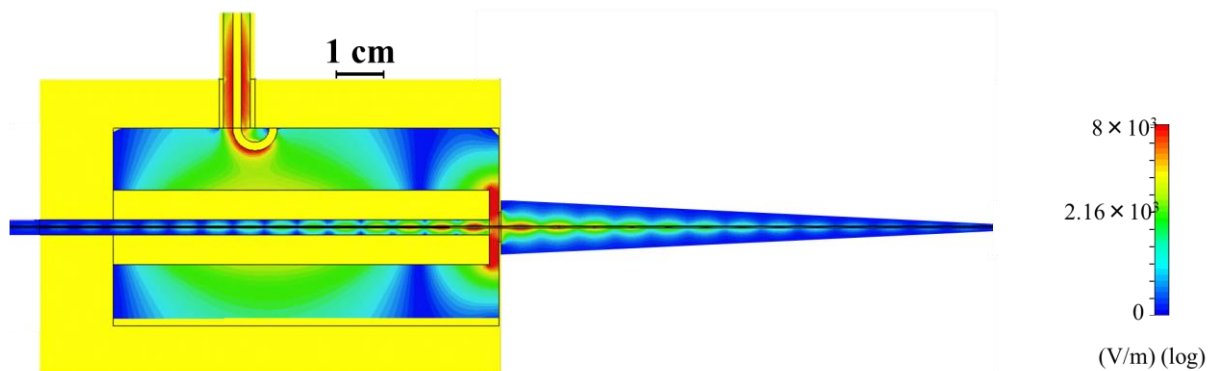


Figure II-4 : Distribution du champ électrique au sein du surfatron et de l'onde de surface associée (issue de [50]).

Les figures II-5 (a) et (b) montrent les profils radiaux des deux composantes E_r et E_z du champ pour le système présenté au début de cette section, ainsi que leur évolution le long de la colonne de décharge sur la figure II-5 (c,d,e) pour une certaine phase donnée.

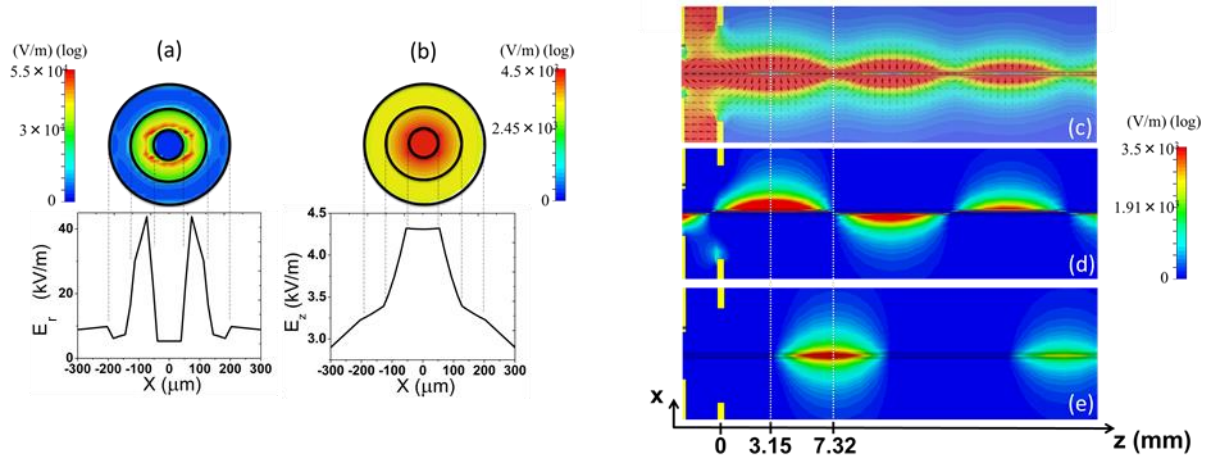


Figure II-5 : (a) Distribution radiale du champ électrique E_r . (b) Distribution radiale du champ électrique E_z . Distribution du champ électrique calculé (c) gros plan sur l'onde de surface, (d) de façon transverse et (e) longitudinale (issue de [50]).

On observe que le maximum d'intensité de la composante longitudinale du champ est localisé au centre du plasma et de la fibre. En revanche, comme introduit précédemment l'intensité de la composante transverse du champ montre un maximum qui est situé à l'interface cœur/gaine diélectrique. C'est par cette caractéristique de profil de champ que cette onde est nommée « onde de surface ». Ces deux composantes montrent un décalage de phase relative de π (figure II-5 (d) et (e)). La composante longitudinale du champ constitue le champ utile au maintien de la colonne de décharge de proche en proche le long de la propagation de l'onde de surface. La composante transverse permet quant à elle la propagation de l'onde de surface et fournit l'énergie nécessaire à la formation de la colonne de plasma.

II.4.3. Evolution longitudinale de la densité électronique de la colonne de plasma

Comme il a été noté dans le paragraphe au-dessus, il y a un lien de causalité entre l'onde de surface et la colonne de plasma. L'onde de surface utilise la colonne de plasma comme milieu de propagation et la colonne de plasma récupère l'énergie de l'onde de surface. Dans une structure comme la fibre, c'est-à-dire une structure à symétrie de révolution, les champs électrique et magnétique décroissent de manière exponentielle le long de la fibre. L'onde d'excitation repose sur un mode transverse magnétique à symétrie azimutale, le mode TM_{00} . Cette onde transfère son énergie de proche en proche à la colonne de plasma le long de la propagation. L'énergie de l'onde est donc puisée par le plasma jusqu'à ce qu'elle soit insuffisante pour ioniser le gaz piégé dans la fibre. Cette chute de puissance influe sur la densité électronique qui n'est plus suffisante pour subvenir au plasma et donc à une décroissance le long z donnée par :

$$\frac{dn_e}{dz} = - \frac{2\alpha n_e}{1 - \frac{n_e}{\alpha} \left(\frac{d\alpha}{dn_e} \right) + \frac{n_e}{\theta} \left(\frac{d\theta}{dn_e} \right)} \quad \text{Équation II.24}$$

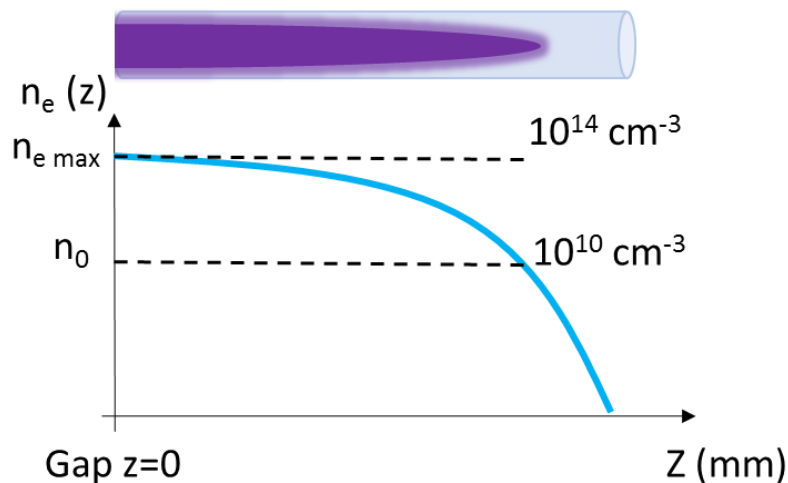


Figure II-6 : Distribution transverse de la densité électronique le long de la colonne de plasma.

La décroissance schématique de la densité électronique le long de la fibre $n_e(z)$ est représentée sur la figure II-6. Elle débute au niveau du gap de l'excitateur où le champ est maximum et donc où la densité électronique est la plus forte. Elle va décroître le long de la fibre de façon logarithmique jusqu'à atteindre une densité de coupure notée n_0 où le champ n'est plus assez conséquent pour ioniser le gaz. Il est important de noter que la densité de coupure n_0 apparaît lorsque la fréquence plasma est égale à la fréquence d'excitation microonde ($\omega_p = \omega$). Cette densité s'exprime par la formule suivante :

$$n_0 = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad \text{Équation II.24}$$

Avec :

- ϵ_0 la permittivité absolue du vide $8,854\ 187\ 82 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$;
- m_e la masse d'un électron $9,109 \times 10^{-31} \text{ Kg}$;
- ω la pulsation d'excitation $\omega=2\pi f_r$;
- e la charge électronique élémentaire d'un électron $-1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$.

A titre d'exemple à une fréquence d'excitation de 2,45 GHz, la densité électronique de coupure correspondante est de $7,45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Pour comparaison, les excitateurs à énergie DC ou RF ont une densité électronique de coupure typique de l'ordre de $2,3 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, la densité électronique a augmenté de 4 ordres de grandeur avec l'excitation hyperfréquence.

II.5. Dynamique des plasmas à onde de surface à échelle micrométrique des fibres à cristal photonique

Les caractéristiques de cette onde de surface que ce soit en terme de propagation ou de la dynamique des particules ont beaucoup été étudiées dans la littérature pour des dimensions transverses relativement larges au regard de celles de la technologie des fibres à cœur creux (de l'ordre de la dizaine à la centaine de micromètres) [57] [58].

Les travaux de Debord et *al.* [50] [59] ont permis de mettre en avant de manière expérimentale et théorique l'intérêt d'un tel type de décharge microonde à des échelles micrométriques avec la démonstration d'une dynamique particulière d'un plasma à onde de surface confiné dans une fibre creuse de type Kagomé. Cette dynamique a ainsi permis la génération d'une colonne de plasma d'argon au sein d'une fibre de 100 μm de diamètre de cœur sans en détériorer la microstructure en dépit d'une température de gaz estimée autour de $1400\text{K} \pm 200\text{K}$ (avoisinant celle de transition de la silice qui est de l'ordre de $1200 \pm 50\text{K}$), température restant à un niveau relativement faible considérant une densité électronique élevée pour une micro-décharge de $10^{14}\text{electrons.cm}^{-3}$.

Cette section a pour but de rappeler l'influence de cette diminution de diamètre interne du guide de décharge sur les principales caractéristiques du milieu plasma, à savoir : la densité électronique, la température du gaz et les différentes sources de transfert de chaleur vers le gaz. Les résultats seront alors utilisés par la suite pour le développement de fibres creuses de décharge optimisées dans l'UV en déterminant la meilleure plage de diamètres de cœur pour un amorçage/maintien de décharge facilité.

II.5.1. Densité électronique de la micro-décharge

Un modèle numérique couplé à une observation expérimentale permet d'obtenir l'évolution de la densité électronique le long de la colonne de plasma partant de l'équation II-24. Le point de référence correspond à la fin de colonne plasma expérimentale pour lequel on considère que $\alpha(n_e)$ est égale à $\beta(n_e)$. La figure II-7 montre un exemple d'évolution de (α, β) en fonction de la densité électronique pour une fibre de décharge Kagomé de diamètre de cœur égal à 100 μm et pour une fréquence de collisions ν de $1 \times 10^{10}\text{s}^{-1}$ considérée constante le long de la décharge. Les valeurs de β sont supérieures aux valeurs de α sur une grande plage de densités électroniques jusqu'à leur augmentation drastique vers les plus faibles densités électroniques. Dans le cas où le couple (α, β) tend vers une asymptote verticale, comme représenté sur la figure II-7, on considère être au niveau de la fin de la colonne de plasma, correspondant à la densité électronique critique qui est dans le cas présent de $2,61 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$. Pour les mêmes conditions de décharge, l'évolution de la densité électronique peut être calculée au cours de la propagation de l'onde (Figure II-8) en démarrant par la densité critique qui vient d'être estimée. La position en $z=0$ correspond à la densité électronique critique pour laquelle la colonne n'est plus en condition de stabilité et s'éteint. La première colonne de plasma d'argon à 6 mbar généré dans la fibre Kagomé présentait une longueur de 4 cm. Cette longueur permet alors de remonter à la valeur de la densité électronique au niveau du gap. Elle est donc estimée pour ces conditions expérimentales à $1 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$. Pour la valeur de pression de gaz expérimentale (avec une densité de neutres de $3,34 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$), cette décharge présente donc un taux d'ionisation élevé compris entre 3×10^{-2} et 4×10^{-3} , ce qui est largement supérieur aux degrés d'ionisation atteints par des décharges DC ou RF.

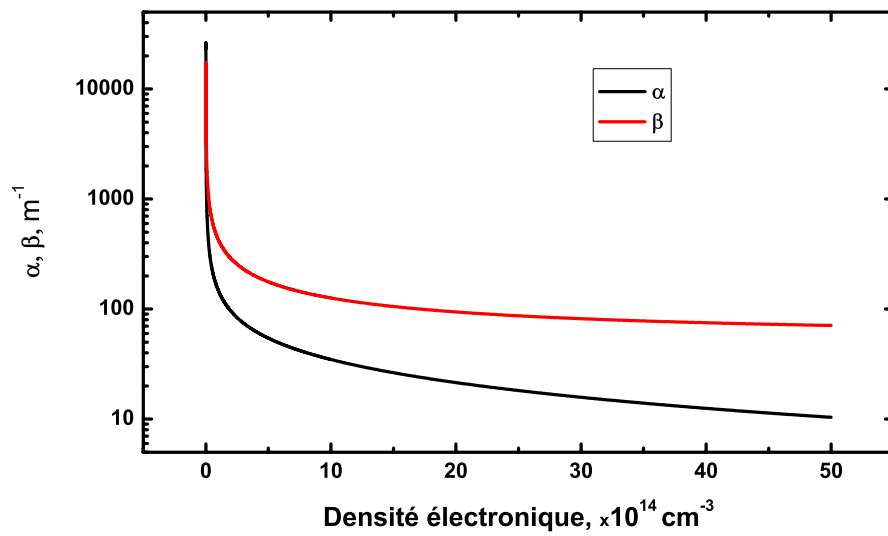


Figure II-7 : Évolution de la constante de propagation β et de la constante d'atténuation α de l'onde de surface en fonction de la densité électronique pour le cas d'une fibre de 100 μm de diamètre de cœur avec une fréquence de collision de $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

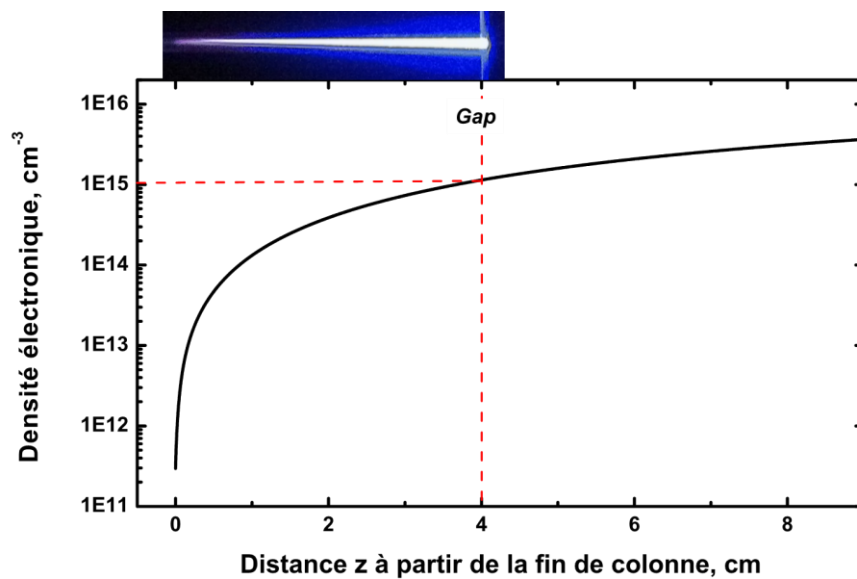


Figure II-8 : Profil longitudinal de la densité électronique le long de la colonne de plasma pour une fréquence de collisions de $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ pour une fibre de 100 μm de diamètre de cœur.

II.5.2. Température de la décharge

La température d'intérêt ici est la température du gaz à savoir celle des particules neutres. La valeur de cette température et son profil radial sont donc intimement liés à la dynamique particulaire au sein de la décharge. Nous allons voir le rôle de cette dynamique à la fois dans l'établissement d'une gaine de charge d'espace près des parois internes de la fibre ainsi que dans différentes sources impactant la densité de puissance du gaz.

II.5.2.1. Gaine de charge d'espace

L'établissement d'une gaine de Debye ou zone de charge d'espace (ZCE) est un phénomène bien connu lorsque des particules chargées sont à proximité d'une paroi [60] [61]. Cette gaine a beaucoup été étudiée dans des tubes de décharge entretenus par onde de surface de dimensions milli/centimétriques. Nous apportons ici des données sur son établissement à une plus petite échelle micrométrique.

La figure II-9 présente de manière schématique la zone de charge d'espace près de la paroi interne d'une fibre creuse qui contient un plasma. On distingue ainsi plusieurs zones dont la première au centre qui est la partie neutre du plasma. Cette zone est entourée d'une couche chargée positivement présentant ainsi un excès de particules d'ions et constitue la ZCE. L'établissement et l'entretien de cette gaine se produit de la manière suivante. Initialement les électrons créés par le claquage du gaz se trouvent projetés par agitation thermique vers la paroi interne de la fibre et sont collectés par celle-ci. La différence de masse entre ions et électrons implique que les ions ne peuvent se déplacer aussi rapidement que les électrons. Il en résulte une accumulation de charges négatives sur cette paroi. Un champ électrique s'établit donc à proximité de la paroi interne E_{stat} avec :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE_{stat}) = \frac{q}{\epsilon_0} [n_i(r) - n_e(r)] \quad \text{Équation II.26}$$

où n_i est la densité des ions et n_e la densité d'électron suivant une direction radiale.

Ce champ a pour effet de repousser les électrons au centre de la décharge et d'accélérer les ions vers la paroi, ils vont être alors eux aussi collectés par la paroi et se recombiner avec les électrons. Après ce processus, un état d'équilibre s'opère avec un flux d'électrons et d'ions égal au niveau de cette paroi.

L'accélération des ions vers la paroi porte un rôle essentiel pour le maintien de cette gaine. En effet, il est nécessaire que la densité ionique diminue moins rapidement que la densité électronique pour que cette zone puisse exister en prenant en compte que d'un côté de cette gaine la densité des électrons et des ions est similaire et que de l'autre au niveau de la paroi un différentiel de charges est présent. Ceci implique une condition sur la vitesse des ions v_i qui doit être suffisamment élevée à l'entrée de la gaine afin d'assurer la conservation du flux de diffusion. Cette condition de stabilité de la gaine de charge d'espace est la suivante et est appelée critère de Bohm :

$$v_i \geq C_s \text{ où } C_s^2 \equiv \frac{k_B T_e}{M_i} \quad \text{Équation II.27}$$

où v_i est la vitesse des ions et M_i la masse d'un ion.

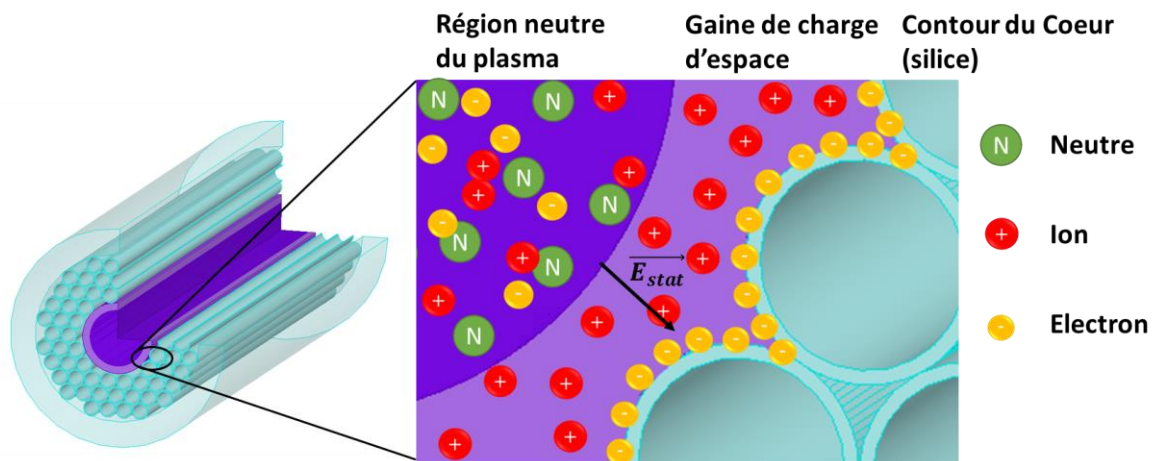


Figure II-9 : Représentation schématique de la gaine de charge d'espace au contact de la paroi formant le cœur d'une fibre à cristal photonique.

L'ampleur radiale et l'impact sur la décharge de cette ZCE sont d'autant plus importants à mesure que le diamètre du guide de décharge diminue avec un rapport surface/volume qui augmente considérablement et qui pour les fibres à cœur creux peut atteindre les 4%. Il a été montré que la largeur de cette gaine représente 1% du rayon de la décharge dans le cas où le tube de décharge a un rayon de 400 μm , alors qu'elle représente 15% du rayon pour une fibre de 50 μm de rayon de cœur [8].

II.5.2.2. Température du gaz

Des simulations ont été réalisées lors de la thèse de B. Debord afin de déterminer les profils radiaux de la température de gaz d'une décharge plasma par onde de surface. Deux cas sont présentés sur la figure II-10 où le profil dans une fibre de 50 μm de rayon de cœur. Ce rayon correspondant à celui de la fibre pour laquelle la première démonstration d'amorçage de plasma microonde à onde de surface a été faite, est comparé à celui obtenu dans un guide d'onde de décharge de plus large rayon avec 400 μm . Deux valeurs de densité électronique sont considérées comprises entre $8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, gamme de valeurs qui comprend la densité du résultat expérimental précité. On retrouve dans les deux cas un important gradient radial avec une diminution forte de la température près de la paroi interne du cœur.

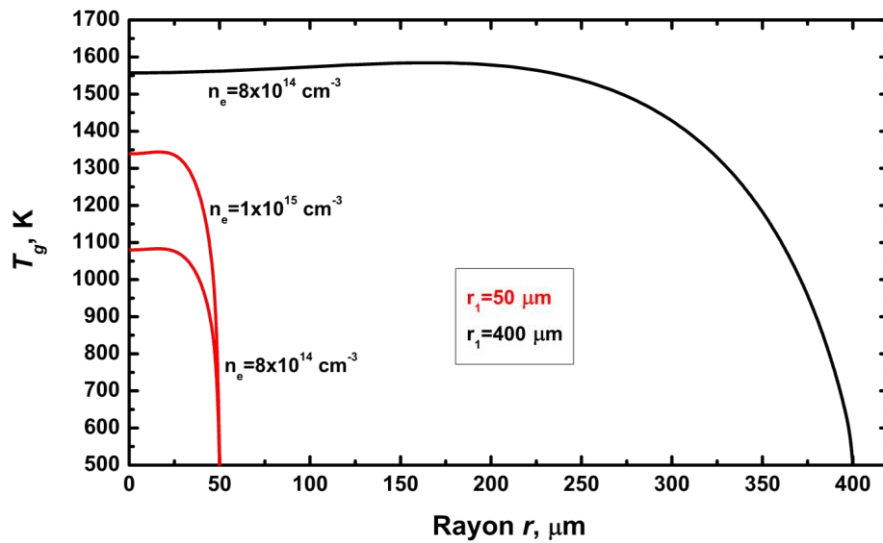


Figure II-10 : Profils transverses de la température du gaz simulée pour des rayons de cœur de 50 μm et 400 μm ainsi que des densités électroniques comprises entre $8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

En effet, la température de 1100 K au cœur du plasma chute à 800 K à une distance de 3 μm de la paroi interne du cœur de la fibre et à 500 K au niveau de la paroi, pour le cas d'une densité électronique de $8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ avec une fibre de 50 μm de rayon de cœur. Il est à noter que cette température à la paroi interne est estimée expérimentalement avec une sonde thermique par contact avec la paroi externe. La température du gaz quand la densité électronique croît jusqu'à $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ augmente de 250 K pour atteindre alors 1350 K au centre de la décharge. Nous notons ici que cette température reste inférieure (bien que proche) à la température de fusion de la silice qui constitue la microstructure de la fibre utilisée expérimentalement.

Un résultat pouvant apparaître contre-intuitif est montré quand le guide de décharge a un rayon de 400 μm . En effet, on peut voir que la température du gaz au centre de la colonne avoisine les 1580 K. Ainsi à densité électronique constante, la température au centre de la colonne augmente avec la taille de cœur.

La décroissance de la température au niveau de la paroi peut être expliquée par la décroissance à la fois des densités ionique et électronique. La diminution de la température du gaz avec la taille de rayon de cœur peut quant à elle être expliquée par les profils radiaux et valeurs des différentes sources de densités de puissance du gaz.

II.5.3. Densité de puissance du gaz

La température du gaz au sein d'un plasma est portée par les particules neutres et est directement corrélée à la densité de puissance du gaz qui est dûe à deux facteurs :

- Les collisions élastiques entre électrons et neutres ;
- L'accélération des ions.

Dans les décharges à onde de surface pour une échelle classique de l'ordre du millimètre ou du centimètre, l'échauffement du gaz provient des collisions entre les électrons et les neutres. Cependant, les simulations réalisées démontrent une prépondérance différente pour une échelle micrométrique.

La figure II-11 représente, pour les mêmes guides de décharge de la section précédente, des courbes de densité de puissance théoriques dissociées selon les deux sources majeures de transfert de puissance du plasma vers le gaz. Pour le rayon de 50 μm , il ressort que le gain de puissance du gaz est dominé par l'accélération des ions contrairement au guide plus large. Cette densité de puissance évolue de KW.cm^{-3} au centre de la colonne pour atteindre MW.cm^{-3} au niveau de la paroi ce qui est 3 ordres de grandeur plus élevé. La partie du plasma, où la densité de puissance est régie aux collisions neutres-ions est de 8% pour le cas d'une fibre à 50 μm de rayon. Cette proportion évolue à 16% dans le cas d'un rayon de 400 μm soit le double. Aussi, on peut remarquer que la différence de densité de puissance (sur une grande plage de rayon normalisé r/r_1) entre les deux contributions est d'environ un ordre de grandeur supérieur dans le cas du rayon $r_1 = 50 \mu\text{m}$ en faveur de l'accélération des ions.

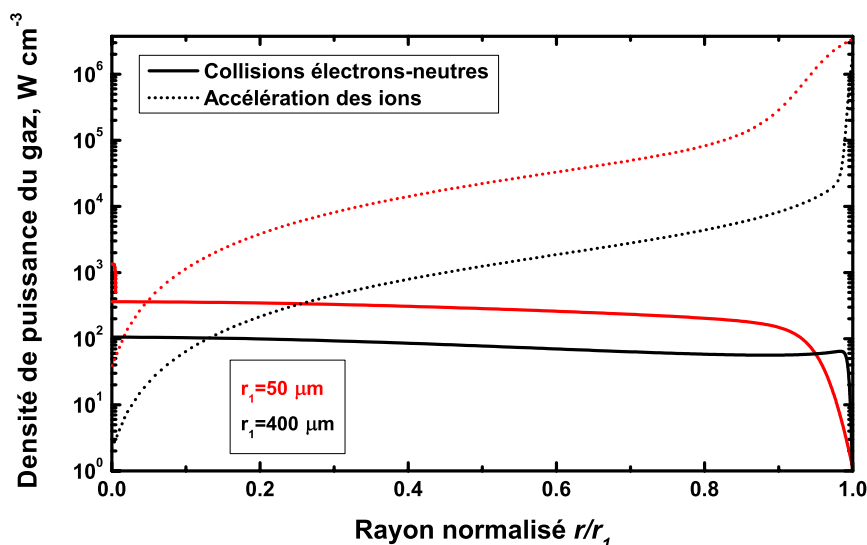


Figure II-11 : Profils de la densité de puissance du gaz simulées selon l'accélération des ions (traits en pointillés) et les collisions électrons-neutres (traits pleins) pour une densité électronique de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ pour des rayons de 50 μm et 400 μm .

Cette étude montre donc la prédominance de l'accélération des ions dans le phénomène d'échauffement du gaz à mesure que la taille de cœur diminue. Le transfert d'énergie du plasma vers le milieu gazeux est réduit sous l'action de la forte accélération des ions causée par une gaine électrostatique large avec une forte valeur de champ.

II.5.4. Libre parcours moyen des électrons et des ions

Les courbes de densités de puissance précédentes vont être interprétées au regard des valeurs et profils radiaux des libres parcours moyens des deux types de particules mises en jeu. La figure II-12 montre l'évolution radiale pour les deux rayons de guide étudiés. Dans les deux cas, nous pouvons voir que le libre parcours moyen des ions est environ 3 ordres de grandeurs supérieur à celui des électrons. Dans le cas du rayon de 400 μm , le libre parcours moyen des ions est toujours, en tout point radial de la décharge, inférieur à cette valeur de rayon de 400 μm . Il ressort en revanche que pour le guide de 50 μm de rayon de cœur, le libre parcours moyen des ions dépasse la dimension du cœur à partir de la moitié de ce même rayon. Il en résulte une raréfaction des collisions ioniques échauffant le gaz.

C'est ainsi que l'on peut expliquer comment pour ce type de décharge le transfert de chaleur est majoritairement provoqué par l'accélération des ions, la température du gaz peut diminuer avec le rayon du guide de décharge et que nous soyons dans des conditions expérimentales où elle reste inférieure à la température de fusion de la silice.

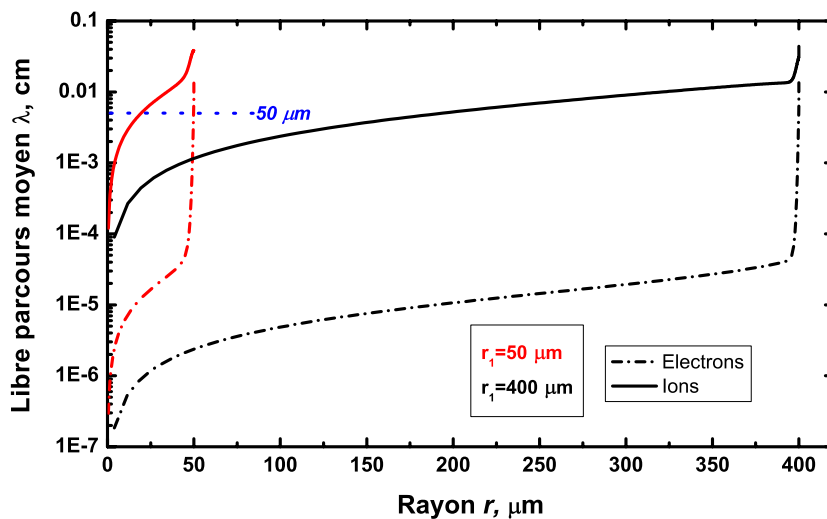


Figure II-12 : Profils transverses du libre parcours moyen des ions (traits pleins) et des électrons (traits en pointillés) simulés pour une densité électronique de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ pour des rayons de cœur de 50 μm et 400 μm .

Un premier enseignement peut être tiré de ces résultats concernant le développement de fibres creuses optimisées pour la décharge et pour un guidage dans l'UV qui fera l'objet du chapitre IV. En effet on peut conclure des résultats de cette section l'intérêt de tendre à utiliser des fibres présentant des cœurs de faibles dimensions afin de limiter la température du gaz.

II.6. Résumé

Dans ce chapitre, nous avons abordé les notions de base permettant de comprendre le maintien d'un plasma à onde de surface au sein d'un tube à décharge. Ainsi, ce maintien dépend d'un échange auto-cohérent d'énergie équilibré entre l'onde de surface et l'onde plasma. Une relation reliant la puissance du plasma, celle de l'onde de surface et une puissance effective de maintien d'une paire électron-ion a été rappelée. Les différentes caractéristiques de propagation de cette onde ont été exposées mettant en évidence le profil de champ radial particulier de celle-ci et son rôle dans le maintien de la décharge.

Nous avons rappelé les résultats saillants associés à la première génération expérimentale d'un plasma à onde de surface dans une fibre à cristal photonique à cœur creux de 100 μm de taille de cœur et cela sans dommage sur sa structure démontrée par le groupe GPPMM.

Cette démonstration a été appuyée par une étude théorique permettant d'expliquer le fait que la décharge obtenue présente un taux d'ionisation relativement élevé couplé à une température de gaz modérée et limitée à une température inférieure au seuil d'endommagement de la structure de gaine. Ce comportement est ainsi dû à une dynamique des particules dépendantes du rayon de cœur du guide de décharge, et par l'impact que prend l'accélération des ions sur l'échauffement du gaz pour les plus petits guides.

Chapitre III

Développement d'excitateurs microondes compacts à onde de surface

Ce chapitre présente les différents excitateurs plasma microondes à onde de surface qui ont été développés et optimisés pour les fibres optiques à cristal photonique. Deux familles se distinguent. La première est basée sur des dispositifs volumiques (le surfatron) qui ont l'avantage de permettre d'acheminer des puissances microondes élevées. La seconde approche repose sur des excitateurs de type planaire qui permettent de miniaturiser les systèmes. Différentes conceptions et réalisations d'excitateurs sont présentées suivies de leur qualification par des allumages plasma. Un bilan des performances de chacun des dispositifs est finalement dressé.

III.1. Excitateur de type volumique, le surfatron

Le premier type d'excitateur considéré lors de ces travaux est de type volumique, nommé surfatron. Ce dispositif a été développé sur la base des surfaguides qui sont couramment utilisés pour l'amorçage de plasma dans des tubes à décharges de dimensions millimétriques. Ainsi, comme il a été présenté lors du chapitre II, ce travail a été initié dans notre groupe de recherche le GPPMM [50] et en collaboration avec le laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas (LPGP) à Orsay a optimisé les dimensions du surfatron pour le rendre compatible avec l'utilisation de fibres creuses. L'optimisation s'est portée à la fois sur un dimensionnement externe compatible avec les faibles dimensions transverses des fibres creuses (quelques centaines de micromètres de diamètre externe), sur le choix des modes qui s'établissent à la fréquence de résonance et sur la taille du « gap » du résonateur, où le champ doit être concentré autour de la fibre et suffisamment intense pour obtenir le claquage du gaz confiné dans le guide de décharge et obtenir une colonne de plasma stable. Pour cela, différentes configurations de la cavité ont été testées de façon théorique avec le logiciel de simulation CST Microwave studio, pour un fonctionnement autour de 2,45 GHz.

Pour rappel, la fréquence de résonance de ce type de cavité cylindrique est régie par l'équation suivante en fonction du mode de résonance :

$$\text{Pour les modes TE} \quad f_{mnp} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \left(\left(\frac{u'_{mn}}{2\pi r} \right)^2 + \left(\frac{p}{2l} \right)^2 \right)^{1/2} \quad \text{Équation III.1}$$

$$\text{Pour les modes TM} \quad f_{mnp} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \left(\left(\frac{u_{mn}}{2\pi r} \right)^2 + \left(\frac{p}{2l} \right)^2 \right)^{1/2} \quad \text{Équation III.2}$$

avec u_{mn} et u'_{mn} étant les zéros des fonctions de Bessel $J_m(x)$ et $J'_m(x)$, r et l le rayon et la longueur de la cavité et p le mode transverse.

La figure III.1 montre l'évolution de la fréquence de résonance d'une cavité surfatron pour un rayon interne de 5 cm pour les premiers modes TM_{011} , TE_{111} , TM_{111}/TE_{011} .

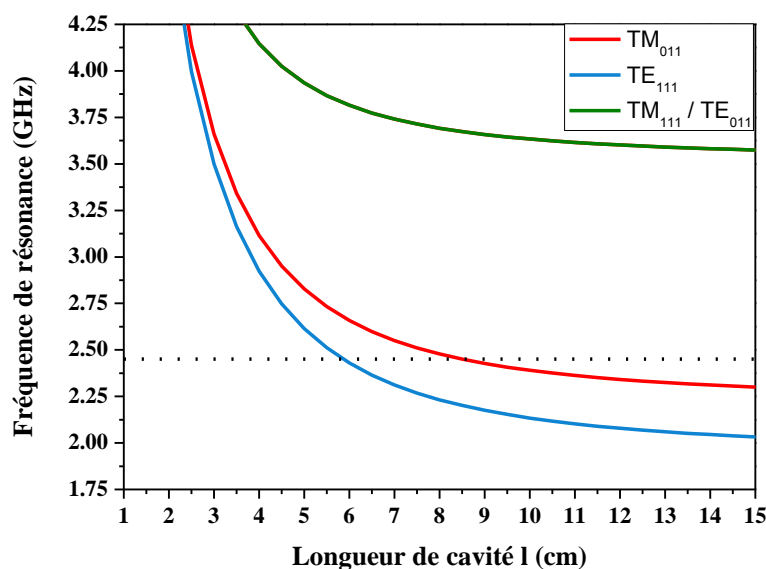


Figure III-1 : Evolution de la fréquence de résonance des premiers modes pouvant s'établir au sein de la cavité en fonction de sa longueur.

Le trait en pointillé représente la fréquence de résonance de 2,45 GHz choisie pour ces travaux. Ainsi, pour des longueurs de cavité inférieures à 10 cm, deux modes peuvent s'établir, le mode TE₁₁₁ et le mode TM₀₁₁. Or comme le mode TE₁₁₁ présente une forte dépendance azimutale contrairement au mode fondamental TM₀₁₁, ce dernier sera préféré afin d'obtenir un champ stationnaire maximum et surtout homogène au niveau de la zone du gap d'air. La figure III.2 (a) présente le résultat théorique de ce dimensionnement avec une cartographie du champ électrique (en V/m pour 1 W de puissance incidente) à vide au sein de la cavité développée. Plusieurs excitateurs ont alors été fabriqués et caractérisés avec des dimensions géométriques relativement larges par rapport à la taille des fibres à cœur creux. La figure III-2 (b) illustre cette comparaison dimensionnelle entre le coupleur, de 11 cm de longueur pour un diamètre de 6 cm, et le guide de décharge. Une courbe de résonance typique est donnée par la figure III-2 (c) au travers du paramètre S₁₁ où une résonance de -24 dB à la fréquence de 2,45 GHz pour une bande de fonctionnement (à -3 dB du maximum de résonance) de 10 MHz a été mesurée. D'un point de vue pratique, le surfatron possède un fond de cavité mobile lui conférant un caractère accordable en terme de fréquence de résonance par un contrôle de sa longueur.

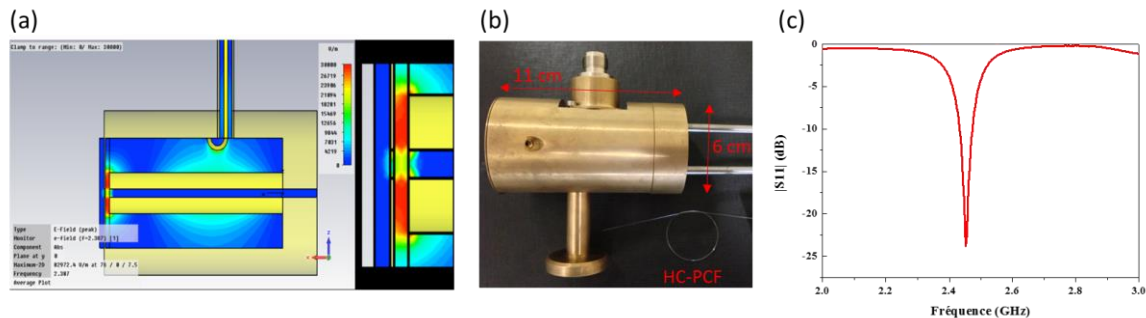


Figure III-2 : (a) Simulation du champ électrique établi dans la cavité, en insert un zoom sur le gap. (b) Photo d'un surfatron fabriqué comparé à la dimension d'une fibre HC-PCF. (c) Courbe de résonance expérimentale du surfatron à vide.

Une part importante de travail dans cette conception d'excitateurs microondes consiste à configurer le coupleur de sorte que le champ soit fortement concentré au niveau de la zone de fuite (ou gap) et en même temps soit à même de générer une onde de surface. En effet, une décharge microonde par onde de surface ne sera optimale que par l'obtention d'un bon couplage de puissance vers le milieu gazeux et par un claquage efficace de celui-ci en tout premier lieu. L'insert sur la figure III-2 (a) montre la concentration du champ électrique au niveau du gap pour le surfatron conçu pour les fibres creuses où des valeurs de 30kV/m sont calculées.

Le claquage d'un gaz dans un tube de décharge est défini par le potentiel d'amorçage V_B , à partir duquel une décharge électroluminescente se crée. Cette tension de claquage dépend, pour des décharges « classiques » à base d'électrodes, de la pression du gaz et de la distance entre les deux électrodes. Son évolution par rapport à ces deux paramètres répond à la loi de Paschen et suit la relation suivante [62]:

$$V_B = \frac{B \cdot p \cdot d}{D + \ln(p \cdot d)} \text{ avec } D = \frac{A}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)} \quad \text{Équation III.3}$$

Où, pour le cas de décharge à base d'électrodes, γ est la probabilité d'extraction d'un électron secondaire de la cathode (la première source d'électrons dans le volume vient elle de l'ionisation par impact des électrons impliquant une avalanche électronique) cette valeur dépend du type matériau de la cathode; d est la distance entre deux électrodes ; p la pression du gaz injecté ; A et B des constantes propres au gaz.

Gaz	A / (Torr.cm) ⁻¹	B / V(Torr.cm) ⁻¹
Ar	14	180
N ₂	12	342
Kr	17	240
He	3	34
Ne	4	100
Air	15	365

Tableau III-1 : Constantes A et B pour différents gaz.

Il est important de noter ici le fait que ces courbes obtenues pour différentes distances inter-électrodes présentent un minimum pour la même valeur de produit pression-distance inter-électrodes pxd .

Dans le cas de décharges microondes basées sur des excitations non intrusives, cette distance inter-électrodes est assimilable au diamètre de cœur du guide de décharge. Le paramètre γ est dépendant du type d'excitation considérée (DC, RF, microonde, avec ou sans électrodes) et il est assez difficile de connaître a priori cette valeur. A titre illustratif, la figure III.3 (a) suivante montre des courbes de Paschen théoriques pour un plasma d'argon pour différents diamètres de cœur du guide de décharge, en considérant l'équation III-3 pour laquelle la distance d est maintenant considérée comme le diamètre du guide.

Les précédents travaux ont montré expérimentalement que l'on pouvait retrouver ce même comportement des lois de Paschen dans le cas d'amorçage de microplasmas microondes avec le système présenté en figure III-3 (b). Nous retrouvons sur la figure III-3 (b) les différentes courbes de Paschen mesurées pour des diamètres de cœur de guide de décharge allant de 1200 à 125 μm . Pour les conditions expérimentales et le système d'excitation utilisés, il ressort un produit pxd optimal de 0.3 bar.mm avec des puissances incidentes nécessaires à l'allumage du plasma entre 37 et 47 W pour des diamètres de 125 μm et 180 μm respectivement.

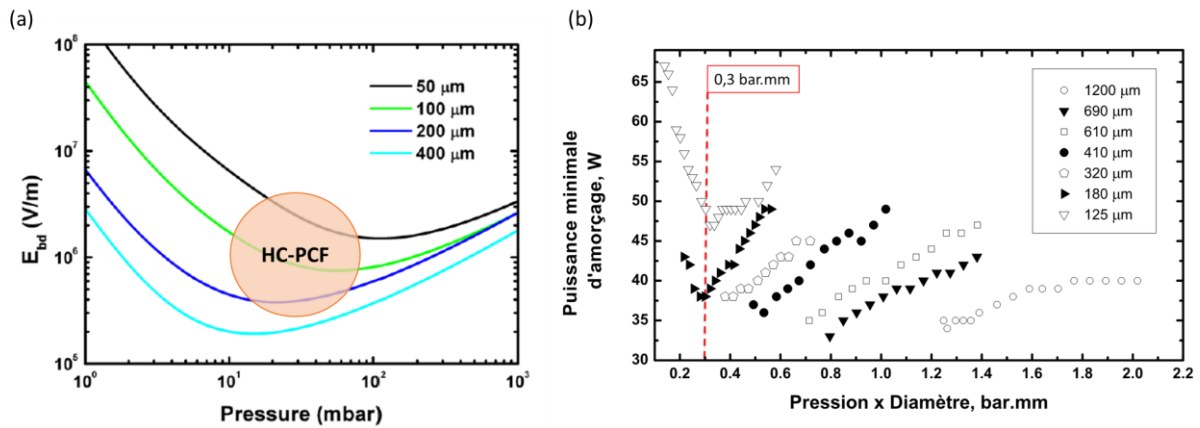


Figure III-3 : (a) Courbes théoriques de Paschen de l'argon représentant le champ de claquage en fonction de la pression. (b) Courbes expérimentales de Paschen exprimant la puissance appliquée en fonction du produit pxd pour différents diamètres internes (issue de [47]).

Nous pouvons voir que les valeurs de champ minimales à apporter pour l'amorçage du plasma sont proches des valeurs simulées au niveau du gap de la cavité surfatron (pour 35W de puissance incidente dans la cavité, on obtient un champ dans le gap de 700kV/m).

Il ressort des courbes de Paschen théoriques et de cette campagne expérimentale que plus le cœur de la fibre est grand moins l'apport d'énergie pour l'amorçage plasma nécessite d'être fort. Nous voyons donc ici l'intérêt d'utiliser des fibres optiques creuses de décharges les plus larges possibles. Cette constatation vient en opposition avec la conclusion dressée dans le chapitre précédent qui pousse à utiliser des fibres à plus petit cœur pour limiter la température de la décharge. Il y a donc un compromis à trouver en terme de diamètre de cœur de guide de décharge pour l'application développée. Ceci sera traité par la suite lors du chapitre consacré à la conception de nouvelles fibres optiques à large cœur creux pour le domaine UV.

Nous pouvons voir à l'issue de cette section introductive que l'excitateur surfatron optimisé pour les dimensions transverses de la technologie des fibres microstructurées permet de manière efficace la génération de plasma microonde à onde de surface. Cet excitateur sera pris comme référence en comparaison des autres dispositifs que j'ai développés et qui font l'objet de la section suivante afin de réaliser un amorçage de micro-plasma à onde de surface efficace et sans dégradation de l'hôte dans des guides d'ondes optiques de diamètre interne de 200 μm .

Le défi et l'objet des travaux de ce chapitre est ici de tendre à une miniaturisation du système d'excitation

III.2. Développement d'excitateurs de type planaire

Un de mes premiers objectifs a été de miniaturiser le dispositif exposé précédemment qui permette d'amorcer et maintenir un plasma. Pour cela nous avons eu recours à une technologie planaire qui repose sur une couche de diélectrique positionnée entre deux plaques de cuivre. Sur cette base, deux configurations ont été étudiées à savoir les lignes dites microstrip et stripline.

Avant de présenter les développements en détails, il est important de souligner que les circuits en technologie planaire sont moins résistants aux fortes puissances microondes appliquées que les cavités volumiques. Pour pallier à ce problème, nous avons décidé de travailler avec des plaques dont les épaisseurs de diélectrique et de cuivre sont les plus importantes disponibles sur le marché. Le choix du diélectrique, lié à sa permittivité relative ϵ_r , est essentiel car il a une grande influence sur le dimensionnement du circuit. Plus la permittivité sera grande et plus la taille du circuit sera petite ce qui rend les circuits très sensibles aux fortes puissances. Inversement si la permittivité est faible les circuits seront très imposants ce qui va à l'encontre de rendre le dispositif compact. En présence de ces deux contraintes, notre choix s'est donc porté sur une plaque de type Rogers Corporation RO4350 B qui présente un bon compromis. Les plaques de la série RO4000, sur une base de céramique hydrocarboné laminé présentent une très bonne performance pour les hautes fréquences et une bonne résistance thermique. A noter que la tangente de pertes est faible ce qui rendra les pertes linéiques au sein du matériau négligeable lors de notre étude. Le tableau ci-dessous résume les propriétés de ce matériau.

Permittivité relative ϵ_r	3,48 ± 0.05
Tangente de pertes	0,0031
Coefficient thermique	+50 ppm/°
Epaisseur du diélectrique h	1,524 mm
Epaisseur du cuivre t	70 μm

Tableau III-2 : Paramètres géométriques et intrinsèques de la plaque de diélectrique étudiée.

III.2.1. Résonateur planaire de type microstrip

Les lignes microstrips sont des résonateurs de type antenne, gravées directement sur la plaque de cuivre supérieure. La technologie des lignes microstrips fonctionne par la propagation d'une onde quasi transverse électromagnétique (quasi-TEM) car une partie du rayonnement n'est pas guidée dans le diélectrique mais est perdue par radiation. La figure III-4 schématise la propagation d'une onde électromagnétique dans ces conditions. Afin de concevoir un circuit sur une technologie dite 2D, il faut prendre en compte plusieurs paramètres intrinsèques de la plaque pour obtenir une impédance vue en entrée du circuit de 50 Ω à la fréquence de travail.

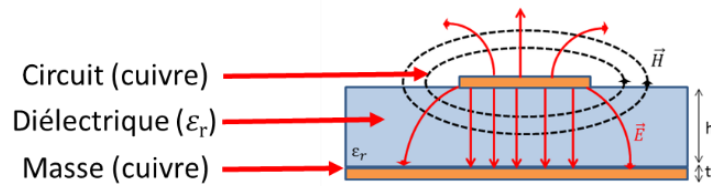


Figure III-4 : Schéma représentatif d'un circuit gravé sur technologie 2D.

La structure du résonateur qui va être utilisé repose sur les travaux de Iza et *al.* [63] qui se servaient de résonateur planaire pour réaliser l'allumage de plasma au sein de tubes en quartz remplis d'argon. Ce coupleur consiste en une ligne de transmission débouchant sur un résonateur en anneau fendu. Le tube, classiquement de 1 cm de diamètre, était directement collé sur la partie du résonateur où était localisée une forte densité de champ électrique par la présence d'une fente dans la ligne de transmission. La pression de travail au sein du tube était de l'ordre du kPa. Ces premiers excitateurs ont permis de mettre en évidence la possibilité d'utiliser une technologie 2D pour l'amorçage plasma à base d'argon.

Nous avons choisi d'adapter cette technique pour l'amorçage de plasmas confinés dans des fibres creuses microstructurées. Contrairement aux travaux d'Iza, la fibre va traverser perpendiculairement le coupleur microstrip par l'ajout d'un trou dans le substrat au centre de la fente (voir figure III-5). Pour appliquer ce dispositif aux dimensions de la fibre nous avons dû revoir plusieurs aspects structurels et de dimensionnement.

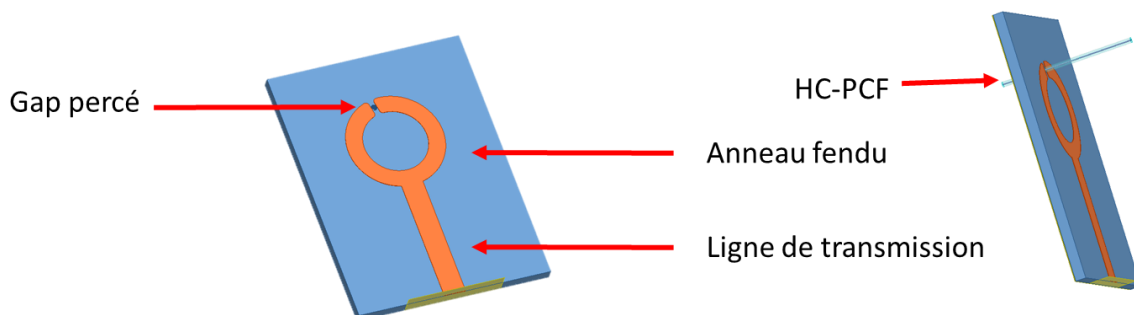


Figure III-5 : Schéma de la ligne microstrip réalisée sous HFSS lors des simulations électromagnétiques.

En effet, on peut diviser le résonateur en deux parties. La première est une ligne de transmission permettant une adaptation en impédance entre le générateur et l'anneau. Cette section circulaire joue le rôle d'antenne et permet de diviser en deux l'onde incidente sur les deux voies de l'anneau. Les deux bras ainsi créés permettent de localiser un champ homogène qui entoure la fibre. L'anneau est fendu à son extrémité par un gap d'air qui permet de faire passer le guide d'onde où sera enfermé le gaz à ioniser. Ce gap est délocalisé d'un angle d'une dizaine de degrés par rapport à la ligne de transmission afin de concentrer un maximum de champ. En effet, si la position du gap par rapport à l'axe de propagation était centrée, les deux ondes des bras de l'anneau seraient en opposition de phase se traduisant par un zéro de champ.

Pour transmettre le maximum de puissance microonde au plasma, il faut aussi que le résonateur soit adapté en impédance par rapport à l'impédance caractéristique en microonde qui est de 50Ω . Ainsi l'onde incidente ne doit pas « voir » de saut d'impédance pour éviter des

pertes additionnelles et également l'apparition de réflexions vers le générateur. Pour calculer l'impédance du circuit nous utilisons la relation suivante :

$$Z_c = \frac{120\pi / \sqrt{\varepsilon_e}}{W/h + 1.393 + 0.667 \ln(W/h + 1.444)} \quad \text{Équation III.4}$$

avec :

- ε_e qui est la permittivité effective entre l'air, le diélectrique et le cuivre;
- h l'épaisseur de la couche de diélectrique ;
- W la largeur de la ligne qui va être gravée.

Comme le montre l'équation III-4, le seul paramètre sur lequel on peut agir est la largeur de la ligne qui va être gravée par la suite sur la couche de cuivre. Toutes les autres données sont des valeurs intrinsèques à la plaque étudiée et ne sont donc pas modifiables. Le calcul de l'impédance se fait par un logiciel AppCAD dans lequel on rentre les paramètres géométriques et physiques de la plaque ainsi que la fréquence de travail. De cette façon, nous obtenons une impédance de 50 Ω pour une largeur de circuit de 3,375 mm. La seconde partie de la ligne de transmission qui va avoir un impact sur l'impédance concerne sa longueur électrique qui est prise par rapport à la longueur d'onde guidée dans le circuit.

$$\lambda_g = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_e} f r} \quad \text{Équation III.5}$$

Le calcul de l'adaptation de l'impédance d'une charge par rapport à l'impédance d'entrée du circuit se fait de la façon suivante [64] :

$$Z_{in} = Z_0 \frac{Z_{ligne} + iZ_0 \tanh(\beta l)}{Z_0 + Z_{charge} (\beta l)} \quad \text{Équation III.6}$$

En travaillant sur une longueur de ligne en quart d'onde on parvient à simplifier l'équation précédente sous la forme :

$$Z_{in} = \frac{Z_0^2}{Z_{charge}} \quad \text{Équation III.7}$$

Connaissant la valeur de Z_0 qui est de 50 Ω et en fonction de la valeur d'impédance de charge, il suffit de modifier la largeur de ligne entre les deux composantes afin de réaliser une adaptation d'impédance parfaite à 50 Ω . Dans le cas présent, la longueur électrique de la ligne est de 18,5 mm en quart d'onde. La dernière condition porte sur le périmètre de l'anneau fendu donné par :

$$P = 2\pi r = \frac{\lambda_g}{2} \quad \text{Équation III.8}$$

$$r = \frac{\lambda_g}{4\pi} \quad \text{Équation III.9}$$

où r est le rayon interne de l'anneau fendu.

Afin de faire une étude électromagnétique complète du résonateur, nous avons utilisé un logiciel de propagation d'onde électromagnétique HFSS. Pour notre cas nous allons faire une étude en paramètre S et plus particulièrement sur le paramètre S_{11} qui quantifie en fonction de la fréquence, la part de puissance de l'onde réfléchie en entrée du circuit. Il est à noter que le générateur qui sera utilisé lors de la partie expérimentale est accordable en fréquence entre 2,43 et 2,47 GHz, ce qui nous donne une marge supplémentaire de 40 MHz lors de la conception de ces résonateurs.

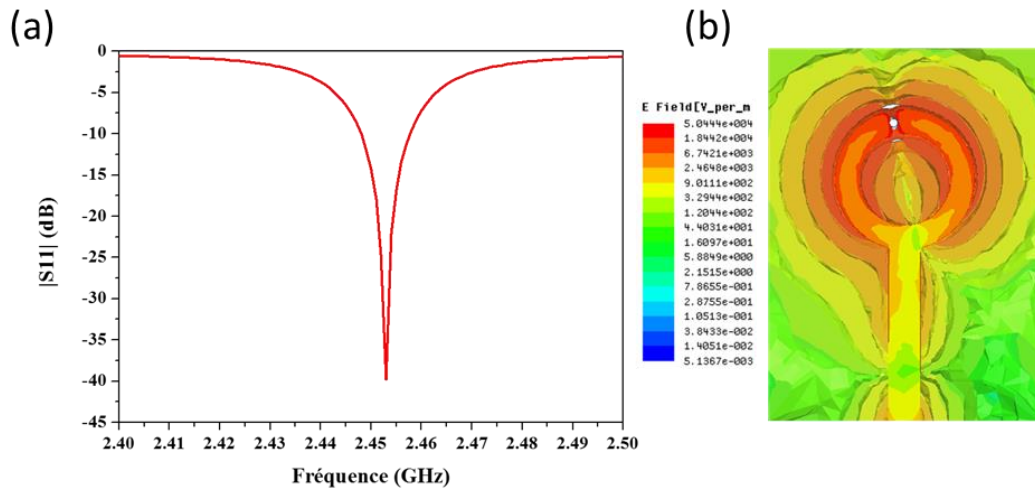


Figure III-6 : (a) Courbe de résonance simulée (sous HFSS) de la ligne microstrip optimisée pour une fréquence de travail autour de 2,45 GHz. (b) Répartition de champ électrique le long de la ligne à cette même fréquence.

Le graphique III-6 (a) représente le module du S_{11} en fonction de la fréquence. Les diamètres intérieur et extérieur de l'anneau ont été optimisés afin d'obtenir une résonance la plus importante possible à 2,452 GHz. De ce fait, pour un diamètre extérieur de l'anneau de 14,8 mm, un diamètre intérieur de 9,75 mm et un gap de 0,9 mm, on obtient un $|S_{11}| \approx -40$ dB ce qui correspond à un taux de transmission de 99,9% et un facteur de qualité théorique ($f_r/\Delta f_{-3\text{ dB du max}}$) de 2200. La figure III-6 (b) illustre la distribution de champ électrique dans la ligne à la fréquence de résonance pour une puissance incidente de référence de 1W. On observe une forte localisation de champ au niveau du gap où va être positionné le guide d'onde, l'échelle indiquant un champ électrique atteignant 50 000 V/m. Nous pouvons noter que l'intensité de ce champ est bien supérieure (de 20 kV/m) à celle obtenue au sein du gap du surfatron présenté en première section de ce chapitre. De plus, la distribution de champ est homogène au niveau du gap comme souhaitée.

III.2.2. Résonateur planaire de type stripline

Un des points négatifs de la configuration de lignes planaires précédente concerne le fait qu'une partie de l'énergie est perdue par rayonnement. Ainsi, dans le but de résoudre ce point, la conception de la ligne a été modifiée par l'ajout d'une seconde couche de diélectrique qui recouvre le circuit. Ce second design a été pensé sur la base des circuits planaires connu sous le nom des lignes enfouies ou lignes striplines. La ligne de transmission est dans ce cas recouverte par une seconde plaque de diélectrique qui permet à l'onde de se propager en TEM et plus en quasi-TEM comme dans le cas précédent. La partie de l'énergie qui été perdue par rayonnement lors de la propagation est maintenant ramenée vers la ligne de transmission et donc vers le milieu plasma. La figure III-7 (a) est une représentation schématique de la propagation des champs dans la configuration stripline. L'onde électrique et l'onde magnétique se propagent ainsi dans le même plan suivant l'axe de propagation. Les plaques de cuivres de part et d'autre du circuit seront chacune reliées à la masse.

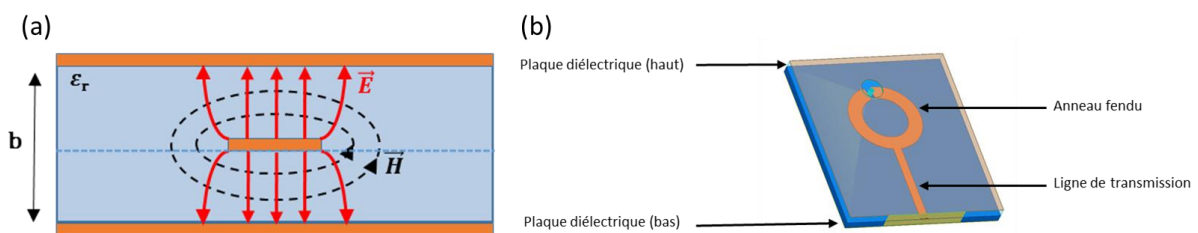


Figure III-7 : (a) Représentation schématique d'un circuit enfouie entre deux plaques de diélectrique. (b) Structure 2D de la ligne stripline.

De la même façon que pour la ligne simple microstrip, l'impédance de la ligne est régie par les paramètres intrinsèques des plaques utilisées qui dans notre cas sont identiques à celles de la partie précédente. Comme le montre l'équation suivante, le seul facteur modifiable pour interagir avec l'impédance est donc la largeur de la ligne :

$$Z_0 = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{b}{W_e + 0,441b} \quad \text{Équation III.10}$$

où W_e est la largeur effective prise au centre de la ligne de transmission.

Les travaux d'optimisation de résonance à 2,45 GHz ont alors été réalisés sous HFFS. Une nouvelle fois, la ligne de transmission est choisie en quart d'onde pour accorder l'impédance vue en entrée de circuit à 50 Ω en respectant l'équation III-10. L'anneau fendu garde lui aussi un périmètre interne en λ/2. Le schéma du circuit complet est donc identique à la configuration microstrip, la seule différence se trouve sur les largeurs de ligne et de l'anneau qui sont adaptées pour obtenir une impédance de 50 Ω. On trouve comme largeur de ligne d'entrée 1.502 mm, 13,85 mm et 8,65 mm pour le rayon du ring extérieur et intérieur respectivement et un gap de 0,9 mm. La courbe de résonance simulée ci-dessous montre un maximum de puissance transmise pour 2,451 GHz avec un |S₁₁| = -28,1 dB qui équivaut à un taux de transmission de 99 %. L'image sur la droite montre la distribution de champ électrique au niveau de la ligne avec un maximum de champ localisé au gap pour une valeur de 60 000 V/m, soit une amélioration de 20% par rapport à la ligne microstrip.

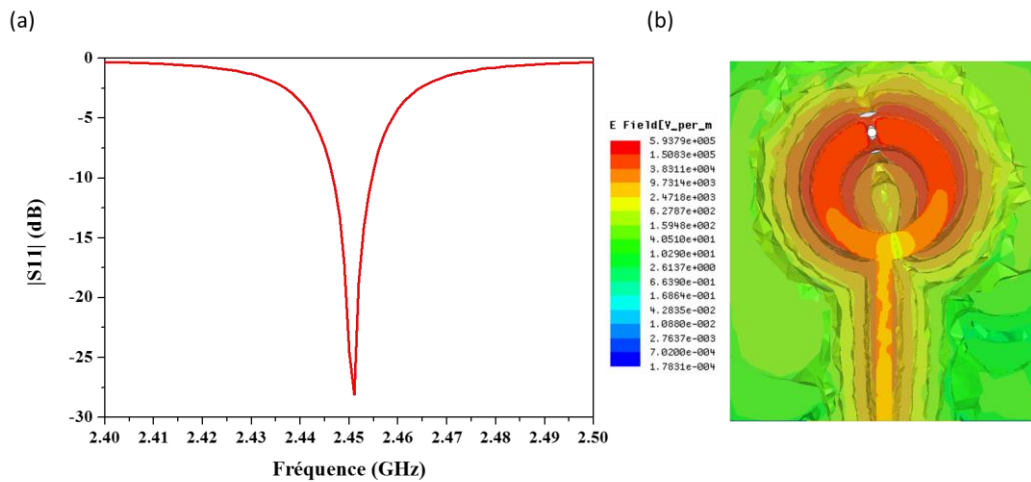


Figure III-8 : (a) Courbe de résonance théorique de la ligne stripline optimisée pour une fréquence de travail autour de 2,45 GHz. (b) Répartition de champ électrique le long de la ligne à cette même fréquence.

III.2.3. Procédés de fabrication des résonateurs planaires et caractérisations associées

Une fois ces différents excitateurs optimisés, il convient de passer à leur réalisation. Un avantage des circuits planaires concerne le coût très modeste lié au procédé de fabrication (prix estimé à moins de 50 euros par résonateur) mais aussi la rapidité (durée de 1 jour) et le nombre réalisable (dans notre exemple, les circuits sont réalisés par série de 12). La première image de la figure III-9 représente la traceuse en fonctionnement lors de la réalisation en série des résonateurs. La seconde photo montre la plaque gravée de 12 circuits après l'étape de traçage. Une fois les lignes gravées, la zone de métallisation qui entoure le résonateur est supprimée. Il faut également percer le gap à 10° d'angle au niveau duquel la fibre va être introduite. Pour finir la réalisation des circuits, un connecteur de type SMA est soudé à la ligne de transmission.

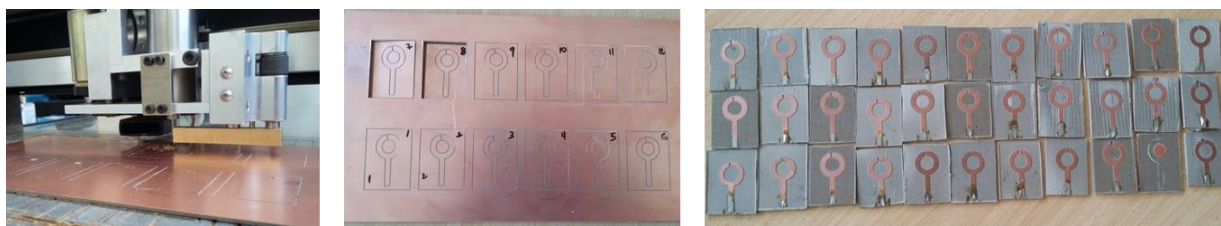


Figure III-9 : Etapes de réalisation des résonateurs planaires.

Pour les lignes striplines, la fabrication suit le même déroulé que précédemment. Cependant une étape supplémentaire est nécessaire pour venir réaliser la partie haute du diélectrique qui consiste à graver l'image inversée du résonateur dans le diélectrique (voir figure III-10).

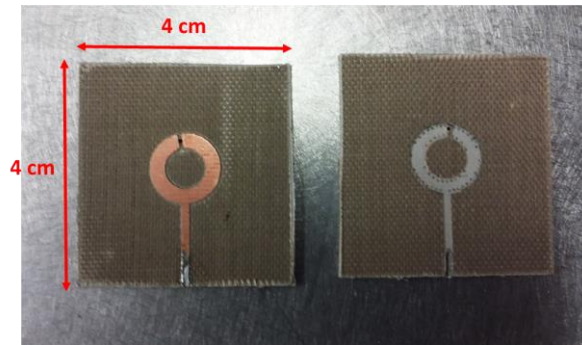


Figure III-10 : Photo illustrant la réalisation en deux sections d'une ligne stripline.

Une fois la fabrication finalisée, les lignes passent sous un banc de caractérisation doté d'un analyseur de réseau vectoriel en paramètres S afin de mesurer la fréquence de résonance expérimentale et la comparer à celle simulée. La figure III.11 montre cette comparaison où l'on voit un bon accord trouvé pour le cas des lignes microstrips, validant notre procédure de fabrication. Pour le cas de la ligne stripline, la fréquence de résonance expérimentale se trouve légèrement décalée vers les hautes fréquences de 10 MHz. Cette variation est attribuée à la présence d'une fine couche d'air lors de l'assemblage de la seconde plaque de diélectrique modifiant ainsi la permittivité effective de l'ensemble du dispositif.

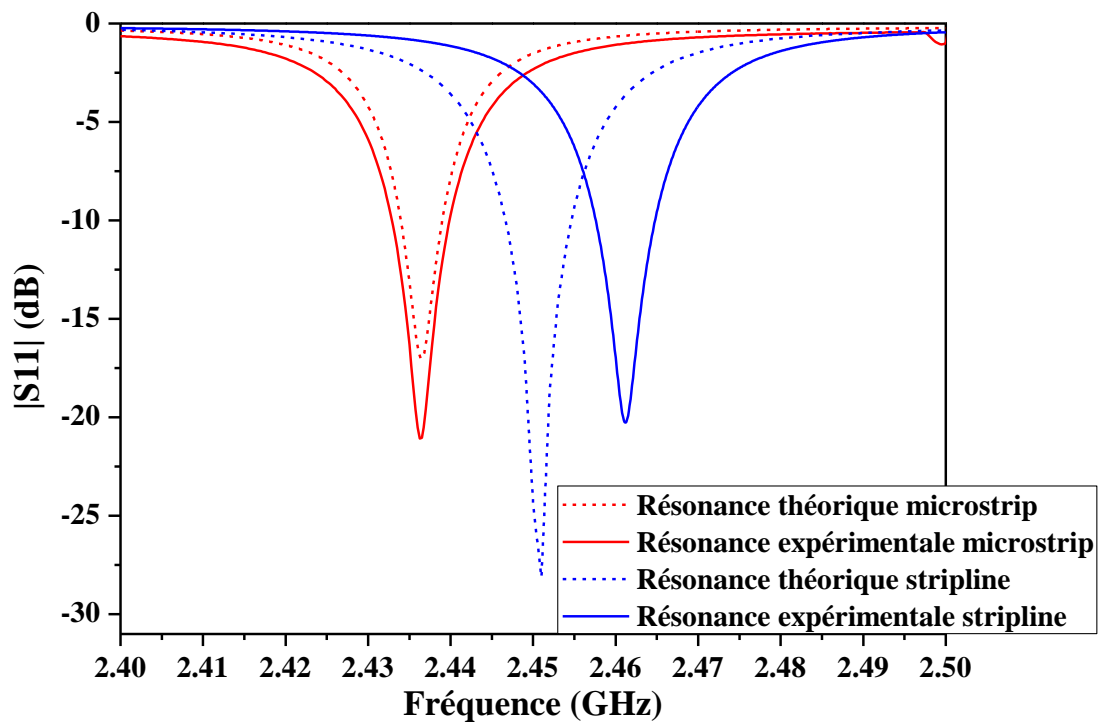


Figure III-11 : Comparaison des courbes de résonance théoriques et expérimentales pour les résonateurs microstrip et stripline.

III.2.4. Amélioration finale des résonateurs planaires

En complément, une étude systématique a été réalisée sur les performances de ces excitateurs en terme de longueur de la colonne de plasma générée et ce en fonction de la dimension du gap. Pour cela, un exemple de trois lignes microstrips présentant des diamètres du gap de 0,8, 0,9 et 1 mm ont été fabriquées et caractérisées. Sur la figure III-12, la première observation que l'on peut faire est que lorsque le gap augmente la fréquence de résonance va elle aussi augmenter de façon linéaire. La seconde observation concerne la valeur du S11 qui peut selon les cas varier de façon significative à savoir de -44 dB pour un gap de 0,9 mm à -20 dB pour le cas du 0,8 mm. Cette différence est attribuée principalement à la qualité des soudures et des connectiques.

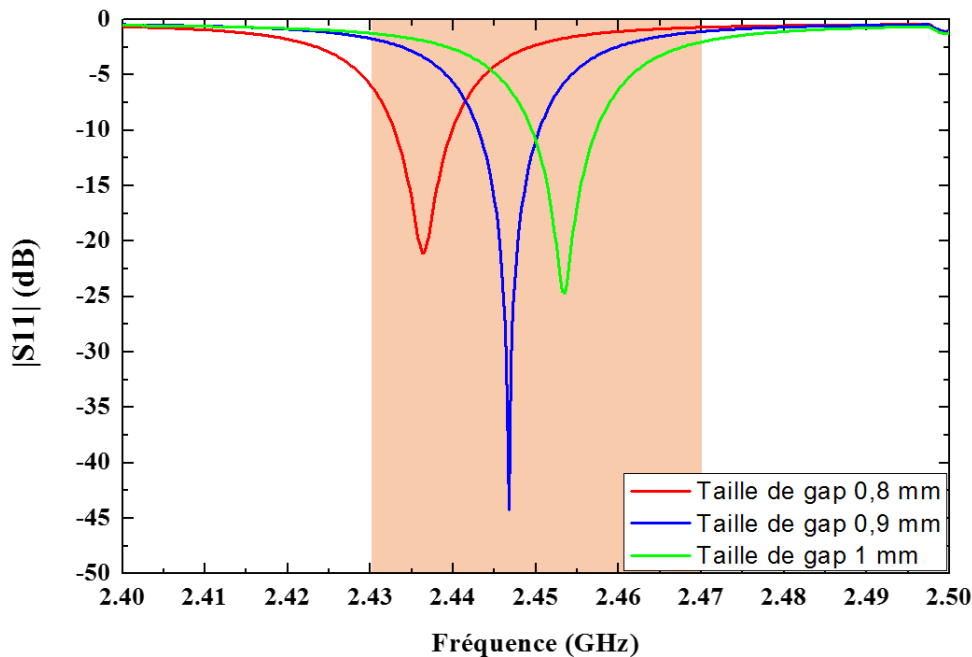


Figure III-12 : Evolution du S11 expérimental en fonction de la dimension du gap.

Le montage expérimental pour réaliser l'allumage de micro-plasmas est présenté sur la figure III-13 (a) où l'on retrouve l'excitateur microstrip alimenté par la source microonde accordable de 2,43 GHz à 2,47 GHz ainsi que le guide d'onde optique (ici un capillaire de 200 μm de diamètre de cœur et 30 cm de longueur) connecté à deux cellules afin d'obtenir une pression de gaz de l'ordre du mbar (cf figure III-13 (b)). En réalité, il est à noter que c'est un gradient de pression qui est mis en place, décrit par :

$$p(z) = \sqrt{p_0^2 + \frac{z}{L}(p_1^2 - p_0^2)} \quad \text{Équation III.11}$$

avec p_0 la pression injectée à l'entrée du capillaire, p_L la pression en sortie et L la longueur sous test. De cette façon, la pression au sein du tube à décharge évolue de quelques mbar à 10^{-4} mbar. Un contrôleur de débit massique piloté par ordinateur en amont du système règle le flux d'argon.

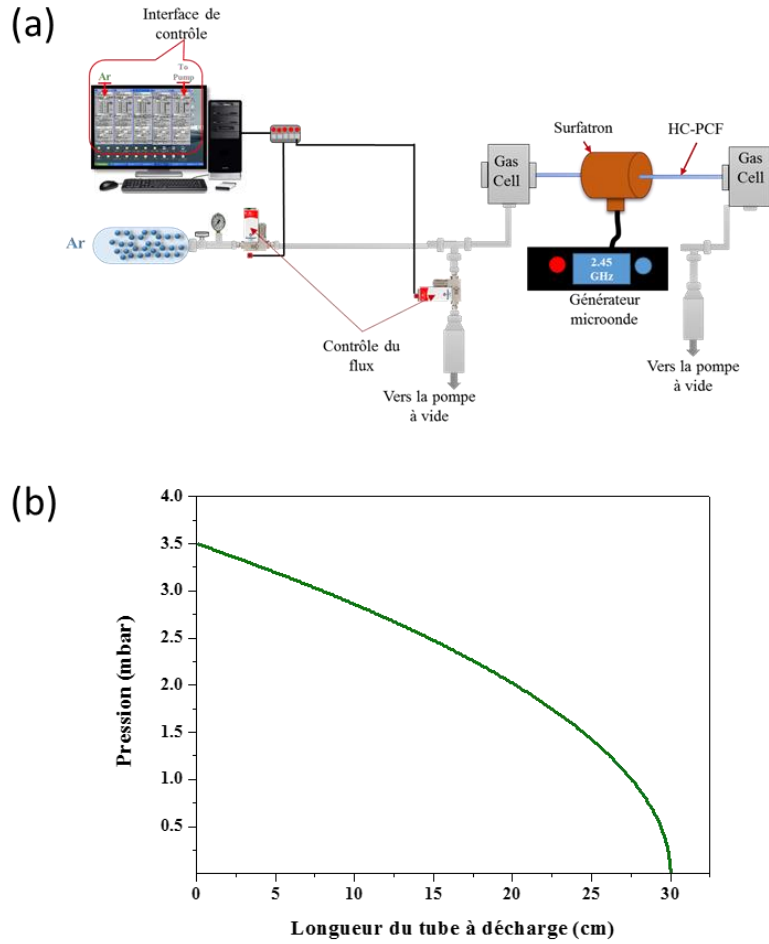


Figure III-13 : (a) Montage expérimental caractéristique d'amorçage et de maintien de la colonne de plasma. (b) Courbe de pression du gaz sur la longueur du tube de décharge.

Chacune des lignes est alors positionnée au milieu des 30 cm du capillaire. Enfin, une règle graduée est ajoutée afin de mesurer la longueur de la colonne de plasma.

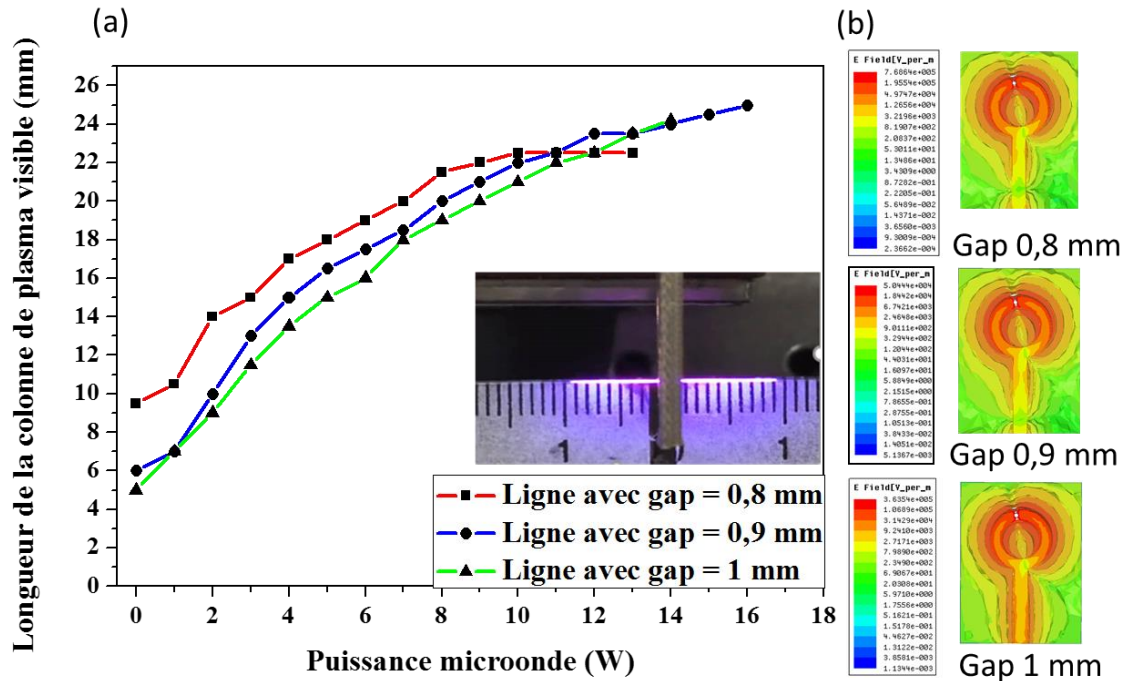


Figure III-14 : (a) Mesure de la colonne de plasma générée en fonction de la puissance microonde pour différentes lignes microstrips. En insert image de la colonne de plasma générée. (b) Distribution de champ électrique pour les trois différentes tailles de gap.

La figure III-14 (a) présente les résultats. Les longueurs de colonne sont trouvées relativement similaires dans les trois cas d'étude même si on peut constater que plus le diamètre sera réduit plus efficace sera la génération du fait que l'intensité du champ augmente, ce qui est corroboré par la valeur du champ électrique simulé au niveau du gap (cartographies à droite de la figure III-14). Les colonnes sont de l'ordre de la vingtaine de millimètres pour une puissance microonde de 15 W, valeur seuil de détérioration du gap. De plus il est à noter que cette colonne est répartie symétriquement de part et d'autre du résonateur.

III.3. Comparaison des excitateurs microondes

Pour terminer l'étude, les résonateurs planaires sont comparés ici à l'excitateur de référence le surfatron. La figure III-15 montre les longueurs de colonne plasma obtenus pour un capillaire de 200 μm de cœur remplie du gaz argon à 3 mbar. Dans les trois cas présentés, les résultats suivent la même tendance d'augmentation de la longueur de la colonne de plasma avec la puissance microonde appliquée et montrent un même seuil d'allumage plasma de quelques milliwatts seulement. Cela confirme qu'au sein des excitateurs planaires, on est bien aussi en présence d'une onde de surface et que la réduction de l'encombrement du dispositif n'a pas impactée les performances. Ainsi, cette technologie planaire sera un réel atout pour la réalisation de dispositifs compacts et industrialisables.

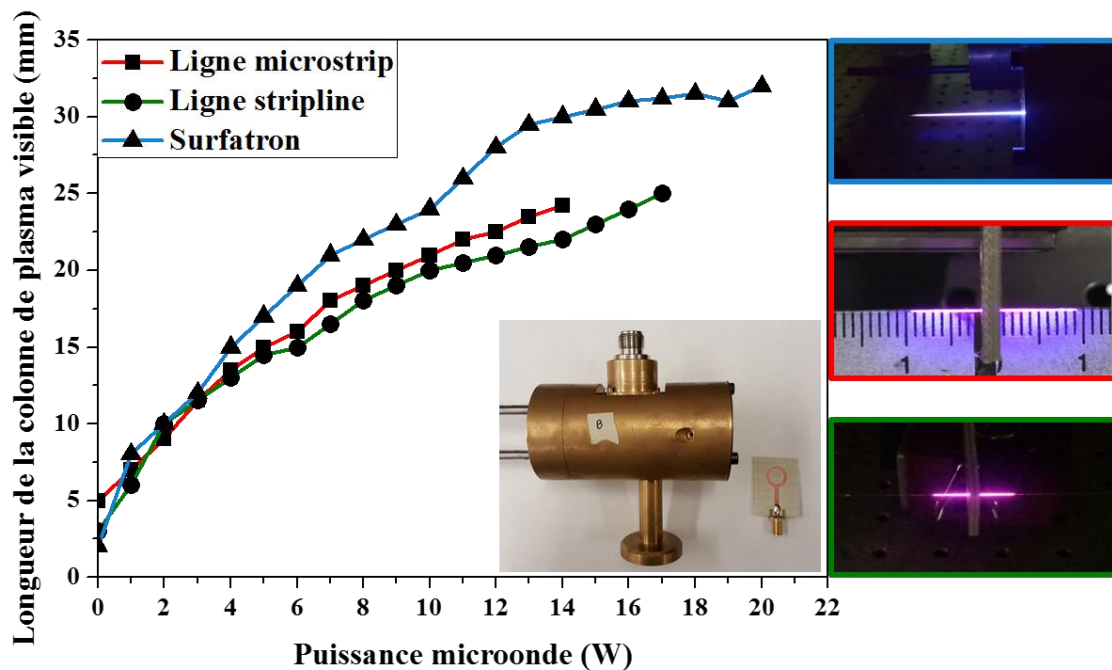


Figure III-15 : Comparaison des colonnes de plasma générées au sein d'un capillaire de 200 μm de cœur rempli d'argon pour les trois excitateurs microondes (le surfatron, la ligne microstrip et stripline).

Chapitre IV

Les fibres optiques à cœur creux

Ce chapitre décrit les principes physiques du guidage optique dans les fibres. Trois mécanismes de guidage optique, à savoir la réflexion totale interne, la bande interdite photonique et le couplage inhibé seront revues. Un accent sur le couplage inhibé sera approfondi. Le chapitre développe la conception et la fabrication de ces fibres creuses dimensionnées pour la génération et le maintien de micro-plasmas microonde. Ainsi, plusieurs fibres seront optimisées pour à la fois garantir un cœur de large dimension adapté à la génération de micro-plasma et un guidage efficace pour le domaine de l'UV.

IV.1. Guidage particulier des fibres à cristal photonique

Lors des 30 dernières années, la fibre optique conventionnelle guidant par réflexion totale interne (RTI) a été supplantée par l'émergence d'une nouvelle famille, les fibres à cristal photonique (PCF) et plus particulièrement les fibres à cœur creux à cristal photonique (HC-PCF). La microstructuration de la gaine a permis le guidage par le mécanisme de bande interdite photonique (BIP) mais aussi par un nouveau principe nommé couplage inhibé (IC). La relative facilité ou versatilité de la technique de fabrication nommée « stack and draw » de ce type de fibres permet en effet de structurer à souhait la gaine et ainsi d'agir sur le contenu de son spectre modal régissant le mécanisme de guidage. Une plateforme a ainsi pu émerger intégrant toute une variété de fibres présentant des motifs de gaine différents (triangulaire, étoile de David, tubulaire, cône de glace ...) avec des dimensions de cœur allant de 5 μm à 100 μm .

IV.1.1. Fibres optiques à cœur creux à bande interdite photonique

Les fibres HC-PCF se distinguent dans la famille des fibres PCF. En effet, de par la nature creuse même de cette fibre, elle ne peut répondre à un guidage par RTI. En 1987, John et Yablonovitch [65] ont introduit et proposé le concept de BIP amenant vers le domaine de l'optique des concepts relevant de la mécanique quantique et de la physique de l'état solide. Cette conception de BIP a plus tard été transposée aux fibres optiques par Philip Russell [66] avec la démonstration théorique d'un possible guidage dans l'air au sein d'un espace de fréquence et d'indice effectif de mode ($n_{eff} - \omega$). Ici n_{eff} est défini pour $\beta = kn_{eff}$ avec β constante de propagation. Cette structure de gaine est associée à une densité d'états photoniques correspondant à un diagramme présentant la densité des modes de gaine dans l'espace (ω, n_{eff}) (voir la figure IV-1(a)). Ainsi, lorsqu'un défaut est créé dans cette gaine microstructurée et qu'un mode avec un indice effectif se trouve dans un espace (ω, n_{eff}) vierge de tout mode (le BIP), un guidage dans le défaut devient possible. Quand $n_{eff} < 1$, alors le guidage dans l'air ou le vide s'effectue. L'absence de mode dans cet espace (ω, n_{eff}) est obtenu par microstructuration, arrangement et optimisation de la structure de la gaine. Il aura fallu attendre 7 ans pour voir une démonstration expérimentale pour guider par BIP. [67], et quelques années plus tard pour la fabrication d'une fibre creuse démontrant de réelles performances optiques avec des pertes de 13 dB/km à 1550 nm [68]. Des pertes de transmission records ont ensuite été obtenues avec des valeurs de 1,2 dB/Km à 1620 nm [69].

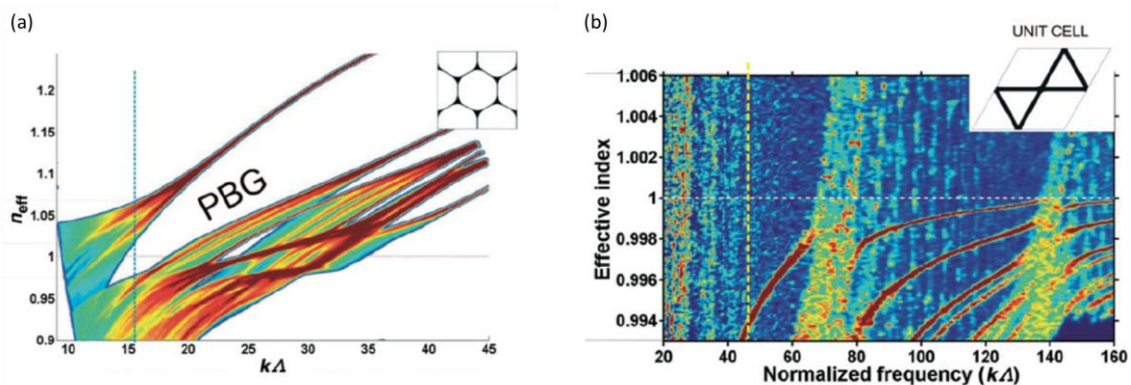


Figure IV-1 : (a) Diagramme de densité d'états pour une fibre creuse BIP (issue de [70]). (b) Diagramme de densité d'états pour une fibre creuse IC à maille Kagomé.

IV.1.2. Fibres optiques à cœur creux à couplage inhibé

Nous venons de voir qu'une première façon de guider dans un cœur creux repose sur la structuration d'une gaine telle que les modes supportés par ce cœur se situent dans la zone de BIP (c'est-à-dire qui ne supporte aucun mode). Une autre manière de confiner et guider la lumière, constituant une deuxième famille des fibres à cœur creux, consiste à « façonner » un cœur et une gaine de telle sorte que le contenu modal de cette gaine possède des modes $|\varphi_{clad}\rangle$ avec un très faible recouvrement spatial et un faible accord de symétrie avec les modes de cœur $|\varphi_{core}\rangle$ se traduisant par $\langle\varphi_{core}|\Delta n^2|\varphi_{clad}\rangle \rightarrow 0$ avec Δn une fonction du profil d'indice transverse. L'originalité ici de ce mécanisme réside dans le fait qu'un mode de cœur peut être guidé malgré la présence d'un mode de gaine présentant le même indice effectif n_{eff} . C'est ainsi que ce mécanisme de guidage a été nommé « couplage inhibé » par Benabid *et al.* [71]. Ce mécanisme où un mode de cœur guidé peut cohabiter au sein d'un continuum de modes, peut être expliqué par des notions tirées de la mécanique quantique. La notion théorique d'un état électronique lié dans un continuum a été proposé par Von Neumann et Wigner en 1929 [72]. Le concept de « couplage inhibé » pour les fibres creuses découle de cet état lié existant dans un continuum même si dans notre cas on qualifiera plutôt les modes de cœur de « quasi » liés au sein du continuum de modes supportés par la structure de gaine. Les premiers développements de ces fibres ont pris la forme d'une gaine dite à maille Kagomé en 2002 proposée par Benabid *et al.* [73]. Les fabrications de ces fibres présentaient alors des atténuations linéiques relativement élevées autour du dB/m au regard des performances atteintes avec les fibres BIP mais combinées à des bandes de transmission bien plus larges pouvant atteindre plusieurs octaves. Afin d'améliorer ces performances de guidage et donc exacerber l'inhibition du couplage modal, de nouvelles structures de gaine et d'interfaces cœur/gaine ont été proposées. Parmi celles-ci, l'introduction d'un contour de cœur de forme hypocycloïdale (ou courbure négative notée b qui est défini par $b = \frac{d}{r}$ voir figure IV-2 (b)) par notre groupe [74] a permis de franchir une étape décisive dans le confinement de ces fibres avec des pertes atteignant les 40 dB/km à 1550 nm en 2011, puis 17 dB/km à 1 μ m en 2013 [75] pour enfin descendre sous la barre symbolique des 10 dB/km avec 8,5 dB/km à 1030 nm en 2018 [76]. En effet, l'ajout de ce contour hypocycloïdal a permis principalement d'éloigner les nœuds de connexions (représentés en rouge sur la figure IV.2) là où le nombre azimutal des modes guidés de gaine est faible impliquant un couplage élevé avec les modes du cœur donc synonyme d'une augmentation des pertes. Ce nombre azimutal m est donné par l'équation suivante $m = n_{eff} \left(\frac{l}{\lambda}\right) \cdot \left(1 - \pi \frac{t}{l}\right)$ où l'on voit que l'épaisseur t et la longueur l des ponts de silice de la gaine jouent un rôle majeur. Ainsi, plus les valeurs de t seront affinées et l allongées, meilleure en sera le confinement de la lumière du fait de l'augmentation de ce facteur m .

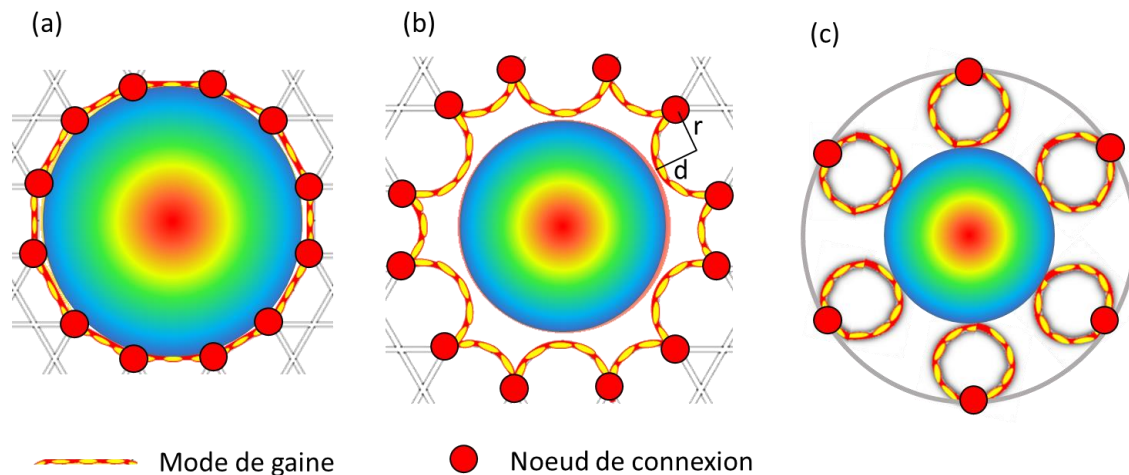


Figure IV-2 : Illustrations d'interfaces cœur/gaine développées pour une fibre creuse IC de type (a) Kagomé, (b) Kagomé à cœur hypocycloïdal et (c) tubulaire.

Plus récemment, une autre structure de gaine dont la densité d'états photonique est semblable à celle d'une maille Kagomé a été développée remplissant l'ensemble des critères cités ci-dessus pour réduire ce couplage de modes cœur/gaine. Cet arrangement correspond à une maille avec une courbure négative sans la présence de nœuds de connexion de silice préjudiciable au confinement (notamment dans le domaine UV). Ainsi, il prend ici la forme d'un anneau de tubes de silice isolés expliquant la dénomination de « maille tubulaire ». Comme l'illustre la figure IV-2 (c), les nœuds supportant un nombre azimutal m faible sont maintenant reliés à la gaine et donc se trouvent fortement éloignés du mode de cœur. Il a été montré expérimentalement par Debord *et al.* que pour une fibre constituée d'une couronne à 8 tubes, des pertes records de 7,7 dB/km à 750 nm pouvaient être atteintes [77]. De même, Chafer *et al.* a démontré des pertes respectivement de 13,8 dB/km à 539 nm, 75 dB/km à 355 nm et 150 dB/km à 343 nm avec une configuration à 9 tubes, fibre étirée sur une longueur record de 1 km avec une variation de $\pm 0,2 \mu\text{m}$ du diamètre extérieur [78]. Enfin, tout dernièrement, la complexification de la structure par l'ajout d'un second tube au sein de chaque tube (configuration nommée *nested tube*) ou l'utilisation de deux tubes juxtaposés (configuration nommée *conjointed tube*) ont permis d'améliorer le confinement à des valeurs respectivement de 1,3 dB/km à 1450 nm [79] et de 2 dB/km à 1550 nm [80]. Là encore, les atténuations dans la gamme des courtes longueurs d'onde ont pu être optimisées pour atteindre 130 dB/km à 300 nm et 300 dB/km à 355 nm.

En guise de conclusion, nous remarquons que le développement de ces deux nouveaux mécanismes de guidage optique a transformé nos connaissances dans le domaine de la photonique en général et de l'optique guidée en particulier. Aussi, ce développement a permis d'élargir le champ de conception des fibres optiques. La figure IV-3 schématise l'ensemble des trois mécanismes de guidage optique (RTI, BIP, IC) qui régissent aujourd'hui le confinement de la lumière au sein des fibres optiques. Ce graphique résume de manière schématique le contenu modal du cœur et de la gaine de ces différentes architectures, pour une fréquence donnée. Les modes de gaine sont représentés à gauche de l'axe des indices effectifs, et les modes guidés dans le cœur sont représentés par leurs profils d'intensité à droite de cet axe. A travers ce diagramme, nous pouvons déduire plusieurs points marquants et utiles dans la conception des fibres optiques. Le premier concerne la guidance par RTI qui, avec la perspective de la physique des bandes interdites photoniques, devient un simple régime de guidage par BIP. La réalisation de cette BIP implique un défaut avec un indice plus

fort que celui de la gaine. Le deuxième point montre qu'avec une nano- et/ou microstructuration de la gaine, l'espace modal dans l'axe des indices effectifs devient lui-même structuré avec l'apparition de bandes de modes séparés par des bandes vierges (*i.e.* BIP), dont la position peut être en dessous de 1 pour certaines géométries de gaine. La conséquence est la possibilité de guider dans des défauts (*i.e.* cœur de fibre) sans contrainte sur son indice de matériau, y compris pour un milieu d'air ou pour le vide. Enfin, le guidage CI ôte aussi bien la nécessité d'un indice particulier du défaut que la nécessité de la présence de BIP dans la gaine. Cependant, l'architecture de la gaine doit être conçue de façon que les modes de gaine autour de l'indice effectif du mode guidé du cœur soient fortement localisés dans le matériau à haut indice (*i.e.* silice) et montrant des oscillations azimutales rapides pour garantir la nécessaire et forte réduction du produit scalaire du champ du mode du cœur avec ceux de la gaine.

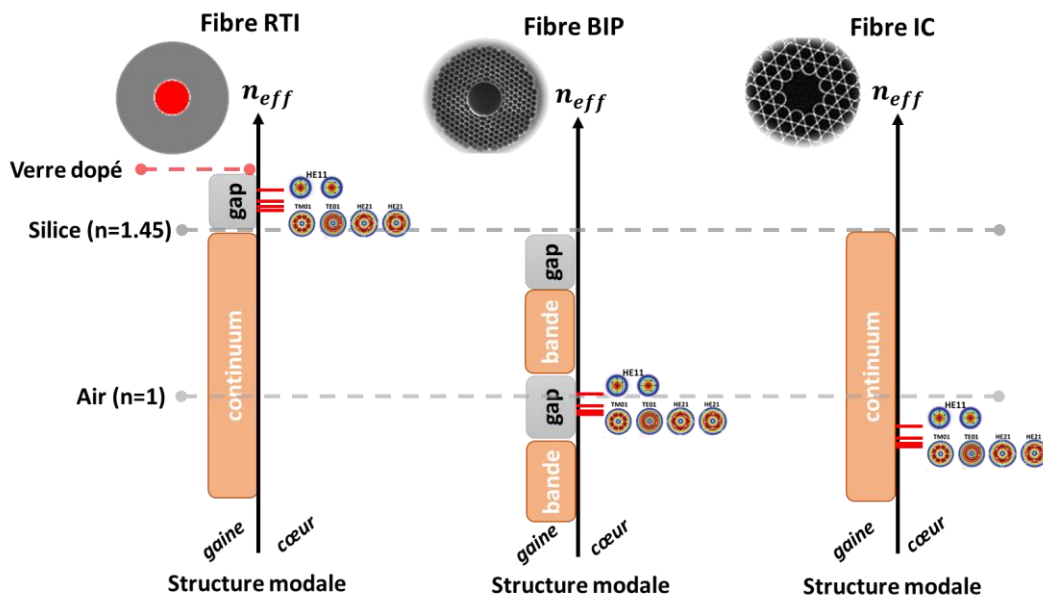


Figure IV-3 : Comparaison des différentes structures photoniques et leurs mécanismes de guidage associés à une fréquence donnée.

Compte tenu du cahier des charges et des spécificités liées à la génération de micro-plasma, ce sont les fibres à IC qui seront retenues pour la suite de mes travaux de thèse. Ce point est développé dans la section suivante.

IV.2. Technique de réalisation de fibres à cœur creux pour le maintien de plasma à onde de surface

Comme il a été montré lors du chapitre II et III, un compromis doit être trouvé au niveau de la dimension de la taille de cœur. En effet, si le cœur est trop petit, la tension de claquage nécessaire à l'allumage plasma sera élevée. Au contraire, si la dimension du cœur est trop grande, la température du plasma sera augmentée dû au libre parcours moyen des ions qui est inférieur à la taille de cœur créant ainsi des collisions synonyme d'échauffement thermique. Dans ce contexte, une partie importante de mes travaux de thèse a porté sur la réalisation de ces fibres creuses à IC incluant l'ensemble de la chaîne de développement. J'ai ainsi été amené aussi bien à développer des procédés innovants de fabrication (dépôt de deux brevets), contribuer à la mise en place de nouveaux bancs expérimentaux de caractérisation (exemple du S² [81]) ou encore participer à des projets annexes pour la fabrication de structures particulières (applications liées au guidage de fortes puissances ou encore à l'endoscopie). La section suivante se focalisera ici uniquement sur ma contribution pour les applications liées à la problématique de la génération de micro-plasma au sein des fibres HC-PCF.

IV.2.1. Fabrication de fibres à maille Kagomé

Les fibres à gaine microstructurée présentent de par leur méthode de fabrication dite de « stack and draw », une très grande flexibilité dans leur conception. En effet, il est relativement aisé d'agir sur les paramètres géométriques que sont le diamètre et la forme du cœur d'air, l'épaisseur des ponts de silice constituant la gaine ou encore l'espacement des trous d'air. Ce procédé de fabrication est illustré sur le schéma de la figure IV-4. Comme on peut le voir une succession d'étapes est nécessaire pour passer d'un empilement de capillaires millimétriques constituant la préforme à une fibre optique de quelques centaines de micromètres. Il est à noter que lors de l'étirage de la fibre creuse, un jeu de surpression et de vide dans la structure est appliqué. Ainsi, en jouant sur des différences de pressions entre les zones de gaine et de cœur il est possible d'agir sur les paramètres géométriques clés que l'on vient de citer et qui impacteront directement les propriétés optiques.

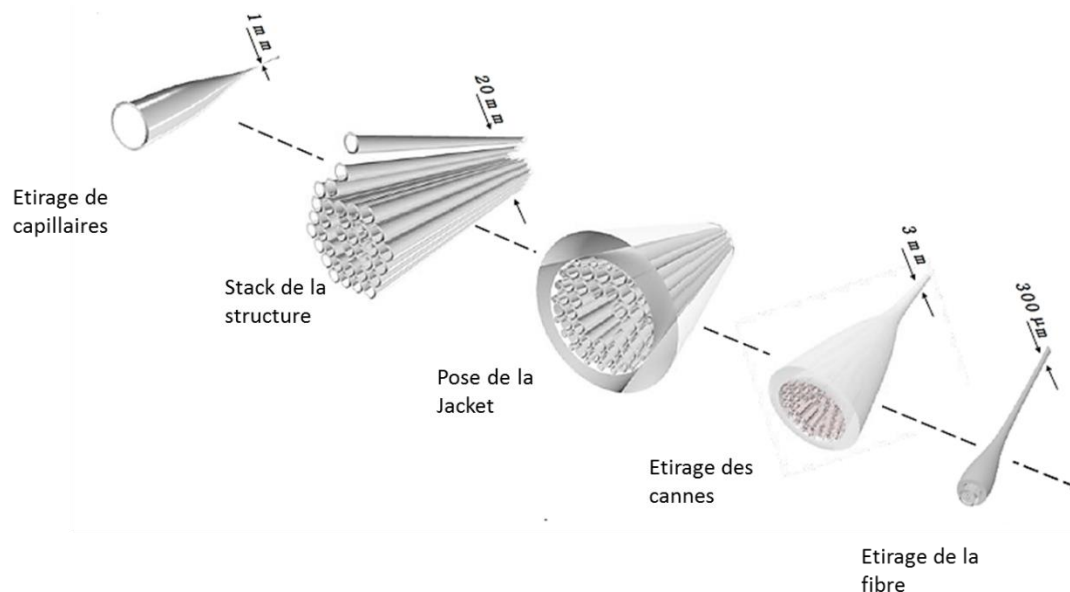


Figure IV-4 : Schéma illustrant les différentes étapes de fabrication d'une fibre optique à cœur creux (issue de [82]).

Ainsi, cette technique permet de développer différentes variantes de fibres creuses. La figure IV-5 illustre des exemples de conception de fibres auxquels j'ai participé, qui bien que annexes à mon projet de thèse, m'ont permis de mieux appréhender cette technologie. Ainsi, j'ai réalisé une fibre creuse Kagomé double gaine pour les applications d'endoscopie [83], une fibre qualifiée d'hybride démontrant un guidage réellement monomode ou encore des fibres tubulaires dont l'espacement entre les tubes n'est pas constant afin de privilégier la propagation de modes d'ordres élevés [84]. Cette parenthèse, illustre la flexibilité et la puissance du procédé de fabrication.

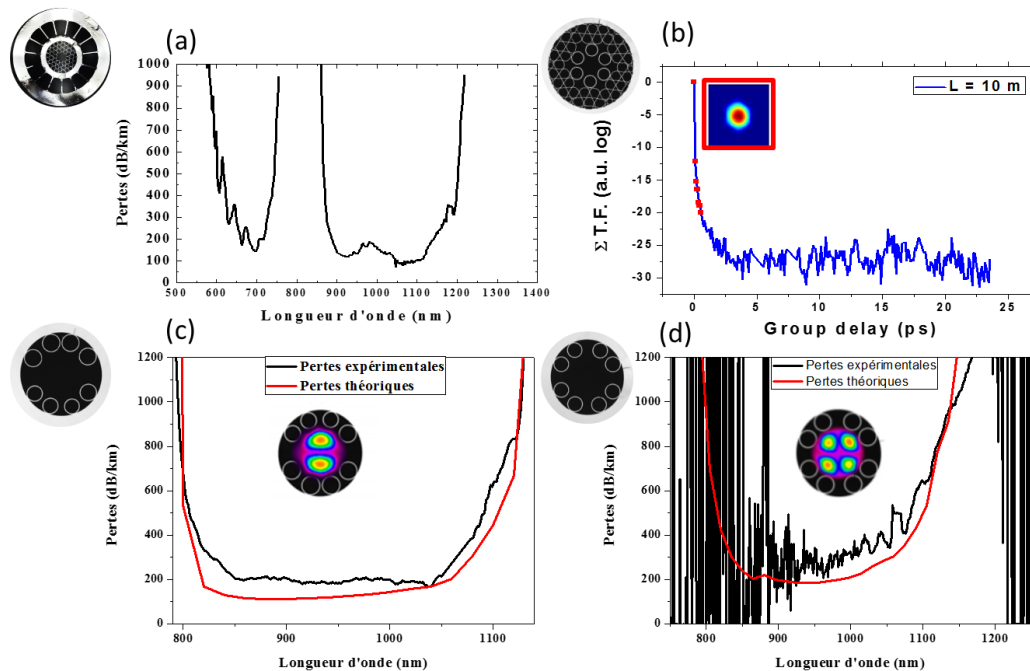


Figure IV-5 : (a) Atténuation linéique d'une fibre creuse double gaine à maille Kagomé. (b) Mesure du contenu modal d'une fibre hybride basée sur le principe expérimental S² [81]. Réalisation de fibres tubulaires pour la propagation du mode d'ordre élevé (c) LP₁₁ et (d) LP₂₁.

En se recentrant sur les fibres à maille Kagomé, plusieurs structures ont été développées au fil du temps que l'on qualifie de fibre à 1 seul défaut de cœur (ou 1 cell), à 7 défauts de cœur (ou 7 cells) et enfin à 19 défauts de cœur (19 cells). Les travaux de Couny *et al.* présentent la réalisation de ces trois structures pour le même nombre de couronnes constituant la gaine et pour un diamètre extérieur de 300 μm [85]. Ainsi, il a été mesuré les dimensions de cœur suivantes : 26 μm pour une 1 cell, 45 μm pour une 7 cells et 68 μm pour une 19 cells, démontrant qu'en jouant simplement sur le nombre de défauts constituant le cœur d'air, il est possible de fortement augmenter son diamètre interne pour un même diamètre externe. En se basant sur cette étude et en cherchant à élargir ces dimensions de cœur pour aider l'amorçage de plasma, nous avons retenu la structure 19 cells à maille Kagomé pour mes travaux de thèse. De plus, un second point important se porte sur le choix de l'épaisseur des ponts qui permet de contrôler la position des bandes de transmission. En effet, les longueurs d'onde dites de coupure (c.a.d. là où le guidage n'est pas permis) suivent la relation suivante : $\lambda_{c,l} = \frac{2t}{l} \sqrt{n_s^2 - 1}$, avec l le numéro de la coupure, n_s l'indice de réfraction du matériau silice et t l'épaisseur des ponts silice de la structure. Ce choix aura un impact fort pour le guidage de l'émission du plasma comme nous le verrons par la suite. Dans ce contexte, une campagne de fabrication a été lancée en notant qu'afin d'élargir au maximum la dimension du cœur d'air, les fibres ont été étirées avec des diamètres extérieurs jusqu'à 700 μm. La figure IV-6 résume

les fibres qui ont été retenues pour la suite de mes travaux de thèse et dont les dimensions du cœur varient de 115 μm à 220 μm . Il est à souligner que les deux dernières réalisations représentent les plus importants diamètres de cœur réalisés à ce jour pour une fibre HC-PCF.

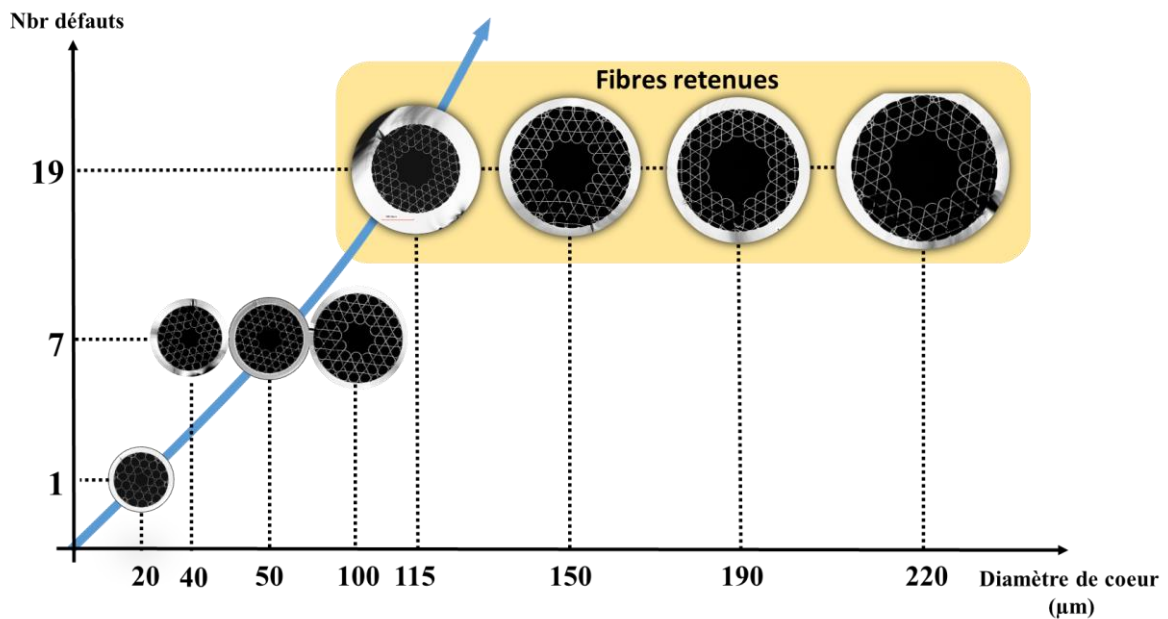


Figure IV-6 : Evolution de la taille du cœur d'air en fonction du nombre de défauts dans le cas d'une maille Kagomé.

Les fibres ont ensuite été caractérisées de façon classique en terme de pertes et de contenu modal. A titre d'exemple, la courbe d'atténuation de la fibre creuse de cœur 115 μm est reportée sur la figure IV.7 (a) où des performances atteignant l'état de l'état de l'art ont été démontrées avec des valeurs de 20 à 50 dB/Km pour la région 2-3 μm ainsi que des pertes de 30 dB/km dans le bas infrarouge [86]. Il est à noter que les pertes aux courtes longueurs d'onde du visible et de l'UV présentent une augmentation exponentielle contrairement à ce que prédit la théorie. Ceci est dû aux pertes par rugosité de surface qui suivent la loi $\frac{1}{\lambda^3}$. En effet, ces pertes additionnelles résultent de l'apparition d'ondes de surface qui se forment pendant le processus de fabrication des fibres et qui sont aujourd'hui devenues le facteur limitant des performances dans le domaine UV. Une image de cette rugosité est donnée en figure IV-7 (b) où l'on observe une variation d'amplitude 2 nm. Cela explique les atténuations mesurées dans le cas présent qui sont de l'ordre de 0,5 dB/m aux courtes longueurs d'onde. L'étude et l'optimisation de ce phénomène a débuté au sein de notre groupe de recherche et fait l'objet de travaux de thèse auxquels je suis associé.

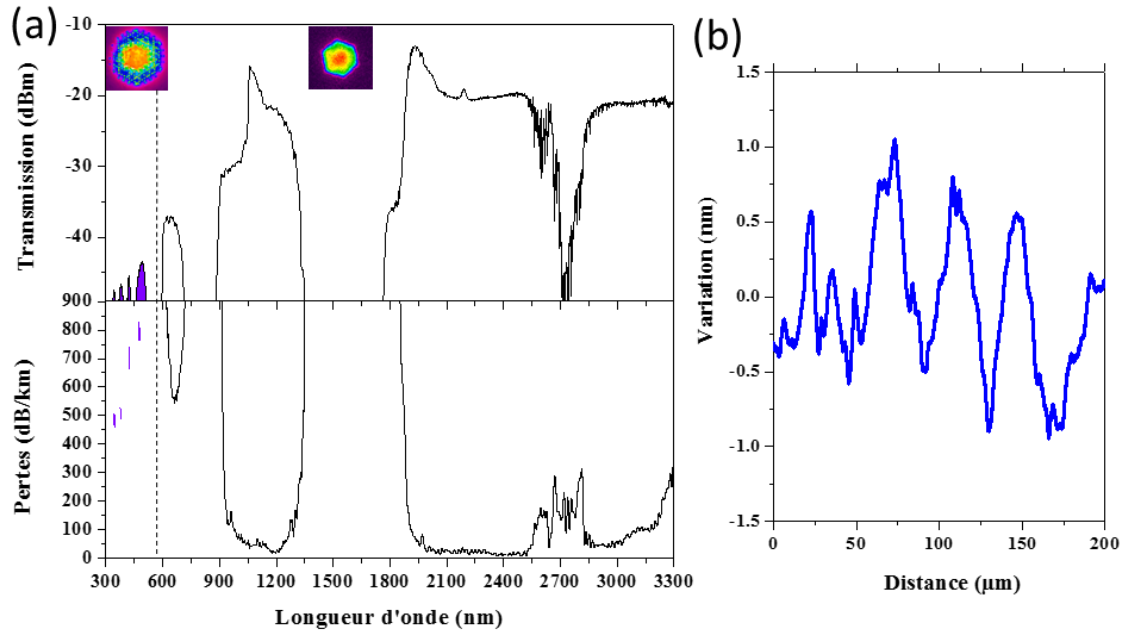


Figure IV-7 : (a) Exemple de transmission et de pertes linéiques pour le cas de la fibre Kagomé de 115 μm de diamètre, en insert les champs proches observés. (b) Mesure typique de la rugosité de surface à l'interface cœur/gaine obtenue par un pico-profilomètre optique.

Il est à noter que des caractérisations supplémentaires ont été menées dans l'UV compte tenu du contexte de ma thèse et qui font l'objet de la section suivante.

Une étude a donc été réalisée en se focalisant sur la région spectrale de l'UV. Classiquement la caractérisation de fibres optiques se fait par l'utilisation d'un laser supercontinuum qui émet dans la gamme 400 - 2500 nm. Afin d'étendre ces mesures à notre domaine d'intérêt de l'UV et plus particulièrement l'UV-C, une nouvelle source a été utilisée basée sur une émission plasma de la marque Energetiq de la série EQ-99X-FC. Cette source est constituée en fait de deux parties. La première est un laser fibré à 974 nm qui va servir de pompe pour le milieu gazeux. Dans une seconde section, nous avons une ampoule mise sous tension remplie d'un mélange de gaz tenu secret par le constructeur. Le laser va alors exciter le mélange gazeux confiné dans l'ampoule, qui en se relaxant va donner un spectre continu qui descend jusqu'à 180 nm. L'émission lumineuse va ensuite être focalisée et guidée dans une fibre multimode à gros cœur. Il est à noter que le faisceau de sortie présente une divergence forte de l'ordre de 100 mRad pour un diamètre de 25 mm. Nous avons donc joué sur des jeux de lentilles pour optimiser l'injection après focalisation dans le cœur de nos fibres. En sortie, les transmissions sont mesurées pour des longueurs de fibre de 50 cm maintenues en position droite par un analyseur de spectre Stellarnet et les champs proches enregistrés par une caméra Spiricon. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure IV-8 avec l'ajout du calcul théorique des longueurs d'onde de coupure.

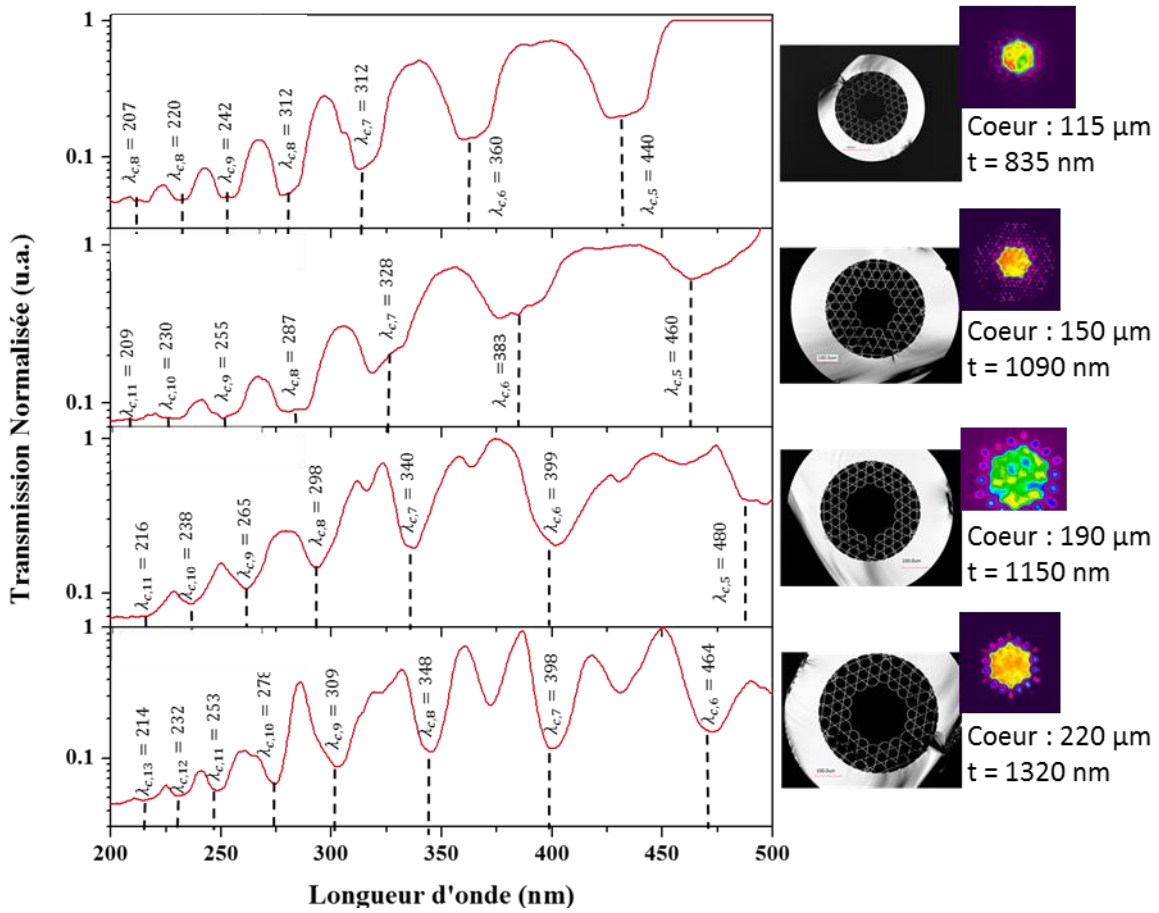


Figure IV-8 : Courbes de transmissions des fibres creuses sélectionnées pour le domaine UV. A droite, les images optiques avec les valeurs de diamètre de cœur et l'épaisseur des ponts de silice des fibres Kagomé étudiées.

Comme attendu, les transmissions sont trouvées fortement structurées dans les régions des courtes longueurs d'onde qui correspondent parfaitement aux résonances avec les modes des ponts de silice. On peut noter la présence de coupures supplémentaires dans certains cas qui sont dues à l'inhomogénéité de l'épaisseur des ponts de silice du fait de la difficulté de maîtrise des procédés de fabrication lorsque les diamètres de fibre sont étirés à plus de 500 μm. Finalement, cette structuration de la transmission pourra se révéler comme un atout par la suite pour réaliser un filtrage spectral de l'émission plasma.

IV.2.2. Fabrication de fibres à maille tubulaire

Une seconde structure de fibre a fait l'objet d'une campagne de fabrication. Dans cette configuration, plus le nombre de tubes annulaires sera augmenté et plus la dimension du cœur d'air s'en trouvera élargie pour tendre vers une répartition circulaire. D'un point de vue des propriétés optiques, deux conséquences majeures sont à mentionner. D'une part, le confinement de la lumière pour une taille de cœur fixée sera amélioré. Comme le montre la figure IV-9 pour un rayon de cœur constant, un gain de deux ordres de grandeur est obtenu sur les pertes par confinement en passant d'une configuration de 5 tubes à 9 tubes [87]. L'ajout de tubes supplémentaires permet d'accroître cette valeur mais de façon incrémentale.

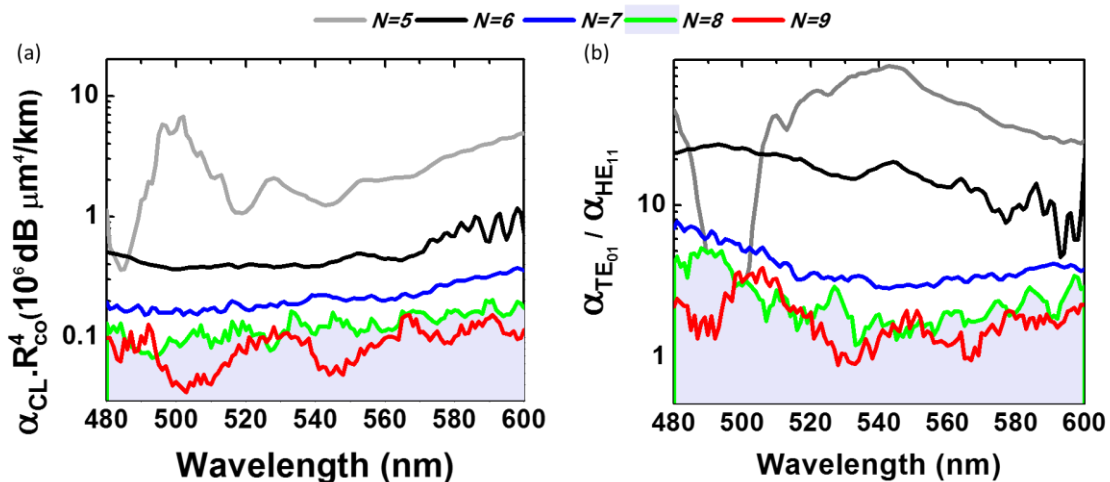


Figure IV-9 : (a) Evolution des pertes de confinement normalisées par la taille du cœur en fonction du nombre de tubes. (b) Evolution du ratio des pertes entre le premier mode d'ordre élevé et le mode fondamental en fonction du nombre de tubes. (issue de [77]).

Un second aspect se porte sur l'aspect multimodal. En effet, plus ce nombre de tubes sera important et plus le nombre de modes guidés sera lui aussi augmenté, quantifié dans la figure par le ratio de pertes entre les modes de cœur TE_{01} et HE_{11} . Classiquement, ce caractère multimodal est à limiter mais dans le cas de la génération plasma cela n'est pas si évident que ça, en tout cas à ce stade de développement. Par conséquent, pour la suite il a été choisi de travailler sur une structure mettant en jeu un nombre conséquent de tubes tout en tenant compte de la difficulté de fabrication. Dans le cas présent, l'étude a porté sur une configuration à 12 tubes. La figure ci-dessous présente l'évolution de la taille de cœur en fonction du nombre de tubes constituant la gaine ainsi que trois fibres 12 tubes qui ont été réalisées spécifiquement pour mes travaux de thèse. Les dimensions de cœur sont respectivement de 90 μm , 120 μm et 140 μm .

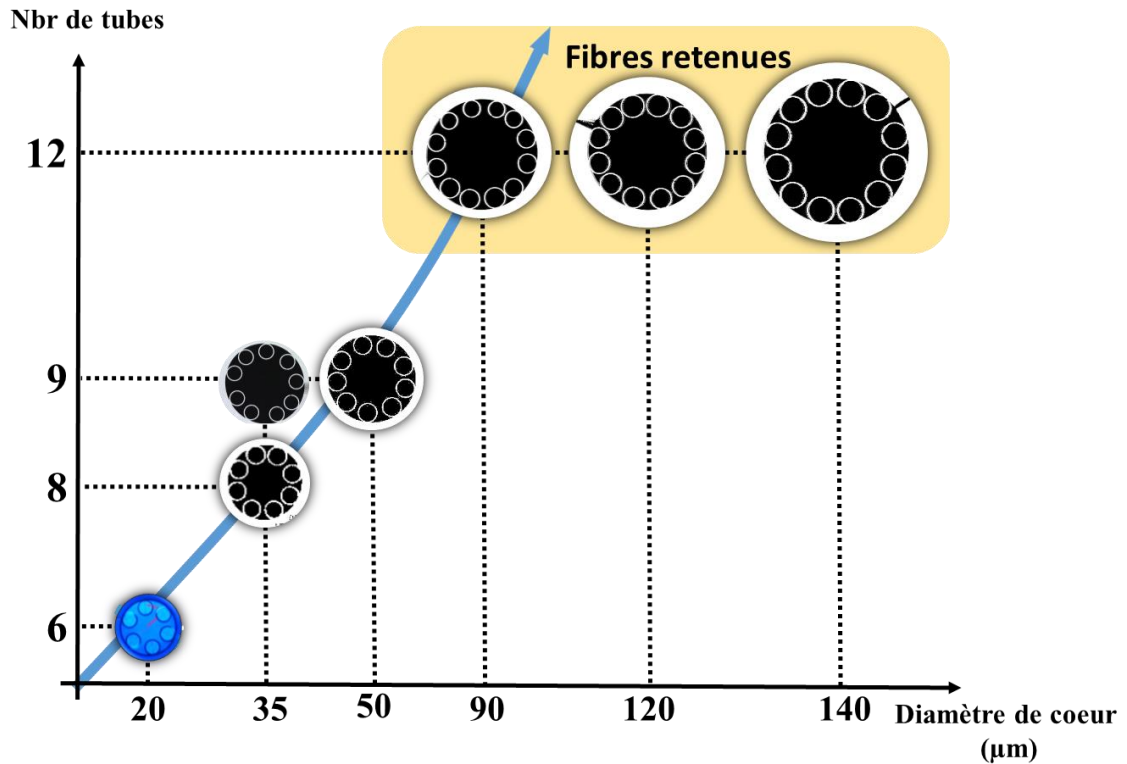


Figure IV-10 : Evolution de la taille du cœur d'air en fonction du nombre de défauts dans le cas d'une maille tubulaire.

De la même façon que précédemment, les fibres ont ensuite été caractérisées. La figure IV-11 résume les bandes de transmissions mesurées pour le domaine de l'UV. En comparaison avec les fibres Kagomé, l'épaisseur des ponts de silice peut être plus facilement affinée pendant les étapes de fabrication pour aboutir à des valeurs inférieures au micromètre pour des diamètres de cœur aussi larges que 140 μm . Par conséquent, les bandes de transmission présentes dans l'UV sont d'ordres moins élevés et s'en trouvent élargies.

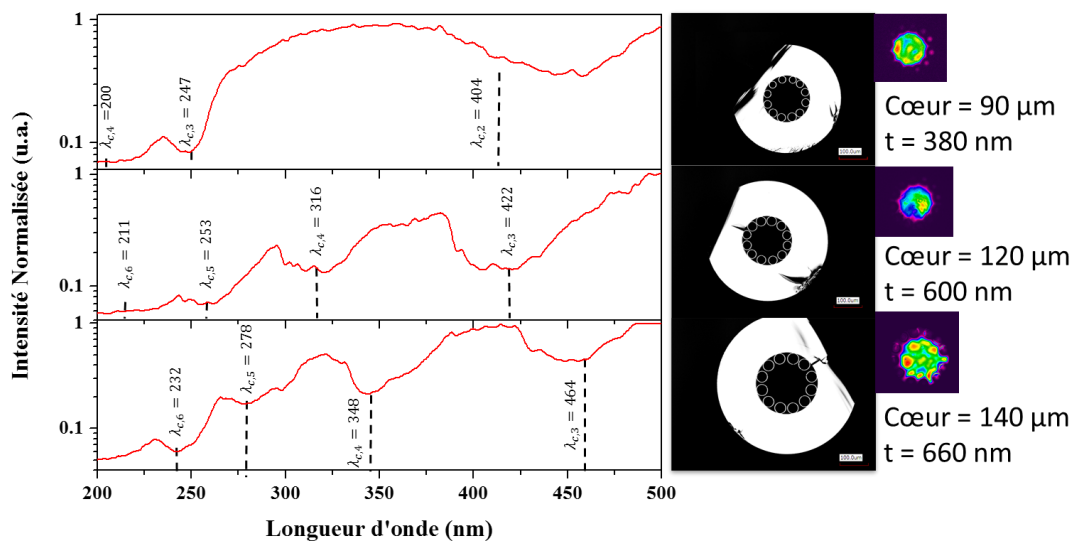


Figure IV-11 : Courbes de transmission des fibres creuses sélectionnées pour le domaine UV. A droite, les images optiques avec les valeurs de diamètre de cœur et l'épaisseur des ponts de silice des fibres tubulaires.

IV.3. Résumé

Lors du chapitre II, des études théoriques ont montré que la température électronique du plasma restait relativement faible et acceptable pour la microstructure air/silice lorsque le diamètre du cœur des fibres HC-PCF se trouvait réduit. A l'inverse, lors du chapitre III avec l'étude de la tension de claquage du gaz, il est ressorti que l'apport de puissance était moindre pour des tailles de cœur qui augmentent. De ces tendances, il ressort un compromis sur la dimension du cœur des fibres à trouver, valeur se situant entre 80 et 250 μm . En regard de ce cahier des charges, les fibres creuses à couplage inhibé ressortent comme étant les meilleures candidates pour réussir l'amorçage et le maintien de micro-plasmas à onde de surface de par la flexibilité de conception et par la présence d'un guidage dans l'UV. Ainsi, deux structures ont été étudiées, la maille Kagomé avec 19 défauts de cœur et la maille tubulaire avec 12 tubes annulaire. Une campagne de fabrication a été réalisée pour élargir la taille du cœur démontrant des dimensions internes dépassant les 200 μm . D'un point de vue optique, ces fibres ont été optimisées afin de positionner les bandes de transmission pour couvrir les courtes longueurs d'onde UV de l'émission du micro-plasma.

Chapitre V

Extension de l'émission plasma au domaine ultraviolet

Ce chapitre démontre l'utilisation d'un mélange de gaz pour améliorer la fluorescence de micro-plasma dans le domaine spectral UV. Ainsi, après un rapide récapitulatif des performances des mélanges gazeux utilisés dans la littérature, l'accent sera mis sur un mélange de gaz à base d'argon, d'oxygène et d'azote. Un banc expérimental sera développé suivi d'une étude systématique pour optimiser le ratio du mélange afin de maximiser l'émission UV, dans le cas de guides capillaires puis de fibres creuses. Finalement les données expérimentales seront corroborées par une étude théorique.

V.1. Micro-plasma à base d'argon

Comme il a été montré dans le premier chapitre, le plasma est le seul matériau à émettre directement dans le domaine de l'UV sans apport d'énergie UV. Cependant, l'émission lumineuse qui en découle dépend du gaz qui est mis en jeu. Dans cette partie, nous allons étudier et optimiser un mélange de gaz ternaire en remplacement du traditionnel gaz argon jusque-là utilisé au sein de notre équipe afin de générer un spectre dense dans la gamme de l'UV.

Les premiers micro-plasmas qui ont été générés au sein des fibres creuses reposaient sur de l'argon pur, permettant le maintien d'une colonne de plasma de plusieurs centimètres. En effet, l'argon est un des gaz les plus faciles à ioniser puisque son premier niveau d'ionisation est relativement bas autour de 15,75 eV. L'argon ionisé, Argon I, permet une émission dans la gamme spectrale du visible et proche infrarouge. Avec le second niveau d'ionisation de l'argon, Argon II, celui-ci permet en se relaxant une émission spectrale entre 400 et 500 nm [88]. Ce deuxième niveau d'ionisation demande plus d'énergie, le seuil étant à 27,62 eV, mais ne permet pas malgré tout d'atteindre une région dans l'UV visée comme l'illustre la figure V.1.

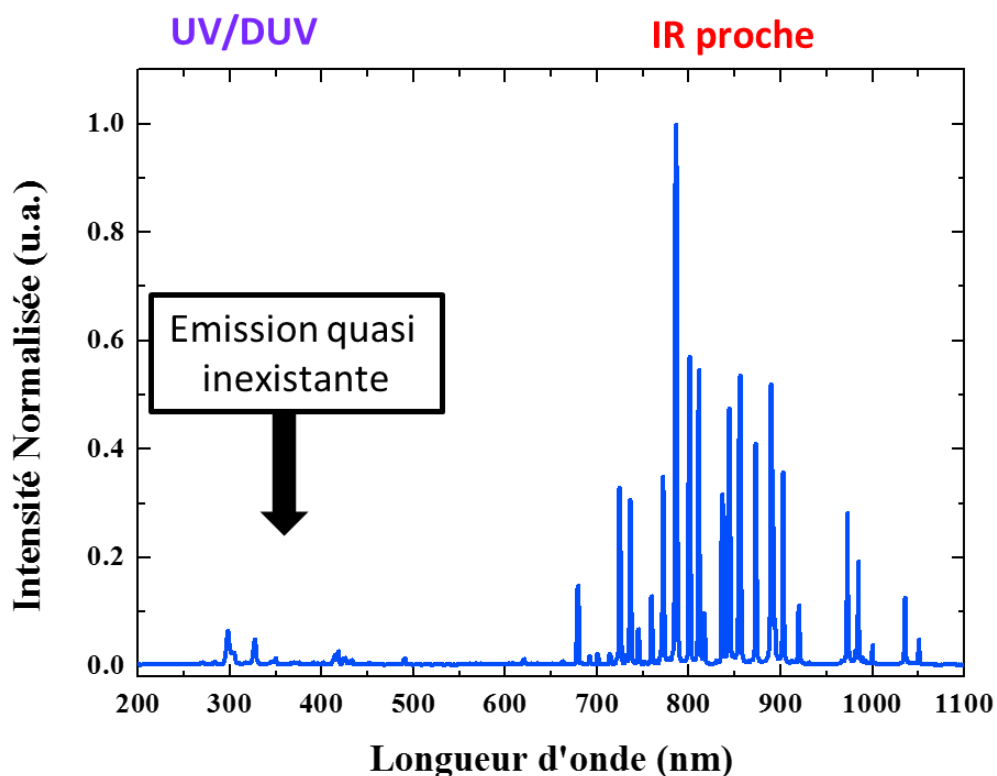


Figure V-1 : Spectre d'émission d'un micro-plasma d'argon généré au sein d'une fibre creuse

V.2. Choix du milieu gazeux pour le domaine ultraviolet

Dans la littérature, il existe de nombreux travaux concernant l'étude de mélanges de gaz pour améliorer l'émission de plasma dans le domaine UV. Un des premiers résultats porte sur un mélange de gaz binaire entre l'azote et l'oxygène, dont le spectre généré est reporté sur la figure V.2 [89].

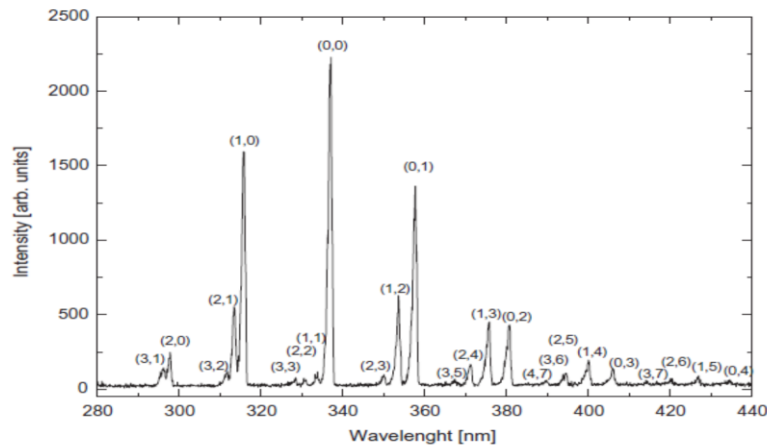


Figure V-2 : Spectre d'émission caractéristique à base d'oxygène et d'azote (issue de [89]).

La première remarque que l'on peut faire est que des lignes dans l'UV-B et l'UV-A sont bien présentes jusqu'à 280 nm. Cependant pour obtenir ce résultat il faut atteindre le second niveau d'ionisation de ces deux espèces qui est élevé à savoir 29,60 eV pour l'azote et 35,12 eV pour l'oxygène. Ces niveaux d'ionisation demandent une puissance bien trop importante de l'ordre de la centaine de watt pour pouvoir être appliquée au sein de nos fibres creuses.

En 2008, K. Stapelmann *et al.* [90] ont étudié l'émission d'un mélange de gaz ternaire composé d'azote, d'oxygène et d'argon (azote 10%, oxygène 10% et argon 80%). Cette étude a été faite à des fins médicales afin de stériliser les outils chirurgicaux. Le mélange de gaz produit a été injecté au sein d'une chambre à une pression basse de 10 Pa soit 0,1 mbar afin de réduire le seuil d'ionisation. La cellule de gaz est entourée par une bobine qui est alimentée par un générateur radiofréquence de 200 W. L'émission plasma générée est reportée sur la figure V.3.

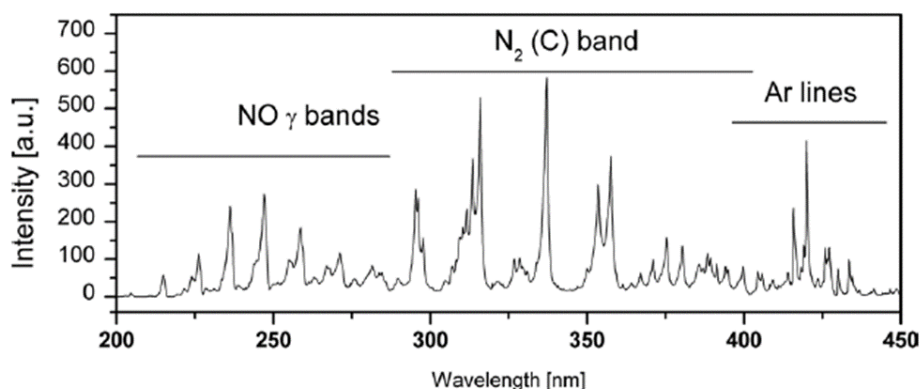


Figure V-3 : Spectre d'émission caractéristique à base d'argon, d'oxygène et d'azote (issue de [90]).

Le spectre ainsi obtenu confirme la présence de raies denses sur la plage 200 à 450 nm, correspondant respectivement aux réponses du NO(A), N₂ et Ar. Il est à noter que l'avantage de garder un mélange à base d'Argon est de conserver un seuil d'ionisation relativement faible.

V.3. Propriétés du mélange de gaz ternaire d'argon, d'oxygène et d'azote

Compte tenu des caractéristiques d'émission UV et des besoins de nos études, le mélange de gaz ternaire a été retenu pour la suite. Dans ce contexte, plus de détails de ce mélange seront présentés dans la suite.

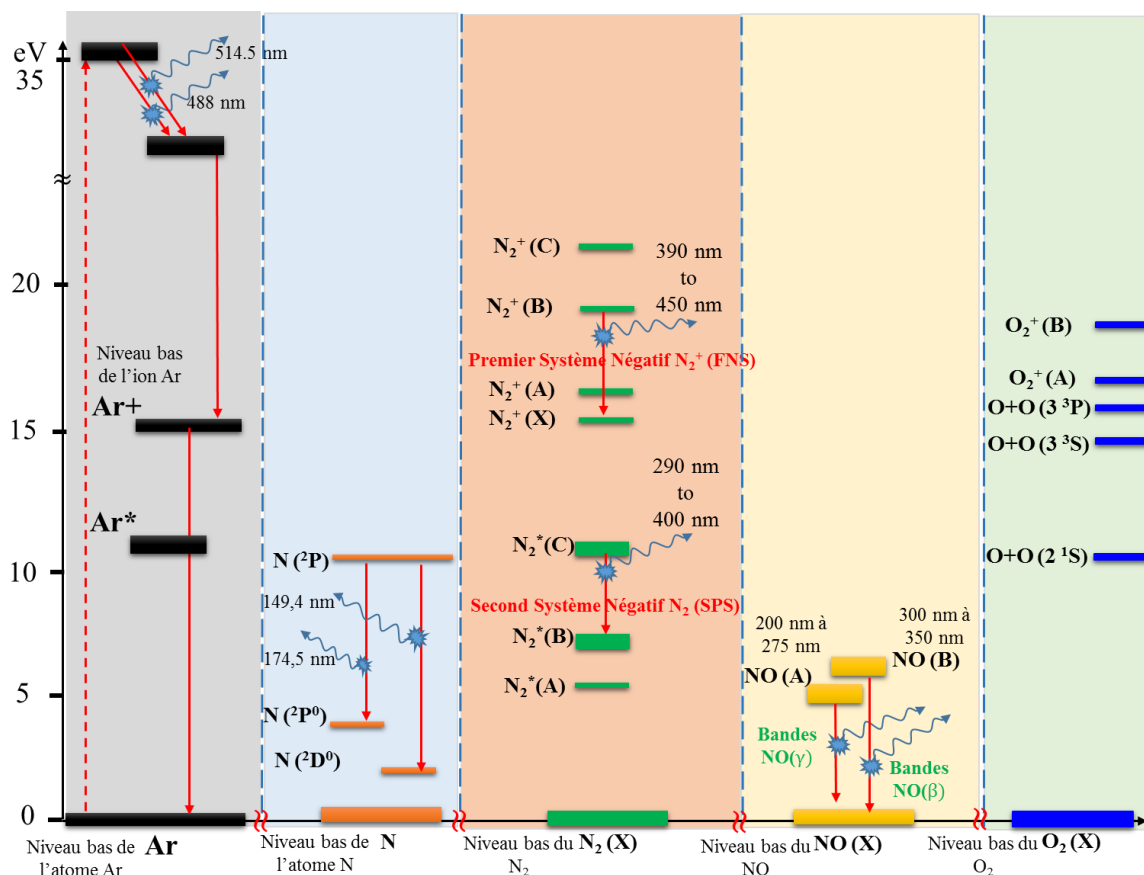
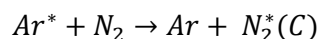
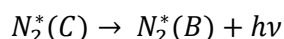


Figure V-4 : Niveau d'énergie et représentation des échanges d'énergies entre espèces dans le cas d'un mélange d'argon, d'oxygène et d'azote.

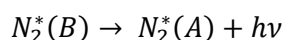
Le diagramme d'énergie reporté en figure V.4 présente les échanges énergétiques entre espèces qui sont mises en jeu. Dans un premier temps, l'excitation du milieu par énergie microonde va amener l'argon à son niveau le plus faible à 11,8 eV noté Ar*. Puis, par collision avec l'azote, il va transférer l'énergie pour aboutir à l'échange :



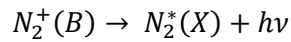
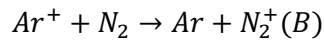
Un rayonnement lumineux spontané va alors être émis dans la gamme 290 – 400 nm. Cette fluorescence est la signature spectrale du second système positif de l'azote tel qu'indiqué :



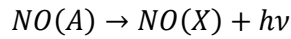
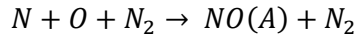
Avec $h = 6.62607004 \times 10^{-34} m^2 kg/s$ étant la constante de Planck. De la même façon, l'état N₂^{*}(B) va émettre un rayonnement lumineux spontané entre 650 – 850 nm qui est la signature du premier système positif de l'azote.



Comme dans le cas présenté précédemment, le premier niveau d'ionisation de l'argon à 15,7 eV va par collision avec l'azote transférer son énergie de la façon suivante :



Lors de ce processus, $\text{N}_2^+(B)$ libère de l'énergie sous forme de photons entre 390 – 450 nm qui est représentatif du premier système négatif de l'azote. Lors de l'ajout de l'oxygène le spectre d'émission obtenu va alors s'étendre au domaine UV-C, l'argon excité venant par collision dissocier l'azote et l'oxygène pour créer par la suite le métastable $\text{NO}(A)$.



Lorsque le métastable $\text{NO}(A)$ passe de son état excité à son état fondamental, il perd alors l'excès d'énergie par un rayonnement entre 200 et 275 nm. Ainsi la fluorescence de l'ensemble de ces espèces permet une émission théorique couvrant un spectre allant de 200 nm à 400 nm pour le domaine des courtes longueurs d'onde recherché.

V.4. Optimisation de la fluorescence du micro-plasma pour le domaine ultraviolet

V.4.1. Montage expérimental

Bien que le spectre théorique est en adéquation avec nos besoins, le ratio des différents constituants de ce mélange reste à étudier afin d'optimiser l'émission aux courtes longueurs d'onde tout en gardant un seuil d'ionisation relativement bas. Dans ce contexte, un banc expérimental a été développé. Cette section décrit l'approche et les résultats.

Le montage expérimental est constitué de deux étages comme l'indique la figure V.5.

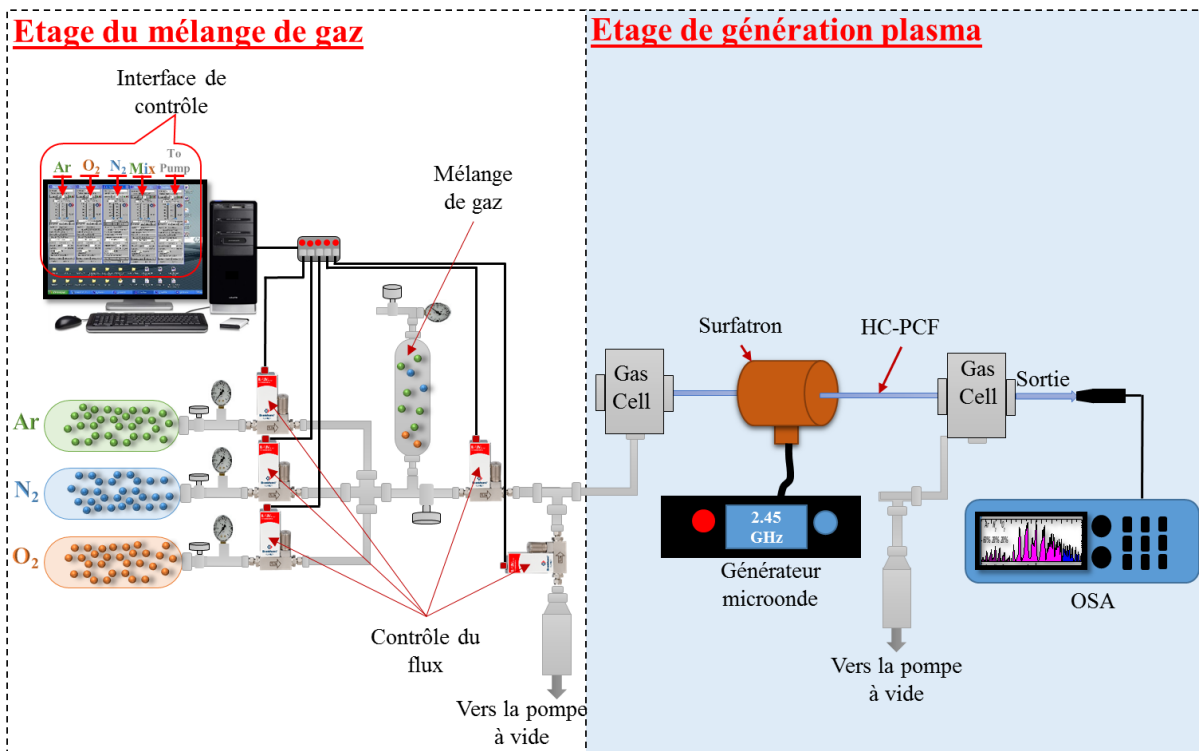


Figure V-5 : Montage expérimental du mélange de gaz ternaire pour une optimisation du spectre d'émission dans le domaine UV.

Le premier, en amont, permet de créer le mélange de gaz. Ainsi, afin d'agir sur le pourcentage de chaque constituant du mélange gazeux, un contrôle automatisé de flux massique a été implémenté sur chacune des trois bouteilles de gaz correspondant à l'argon ($\text{Ar} \geq 99,9999\%$), l'oxygène ($\text{O}_2 \geq 99,5\%$) et l'azote ($\text{N}_2 \geq 99,999\%$). La précision de chaque régulateur est de quelques mlh/min. Un réservoir est ensuite ajouté en sortie du montage pour jouer le rôle de zone tampon afin d'obtenir le mélange de gaz à une pression de 1 mbar. Cette section est alors évacuée une première fois puis re-remplie pour s'assurer de l'homogénéité du mélange ainsi réalisé.

La seconde partie du montage est dédiée à la génération et caractérisation du micro-plasma obtenu au sein de la fibre creuse. Cette dernière est de façon classique connectée à des cellules de gaz pour contrôler la pression du mélange gazeux introduit. La fibre est insérée dans une cavité électromagnétique de type surfatron pour transférer l'énergie microonde au mélange gazeux à ioniser comme décrit dans le chapitre III. Enfin, le spectre de luminescence de la colonne plasma est mesuré à la fois en sortie du guide d'onde (c.a.d. en transmission) et sur le long de la colonne (c.a.d. en diffusion).

V.4.2. Test préliminaire sur des guides d'onde capillaires

Les premières études ont été menées sur des guides d'onde appelés capillaires qui présentent l'avantage d'offrir des cœurs de plusieurs centaines de micromètres sous entendant une génération du plasma aisée (cf. les courbes de Paschen du chapitre III). Dans le cas présenté, le cœur présente un diamètre de 200 μm . Lors de cette étude systématique, nous avons fait varier progressivement le pourcentage d'argon, d'azote et d'oxygène du mélange. Pour garder une cohérence entre les spectres mesurés, la pression de gaz utilisée est constante de l'ordre de quelques mbar et la puissance microonde fixée à 29 W. La figure suivante représente l'évolution du spectre diffusé de la colonne de plasma à 1 cm de la zone de couplage (gap) du surfatron pour différents ratios du mélange.

Le premier spectre (en bas de la figure V-6) correspond à l'émission pour le cas de l'argon seul, confirmant la difficulté observée en figure V-1 à descendre en dessous des 400 nm. A noter que les lignes observées entre 300 et 350 nm sont en fait des résidus d'azote présent en très faible proportion au sein de la bouteille utilisée. Le second spectre est mesuré pour un ajout de 4% d'azote, impliquant l'apparition de lignes spectrales générées entre 275 nm et 400 nm. Ce résultat est la signature caractéristique du second système positif de l'azote (N_2 (C \rightarrow B)). On remarque également une forte augmentation de la densité spectrale entre 390 et 420 nm qui correspond à l'émission de l'ion azote (N_2^+ (B \rightarrow X)), jumelée à l'émission de l'argon II. A noter que lorsque le pourcentage d'azote est doublé, une légère augmentation de l'intensité au niveau du premier système négatif de l'azote apparaît mais au détriment du résidu d'émission entre 200 et 250 nm.

Les spectres qui suivent correspondent à l'étude systématique des ratios de gaz constituant le mélange ternaire. Dès l'ajout de l'oxygène, on observe une émission lumineuse entre 200 et 250 nm. Ce spectre est la signature de l'émission du métastable du monoxyde d'oxygène qui crée une forte intensité dans la gamme de l'UV-A (NO (A \rightarrow X)). Cependant, plus le pourcentage d'oxygène et d'azote va augmenter dans le mélange, moins cette intensité sera importante créée par la diminution de la proportion d'argon. En effet, la diminution d'argon réduit la probabilité de collision avec les autres espèces qui sont à l'origine de la fluorescence ultraviolette sans compter que le seuil d'ionisation devient plus élevé. Dans ce cas, le ratio optimum pour la génération d'ultraviolet est trouvé égal à 84% d'argon, 8% d'oxygène et 8%

d'azote. Il est à souligner que des études similaires ont été conduites pour différentes tailles du cœur d'air et ont montré que les valeurs du mélange s'en trouvaient légèrement modifiées mais en respectant les mêmes tendances.

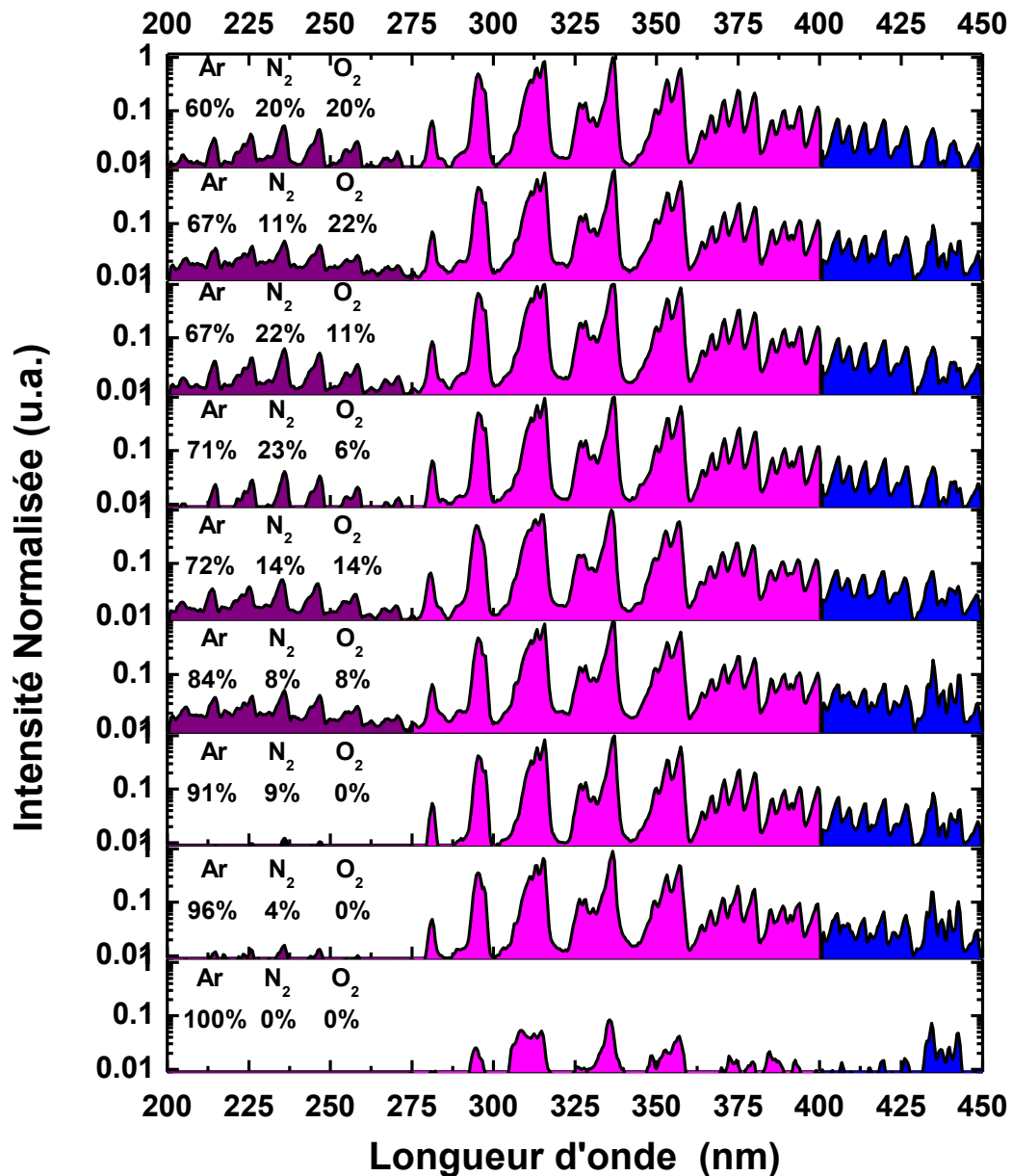


Figure V-6 : Evolution du spectre diffusé le long de la colonne plasma à 1 cm du surfatron pour différents pourcentages d'argon, d'oxygène et d'azote au sein d'un capillaire de 200 μm de taille de cœur et pour une puissance microonde de 29 W.

V.4.3. Etude sur des fibres creuses à maille kagomé

V.4.3.1. Résultats expérimentaux

En suivant le même protocole que celui présenté ci-dessus, une seconde étude systématique a été menée en utilisant non plus un capillaire mais une fibre creuse. Cette fibre repose sur une maille Kagomé et un cœur élargi à 19 défauts (ou 19 cells) de 115 μm de diamètre. Les caractérisations linéaires de cette fibre ont été présentées dans le chapitre II. Contrairement au cas du capillaire, le spectre mesuré correspond cette fois-ci à l'émission qui est collectée en sortie de fibre donc représente le spectre qui est réellement guidé. Les résultats sont résumés sur la figure V.7 pour une puissance microonde fixée à 35 W.

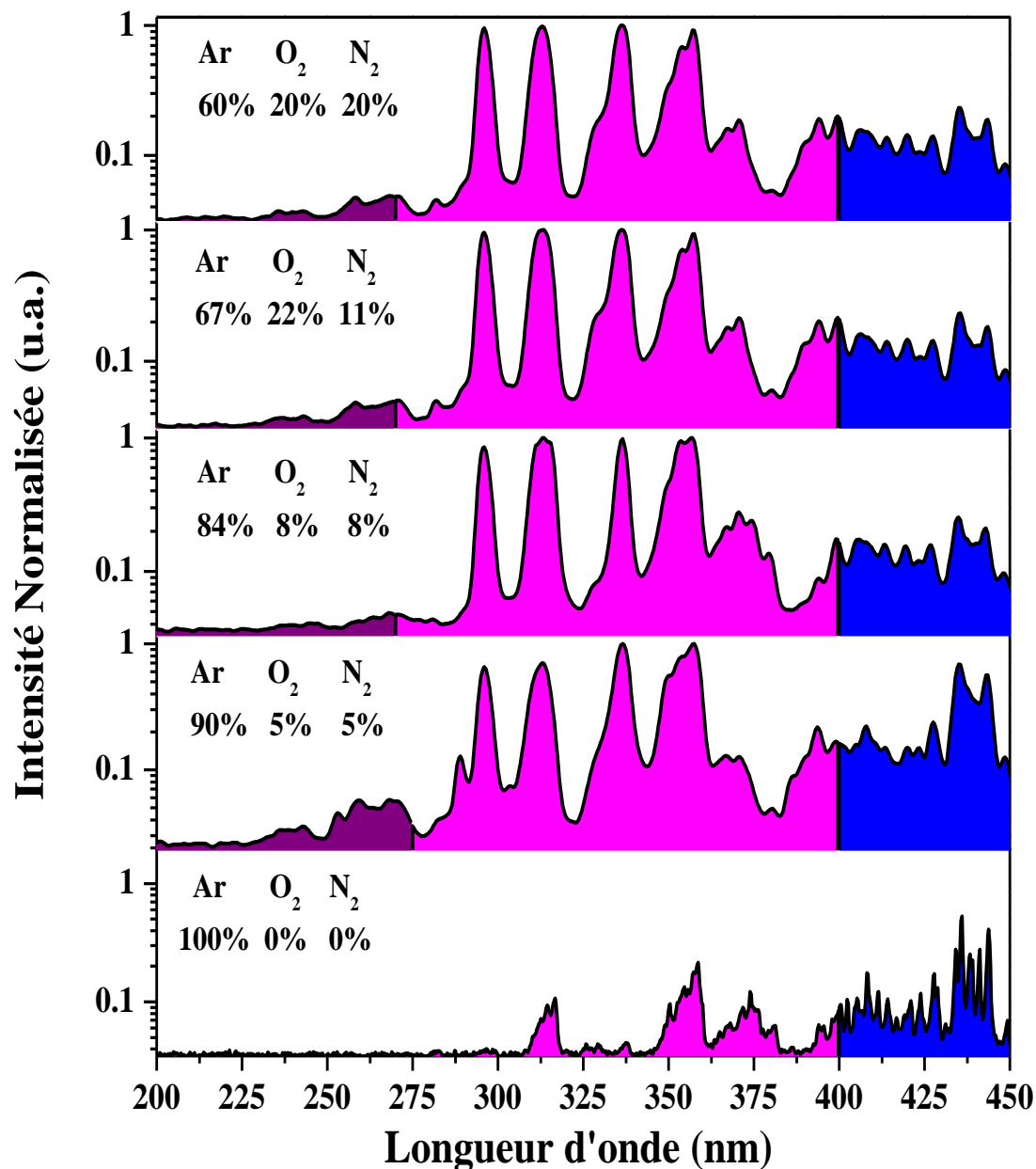


Figure V-7 : Evolution du spectre d'émission guidée par une fibre creuse de 115 μm de cœur pour différents mélanges de gaz ternaire et pour une puissance microonde de 35 W.

La même tendance que précédemment est observée à savoir que dès l'ajout de l'oxygène et de l'azote le spectre dans l'ultraviolet devient plus dense. Comme attendu, le ratio optimum est légèrement différent du fait de la différence du diamètre de cœur pour aboutir dans le cas présent à 90% d'argon, 5% d'oxygène et 5% d'azote. Il est cependant à noter, que la transmission d'une fibre creuse est structurée en comparaison avec celle d'un guide capillaire comme il a été montré dans le chapitre IV. Cette propriété va alors impacter directement le spectre guidé du plasma à l'image d'un filtre spectral. Afin de bien s'en rendre compte, nous avons superposé la transmission de la fibre avec l'émission guidée de la colonne de plasma pour la gamme spectrale ultraviolette. On observe clairement que les lignes mesurées sont localisées dans les bandes de transmission de la fibre. L'intensité obtenue sur chaque ligne dépendra donc des pertes « structurées » de la fibre car comme expliqué dans le chapitre IV, plus on se positionne aux abords des bandes de transmission plus les pertes augmenteront de façon exponentielle. En d'autre terme, en concevant une fibre spécifique, notamment en choisissant l'épaisseur des ponts de silice, il est possible de privilégier ou filtrer certaines lignes émises par le plasma selon l'application visée.

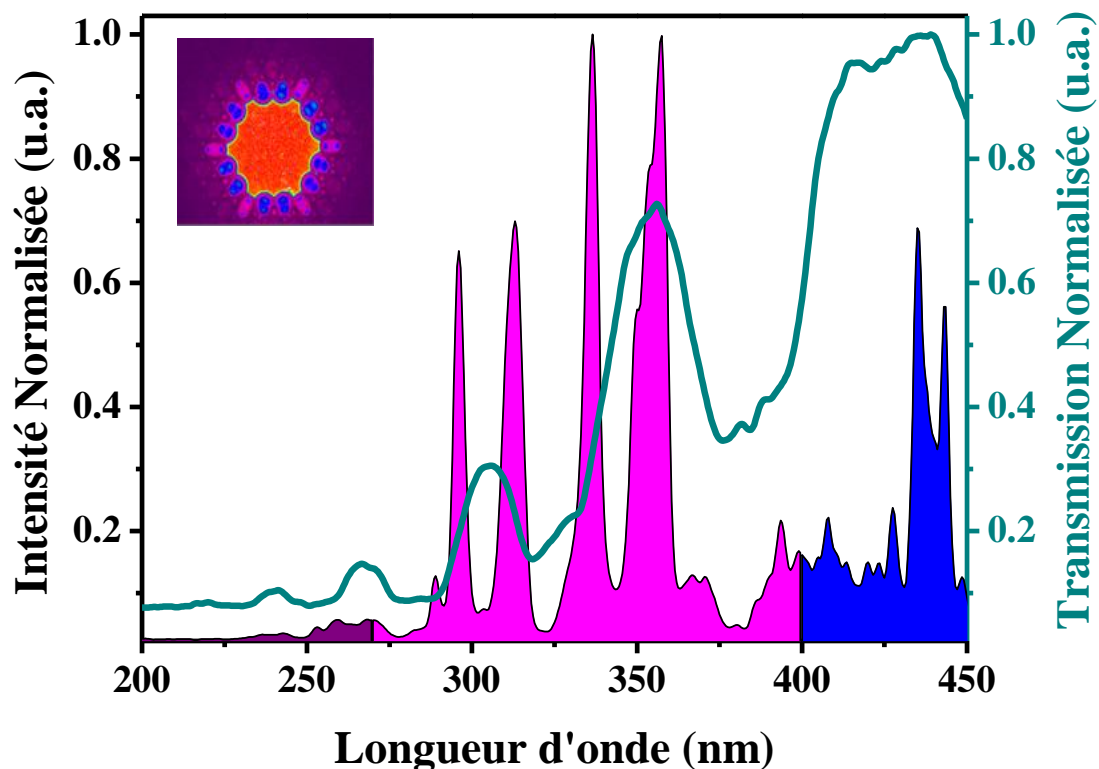


Figure V-8 : Superposition de l'émission plasma avec la transmission de la fibre creuse sous test. En haut à gauche est indiqué le champ proche mesuré en sortie de fibre.

V.4.3.2. Résultats théoriques

Afin de s'assurer de la validité de nos résultats, une étude théorique a été menée en collaboration avec le Pr. Luis Alves de l'Instituto Superior Técnico (IST) de Lisbonne. Pour cela, une méthode de simulation de 0D globale a été utilisée où pour des lignes d'émission bien précises, il est possible d'évaluer la probabilité de collision entre espèces et de connaître le ratio le plus optimum. Basé sur le code numérique LoKi (LisbOn Kinetics) [91], le programme décrit l'interaction hors équilibre entre les électrons chauds du plasma et les gaz neutres froids en couplant les deux termes homogènes de l'équation de Boltzmann à un système à zéro dimension. Les calculs cinétiques utilisant cette équation donnent la distribution d'énergie des électrons, en tenant compte du gain électronique venant du champ électrique des microondes et de l'énergie électronique de collision des gaz neutres. Ces collisions excitent une multitude de transferts d'énergie comme des excitations électroniques et rotationnelles mais aussi des dissociations ioniques. La résolution des équations d'équilibre sur le ratio donne les populations des différentes espèces constituant le plasma, en particulier pour les niveaux d'excitation de l'ion Ar II*, du N₂(C), N₂(B)+ et le NO(A) responsable de l'émission UV comme nous l'avons vu. La figure qui suit donne le résultat pour deux différentes proportions de gaz 60/20/20% et 90/5/5%, qui sont selon nos données expérimentales respectivement le ratio le moins et le plus optimum. Plusieurs raies d'émissions sont examinées à savoir les lignes de l'argon II (481 nm, 461 nm, 435 nm et 428 nm), les lignes de l'azote (392 nm et 337 nm) ainsi qu'une ligne du métastable NO à 270 nm.

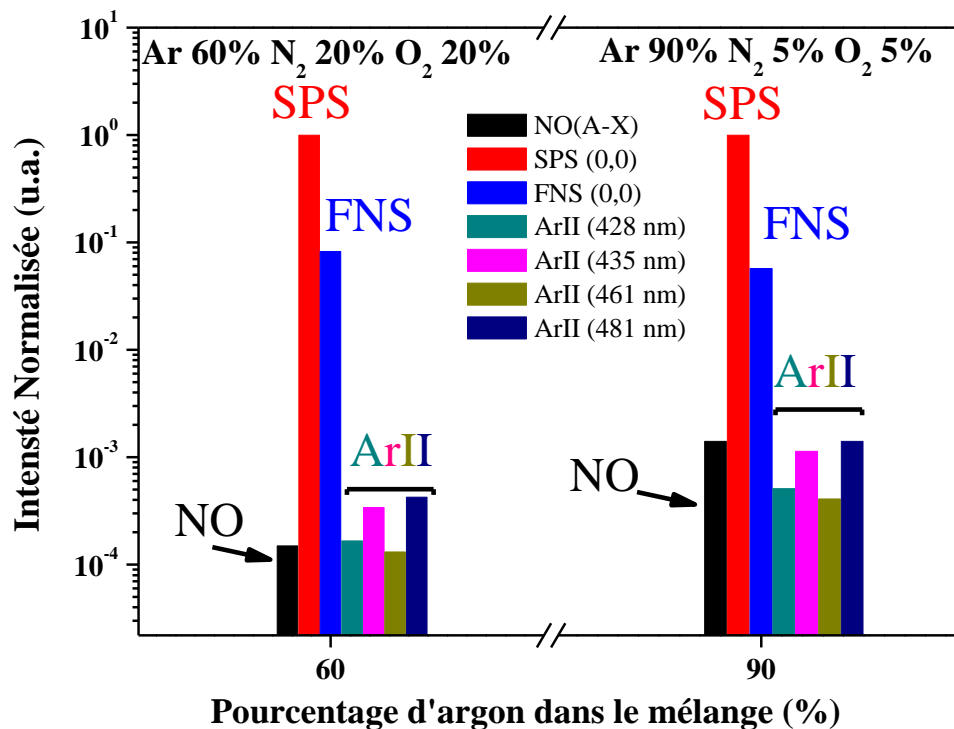


Figure V-9 : Comparaison des résultats théoriques obtenus pour les mélanges 60/20/20% et 90/5/5% dans le cas d'une fibre creuse de diamètre de cœur 120 μm (issue de [92]).

Sur ces deux diagrammes on peut faire plusieurs constatations. La première est qu'entre les deux ratios qui sont présentés, celui qui délivre un maximum d'intensité sur chacune des lignes est bien le ratio optimum trouvé expérimentalement à savoir le cas du 90/5/5%. Sur chaque ligne étudiée, l'intensité est plus importante lorsque la concentration en oxygène et en azote est faible, ce qui confirme que la forte présence d'argon dans le mélange favorise les collisions entre espèces. La seconde remarque se porte sur la ligne du second système positif à 337 nm. Pour les deux ratios, cette ligne est prédominante comme vu sur les spectres expérimentaux. Le même constat est fait pour la ligne du premier système négatif qui se situe à 392 nm.

Cette étude théorique sur l'intensité émise par lignes pour deux mélanges différents ratios permet donc de valider les résultats expérimentaux. Ainsi, pour la suite de nos travaux, le mélange de gaz correspondant à 90% d'argon, 5% d'oxygène et 5% d'azote sera conservé dans le cas de fibres creuses dont le diamètre avoisine les 100-150 μm .

V.5. Résumé

Nous avons vu qu'avec un mélange d'argon (Ar), d'azote (N_2) et d'oxygène (O_2) et une excitation microonde dans les fibres creuses, la PC-PCF résultante génère et guide une émission optique sur une gamme de longueur d'onde de 200 nm à 450 nm en accord avec la théorie. Ces résultats ont étendu le spectre d'émission réalisé précédemment du NIR (Ar I) voire de l'ultraviolet proche (Ar II) à l'UV-C. Enfin, ces résultats permettent d'envisager des lasers UV à base de PC-PCF.

Chapitre VI

Augmentation du flux optique ultraviolet

Ce chapitre aborde différentes approches dans le but d'augmenter le flux optique UV en sortie de la fibre à cœur plasma. Deux voies ont été explorées. La première concerne l'architecture des dispositifs microondes mise en jeu dans le schéma d'excitation du gaz. Cette solution consiste à placer plusieurs résonateurs en série sur un même guide d'onde ou inversement introduire plusieurs guides d'onde optiques sur un même résonateur. La seconde voie porte sur un travail en lien direct avec la fibre creuse à savoir l'utilisation d'un revêtement céramique sur la paroi interne du cœur de la fibre ou encore l'élargissement de ce dernier. Pour l'ensemble des solutions, la génération de micro-plasma UV et les caractérisations associées sont présentées.

VI.1. Puissance optique des sources émettant dans l'ultraviolet

L'augmentation de la puissance optique dans le domaine des courtes longueurs d'onde UV est aujourd'hui devenue un véritable défi. En ce qui concerne les sources à semi-conducteurs, les puissances moyennes restent relativement faibles, de l'ordre de la centaine de milliwatt pour la gamme de l'UV-A [93] et de la dizaine de milliwatt pour la gamme de l'UV-B et UV-C en régime continu [94] [95]. Pour améliorer ces valeurs, il serait nécessaire d'appliquer de plus fortes puissances de pompe mais qui, compte tenu des dimensions des dispositifs, va avoir pour conséquence une détérioration du matériau. En ce qui concerne la technologie basée sur la conversion de fréquence, la puissance que l'on peut extraire va dépendre principalement du rendement de conversion des cristaux non linéaires. Typiquement, pour des efficacités de 6 à 10%, il est possible d'atteindre des puissances avoisinant la dizaine de watt en régime impulsif [10]. Il est à noter que là encore un flux trop important de la pompe viendra endommager le cristal. Finalement, la solution des lasers excimères bien que datant des années soixante reste à l'heure actuelle la plus performante. Des valeurs de la dizaine de watt en régime nanoseconde sont classiquement démontrées pour les longueurs d'onde de 193 nm, 208 nm, 248 nm et 351 nm [96].

A cet état de l'art, il faut mettre en perspective les travaux de thèse de mon prédécesseur Benoît Debord avec la première génération de micro-plasmas d'argon à onde de surface au sein de fibres creuses. Le spectre généré présente une forte dépense de l'argon (NIR) aux dépens de l'argon II (proche UV). Ainsi, classiquement pour une puissance de 35 W microonde apportée, les puissances optiques en sortie d'une fibre de 100 μm de diamètre de cœur étaient de l'ordre du μW . L'amélioration de cette puissance guidée fait l'objet de ce chapitre et ce en ciblant le domaine de l'UV.

VI.2. Augmentation de la puissance optique par différentes architectures microondes

Dans le but de travailler sur l'amélioration du flux optique en sortie de la fibre à cœur plasma, nous avons en premier lieu joué sur l'architecture des dispositifs microondes.

VI.2.1. Mise en série de résonateurs planaires

Une première solution a consisté à augmenter le nombre d'excitateurs microondes tout en gardant l'aspect compact autant que possible. Dans ce but, deux lignes de type microstrips dont la conception a fait l'objet du chapitre III ont été placées en série sur une même fibre. Un point important de cette architecture est le fait que les fréquences de résonance de chacun des résonateurs doivent être similaires afin que l'amorçage plasma puisse être réalisé simultanément. Différentes configurations de maintien de plasma ont alors été étudiées.

La configuration #1, représente l'amorçage plasma pour une ligne seule, cas étudié en détails lors du chapitre III. La configuration #2 correspond aux deux lignes placées en regard, une seule ligne étant alimentée par le générateur microonde et la seconde fonctionnant comme une antenne en réception. En effet, comme il a été démontré dans le chapitre III, lors de la propagation de l'onde électromagnétique sous la forme quasi-TEM, une partie non négligeable de l'énergie est perdue par rayonnement. L'idée ici est alors de « capter » une partie de cette dernière par la seconde ligne. Enfin la configuration #3 reprend la configuration précédente mais avec une alimentation microonde au niveau des deux lignes. Pour cela, un pont diviseur de puissance 50/50 est utilisé en sortie du générateur microonde (figure VI-1). Aussi, pour éviter un désaccord de phase entre les deux lignes, un déphaseur a été rajouté. L'accord de phase sera obtenu lorsque les deux colonnes de plasmas seront de longueur maximale et

équivalente. Reste à noter que la distance entre les excitateurs a été fixée à 15 mm de façon à ce que les deux plasmas générés ne se confondent pas. Pour les trois configurations, la fibre sous test est une fibre creuse à maille Kagomé de 20 cm de longueur avec 150 μm de diamètre de cœur qui a été présentée dans le chapitre IV remplie du mélange de gaz ternaire optimum à la pression de 4 mbar présenté dans le chapitre V. Les résultats en terme de puissance optique mesurée en sortie de fibre et longueur de colonne plasma obtenue sont résumés sur la figure VI.1 (c) et (d) en fonction de la puissance microonde appliquée.

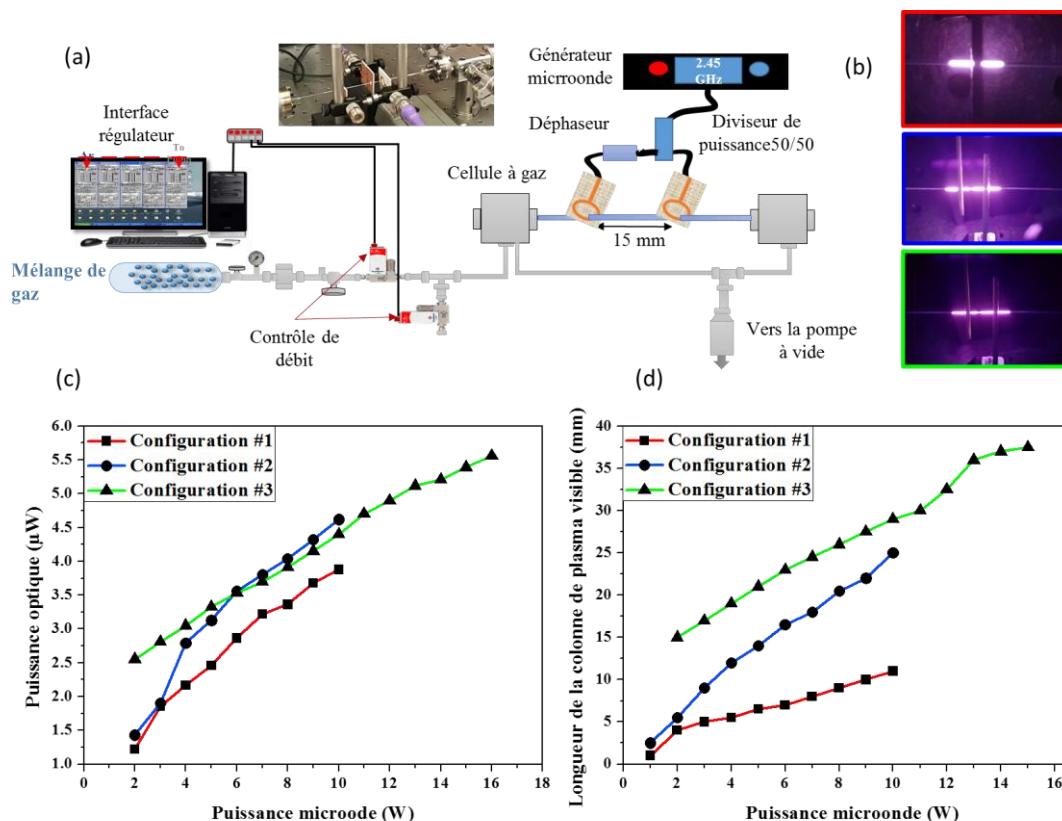


Figure VI-1 : (a) Montage expérimental de génération de micro-plasma. (b) Images des micro-plasmas générés pour les trois configurations. (c) Evolution de la puissance optique mesurée en sortie de fibre pour différentes configurations d'excitateurs en fonction de la puissance microonde appliquée. (d) Pour les mêmes configurations, évolution de la longueur de la colonne plasma obtenue.

Lorsqu'une seule ligne est utilisée, la puissance optique en sortie de fibre varie de 1,2 μW à 3,8 μW sur une plage de puissance microonde allant respectivement de 2 W à 10 W. Cette valeur de 10 W est choisie comme la limite du seuil d'alimentation avant que l'excitateur ne soit endommagé. Dans la seconde configuration, pour une alimentation microonde équivalente, la puissance maximale est trouvée de 4,7 μW , correspondant à une augmentation de 24%. Enfin, pour la dernière configuration, la plage de travail de l'énergie microonde est passée sur une gamme doublée allant de 2 à 16 W, conséquence de l'insertion du diviseur de puissance, se traduisant par une puissance optique maximale de 5,5 μW .

La figure VI-1 (d) illustre la mesure de la colonne ou des colonnes de plasmas qui ont été observées lors de la montée en puissance microonde. Ce tracé confirme les résultats précédents puisqu'une augmentation constante de la longueur de la colonne est observée lorsqu'un second excitateur est ajouté au montage. Ainsi, pour une puissance microonde de 10 W, la longueur de la colonne passe de 10 mm pour la configuration #1 à 23 mm puis 28 mm respectivement pour les configurations #2 et #3.

VI.2.2. Conception et réalisation de résonateurs circulaires de type stripline

En parallèle de ces développements, une autre voie de conception d'excitateurs microondes s'est portée sur une configuration totalement originale, basée sur une ligne stripline circulaire à excitation directe. Cette étude a été réalisée en collaboration avec le laboratoire LPGP à Orsay dans le cadre d'un projet de recherche ANR Maturation. Le principe repose sur une excitation directe de la ligne stripline annulaire avec un câble coaxial. Ainsi, un anneau métallique est encastré entre deux diélectriques qui permettent le guidage de l'onde entre l'antenne et le guide d'onde rempli de gaz. Ce jeu d'anneaux est entouré de deux plaques de métal qui vont jouer le rôle de deux plans de masse (voir figure VI-2) [97]. Les dimensions typiques sont de 11 cm pour le diamètre et de 2,2 cm pour l'épaisseur.

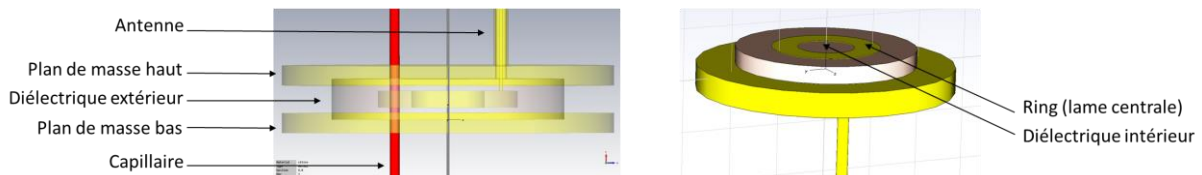


Figure VI-2 : Schéma du résonateur de type anneau stripline.

Cette géométrie présente aussi plusieurs avantages qui pourraient permettre de répondre à la problématique de la montée en puissance. En effet la différence majeure par rapport à l'excitateur précédent est que la réponse est plus large en fréquence et ne dépend plus de la taille du gap comme le montre la figure VI-3.

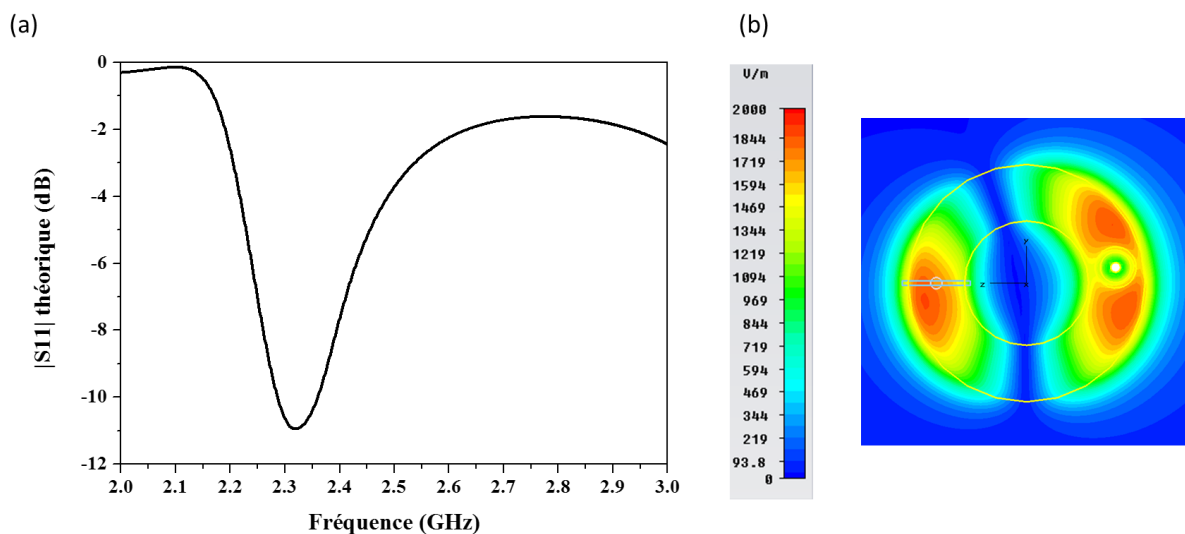


Figure VI-3 : (a) Courbe de résonance théorique de l'anneau stripline (b) Répartition de champ électrique au sein de l'excitateur.

De plus, une étude sur la position de la fente par laquelle va passer le guide d'onde optique a démontré qu'elle n'avait pas d'impact sur la génération de l'onde de surface. Une seconde étude a montré que le résonateur pouvait être percé de plusieurs fentes sans influencer la présence de l'onde de surface, ce qui est très intéressant dans l'optique d'exciter plusieurs capillaires ou fibres simultanément avec un seul excitateur. Cependant, il est à noter qu'un rayonnement électromagnétique important existe avec cette configuration comme le montre les calculs de champs par simulation électromagnétique (cf figure VI-4 (a)). Afin de palier à ce problème, nous avons imaginé le rajout d'une protection métallique latérale ou d'un tissu anti-radiation afin d'éliminer totalement ces pertes par rayonnement. Les résultats en terme de

plasma généré sont présentés sur la figure VI-4 (b) pour ces trois configurations dans le cas d'un capillaire de 1 mm de taille de cœur rempli d'argon. Comme attendu, l'ajout du tissu absorbant se révèle être le plus performant. Pour une même puissance d'excitation de 30 W, la longueur de la colonne est ainsi passée de 70 mm à 104 mm.

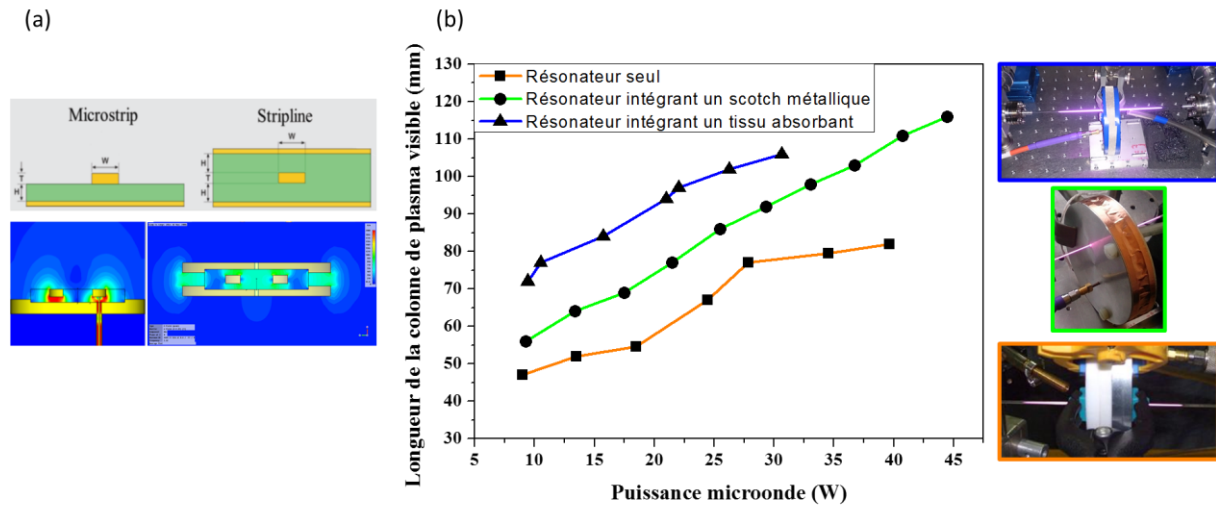


Figure VI-4 : (a) Illustration schématique et simulations associées d'un résonateur de type microstrip et stripline. (b) Evolution de la longueur de la colonne de plasma observée au sein d'un tube de 1 mm de cœur à une pression de 10 mbar pour les trois configurations du résonateur annulaire stripline.

Cette étape étant validée, nous avons utilisé ce résonateur circulaire avec non pas un seul trou ou gap, mais une structure constituée de plusieurs de ces fentes afin que chacune puisse être traversée par un guide d'onde. Une simulation est montrée en figure VI-5 sur un résonateur constitué de trois gaps. Ces gaps notés respectivement T1, T2 et T3 sont espacés d'un écart angulaire de 30° par rapport au centre de l'anneau métallique. La figure illustre les courbes de résonance pour différentes configurations. La première (courbe rouge) est la courbe de résonance du résonateur à vide, c'est-à-dire sans la présence de plasma. Le maximum de résonance est mesuré à une fréquence de 2,39 GHz pour une valeur de -24 dB. Les courbes bleue et verte représentent les résonances théoriques du résonateur en charge, avec dans le premier cas un plasma initié dans le gap T1 et pour le second, un plasma en T2. La fréquence de résonance est très peu impactée par l'onde de surface au niveau du capillaire. Cependant, la valeur du S11 a diminuée de 10 dB, dû à l'impédance du plasma qui change légèrement les conditions d'accord d'impédance [98]. Les images sur la droite du graphique illustrent la propagation de l'onde de surface pour les deux configurations. On peut y apercevoir les maximums de champ localisés au niveau du capillaire. La dernière configuration illustre le cas où le dispositif est en présence de deux ondes de surface au sein des gaps T2 et T3 démontrant la possibilité d'initier plusieurs plasmas par le biais d'un seul coupleur. Une étude complémentaire a montré que l'amorçage de plasmas était possible quelle que soit la position des trous (angle alpha voir schéma insert figure VI-5) ou le nombre de trous.

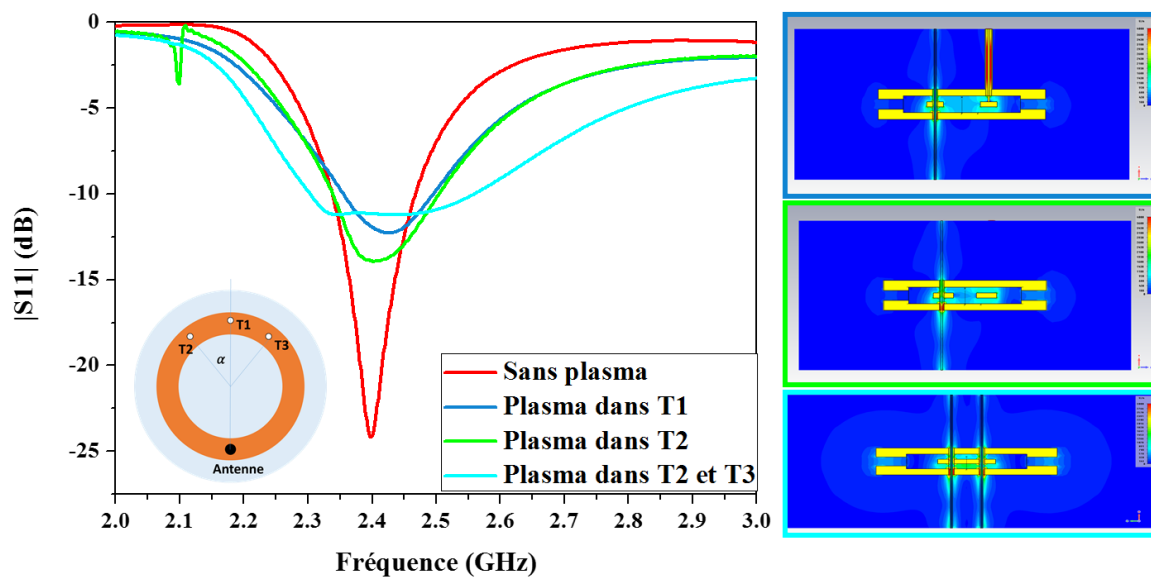


Figure VI-5 : Courbes de résonance à vide et en fonctionnement pour la structure à trois gaps représentée en insert. A droite est représentée l'image de l'onde de surface générée au sein d'un ou plusieurs capillaires.

Malgré ces résultats théoriques prometteurs, dans la pratique la réalisation de micro-plasma au sein de fibres creuses en utilisant ce dispositif n'a pas pu être démontrée avec une tenue dans le temps acceptable compte tenu des puissances microondes mises en jeu. En effet, la dissipation de la chaleur a été ici un frein certain pour le passage de l'utilisation de capillaires creux de dimensions millimétriques à des fibres optiques réduites à quelques centaines de micromètres. Des travaux complémentaires sont programmés afin de poursuivre dans cette direction.

VI.3. Augmentation de la puissance optique par le biais de la fibre à cristal photonique

La seconde voie s'est portée sur un travail en lien direct avec la fibre creuse à savoir l'utilisation d'un revêtement céramique sur la paroi interne du cœur de la fibre ou encore l'élargissement de ce dernier dans le but d'accroître le flux optique généré et guidé.

VI.3.1. Post-traitement des fibres creuses par l'ajout de revêtements céramiques

Lors des différents tests de montée en puissance microonde présentés dans la partie précédente, une des limitations repose sur le seuil d'endommagement de la fibre se traduisant par une destruction de la structure alvéolaire. A partir d'une certaine puissance incidente cette détérioration est localisée principalement sur la section transversale de la fibre présente au niveau du gap de l'excitateur microonde et se prolonge classiquement sur une distance de 1 cm. Cette destruction même partielle va impacter le confinement et donc le guidage du rayonnement optique se traduisant par de fortes atténuations de la fluorescence émise par le plasma. Afin de contourner ou du moins réduire ce problème, nous avons choisi de revêtir la paroi interne du cœur de la fibre par une couche de céramique [99]. Ce revêtement va alors jouer le rôle de barrière protectrice contre l'effet de l'augmentation en température.

Pour ce faire, une approche spécifique basée sur les procédés sol-gel a été développée en collaboration avec l'Institut de Recherche en Céramiques (IRCER) de Limoges. La technique de dépôt utilisée pour remplir le cœur des fibres est un dérivé du « dip coating » [100] et consiste en plusieurs étapes qui sont résumées sur la figure VI.6. En premier lieu, les trous d'air de la gaine sont refermés en utilisant une soudeuse à filament. Un écroulement de la structure alvéolaire est obtenu (voir figure VI-6 (b)) afin de conserver ouvert uniquement la partie centrale formant le cœur creux. En effet, le but est de recouvrir uniquement la paroi interne du cœur par la solution préparée. Pour cela, la face ainsi préparée de la fibre est plongée dans la solution alors que l'autre extrémité est connectée à un système de pompage sous vide primaire. Ainsi, en actionnant la pompe, le cœur creux de la fibre se retrouve rempli par la solution. Une fois cette étape réalisée, des opérations de séchage et de traitement thermique sont opérées. Un optimum est trouvé en réalisant un premier étuvage à 80 °C pendant une durée de 24 heures afin d'éliminer les solvants de la solution suivi par un calcinage à 600 °C pendant 5 heures pour durcir le dépôt obtenu. Après ce traitement thermique complet, la couche semble dense et homogène sur toute la surface interne du cœur de la fibre, l'épaisseur du dépôt variant de 500 nm à 30 nm selon les conditions de calcination et de concentrations du sol (figure VI-6 (c) et (d)).

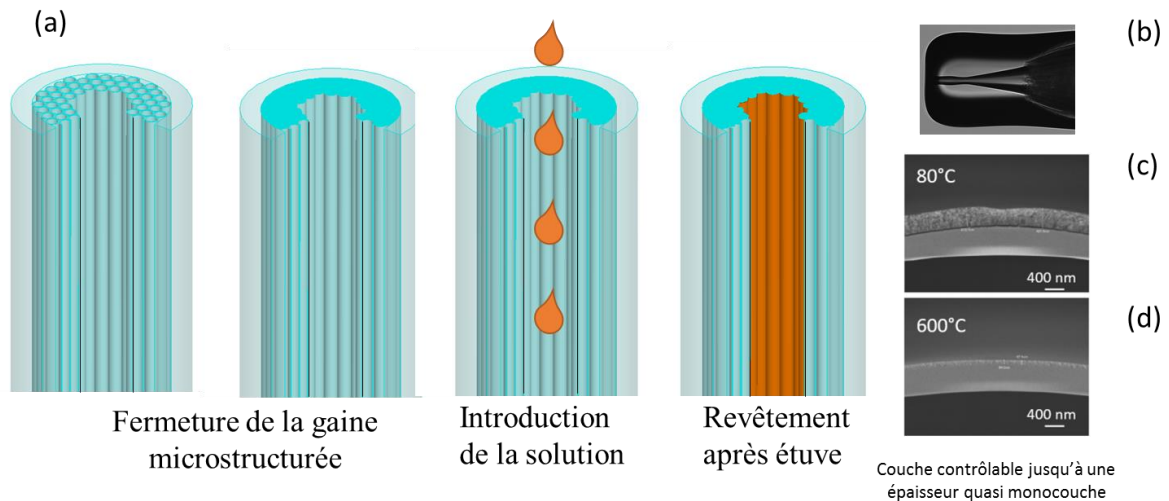


Figure VI-6: (a) Schéma du procédé de dépôt d'un revêtement céramique sur la paroi interne du cœur d'air par voie sol-gel. (b) Affaissement des trous d'air de la gaine de la face d'entrée de la fibre. (c) Images MEB du dépôt réalisé au sein de la paroi interne du cœur après un étuvage à 80 °C et (d) un calcinage à 600 °C.

Dans notre cas, un dépôt de 100 nm d'une couche d'aluminosilicate a été réalisée dans une fibre creuse Kagomé de 110 μm de diamètre et de longueur 30 cm. Cette fibre a alors fait l'objet d'un allumage plasma puis d'une étude d'endurance en fonction de la puissance microonde appliquée. Le résultat est reporté sur la figure VI.7 puis comparé à une même fibre qui n'a pas subi de post-traitement. Dans le premier cas, un micro-plasma peut être généré et maintenu sans dégradation de la fibre revêtue jusqu'à des puissances microondes de 80 W alors que pour une fibre creuse standard le seuil de détérioration est situé à 50 W. Il est aussi à noter que le seuil d'amorçage du plasma n'a pas été affecté par l'ajout de cette couche céramique. Ce résultat valide ainsi l'approche proposée et démontre une puissance optique atteignant les 10 μW .

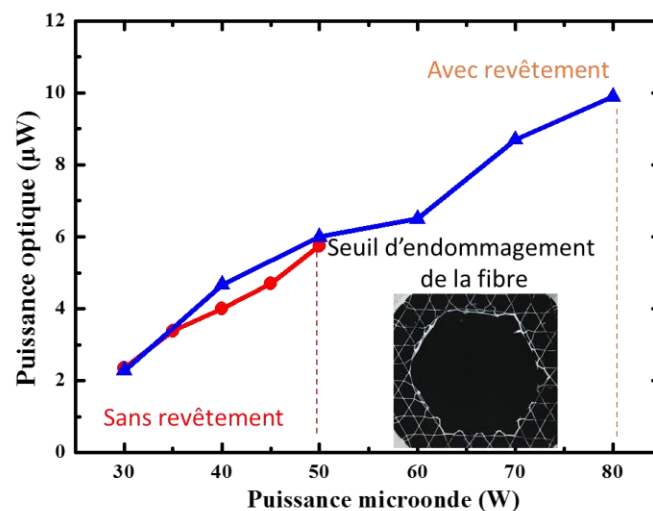


Figure VI-7: Evolution de la puissance optique pour une fibre creuse avec et sans revêtement céramique sur la paroi interne du cœur d'air. En insert, une image illustrant de la détérioration de la microstructure est montrée.

VI.3.2. Conception et fabrication de fibres creuses à cœur élargi

Lors du chapitre IV consacré aux fibres creuses, nous avons abordé le développement de deux structures de gaine à savoir la maille Kagomé et tubulaire. Aussi, dans le but d'augmenter le diamètre du cœur d'air, il est ressorti de travailler soit avec une configuration à 19 défauts (ou 19 cells) pour le cas des fibres Kagomé et d'une structure à 12 tubes pour les mailles tubulaires. Dans ce contexte, plusieurs campagnes de fabrication de fibres creuses ont été menées. Aussi, afin d'élargir au maximum la dimension du cœur d'air, les fibres ont été étirées avec des diamètres extérieurs jusqu'à des valeurs de 700 μm . En effet, cet élargissement de la taille du cœur de la fibre devrait en théorie s'accompagner d'une augmentation de la puissance optique générée.

Pour la structure à maille Kagomé, quatre fibres ont été sélectionnées avec des dimensions de cœur de 115 μm , 150 μm , 190 μm et 220 μm . Les tests d'allumage plasma ont ensuite été réalisés dans des conditions de travail similaires à savoir une longueur de fibre de 30 cm remplie du mélange de gaz ternaire argon / oxygène / azote à une pression de 4 mbar. La figure VI-8 (a) résume l'évolution de la puissance optique mesurée en sortie des fibres en fonction de la puissance microonde appliquée. Comme attendu, ces puissances augmentent avec la taille du cœur pour passer typiquement de quelques μW à des valeurs avoisinant la centaine de μW . La figure VI-8 (b) présente ces mêmes données pour une puissance microonde fixe variant de 30 W à 50 W. Il apparaît clairement que l'évolution linéaire de la puissance optique en fonction du dimensionnement du cœur se trouve amplifiée quand le diamètre dépasse les 200 μm . Enfin, travailler avec des cœurs de dimension élargie permet aussi d'étendre la plage de puissance microonde où le micro-plasma peut être généré. Ainsi on passe d'un seuil d'allumage de 30 W pour des cœurs inférieurs à 150 μm , à 5 W uniquement pour des diamètres de plus de 200 μm . Par conséquent, cet élément géométrique de la fibre apparaît comme un paramètre crucial pour à la fois améliorer considérablement les puissances optiques mais aussi réduire le seuil d'amorçage plasma.

Enfin, la même étude systématique a été réalisée pour des fibres à maille tubulaire. Un exemple est rajouté à la figure VI.8 qui concerne une fibre 12 tubes de diamètre de cœur 140 μm . Le résultat suit les tendances précédentes ce qui démontre que la structuration de la gaine n'a que peu d'importance sur les performances du micro-plasma généré.

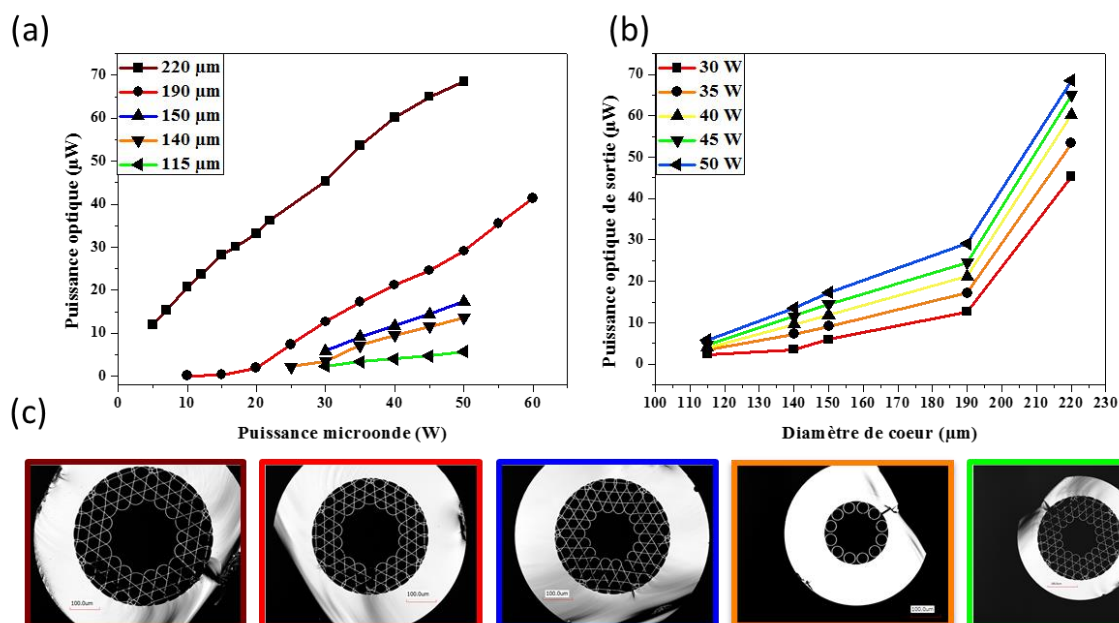


Figure VI-8: (a) Comparaison de la puissance optique de sortie pour différents diamètres de cœur de fibre en fonction de la puissance microonde. (b) Evolution de la puissance optique en fonction du diamètre de fibre à puissance microonde constante. (c) Images des différentes fibres utilisées.

Une dernière caractérisation a porté sur la mesure du spectre guidé pour l'ensemble des fibres étudiées. Un panorama est dressé sur la figure VI.9 où les courbes de transmission de chacune des fibres utilisées sont rajoutées. Outre le fait que l'émission est modulée par les bandes de guidage des fibres, il ressort que l'émission dans l'UV est prédominante sur chacun des spectres au détriment de l'émission de l'argon I (émission entre 700 et 900 nm) quasi inexistante. La puissance optique mesurée correspond bien principalement au domaine de l'UV visé. De plus, il est à noter que pour les tailles de cœur les plus importantes, à savoir le cas du 190 μm et du 220 μm , une très forte émission du spectre du métastable NO(A) est observée permettant d'atteindre des longueurs d'onde entre 270 nm et 200 nm.

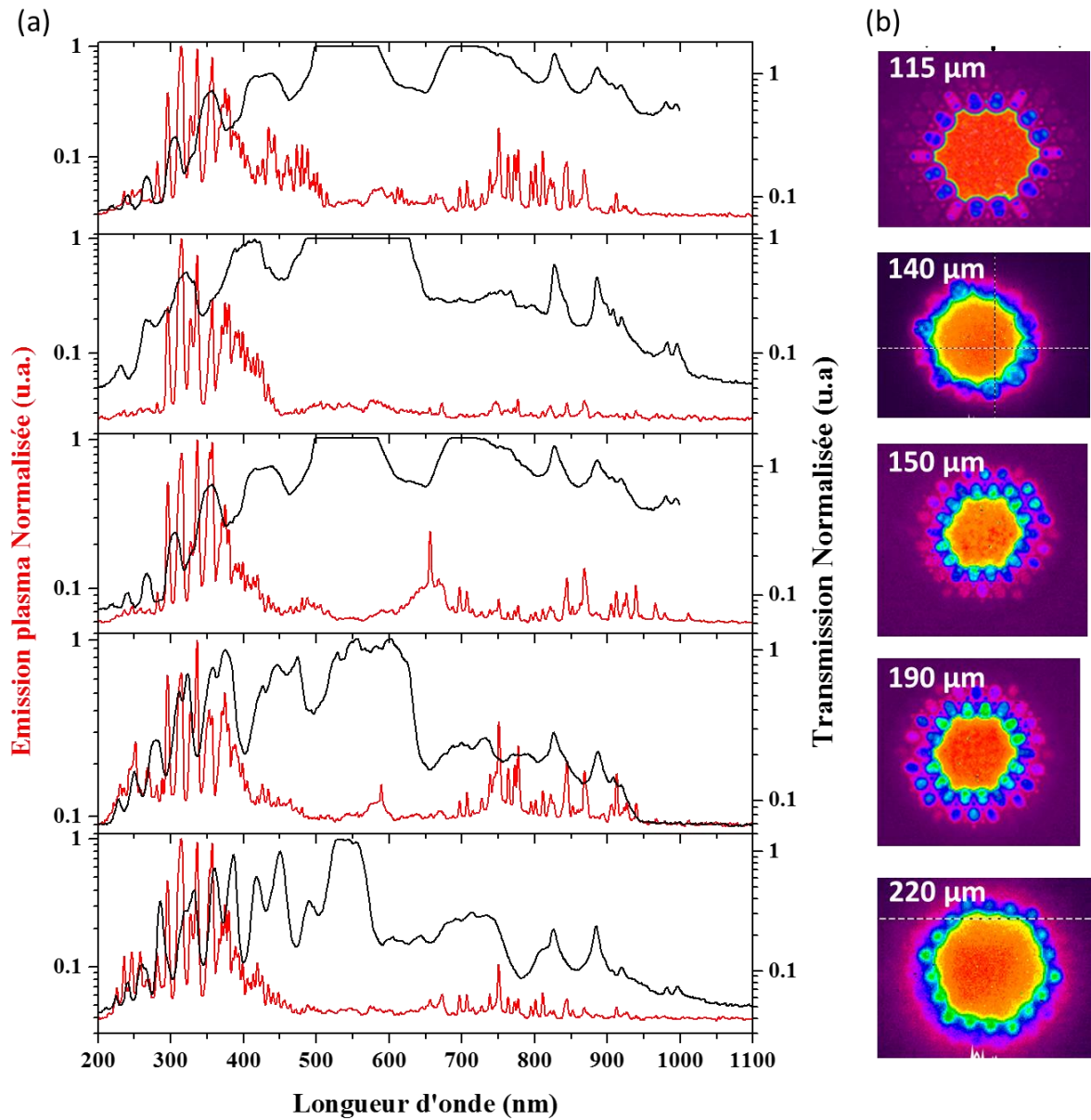


Figure VI-9 : (a) Spectres du plasma mesurés en sortie de chacune des fibres et superposés à la courbe de transmission. (b) Champ proche du mode plasma enregistré en sortie de fibre.

VI.4. Bilan comparatif des différentes techniques d'augmentation de flux optique

Comme nous venons de voir, différentes approches ont été étudiées dans le but d'augmenter la puissance optique en sortie de fibre. Un bilan comparatif de ces différentes techniques est résumé dans le tableau ci-dessous. La solution basée sur l'élargissement du cœur de la fibre creuse apparaît comme la plus efficace, combinée à l'apport d'un revêtement céramique pour garantir une tenue dans le temps. A l'inverse les approches consistant à travailler sur les excitateurs microondes, bien que démontrant des améliorations, restent plus délicates à mettre en œuvre.

Techniques	Seuil d'amorçage plasma (W)	Puissance microonde maximale supportée (W)	Puissance optique de sortie (μ W)	Facteur d'augmentation
Excitateurs montés en série	2	16	5,5	3,6
Résonateur annulaire stripline	10	30	/	/
Revêtement céramique	30	80	10	6,6
Élargissement du cœur des fibres creuses	5	50	68,5	45,6

Tableau VI-1 : Récapitulatif des performances de chacune des techniques d'augmentation du flux optique proposées.

Chapitre VII

Source plasma ultraviolette accordable

Ce dernier chapitre rapporte deux jalons importants pour le développement futur de source laser à gaz fibrée, accordable et compacte pour le domaine de l'UV. Le premier résultat concerne la réalisation d'un dispositif avec une architecture apparentée à la configuration Littrow permettant d'obtenir et de sélectionner plus de 20 lignes spectrales entre 200 et 450 nm avec une puissance optique UV de la centaine de μW . La seconde étude démontre pour la première fois, à notre connaissance une amplification optique dans le plasma généré au sein de la fibre creuse. Les résultats montrent un gain maximum de 13 dB à 314 nm.

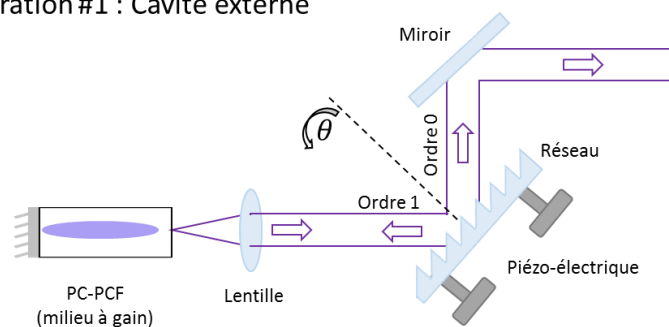
VII.1. Vers la réalisation d'un laser ultraviolet

Le chapitre V a démontré la possibilité d'étendre dans l'UV la fluorescence du plasma par un mélange judicieux de gaz ternaire d'argon, d'azote et d'oxygène. Aussi, nous avons vu différentes approches pour augmenter la puissance optique en sortie de fibre avec notamment l'élargissement du cœur de plasma jusqu'à des valeurs de 220 μm .

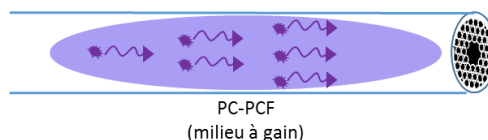
Dans ce contexte, ce chapitre présente les résultats de deux études qui constituent des jalons fondamentaux dans le développement futur de lasers fibrés compacts et accordables pour le domaine de l'UV et pouvant émettre des puissances optiques supérieures à 1 mW. Ces jalons consistent en deux dispositifs qui seront des briques de base dans la conception et réalisation de ces lasers.

La première étude consiste à sélectionner des lignes spectrales du spectre généré par la fibre à cœur de plasma et à contrôler la direction de leur faisceau. Une architecture qui s'approche d'une cavité externe de type Littrow [93] a été réalisée afin d'obtenir des lignes spectrales spécifiques dans la gamme 200 nm – 350 nm, qui est reconnue d'intérêt pour de nombreuses applications. Ainsi, la raie à 337 nm est recherchée pour l'imagerie cellulaire in vivo [101]. Les longueurs d'onde en-dessous de 300 nm telles que 268 nm et 256 nm sont particulièrement utilisées pour la décontamination de l'eau car elles provoquent des réactions photochimiques sur l'ADN des bactéries qui arrêtent leur division cellulaire [102], [103]. Ce type de procédé est d'ailleurs connu en médecine afin de stériliser les outils chirurgicaux post-opératoires [104], [105]. Enfin, les lignes à 213 nm, 236 nm ou encore 246 nm sont également prisées par le secteur militaire pour la détection de produits chimiques, biologiques et explosifs.

Configuration #1 : Cavité externe



Configuration #2 : Passage unique



Configuration #3 : Cavité intra-fibre

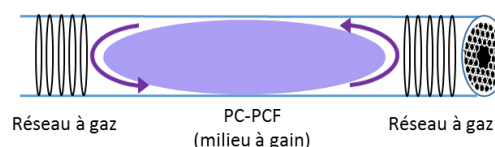


Figure VII-1 : Illustration de différentes configurations mettant en jeu la fibre à cœur de plasma pour la réalisation de sources UV.

Enfin, cette étude rentre dans le cadre du futur développement de la configuration la plus judicieuse pour la réalisation d'un laser UV à base de la technologie PC-PCF. La figure VII-1 montre trois propositions retenues pour la réalisation future de ce laser UV. La première (configuration #1) concerne une architecture classique de cavité externe permettant de sélectionner la longueur d'onde de sortie en fonction de la position angulaire d'un réseau et de la rétro-coupler (« optical feedback ») dans la PC-PCF [106] [107]. Le régime stimulé devrait être atteint de la même manière que pour les lasers à diode à cavité externe. Les deux autres configurations suivent des principes plus novateurs, et donc représentent un niveau de risque plus élevé. La configuration #2 repose sur l'excitation de l'émission stimulée sans cavité où le guidage de certains photons émis spontanément sur une longueur de propagation suffisamment longue et sans trop de pertes linéiques déclencherait un régime stimulé lors de cette propagation. Cette configuration s'apparente au principe d'une amplification stimulée en passage unique des lasers sans cavité couramment appelés lasers aléatoires [108]. La configuration #3 repose sur la formation de deux miroirs intra-fibre à base d'un réseau formé par le plasma et placé en vis-à-vis pour créer une cavité Fabry-Perot [109]. Le principe de la réalisation de ces miroirs repose à la fois sur les travaux de notre groupe sur le piégeage moléculaire par la diffusion Raman stimulée dans un régime de Lamb-Dicke [110], et sur des observations expérimentales lors des présents travaux. Cependant celles-ci ne feront pas l'objet du présent manuscrit.

Dans ce chapitre, nous nous limiterons donc à la réalisation de la configuration #1 et à démontrer dans un premier temps l'accordabilité spectrale, et l'intégrer ensuite dans le dispositif concernant la deuxième étude décrite ci-dessous.

La deuxième étude couverte par ce chapitre concerne la montée en puissance optique dans les sources à base de PC-PCF. Pour cela, nous adoptons le principe de l'amplificateur optique, où le signal à amplifier est généré par une PC-PCF incorporée dans le dispositif cité ci-haut et est ensuite couplé dans une autre PC-PCF jouant le rôle d'amplificateur optique pour les longueurs d'onde ultraviolettes.

VII.2. Accordabilité spectrale

VII.2.1. Principe et architecture

Le principe de l'accordabilité en longueur d'onde suit la description de la figure VII-2. Un spectre de fluorescence plasma dense sera injecté dans un module dont la fonction sera de sélectionner une raie spectrale spécifique. Pour cela, le module devra répondre à plusieurs critères. Le premier concerne sa résolution spectrale qui devra être suffisante pour dissocier chacune des raies spectrales du plasma. Le second point repose sur sa largeur de bande spectrale qui devra intégrer l'ensemble de l'émission du plasma qui dans notre cas s'étend entre 200 nm et 450 nm. Aussi, cette sélection devra s'accompagner d'un minimum de pertes additionnelles. Enfin, le dernier point est lié à l'encombrement du système dans le sens où ce module doit impacter le moins possible le dispositif final.

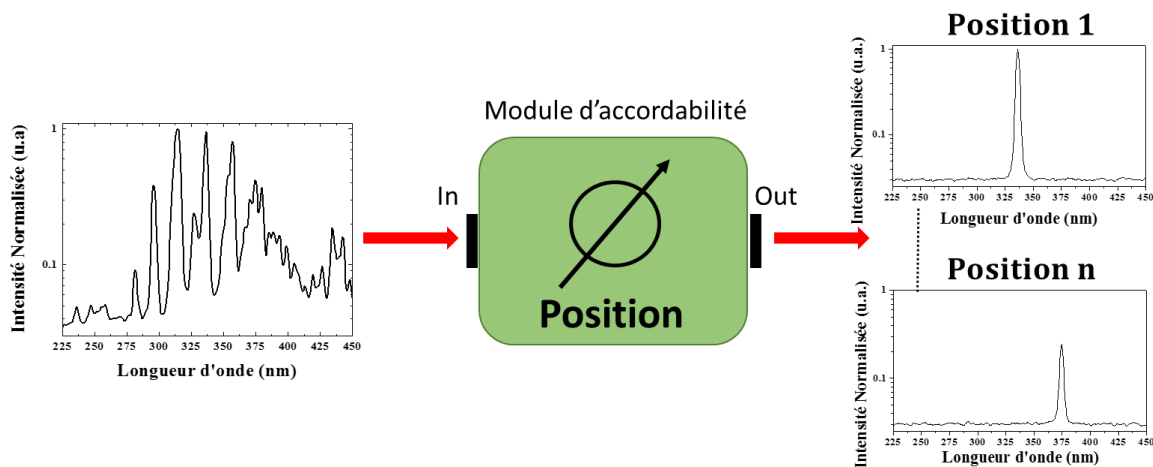


Figure VII-2 : Illustration du module d'accordabilité en longueur d'onde appliqué au domaine de l'UV.

Le dispositif expérimental utilisé pour la réalisation de la source accordable UV est une configuration qui s'apparente à une cavité externe Littrow. Ainsi, comme l'indique la figure VII-3 (a), on retrouve l'assemblage surfatron, fibre creuse et cellules à gaz du dispositif utilisé dans le chapitre V pour l'extension de l'émission plasma (figure V-5). Puis, on vient rajouter en sortie du montage une lentille de collimation. Le faisceau est alors dirigé vers un réseau de diffraction blasé et optimisé pour un fonctionnement dans l'UV sur l'ordre 1, avec une efficacité supérieure à 60% sur la plage 200 nm à 430 nm. La partie du spectre diffracté sur cet ordre 1 est orienté sur un miroir qui amène le faisceau vers un puissance mètre et un spectromètre de type Stellarnet qui présente une résolution spectrale de 0,5 nm. Le miroir utilisé à une réflectance supérieure à 85% sur toute la plage d'émission du plasma. Finalement, pour s'assurer de mesurer chaque raie spectrale indépendamment les unes des autres, un iris est placé entre le miroir et les dispositifs de mesure. La figure VII-3 (b) est une image prise en sortie du montage expérimental où l'on observe les différentes optiques utilisées. La seconde photo (figure VII-3 (c)) est une image de la source en fonctionnement où on observe à la fois la colonne de plasma générée ainsi que le spectre diffracté sur l'ordre 1 illustrant l'émission UV au visible.

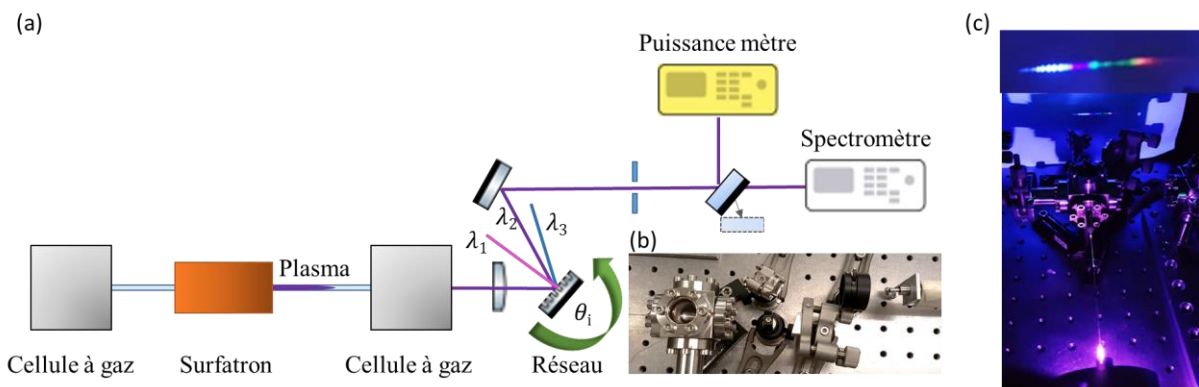


Figure VII-3 : (a) Schéma représentatif de la source accordable. (b) Image de la sortie de la source accordable réalisée. (c) Image de la source accordable en fonctionnement et du spectre diffracté sur l'ordre 1 du réseau.

La sélectivité de la longueur d'onde dépend de l'angle d'incidence du faisceau sur le réseau. Ainsi en modifiant l'angle, il est possible d'accorder l'émission de la source UV. Quantitativement, une variation de 0,01 mRad correspond à une variation de 1 nm. Il faut également que la source soit le plus compacte possible, ainsi les distances entre les éléments optiques ont été minimisées dans ce but.

VII.2.2. Optimisation de la puissance optique en fonction de la longueur et de la taille de cœur de la fibre

La première source accordable à base de plasma à onde de surface fut réalisée avec une fibre de taille de cœur de 115 μm avec une longueur arbitraire de 40 cm et une puissance microonde de 30 W. Le gaz retenu est le mélange ternaire avec les ratios optimums et l'excitateur est le surfatron. La figure VII-4 (a) illustre le spectre mesuré en sortie de fibre, on observe sur le spectre émis la forte domination des courtes longueurs d'onde au détriment du spectre dans le NIR. La figure VII-4 (b) présente la puissance mesurée sur chaque ligne en sortie de la source accordable réalisée. Il est à noter que les valeurs indiquées sont fortement impactées par les pertes dues aux optiques utilisées en sortie du montage présentant des atténuations de plus de 50% (voir le descriptif du montage ci-dessus). Avec cette configuration, nous observons plus de 20 raies dans le domaine UV avec des puissances optiques avoisinant les 100 nW. Ainsi avec cette source nous obtenons 8 lignes dans l'UV-A, 3 lignes dans l'UV-B et 4 lignes dans l'UV-C. Cependant comme vu lors du chapitre VI, cette configuration n'est pas l'optimum pour obtenir un maximum de puissance optique en sortie de fibre ainsi que le spectre le plus intense dans l'UV-C.

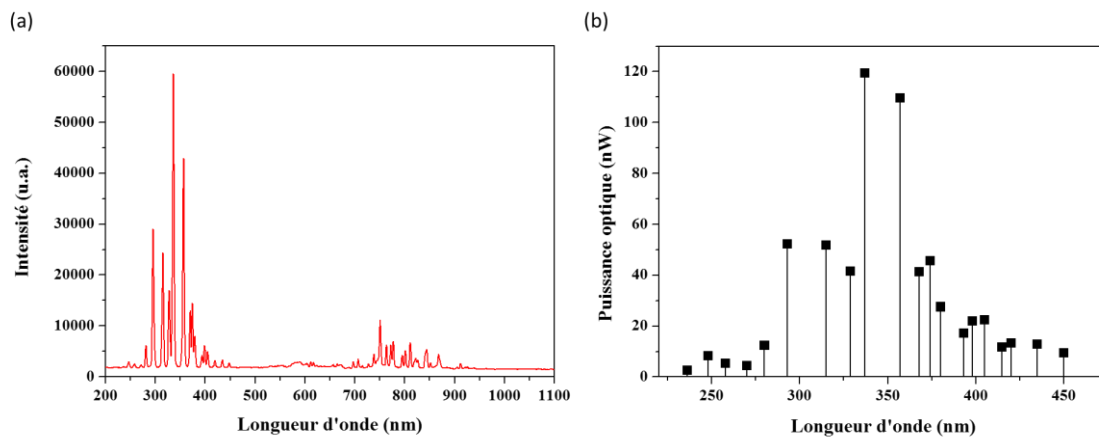


Figure VII-4 : (a) Spectre d'émission du plasma entre 200 et 1100 nm pour une fibre avec une taille de cœur de 115 μm . (b) Puissance optique mesurée sur chaque ligne en sortie de la source accordable.

Comme il a été montré lors du chapitre VI, l'émission du plasma peut être optimisée en jouant sur la taille du cœur de la fibre creuse, la longueur de la fibre creuse et la puissance microonde appliquée. Dans un premier temps, nous avons fixé arbitrairement le choix de la fibre à un cœur de 190 μm de diamètre et fait varier la longueur de fibre et la puissance microonde. La figure VII-5 (a) illustre la puissance optique totale mesurée en sortie de fibre en fonction de ces deux paramètres. Il en ressort que plus le tronçon sélectionné est petit plus la puissance de sortie sera importante. Ce phénomène est dû aux fortes pertes linéiques de la fibre vue lors du chapitre IV. Egalement, l'augmentation de la puissance microonde influe fortement sur la puissance optique de sortie comme vu lors du chapitre VI. Ainsi, en appliquant une puissance microonde de 50 W (puissance maximale en dessous du seuil d'endommagement de la microstructure) et pour une longueur de 20 cm, il ressort des puissances optiques par ligne supérieures à 100 nW pour un maximum de 500 nW à 337 nm (voir figure VII-5 (b)). Cette configuration permet également d'observer individuellement les raies qui sont en-dessous de 230 nm avec des puissances comprises entre 50 nW et 100 nW.

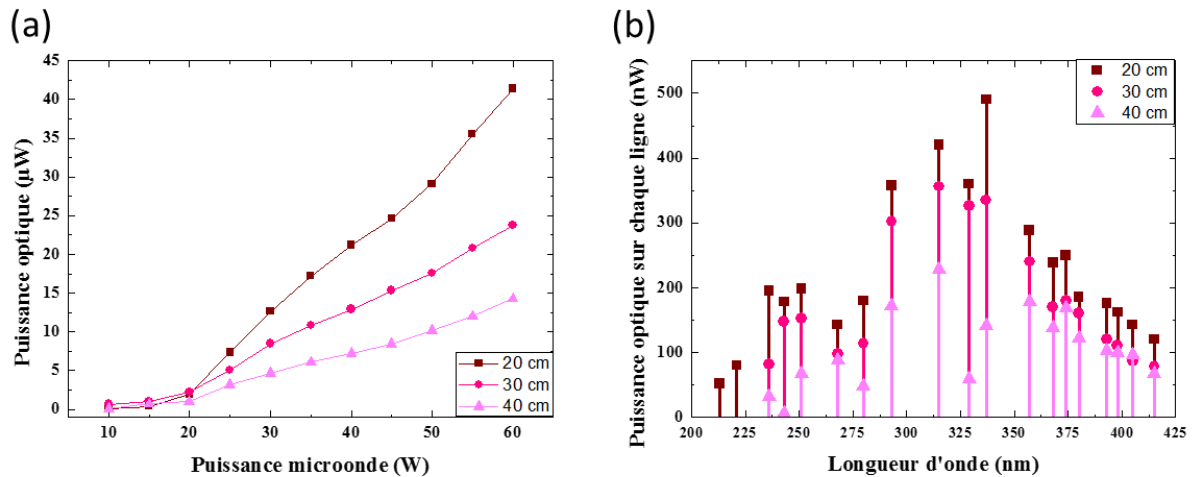


Figure VII-5 : (a) Evolution de la puissance optique totale en fonction de la puissance microonde mesurée en sortie de différentes longueurs de fibre à 190 µm de cœur. (b) Evolution de la puissance optique sur chaque ligne spectrale pour différentes longueurs de cette même fibre à 50 W.

Par la suite, la puissance microonde est fixée à 50 W et la longueur de fibre à 20 cm (cas les plus favorables de l'étude précédente). Quatre tailles de cœur ont alors été étudiées qui correspondent aux fibres détaillées dans le chapitre IV (partie conception de fibre), allant de 115 µm à 220 µm. La figure VII-6 représente le résultat obtenu pour chaque ligne spectrale UV et ce pour les quatre fibres. Comme attendu, il en ressort que la dimension du cœur est le paramètre le plus impactant permettant de délivrer des puissances pouvant dépasser le seuil du µW comme la ligne à 314 nm et 337 nm. De plus, l'émission spectrale du NO(A) se trouve suffisamment amplifiée pour obtenir des puissances de 132 nW et 290 nW respectivement pour les lignes à 213 nm et 246 nm. Il est aussi à noter que ces valeurs sont modulées par la position des bandes de transmission des fibres. Enfin, la coloration des colonnes de plasma suit cette même tendance à savoir que la teinte évolue d'un aspect légèrement bleuté pour s'intensifier et tendre vers le violet, confirmant l'amplification des régions de l'UV (figure VII-6 image en insert).

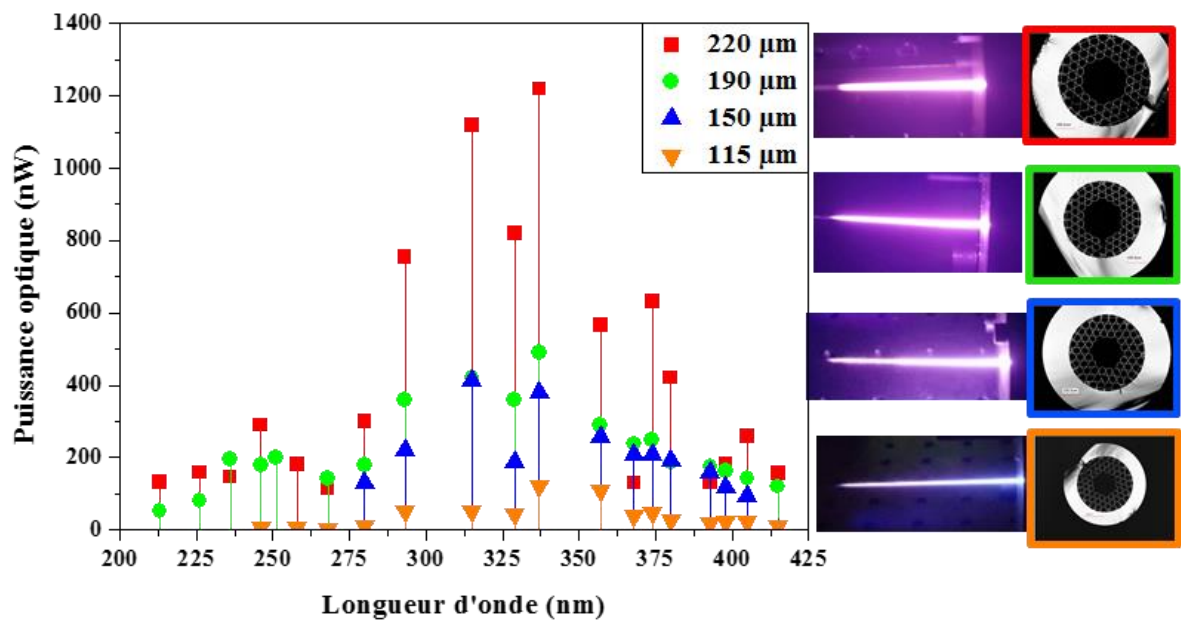


Figure VII-6 : Evolution de la puissance optique des lignes spectrales UV en fonction de la taille de cœur de la fibre creuse. En insert les colonnes de plasmas et fibres associées.

Finalement, la figure VII-7 (a) est un spectre de fluorescence plasma typique en sortie de fibre et la figure VII-7 (b) illustre les différents spectres mesurés en sortie de la source accordable. On observe que la source permet bien de discrétiser le spectre dans sa totalité sur la plage 236 nm à 450 nm dans l'exemple donné.

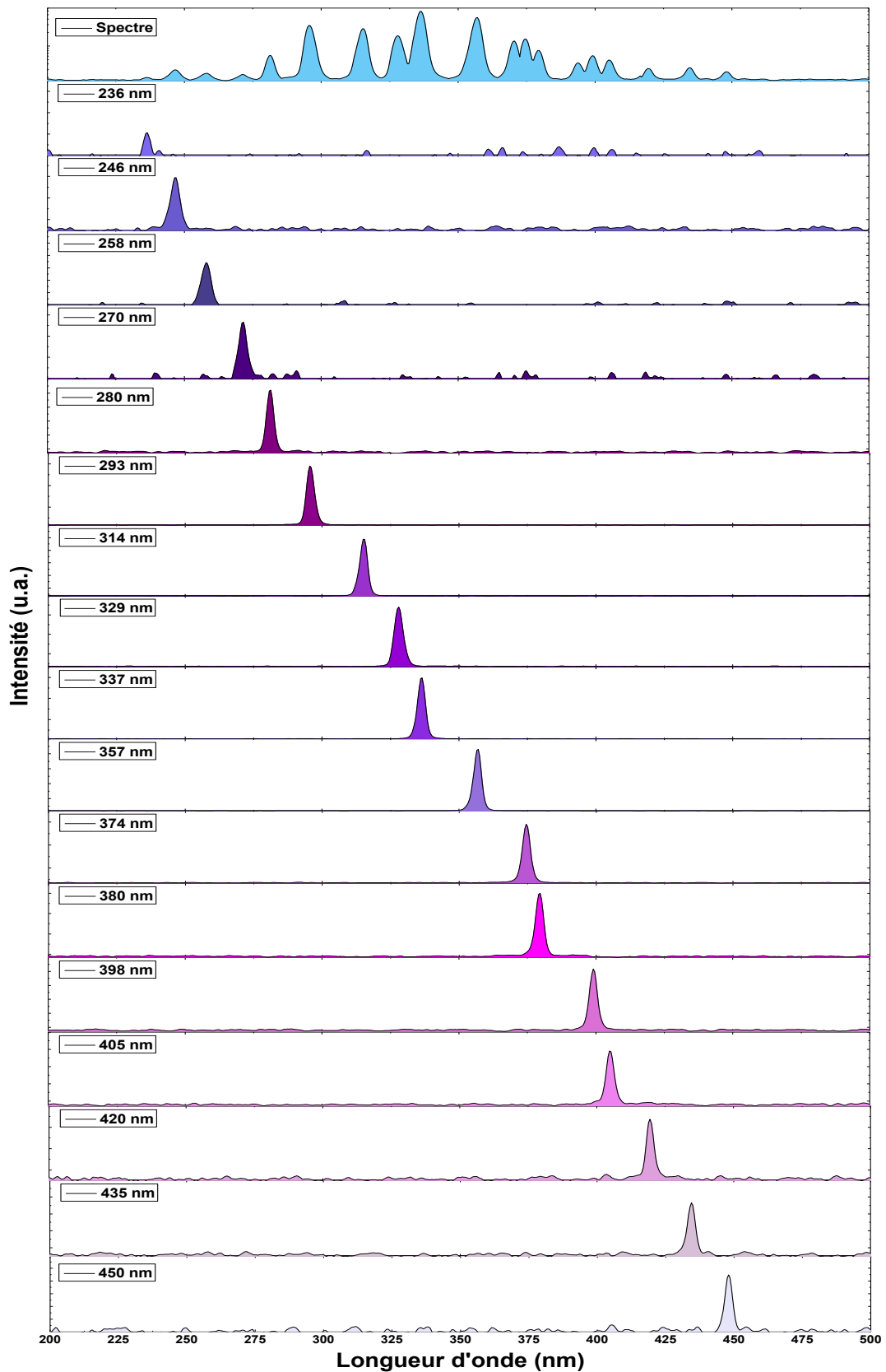


Figure VII-7 : (a) Spectre caractéristique guidé en sortie de fibre à cœur de plasma. (b) Spectres discrétisés par la source accordable UV.

VII.3. Amplification optique

L'amplificateur est un élément majeur dans la conception d'une cavité laser. Le principe repose sur la base suivante, lorsqu'une onde dit « signal » se propage dans un milieu à gain, qui peut être solide, gazeux ou ionisé, elle implique une augmentation de puissance due au transfert d'énergie entre la pompe et le signal grâce au processus de l'émission stimulée. Dans notre cas et afin d'étudier notre plasma comme milieu amplificateur, il faut que le signal à amplifier soit dans la bande d'émission du milieu amplificateur. Ici, le plasma délivre une bande d'émission discrète entre 200 et 400 nm et il est donc compliqué de trouver une source UV commerciale présentant les mêmes longueurs d'ondes d'émission. Par conséquent, pour mener à bien cette étude nous avons réalisé le montage illustré dans la figure VII-8 (a) qui est constitué de deux étages. Le premier étage est identique au montage de la source accordable (section précédente) et a pour but de générer le signal à amplifier. Le deuxième étage correspond à la génération du milieu plasma qui sera le milieu amplificateur à étudier. Pour les deux étages, les tronçons de fibres sont identiques de l'ordre de 30 cm, une structure à maille Kagomé avec une taille de cœur de 190 μm et sont remplis du mélange de gaz ternaire optimisé. Les deux surfatrons servant à exciter notre plasma sont indépendants l'un de l'autre. En sortie de fibre de l'étage amplificateur est positionné un puissance-mètre ainsi qu'un spectromètre. La figure VII-8 (b) montre une photographie de notre dispositif expérimental et la figure VII-8 (c) une image lorsque les deux étages sont excités. Avant que le second plasma de l'étage amplificateur soit activé, à l'aide du premier étage on sélectionne une raie spectrale à amplifier et on mesure sa puissance (P_{in}). Puis, ce signal est injecté dans le deuxième étage, lorsque que le second plasma est initié. On mesure alors la puissance du signal amplifiée à la sortie de la fibre (P_{out}). Ainsi, en fixant la puissance du signal à amplifier et en variant la puissance d'excitation de l'étage amplificateur, il est possible de calculer le gain avec la formule suivante :

$$G (dB) = 10 \log \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right) \quad \text{Équation VII.1}$$

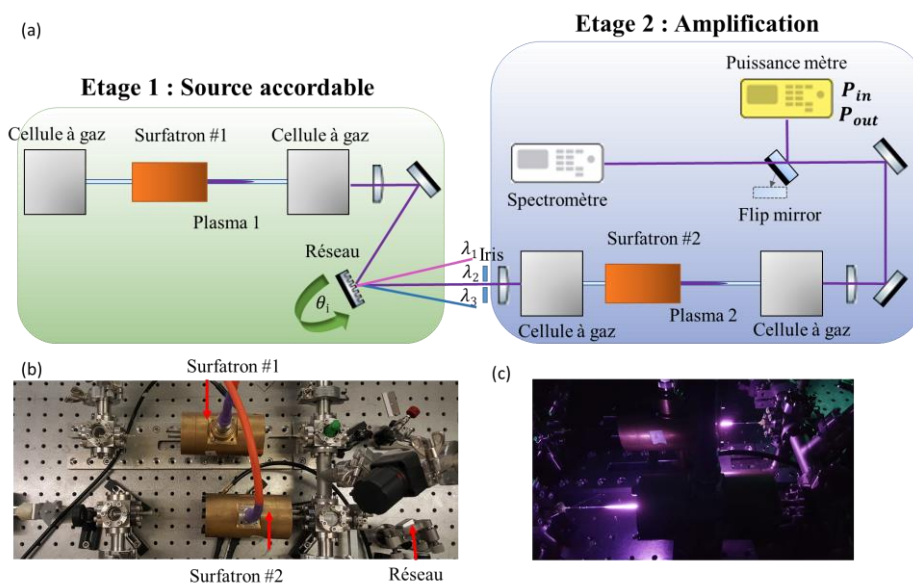


Figure VII-8 : (a) Schéma de l'architecture étudiée. (b) Photographie du montage expérimental. (c) Photographie des deux surfatrons en fonctionnement.

La figure VII-9 (a) illustre les spectres mesurés en sortie du montage amplificateur pour différentes puissances de pompe. La courbe bleue représente le spectre mesuré lorsque que le milieu est combiné avec l'injection d'une sonde à 314 nm constante et limitée à 25 nW et la courbe rose quand le milieu n'est pas excité. On observe alors un filtrage progressif de l'ensemble des raies spectrales présentes initialement dans le spectre de la fluorescence en fonction de la puissance de pompe microonde.

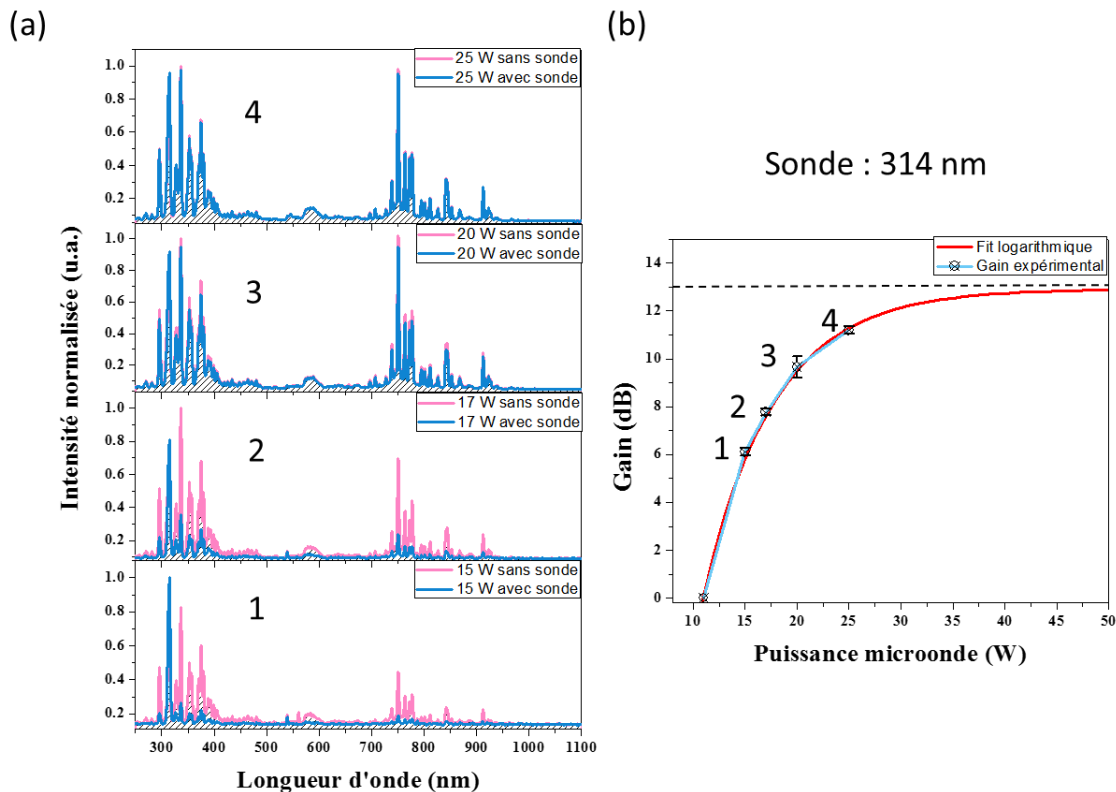


Figure VII-9 (a) Spectres mesurés en sortie de l'étage amplificateur pour différentes puissances de pompe pour un signal sonde à 314 nm. (b) Courbe de gain en dB en fonction de la puissance microonde de pompe appliquée.

Afin de mieux appréhender la dynamique, la figure VII-10 (a) montre le spectre zoomé sur le domaine de l'UV qui est obtenu à la sortie du montage pour une puissance d'excitation de 15 et 17 W. A partir de ces résultats, nous pouvons constater une amplification de la raie 314 nm injectée et la suppression des autres raies composant le spectre initial du plasma. Le gain obtenu est de 6 dB et 8 dB respectivement pour 15 W et 17 W (figure VII-9 (b)). Pour des valeurs d'excitation supérieures, la puissance portée par la raie amplifiée commence à saturer et le gain maximal atteint une valeur de 11 dB pour des puissances microondes de 25 W. Le fit logarithmique montre que le gain tend vers une limite asymptotique de 13 dB. Ces résultats correspondent à la signature d'un milieu amplificateur. Des validations complémentaires sont actuellement en cours afin de compléter les données pour différentes longueurs d'onde sondes et différentes configurations de la fibre à cœur de plasma. Enfin, il est à noter que cette démonstration représente une avancée majeure pour notre objectif de réaliser un laser fibré plasma accordable en utilisant une cavité étendue (telle que la cavité Littrow ou Littman-Metcalf).

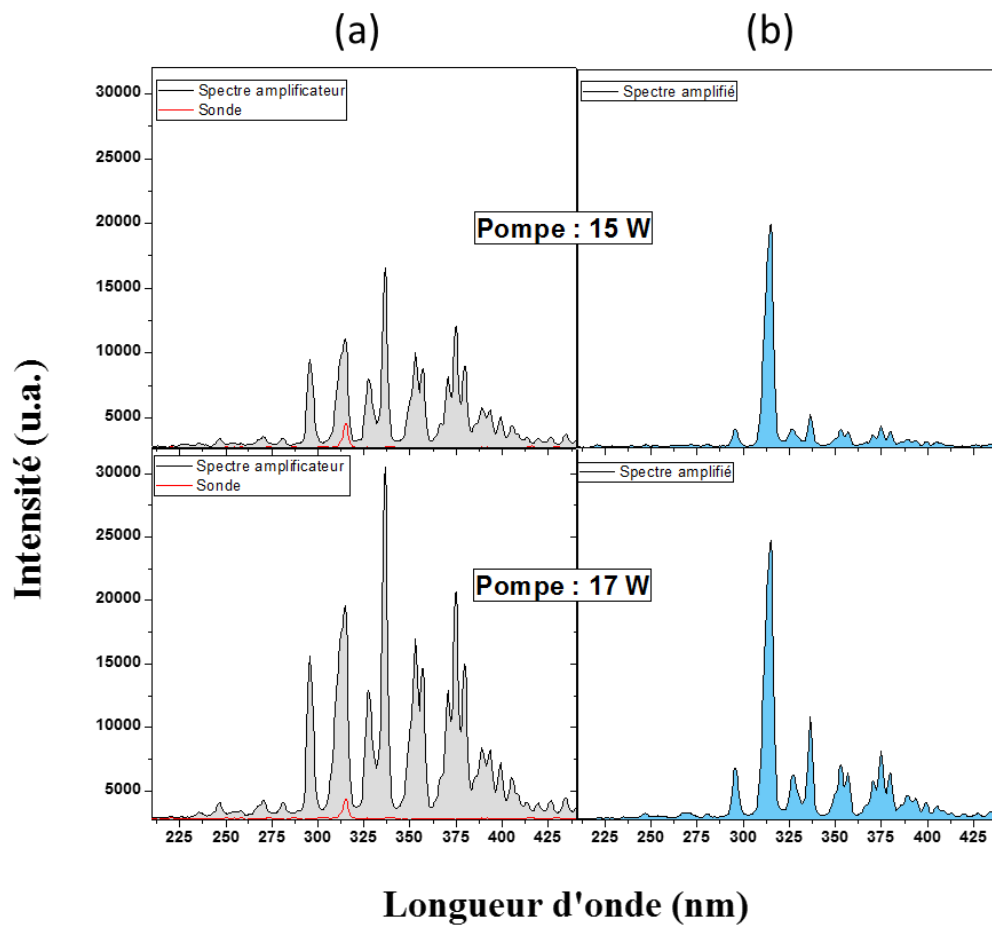


Figure VII-10 : (a) Evolution du spectre mesuré en sortie d'étage d'amplification pour différentes puissances de pompage microonde. (b) Evolution des spectres amplifiés en fonction de la puissance de pompe.

Conclusion générale et perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse s'inscrivent dans le but d'aller vers la conception de sources de lumière accordables ultraviolettes.

Dans ce contexte nous avons utilisé une nouvelle technologie, appelée PC-PCF (pour fibre à cœur de plasma), développée au sein de notre groupe. Cette approche repose sur une première mondiale où la génération et le confinement d'un micro-plasma dans le cœur d'une fibre optique à cœur creux ont été démontrés par un système d'excitation microonde spécifique qui présente à la fois un très haut degré d'ionisation et ne demande aucun accès physique aux extrémités de la fibre. Il est à noter qu'une dynamique particulière de ces plasmas générés à l'échelle micrométrique avait aussi été mise en lumière permettant d'expliquer comment la fine microstructure de gaine air/silice n'était pas impactée par la température du plasma.

Cependant, bien que cette approche soit des plus prometteuse, il en reste pas moins que de nombreux défis scientifiques et technologiques restent à adresser. Ainsi, à travers ce projet de thèse, nous sommes rentrés dans une seconde phase pour laquelle plusieurs axes de développement ont dû être menés en parallèle à savoir : 1) étendre le choix sur le gaz à ioniser afin d'accorder l'émission dans la région spectrale de l'ultraviolet, 2) optimiser et miniaturiser les excitateurs microondes, 3) et enfin augmenter la brillance de la source. Pour chacune de ces études, des résultats ont été obtenus. Ainsi, en travaillant sur un mélange de gaz ternaire d'argon/azote/oxygène, un spectre d'émission entre 200 nm et 450 nm a pu être généré et optimisé. Puis, en se basant sur la technologie planaire, plusieurs versions d'excitateurs microondes ont été conçus et fabriqués démontrant à la fois un aspect compact et un bas coût tout en conservant la même efficacité que les excitateurs volumiques. Enfin, en travaillant sur l'élargissement de la dimension des cœurs à des valeurs supérieures à 200 μm ou sur l'architecture des dispositifs microondes, des puissances optiques s'approchant de la centaine de μW ont été démontrées. L'ensemble de ces résultats a alors été rassemblé pour démontrer une source accordable par une configuration équivalente Littrow avec plus de 20 lignes spectrales dans la gamme recherchée de l'ultraviolet. Enfin, un dernier point s'est porté sur l'étude du plasma en tant que milieu amplificateur. Des premiers résultats ont montré un gain supérieur à 10 dB à 314 nm, ouvrant la voie à la réalisation du premier laser à gaz fibré ultraviolet.

Plusieurs perspectives à ce travail sont envisagées. En premier lieu, la réalisation d'une cavité résonante autour de ce milieu plasma est à mener pour démontrer l'effet laser. Pour cela des premiers tests ont débuté montrant qu'à ce stade les pertes de la cavité optique étaient le verrou principal. En travaillant sur le post-traitement de la fibre par l'ajout d'un accès latéral, il sera ainsi possible d'introduire le gaz dans le cœur creux et libérer la section transverse pour y venir directement coller un miroir afin de limiter les pertes de connectiques.

Une seconde voie sera de travailler sur les performances de transmission des fibres creuses pour l'ultraviolet afin de passer de la centaine de dB/km à quelques dB/km. Pour cela, il faudra réduire la rugosité de surface de la paroi formant le cœur qui est aujourd'hui reconnu comme l'effet limitant de l'atténuation à ces courtes longueurs d'onde. Des travaux en cours au sein du groupe ont débuté en jouant sur les procédés de fabrication avec comme premier résultat une amélioration de l'état de surface de cette paroi passant typiquement de variations de 2 nm à 0,5 nm. Des premières caractérisations optiques associées confirment cette tendance avec des pertes mesurées dans l'ultraviolet inférieures à 50 dB/km jusqu'à 200 nm. Ce travail prometteur doit être consolidé avec des fibres à cœurs élargies.

Enfin, comme il a été montré lors du chapitre II, ce milieu plasma à onde de surface a la particularité de présenter un taux d'ionisation élevé et surtout contrôlable, le tout dans un environnement confiné à l'échelle micrométrique. L'idée sera alors de coupler des ondes optiques au sein de ce micro-plasma préformé pour étudier la génération d'effets non linéaires intenses. Sont visés ici principalement les effets d'interaction plasma/laser avec des faisceaux lasers du type ultra-énergétiques et ultra-brefs (régime impulsif femto-seconde). De récents travaux ont montré qu'en combinant les effets d'ionisation et les ondes solitoniques, les rendements de conversion vers les courtes longueurs d'onde se trouvaient fortement augmentées pour aboutir à la réalisation de sources jusqu'à 176 nm avec des énergies de l'ordre de la centaine de nJ [20]. Il est à noter que dans cet exemple le taux d'ionisation est de 10^{-3} soit un ordre de grandeur moindre que dans nos micro-plasmas microondes, ce qui nous permet d'envisager d'accroître fortement la dynamique observée. Enfin, cette approche sera poussée à des interactions plus intenses pour la génération d'harmoniques d'ordres élevés.

Références bibliographiques

- [1] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in Ruby," *Nature*, vol. 187, no. 4736, pp. 493–494, 1960.
- [2] E. Provisoire, "UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE AIX-MARSEILLE II THESE pour obtenir le grade de Etude des mécanismes d'endommagement par laser impulsif des cristaux de Saphir dopé Titane Directeurs de thèse : Mme Mireille COMMANDRE et M Olivier UTEZA Composition du Jury."
- [3] S. Neeser, M. Schumann, and H. Langhoff, "Improved gain for the Ar² excimer laser at 126 nm," *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 63, no. 2, pp. 103–105, 1996.
- [4] J.-P. Meyn and M. M. Fejer, "Tunable ultraviolet radiation by second-harmonic generation in periodically poled lithium tantalate," *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 16, p. 1214, Aug. 1997.
- [5] S. C. Buchter, T. Y. Fan, V. Liberman, J. J. Zayhowski, M. Rothschild, E. J. Mason, A. Cassanho, H. P. Jenssen, and J. H. Burnett, "Periodically poled BaMgF₄ for ultraviolet frequency generation," in *Conference Proceedings - Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting-LEOS*, 2002, vol. 1, pp. 131–132.
- [6] K. Iga, F. Koyama, and S. Kinoshita, "Surface Emitting Semiconductor Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 9, pp. 1845–1855, 1988.
- [7] A. Javan, W. R. Bennett, and D. R. Herriott, "Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 6, no. 3, pp. 106–110, Feb. 1961.
- [8] B. Debord, R. Jamier, F. Gérôme, O. Leroy, P. Leprince, and F. Benabid, "Generation and confinement of microwave gas-plasma in photonic dielectric microstructure," vol. 21, no. 21, pp. 338–341, 2013.
- [9] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, "Generation of Optical Harmonics," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, no. 4, pp. 118–119, Aug. 1961.
- [10] G. Korn and J. Squier, "Tunable femtosecond pulses in the near vacuum ultraviolet," *Opt. Lett.*, 1993.
- [11] D. A. V Kliner, F. Di Teodoro, J. P. Koplów, S. W. Moore, and A. V Smith, "Efficient visible and UV generation by frequency conversion of a mode-filtered fiber amplifier," 2003.
- [12] J. Reintjes and R. C. Eckardt, "Efficient harmonic generation from 532 to 266 nm in ADP and KD*P," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 30, no. 2, pp. 91–93, 1977.
- [13] F. Benabid, "Stimulated Raman Scattering in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber," *Science (80-.)*, vol. 298, no. 5592, pp. 399–402, Oct. 2002.
- [14] A. Benoît, Benoit Beaudou, Meshaal Alharbi, Benoit Debord, Frédéric Gérôme, François Salin, and Fetah Benabid, "Over-five octaves wide Raman combs in high-power picosecond-laser pumped H₂-filled inhibited coupling Kagome fiber," *Opt. Express*, vol. 23, no. 11, p. 14002, Jun. 2015.
- [15] P. Hosseini, A. Abdolvand, and P. St.J. Russell, "Generation of spectral clusters in a mixture of noble and Raman-active gases," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 23, p. 5543, Dec. 2016.
- [16] European Quantum Electronics Conference (2019 : Munich), *2019 CLEO/Europe - EQEC Conference Digest*. IEEE, 2019.
- [17] A. I. Adamu *et al.*, "Deep-UV to Mid-IR Supercontinuum Generation driven by Mid-IR Ultrashort Pulses in a Gas-filled Hollow-core Fiber," *Sci. Rep.*, vol. 9, no. 1, p. 4446,

Dec. 2019.

- [18] B. Debord, F. Gérôme, C. Honninger, E. Mottay, A. Husakou, and F. Benabid, "Milli-Joule energy-level comb and supercontinuum generation in atmospheric air-filled inhibited coupling Kagome fiber," in *CLEO: 2015 Postdeadline Paper Digest*, 2015, p. JTh5C.4.
- [19] W. Chang, A. Nazarkin, J. C. Travers, J. Nold, P. Hölzer, N. Y. Joly, and P. St.J. Russell, "Influence of ionization on ultrafast gas-based nonlinear fiber optics," *Opt. Express*, vol. 19, no. 21, p. 21018, Oct. 2011.
- [20] K. F. Mak, J. C. Travers, P. Hölzer, N. Y. Joly, and P. S. J. Russell, "Tunable vacuum-UV to visible ultrafast pulse source based on gas-filled Kagome-PCF," *Opt. Express*, vol. 21, no. 9, p. 10942, May 2013.
- [21] N. H. Burnett, H. A. Baldis, M. C. Richardson, and G. D. Enright, "Harmonic generation in CO₂ laser target interaction," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 31, no. 3, pp. 172–174, 1977.
- [22] M. Ferray, A. L'Huillier, X. F. Li, L. A. Lompre, G. Mainfray, and C. Manus, "Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases," *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 21, no. 3, 1988.
- [23] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. A. McIntyre, K. Boyer, and C. K. Rhodes, "Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 4, no. 4, p. 595, Apr. 1987.
- [24] F. Wiegandt, Patrick N. Anderson, Fei Yu, Daniel J. Treacher, David T. Lloyd, Peter J. Mosley, Simon M. Hooker, and Ian A. Walmsley, "Quasi-phase-matched high-harmonic generation in gas-filled hollow-core photonic crystal fiber," *Optica*, vol. 6, no. 4, p. 442, Apr. 2019.
- [25] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, "Coherent Light Emission From GaAs Junctions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, no. 9, pp. 366–368, Nov. 1962.
- [26] M. Gershenson, "Chapter 13 Radiative Recombination in the III-V Compounds," *Semicond. Semimetals*, vol. 2, no. C, pp. 289–369, 1966.
- [27] C. Benoit à la Guillaume and J. M. Debever, "Effet laser dans l'arseniure d'indium par bombardement électronique," *Solid State Commun.*, vol. 2, no. 5, pp. 145–147, 1964.
- [28] F. Enjalbert, "Etude des hétérostructures semi-conductrices III-nitrides et application au laser UV pompé par cathode à micropointes."
- [29] J. T. Torvik, J. I. Pankove, S. Nakamura, I. Grzegory, and S. Porowski, "The effect of threading dislocations, Mg doping, and etching on the spectral responsivity in GaN-based ultraviolet detectors," *J. Appl. Phys.*, vol. 86, no. 8, pp. 4588–4593, Oct. 1999.
- [30] T. Nishida, H. Saito, and N. Kobayashi, "Efficient and high-power AlGaIn-based ultraviolet light-emitting diode grown on bulk GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 6, pp. 711–712, Aug. 2001.
- [31] Y. Taniyasu, M. Kasu, and T. Makimoto, "An aluminium nitride light-emitting diode with a wavelength of 210 nanometres," *Nature*, vol. 441, no. 7091, pp. 325–328, May 2006.
- [32] H. Ninomiya and K. Nakamura, "Ar²⁺ excimer emission from a pulsed electric discharge in pure Ar gas," *Opt. Commun.*, vol. 134, no. 1–6, pp. 521–528, Jan. 1997.
- [33] Y. A. Kudryavtsev and N. P. Kuzmina, "Excimer gas-discharge tunable ArF laser," *Appl. Phys.*, vol. 13, no. 1, pp. 107–108, May 1977.
- [34] "75 Inventors: Palash Parijat Das, Vista; Alexander," 1998.
- [35] S. Sumida, M. Obara, and T. Fujioka, "X-ray-preionized high-pressure KrF laser,"

- Appl. Phys. Lett.*, vol. 33, no. 11, pp. 913–915, 1978.
- [36] D. Basting, K. Pippert, and U. Stamm, “History and future prospects of excimer laser technology,” 2002.
- [37] “IPEX-800 Series - 10X better | LightMachinery.” [Online]. Available: <https://lightmachinery.com/lasers/excimer-lasers/ipex-800/>. [Accessed: 30-Jul-2019].
- [38] “(PDF) Etude des plasmas froid hors équilibre thermodynamique ; application au développement des sources UV à base de gaz rare.” [Online]. Available: https://www.researchgate.net/publication/271074573_Etude_des_plasmas_froid_hors_equilibre_thermodynamique_application_au_developpement_des_sources_UV_a_base_de_gaz_rare. [Accessed: 28-Oct-2019].
- [39] “Laser hélium-néon — Wikipédia.” [Online]. Available: https://fr.wikipedia.org/wiki/Laser_hélium-néon. [Accessed: 30-Oct-2019].
- [40] “Plasma-material interaction and electrode degradation in high voltage ignition discharges [Elektronische Ressource] / von Nicolas Jeanvoine - Windows-Benutzer - Savoirs.” [Online]. Available: <https://www.youscribe.com/catalogue/documents/savoirs/plasma-material-interaction-and-electrode-degradation-in-high-voltage-1422758>. [Accessed: 01-Oct-2019].
- [41] X. Shi, X. B. Wang, W. Jin, and M. S. Demokan, “Characteristics of Gas Breakdown in Hollow-Core Fibers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 20, no. 8, pp. 650–652, Apr. 2008.
- [42] L. Ji, D. Liu, Y. Song, and J. Niu, “Atmospheric pressure dielectric barrier microplasmas inside hollow-core optical fibers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 111, no. 7, p. 073304, Apr. 2012.
- [43] M. Moisan, C. Beaudry, and P. Leprince, “A Small Microwave Plasma Source for Long Column Production without Magnetic Field,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 3, no. 2, pp. 55–59, 1975.
- [44] T. Ishihara and S.-C. Lin, “Theoretical modeling of microwave-pumped high-pressure gas lasers,” *Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem.*, vol. 48, no. 4, pp. 315–326, Apr. 1989.
- [45] H. H. Klingenberg and F. Gekat, “1.3 mJ XeCl laser pumped by microwaves,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 16, pp. 1707–1708, Apr. 1991.
- [46] “Microwave plasma equipment for industrial applications - SAIREM.” [Online]. Available: <https://www.sairem.com/microwave-radio-frequency-rf-products/microwave-plasma-generation/>. [Accessed: 04-Oct-2019].
- [47] B. Debord, “Génération et micro-confinement de plasmas microondes dans des fibres optiques creuses microstructurées,” 2013.
- [48] R. M. Fredericks and J. Asmussen, “Retuning and hysteresis effects of a rf plasma in a variable size microwave cavity,” *J. Appl. Phys.*, vol. 42, no. 9, pp. 3647–3649, 1971.
- [49] P. Leprince, G. Matthieussent, and W. P. Allis, “Resonantly sustained discharges by dc current and high-frequency power,” *J. Appl. Phys.*, vol. 42, no. 1, pp. 412–416, 1971.
- [50] B. Debord, R. Jamier, F. Gérôme, O. Leroy, C. Boisse-Laporte, P. Leprince, L. L. Alves, and F. Benabid, “Generation and confinement of microwave gas-plasma in photonic dielectric microstructure,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 21, p. 25509, Oct. 2013.
- [51] M. Moisan, C. Beaudry, and P. Leprince, “A small microwave plasma source for long column production without magnetic field,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 3, no. 2, pp. 55–59, 1975.

- [52] 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, pp. 1356–1361, 1987.
- [53] C. Laporte, "Étude du transfert d'énergie d'une onde à un plasma : application aux décharges basse pression créées par onde de surface." 1989.
- [54] M. Moisan, R. Pantel, A. Ricard, V. M. M. Glaude, P. Leprince, and W. P. Allis, "Distribution radiale de la densité électronique et de la densité des atomes excités dans une colonne de plasma produite par une onde de surface," *Rev. Phys. Appliquée*, vol. 15, no. 8, pp. 1383–1397, 1980.
- [55] P. Diament, "Ondes dans les Plasmas. Daniel Quemada. Hermann, Paris, 1968. 384 pp., illus. Paper, 48 F. Collection de Physique du Centre National d'Etudes Spatiales," *Science (80-.)*, vol. 164, no. 3886, pp. 1388–1388, Jun. 1969.
- [56] M. D. Feit and J. A. Fleck, "Light propagation in graded-index optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 17, no. 24, p. 3990, Dec. 1978.
- [57] J. Hubert, M. Moisan, and A. Ricard, "A new microwave plasma at atmospheric pressure," *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.*, vol. 34, no. 1, pp. 1–10, 1979.
- [58] E. Bluem, S. Béchu, C. Boisse-Laporte, P. Leprince, and J. Marée, "Spatial investigation of a large diameter microwave plasma," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 28, no. 7, pp. 1529–1533, Jul. 1995.
- [59] "Génération et micro-confinement de plasmas microondes dans des fibres optiques creuses microstructurées."
- [60] "Principles of Plasma Discharges and Materials Processing - Michael A. Lieberman, Alan J. Lichtenberg - Google Livres." [Online]. Available: <https://books.google.fr/books?hl=fr&lr=&id=m0iOga2XE5wC&oi=fnd&pg=PR5&dq=M.+Lieberman+and+A.+Lichtenberg,+Principles+of+plasma+discharges+and+materials+processing,+Wiley,+1994&ots=Hli-M7P53E&sig=rZSMuYlv7MaFVYmTA7J7H9ZL32M#v=onepage&q=M.+Lieberman+and+A.+Lichtenberg%2C+Principles+of+plasma+discharges+and+materials+processing%2C+Wiley%2C+1994&f=false>. [Accessed: 21-Oct-2019].
- [61] L. L. Alves, "Fluid modelling of the positive column of direct-current glow discharges," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 16, no. 3, pp. 557–569, Aug. 2007.
- [62] M. U. Lee, J. Lee, J. K. Lee, and G. S. Yun, "Extended scaling and Paschen law for micro-sized radiofrequency plasma breakdown," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 26, no. 3, Feb. 2017.
- [63] F. Iza nd J.A. Hopwood, "Low-power microwave plasma source based on a microstrip split-ring resonator," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol 31, issue 4, pp. 782-787, Aug 2003.
- [64] B. Bhat and S. K. Koul, *Stripline-like transmission lines for microwave integrated circuits*. Wiley, 1989.
- [65] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 20, pp. 2059–2062, May 1987.
- [66] D. M. Atkin, T. J. Shepherd, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and P. J. Roberts, "Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 22, pp. 1941–1943, Oct. 1995.
- [67] R. F. Cregan B.J. Mangan, J.C. Knight, T.A. Birks, P. St. J. Russell, P.J. Roberts, and D.C. Allan, "Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air.," *Science*, vol. 285, no. 5433, pp. 1537–1539, Sep. 1999.

- [68] P. Danielsen, Convention of National Societies of Electrical Engineers of Western Europe., and Lasers and Electro-optics Society (Institute of Electrical and Electronics Engineers), *ECOC 2002 : 28th European Conference on Optical Communication : September 8-12, 2002, Bella Center, Copenhagen, Denmark : proceedings*. AEI--Ufficio centrale, 2002.
- [69] P. J. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. J. Mangan, D. P. Williams, L. Farr, M. W. Mason, A. Tomlinson, T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St.J. Russell., "Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres," *Opt. Express*, vol. 13, no. 1, p. 236, Jan. 2005.
- [70] F. Benabid and P. J. Roberts, "Linear and nonlinear optical properties of hollow core photonic crystal fiber," *J. Mod. Opt.*, vol. 58, no. 2, pp. 87–124, Jan. 2011.
- [71] F. Benabid, "Hollow-core photonic bandgap fibre: new light guidance for new science and technology," *Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 364, no. 1849, pp. 3439–3462, Dec. 2006.
- [72] J. von Neumann and E. P. Wigner, "Über merkwürdige diskrete Eigenwerte," in *The Collected Works of Eugene Paul Wigner*, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1993, pp. 291–293.
- [73] S. Février, F. Gérôme, A. Labruyère, B. Beaudou, G. Humbert, and J.-L. Auguste, "Ultraviolet guiding hollow-core photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 19, p. 2888, Oct. 2009.
- [74] Y. Y. Wang, N. V. Wheeler, F. Couny, P. J. Roberts, and F. Benabid, "Low loss broadband transmission in hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 5, p. 669, Mar. 2011.
- [75] B. Debord, M. Alharbi, T. Bradley, C. Fourcade-Dutin, Y.Y. Wang, L. Vincetti, F. Gérôme, and F. Benabid, "Hypocycloid-shaped hollow-core photonic crystal fiber Part I: Arc curvature effect on confinement loss," *Opt. Express*, vol. 21, no. 23, p. 28597, Nov. 2013.
- [76] M. Maurel, Matthieu Chafer, Abhilash Amsanpally, Muhammad Adnan, Foued Amrani, Benoit Debord, Luca Vincetti, Frédéric Gérôme, and Fetah Benabid, "Optimized inhibited-coupling Kagome fibers at Yb-Nd:Yag (85 dB/km) and Ti:Sa (30 dB/km) ranges," *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 7, p. 1598, Apr. 2018.
- [77] B. Debord, A. Amsanpally, M. Chafer, A. Baz, M. Maurel, J. M. Blondy, E. Hugonnot, F. Scol, L. Vincetti, F. Gérôme, and F. Benabid, "Ultralow transmission loss in inhibited-coupling guiding hollow fibers," *Optica*, vol. 4, no. 2, p. 209, Feb. 2017.
- [78] M. Chafer, Jonas H. Osório, Foued Amrani, Frédéric Delahaye, Martin Maurel, Benoît Debord, Frédéric Gérôme, and Fetah Benabid, "1-km Hollow-Core Fiber With Loss at the Silica Rayleigh Limit in the Green Spectral Region," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 31, no. 9, pp. 685–688, May 2019.
- [79] T. D. Bradley, J.R. Hayes, Y. Chen, G.T. Jasion, S.R. Sandoghchi, R. Slavik, E.N. Fokoua, S. Bawn, H. Sakr, I.A. Davidson, A. Taranta, J.P. Thomas, M.N. Petrovich, D.J. Richardson, and F. Poletti, "Record Low-Loss 1.3dB/km Data Transmitting Antiresonant Hollow Core Fibre," in *2018 European Conference on Optical Communication (ECOC)*, 2018, pp. 1–3.
- [80] S.-F. Gao, Y.-Y. Wang, W. Ding, and P. U. Wang, "Hollow-core negative-curvature fiber for UV guidance," 2018.
- [81] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, and S. Ghalmi, "Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers," *Opt. Express*, vol. 16, no. 10, p. 7233, May 2008.
- [82] B. Debord, F. Amrani, L. Vincetti, F. Gérôme, and F. Benabid, "Hollow-core fiber

technology: the rising of 'Gas Photonics,'" Feb. 2019.

- [83] F. Delahaye, M. Maurel, M. Chafer, F. Amrani, B. Debord, F. Gérôme, and F. Benabid, "Double-clad hypocycloid core-contour Kagome hollow-core photonic crystal fiber," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2018, p. JTh2A.97.
- [84] J. H. Osório, Matthieu Chafer, Benoit Debord, Fabio Giovanardi, Martin Cordier, Martin Maurel, Frederic Delahaye, Foued Amrani, Luca Vincetti, Frederic Gerome, Fetah Benabid, "Tailoring modal properties of inhibited-coupling guiding fibers by cladding modification," *Sci. Rep.*, vol. 9, no. 1, p. 1376, Dec. 2019.
- [85] F. Couny, F. Benabid, and P. S. Light, "Large-pitch kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 24, p. 3574, Dec. 2006.
- [86] M. Maurel, Frédéric Delahaye, Foued Amrani, Benoit Debord, Frédéric Gérôme, and Fetah Benabid., "2-3 μm wavelength-range low-loss inhibited-coupling hollow-core fiber," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2018, p. SF1K.2.
- [87] B. Debord, A. Amsanpally, M. Chafer, A. Baz, M. Maurel, J. M. Blondy, E. Hugonnot, F. Scol, L. Vincetti, F. Gérôme, and F. Benabid., "Ultralow transmission loss in inhibited-coupling guiding hollow fibers," 2017.
- [88] K. Wagatsuma and K. Hirokawa, "Characterization of atomic emission lines from argon, neon, and nitrogen glow discharge plasmas," *Anal. Chem.*, vol. 57, no. 14, pp. 2901–2907, Dec. 1985.
- [89] J. Lefebvre and A. Ricard, "Excitation de N₂, O₂ eH₂ en impuretés dans des décharges de gaz rares He, Ne et Ar," *Rev. Phys. Appliquée*, vol. 10, no. 3, pp. 137–142, May 1975.
- [90] K. Stapelmann, O. Kylián, B. Denis, and F. Rossi, "On the application of inductively coupled plasma discharges sustained in Ar/O₂/N₂ ternary mixture for sterilization and decontamination of medical instruments," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 41, no. 19, 2008.
- [91] P. Coche, V. Guerra, and L. L. Alves, "Microwave air plasmas in capillaries at low pressure I. Self-consistent modeling," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 49, no. 23, p. 235207, Jun. 2016.
- [92] F. Vial, Katell Gadonna, Benoît Debord, Frédéric Delahaye, Foued Amrani, Olivier Leroy, Frédéric Gérôme, and Fetah Benabid, "Generation of surface-wave microwave microplasmas in hollow-core photonic crystal fiber based on a split-ring resonator," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 10, p. 2286, May 2016.
- [93] N. Ruhnke, A. Müller, B. Eppich, M. Maiwald, B. Sumpf, G. Erbert, and G. Tränkle, "400 mW external cavity diode laser with narrowband emission at 445 nm," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 13, p. 3794, Jul. 2014.
- [94] M. Kneissl, Zhihong Yang, Mark Teepe, Cliff Knollenberg, Oliver Schmidt, Peter Kiesel, and Noble M. Johnson., "Ultraviolet semiconductor laser diodes on bulk AlN," *J. Appl. Phys.*, vol. 101, no. 12, p. 123103, Jun. 2007.
- [95] European Quantum Electronics Conference 2015 München, Optical Society of America, European Physical Society, IEEE Photonics Society, European Quantum Electronics Conference 2015.06.21-25 Munich, and EQEC 2015.06.21-25 Munich, *European Quantum Electronics Conference 21-25 June 2015, Munich, Germany*. .
- [96] "IPEX-700 Series - 10X better | LightMachinery." [Online]. Available: <https://lightmachinery.com/lasers/excimer-lasers/ipex-700/>. [Accessed: 08-Oct-2019].
- [97] G. D. Stancu, O Leroy, P Coche, K Gadonna, V Guerra, T Minea and L L Alves, "Microwave air plasmas in capillaries at low pressure II. Experimental investigation," *J.*

- Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 49, no. 43, p. 435202, Nov. 2016.
- [98] F. Iza and J. Hopwood, "Split-ring resonator microplasma: microwave model, plasma impedance and power efficiency," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 14, no. 2, pp. 397–406, May 2005.
- [99] C. Shi, Chao Lu, Claire Gu, Lei Tian, Rebecca Newhouse, Shaowei Chen, and Jin Z. Zhang., "Inner wall coated hollow core waveguide sensor based on double substrate surface enhanced Raman scattering," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 15, 2008.
- [100] C. J. Brinker, G. C. Frye, A. J. Hurd, and C. S. Ashley, "Fundamentals of sol-gel dip coating," *Thin Solid Films*, vol. 201, no. 1, pp. 97–108, Jun. 1991.
- [101] Y. Sun, Phipps J, Elson DS, Stoy H, Tinling S, Meier J, Poirier B, Chuang FS, Farwell DG, Marcu L, "Fluorescence lifetime imaging microscopy: in vivo application to diagnosis of oral carcinoma," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 13, p. 2081, Jul. 2009.
- [102] G. P. Anipsitakis and D. D. Dionysiou, "Transition metal/UV-based advanced oxidation technologies for water decontamination," *Appl. Catal. B Environ.*, vol. 54, no. 3, pp. 155–163, Dec. 2004.
- [103] A. L. Santos, N. C. M. Gomes, I. Henriques, A. Almeida, A. Correia, and Â. Cunha, "Contribution of reactive oxygen species to UV-B-induced damage in bacteria," *J. Photochem. Photobiol. B Biol.*, vol. 117, pp. 40–46, Dec. 2012.
- [104] O. Kylián and F. Rossi, "Sterilization and decontamination of medical instruments by low-pressure plasma discharges: Application of Ar/O₂/N₂ ternary mixture," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 42, no. 8, 2009.
- [105] H. Woo, S.E. Beck, L.A. Boczek, K.M. Carlson, N.E. Brinkman, K.G. Linden, O.R. Lawal, S.L. Hayes, and H. Ryu, "Efficacy of inactivation of human enteroviruses by dual-wavelength germicidal ultraviolet (UV-C) light emitting diodes (LEDs)," *Water (Switzerland)*, vol. 11, no. 6, Jun. 2019.
- [106] A. Mooradian, "Cavity controlled semiconductor lasers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 6, pp. 1318–1324, Nov. 2000.
- [107] M. G. Littman, "Single-mode operation of grazing-incidence pulsed dye laser," 1978.
- [108] D. Wiersma, "Laser physics: The smallest random laser," *Nature*, vol. 406, no. 6792, pp. 132–135, 13-Jul-2000.
- [109] D. Wang, Meng Ding, Hao-Yang Pi, Xuan Li, Fei Yang, Qing Ye, Hai-Wen Cai, and Fang Wei, "Influence of intra-cavity loss on transmission characteristics of fiber Bragg grating Fabry-Perot cavity," *Chinese Phys. B*, vol. 27, no. 2, Feb. 2018.
- [110] M. Xin, W. S. Leong, Z. Chen, and S. Y. Lan, "Transporting Long-Lived Quantum Spin Coherence in a Photonic Crystal Fiber," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, no. 16, Apr. 2019.

Listes des publications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

- F. Vial, K. Gadonna, B. Debord, F. Delahaye, F. Amrani, O. Leroy, F. Gérôme and F. Benabid, “**Generation of surface-wave microwave microplasmas in hollow-core photonic crystal fiber based on a split-ring resonator**” Optics Letters 41 (10), 2286-2289, (2016)
- F. Amrani, F. Delahaye, B. Debord, LL. Alves, F. Gérôme and F. Benabid, “**Gas mixture for deep-UV plasma emission in a hollow-core photonic crystal fiber**” Optics Letters 42 (17), 3363-3366, (2017)
- JH. Osorio, M. Chafer, B. Debord, F. Giovanardi, M. Cordier, M. Maurel, F. Delahaye, F. Amrani, L. Vincetti, F. Gérôme and F. Benabid, “**Tailoring modal properties of inhibited-coupling guiding fibers by cladding modification**”, Scientific Reports, 9 (1), 1379 (2019)
- M. Chafer, JH. Osorio, F. Amrani, F. Delahaye, M. Maurel, B. Debord, F. Gérôme and F. Benabid, « **1- km hollow-core fiber with loss at the silica Rayleigh limit in the green spectral region** », IEEE Photonics Technology Letters, 31 (1), 685-688, (2019)

Communications à des conférences internationales à comité de lecture

- F. Delahaye, F. Amrani, B. Debord, LL. Alves, F. Gérôme and F. Benabid, "**Deep-UV plasma emission in hollow-core photonic crystal fiber using gas mixture**" CLEO/Europe-EQEC, 1, (2017)
- F. Delahaye, F. Amrani, B. Debord, LL. Alves, F. Gérôme and F. Benabid, "**Tunable Deep-UV to UV radiation source in plasma-core fiber**" CLEO/US, 1, (2018)
- F. Delahaye, M. Maurel, M. Chafer, F. Amrani, B. Debord, F. Gérôme and F. Benabid, "**Double-clad hypocycloid core-contour Kagome hollow-core photonic crystal fiber**", CLEO/US, 1, (2018)
- F. Delahaye, F. Amrani, B. Debord, F. Gérôme and F. Benabid, "**Ultra-violet optical amplifier based on plasma-core PCF**", CLEO/Europe-EQEC, 1, (2019)
- F. Delahaye, F. Amrani, B. Debord, F. Gérôme and F. Benabid, "**Deep-UV extended tunable micro-plasma radiation source**", CLEO/Europe-EQEC, 1, (2019)
- F. Amrani, F. Delahaye, B. Debord, F. Gérôme and F. Benabid, "**Deep-UV plasma emission in hollow-core photonic crystal fiber**", ICTON, 1, (2017) (Invité)
- M. Maurel, M. Chafer, F. Delahaye, F. Amrani, B. Debord, F. Gérôme and F. Benabid, "**2-3 μm wavelength-range low-loss inhibited-coupling hollow-core PCF**", Components and Packaging for Laser Systems IV, 10513, 1051305, (2018)
- JH Osório, M Chafer, B Debord, F Giovanardi, M Cordier, F Delahaye, L Vincetti, F Gérôme, F Benabid, "**Mode transformation in an inhibited-coupling guiding asymmetric tubular hollow fiber**", CLEO/US, 1, (2018)
- M. Chafer, F. Delahaye, F. Amrani, B. Debord, F. Gérôme and F. Benabid, "**1 km long HC-PCF with losses at the fundamental Rayleigh scattering limit in the green wavelength range**", CLEO/US, 1, (2018) (Invité)
- M. Maurel, F. Delahaye, F. Amrani, B. debord, F. Gérôme and F. Benabid, "**2-3 μm wavelength low loss inhibited-coupling hollow-core fiber**", CLEO/US, 1, (2018)
- JH. Osorio, M. Chafer, B. Debord, F Giovanardi, M Cordier, M Maurel, F Delahaye, F Amrani, L Vincetti, F Gérôme and F Benabid, "**Core madal spatial-structuring in inhibited-coupling hollow-core fibers**" CLEO/Europe EQEC, 1, (2019)
- M. Chafer, B. Beaudou, JH. Osorio, F. Delahaye, F. Amrani, B. Debord, F. Gérôme and F Benabid, "**355 nm laser pumped hydrogen UV Raman comb**", CLEO/Europe EQEC, 1, (2019)
- M. Chafer, B. Beaudou, JH. Osorio, F. Delahaye, F. Amrani, B. Debord, F. Gérôme and F. Benabid, "**UV-DUV source based on IC-HCPCF filled with Hydrogen**" Advanced Solid State Laser, 1, (2019)
- JH. Osorio, F. Amrani, F. Delahaye, M. Chafe, M. Maurel, C. Restion, J-M. Blondy, B. Debord, F. Gérôme and F. Benabid: "**Recent advances in inhibited-coupling guiding hollow-core optical fiber**" ICTON (2019) (Invité)
- M. Chafer, B. Beaudou, JH. Osorio, F. Delahaye, F. Amrani, B. Debord, F. Gérôme and F. Benabid: "**UV-DUV source based on IC-HCPCF filled with H₂**", ASSL (2019)

- JH. Osorio, F. Amrani, F. Delahaye, M. Chafer, M. Maurel, B. Debord, F. Gérôme and F. Benabid : “ **Inhibited-coupling hollow-core optical fibers: the road for lower transmission loss and selective modal engineering**”, IMCO (2019) (Invité)
- M. Maurel, M. Chafer, F. Delahaye, F. Amrani, B. Debord, F. Gérôme and F. Benabid : “ **Scalable hollow-core pulse compressor for NIR and UV lasers** “, Photonic West (2019)

Communications à des conférences nationales à comité de lecture

- F. Delahaye, F. Amrani, B. Debord, LL. Alves, F. Gérôme et F. Benabid, « **Emission plasma UV-DUV au sein de fibre creuse** », 37èmes Journées Nationales d'Optique Guidée, Limoges, 3-6 Juillet 2017.

Brevets

- DELAHAYE, F., AMRANI, F., DEBORD, B., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Procédé et dispositif de fabrication d'une fibre creuse** » Brevet déposé le 15/03/2019 par l'Université de Limoges, le CNRS et la société GLOphotonics, n° FR2019002655F.
- OSORIO J., DELAHAYE F., FOUED A., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Fibre microstructurée avec des éléments d'attaches et leurs méthodes de réalisation** » Brevet en cours de dépôt par l'Université de Limoges, le CNRS et la société GLOphotonics.

Fibre microstructurée à cœur plasma pour la génération de radiations ultraviolettes

La génération de micro-plasmas microondes par excitation non intrusive au sein de fibres à cristal photonique (HC-PCF), a permis l'émergence d'une nouvelle plateforme émettant dans la gamme ultraviolette. Basé sur la génération d'onde de surface, les colonnes de plasmas observées sont de l'ordre 50 μm confinées à une échelle micrométrique. Ces travaux sont les prémices de nouvelles sources ultraviolettes à base de fibres creuses à cœur de plasma. Un travail d'élargissement du cœur des fibres à couplage inhibé a permis la conception de fibres avec des cœurs supérieurs à 200 μm ce qui est une première aujourd'hui. Le plasma est le seul état de la matière qui permet une émission directe dans l'UV, par un mélange de gaz ternaire d'argon, d'oxygène et d'azote judicieux, l'émission s'étend jusqu'à 200 nm. Ces deux démonstrations sont à l'origine de la réalisation d'une source plasma ultraviolette accordable avec plus de 20 raies allant de 450 nm à 200 nm. Présentant des puissances optiques de sorties de plus de 1 μW à 314 nm et 337 nm. Une dernière étude expérimentale sur l'utilisation du plasma comme milieu amplificateur optique ouvre la voie à la réalisation dans un avenir proche de sources lasers ultraviolettes portables.

Mots-clés : Fibres creuses, plasma, ultraviolet, source laser

Plasma core microstructured fiber to ultraviolet radiation generation

The generation of microwave micro-plasmas by non-intrusive excitation inside hollow-core photonic crystal fibers (HC-PCF), allowed the emergence of a new platform emitting in the ultraviolet range. Based on the surface wave generation, the observed plasma columns are of 50 μm confined to a micrometric scale. Despite a plasma temperature close to the transforming the microstructured silicat this one is not affected, preserved by a particular plasma dynamics. This work includes a study on the development of inhibited coupling fiber with an expended core (i.e., core diameter > 200 μm) with short wavelength transmission bands. These transmission bands make it possible to guide the plasma fluorescence in the ultraviolet optimized by ternary gas mixture of argon, oxygen and nitrogen. These two demonstrations are at the origin of the realization of a tunable ultraviolet plasma source with more than 20 lines ranging from 450 nm to 200 nm. With optical outputs of more than 1 μW at 314 nm and 337 nm. A final experimental study on the possibility to use the plasma as an optical amplifier medium opens the way for the realization in the near future of portable ultraviolet laser sources.

Keywords : Hollow-core fiber, plasma, ultraviolet, laser source

