



HAL
open science

Sources laser fibrées hybrides de haute puissance : Amplification et conversion de fréquences

Aurélien Benoit

► **To cite this version:**

Aurélien Benoit. Sources laser fibrées hybrides de haute puissance : Amplification et conversion de fréquences. Optique / photonique. Université de Limoges, 2015. Français. NNT : 2015LIMO0024 . tel-01172034

HAL Id: tel-01172034

<https://theses.hal.science/tel-01172034v1>

Submitted on 6 Jul 2015

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.

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Sciences et Ingénierie pour l'Information, Mathématiques

Laboratoire Xlim

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences, Photoniques et Systèmes

présentée et soutenue par

Aurélien BENOIT

le 23 avril 2015

SOURCES LASER FIBREES HYBRIDES DE HAUTE PUISSANCE : AMPLIFICATION ET CONVERSION DE FREQUENCES

Thèse dirigée par Philippe ROY et Fetah BENABID

JURY :

Président du jury

Rapporteurs

M. Géraud Bouwmans, Professeur, PhLAM, Université de Lille

M. Marc Hanna, Chargé de recherche CNRS, Institut d'Optique Graduate School

Examineurs

M. Thibault Sylvestre, Chargé de recherche CNRS, FEMTO-ST, Université de Besançon

M. Alain Barthelemy, Directeur de recherche CNRS, Xlim Université de Limoges

M. François Salin, Société Eolite Systems

M. Philippe Roy, Directeur de recherche CNRS, Xlim Université de Limoges

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

« Hâte-toi de bien vivre et songe que chaque jour est à lui seul une vie »

SENEQUE

*A ma famille
A mes proches*

Remerciements

J'aimerais tout d'abord et en premier lieu adresser mes plus sincères remerciements à François Salin. Je pense que je ne serais pas en train d'écrire ces quelques lignes si je n'avais pas croisé ta route...Merci de m'avoir donné ta confiance pour réaliser ce projet de thèse et de m'avoir intégré à Eolite...surtout pour quelqu'un qui venait de la climatologie et qui n'avait pas fait d'optique depuis quelques lustres !!

Je remercie également Philippe Roy et Fetah Benabid qui ont tous les deux accepté d'être mes directeurs de thèse. Vous m'avez entièrement fait confiance pour la gestion et l'organisation de l'ensemble de ce projet de thèse malgré vos thématiques totalement différentes. Merci à vous pour votre confiance, votre passion et pour nos discussions scientifiques ou pas...

Merci à Marc Hanna et à Geraud Bouwmans d'avoir accepté d'être mes rapporteurs et d'avoir pris le temps de lire ce manuscrit. Merci aussi à Thibault Sylvestre et à Alain Barthelemy d'avoir participé à mon jury.

Merci à l'ensemble de l'équipe d'Eolite, Pierre Jean (non il fait toujours beau aux Kergelen !!), David (et ses explications des 300 façons de faire cuire le bœuf !!!), Guillaume, Sylvie, Stéphane, Sarah, Caroline, Damien, Anthony, Geneviève, Aurélien...qui m'a toujours supporté et encouragé. Un spécial thanks tout de même à mes principaux compères. Merci à Pedro pour nos discussions à notre lac fétiche, l'apprentissage du principe du Schloum, à ton petit tapotage de table optique avec un tournevis pour modelocker ton laser et bien évidemment au son en salle de manip !!! Merci à Julien pour son soutien permanent et pour l'ensemble des moments passés à Vaucher que ce soit en tribune ou dans le jardin. Merci aussi à Damien pour tous ses conseils sur les fibres toujours distillés avec zen, patience et pédagogie. J'ai également apprécié votre constance à me nommer « Le Pessacais »...

Merci à l'ensemble de l'équipe Photonique : A Raph la Gerbille pour les rigolades et pour sa connaissance pointue des restos limougeauds!! JL pour les discussions littéraires et sur la framboise (et n'oublie pas, être comme la horde c'est avant tout être en perpétuelle mouvement !!!!)

Merci à Georges, Seb, Matthieu, Marina (mais bien sûr !!), Clémence, Stéphanie, Damien, Geoffroy. Une dédicace spéciale quand même à mes deux compères de bureau, Romain et Dia, avec qui j'ai échangé un nombre incalculable de fois sur les fibres, les modes...et aussi sur n'importe quoi !!

Merci aussi à l'ensemble du groupe GPPMM car oui deux directeurs signifient deux groupes de travail. Merci à Fred, grand Ben pour ses conseils sur le Raman et à petit Ben pour sa bonne humeur et ses fibres tout de même, Meshaal, Simon, Abhilash, Muhammad, Ekaterina, Jean Marc, Assad, Mathieu...

Merci également à Shirley Bricquet pour m'avoir supporté pendant une année en colocation (ou c'est peut-être l'inverse...) et pour sa relecture de ce manuscrit.

Ces longs mois de thèse n'auraient également jamais été possibles sans un soutien musical constant que ce soit en salle de manip ou durant la rédaction. Je n'ai malheureusement pas tous les noms en tête mais voilà juste une liste partielle pendant que j'écris ces quelques lignes : Public Enemy, les Floyd, Groundation, Stevie, Ray, Santana, Miles, Herbie, Quincy, Hisaichi, Gentleman, Gainsbourg, Bob et encore bien d'autres...

Une ultime pensée pour mon ami, le grand « Doulissime » qui nous a quittés bien trop tôt. Tu m'as tant donné et appris à une certaine époque de ma vie... Je continuerai à faire perdurer *ad vitam aeternam* ton irrévérence et ton épicurisme.

Liste des Figures

Figure 0 : Représentation non-exhaustive des différentes longueurs d'onde associées à des applications dans l'infrarouge dans différents domaines tels que la médecine, l'environnement ou le secteur militaire.....	2
Figure 1.1 : Répartition des parts de marché des applications qui utilisent des systèmes laser [Overton(2014)].....	5
Figure 1.2 : Répartition des revenus selon les quatre principaux secteurs industriels utilisant des systèmes laser entre 2011 et 2013 [Belforte(2013)].....	5
Figure 1.3 : Répartition des différents types de lasers utilisés pour différentes applications dans l'industrie en 2012 : (a) Traitement des métaux, (b) Marquage et gravure, (c) Semi-conducteur et microélectronique [Belforte(2013)].....	6
Figure 1.4 : (a) Principaux composants et (b) description du premier laser à rubis de Maiman en 1960.....	7
Figure 1.5 : (a) Représentation schématique typique d'un laser à disques avec les multiples passages sur le disque et son système de dissipation thermique en bleu [Saraceno(2012)]. (b) Vue schématique du montage expérimental type d'un laser à disques minces illustrant un module de pompe à 24 passages [Saraceno(2015)].....	8
Figure 1.6 : Représentation schématique de la structure d'une diode laser au nitrure de gallium-indium (InGaN) [Nakamura (1996)]......	9
Figure 1.7 : Bandes spectrales d'émission des principaux ions de terres rares au sein d'une matrice vitreuse de silice	11
Figure 1.8 : (a) Diagramme des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion Yb^{3+} dans la silice. (b) Efficacité classique d'un laser à fibre dopée aux ions Yb^{3+} [Zervas(2014)]......	11
Figure 1.9 : (a) Schéma de principe d'une fibre double gaine [Zervas(2014)]. (b) Coupe transversale d'une fibre double gaine représentant les indices de réfraction en son sein.....	12
Figure 1.10 : Evolution de la puissance moyenne en champ proche des lasers à fibre monomode (en régime continu et impulsionnel) depuis les 25 dernières années [Jauregui(2013)].....	13
Figure 1.11 : Représentation des records de puissances émises en 2014 pour les différents lasers à fibre dans le proche infrarouge [Zervas(2014)]. Le terme MM signifie une émission multimode et SM une émission monomode.	13
Figure 1.12 : Représentation schématique de la diffusion de Rayleigh et des deux possibilités de diffusion Raman, la diffusion Raman Stokes et la diffusion Raman antiStokes	15
Figure 1.13 : (a) Image au microscope électronique à balayage (MEB) de la première PCF air-silice [Knight(1996)]. (b) Coupe transversale d'une PCF composée d'un noyau et d'un air-clad [Limpert(2006)]......	16
Figure 1.14 : (a) Image au microscope électronique à balayage d'une Rod-Type LFP [Eidam(2011a)]. (b) Mode fondamental « piégé » dans le cœur de la fibre. (c) Fuite des modes d'ordres hauts à travers l'espace entre les trous d'air [Russell(2006)]	17
Figure 1.15 : Coupes transversales de fibres LCF à (a) une couronne de trous d'air [Dong(2006)] et (b) à deux couronnes [Gu(2013)]	18

Figure 1.16 : (a) Représentation de la première fibre CCCF avec un seul cœur hélicoïdal [Liu(2007)]. (b) Représentation schématique d'une fibre CCC Polygonale, ici octogonale. (c) Coupe transversale de la fibre CCC octogonale où chaque cœur secondaire est positionné au niveau des angles de l'octogone entourant le cœur central [Ma(2014)].....	19
Figure 1.17 : (a) Image au microscope d'une fibre de Bragg illustrant la succession des anneaux concentriques haut et bas indice. (b) Représentation schématique d'une fibre de Bragg dite pixélisée [Yehouessi(2015)].....	21
Figure 1.18 : (a) Image au MEB d'une coupe transversale d'une fibre DMF [Laurila(2013a)]. (b) Image schématique d'un élément d'une DMF ayant un trou d'air central avec un indice de réfraction n_1 , un anneau haut indice défini par n_2 et de la silice pure d'indice n_3 [Alkeskjold(2011)].....	21
Figure 1.19 : Images en champ proche de la première observation expérimentale des instabilités modales avec un mode fondamental stable avant (a) et après (b) le seuil des instabilités modales avec une transition rapide entre le mode fondamental et les HOM [Eidam(2011b)].....	23
Figure 1.20 : Evolution de l'écart type normalisé des mesures de la photodiode en fonction de la puissance de sortie. Trois régions sont distinguées : stable (I), transitoire (II) et chaotique (III) [Otto(2012)].....	24
Figure 1.21 : Exemples pour dépasser les instabilités modales : (a) Représentation du cœur de la fibre où les quatre régions en gris sont dopées aux ions Yb^{3+} et leur indice est parfaitement adapté avec la silice pure en blanc [Robin(2014)]. (b) Image au MEB de la fibre multicoeur, chaque cœur est surligné en vert [Otto(2014)].....	24
Figure 1.22 : Images au MEB d'une fibre à cristaux photoniques à cœurs creux dites (a) à bandes photoniques interdites [Benabid(2004)] et (b) à maille de Kagome [Couny(2006)].....	26
Figure 1.23 : Diagramme de densités d'états pour une fibre (a) à maille de Kagome et (b) à maille triangulaire (PBG) – En insert est présentée la géométrie de la maille fondamentale pour chaque structure [Couny(thèse)].....	27
Figure 1.24 : (a) Graphique représentant les paramètres permettant de calculer la courbure négative du cœur et le paramètre b qui la définit. (b) Evolution en fonction de b de la fraction de la puissance optique dans la silice de la gaine d'un fibre Kagome à 1 μm . (c) Spectre des pertes calculées à 1 μm pour le mode fondamental HE11 et les quatre premiers HOM [Debord(2013)].....	28
Figure 1.25 : Représentation graphique des records de pertes optiques pour les fibres à maille de Kagome et cœur hypocycloïdal représentées par les étoiles rouges comparées à l'état de l'art des fibres PBG classiques représentées par les courbes bleues et la zone grise.....	28
Figure 1.26 : Exemple d'application par un transport de puissance dans les fibres Kagome pour des applications de micro-gravure sur une feuille de verre à 1 μm [Debord(2014)].....	29
Figure 1.27 : Comparaison de l'efficacité d'interaction gaz-lumière pour deux configurations différentes : en espace libre et dans une fibre à cœur creux [Couny(thèse)].....	30
Figure 1.28: (a) Images au MEB des différentes fibres à cœur creux considérées. (b) Evolution du facteur de mérite des différentes fibres en fonction du diamètre du cœur [Alharbi(thèse)].....	31
Figure 1.29 : Représentation schématique pour la molécule de dihydrogène du diagramme des niveaux d'énergie pour les transitions vibrationnelles et rotationnelles para- H_2 et ortho- H_2 ainsi qu'une représentation de leurs spins respectifs.....	32
Figure 1.30 : (a) Gain Raman de la transition vibrationnelle (rouge) et de la transition rotationnelle (vert) en fonction de la pression à température ambiante et pompé à 1064 nm. (b) Gain Raman de la transition rotationnelle en fonction de la longueur d'onde de pompe à 298 K et pour une pression de 10 bars.....	33

Figure 1.31 : Evolution de l'énergie du Stokes et des trois différents régimes de diffusion Raman stimulée : le régime transitoire, le régime stationnaire et le régime spontané en fonction de la durée d'impulsion du laser de pompe. Evolution calculée pour une fibre HC-PCF de 15 m, de 10 μm de diamètre de cœur avec des pertes de 60 dB/km remplie de 12 bars de H_2 et pompée à 1064 nm [Couny(thèse)]	34
Figure 1.32 : Images diffractées et spectres de transmission de la génération de peignes Raman dans une fibre Kagome de 40 cm remplie de dihydrogène pour une polarisation du laser de pompe (a) linéaire ou (b) circulaire [Couny(2007a)].....	35
Figure 1.33 : (a) Montage expérimental. (b) Evolution de la puissance du faisceau laser après dispersion pour la pompe à 1064 nm et le premier Stokes à 1135 nm. (c) Spectre optique de la pompe et du premier Stokes pour diverses configurations de pression et de puissance injectée [Couny(2007b)].....	36
Figure 2.1 : Coupe de la fibre et représentation schématique du profil d'indice pour (a) la fibre LPF Air/Silice et (b) la fibre LPF à structure innovante. La zone dopée est en rouge, la silice pure en bleu foncé, les trous d'air en blanc et la silice passivement dopée en bleu clair.	40
Figure 2.2 : (a) Représentation schématique de la technique de « stack and draw » donnant un cœur partiellement dopée aux ions de terres rares. (b) Photographie acquise au MEB d'un cœur mixé et fabriqué à l'IPHT. En insert un grossissement sur la nanostructure du cœur mixé avec les ions de terres rares en blanc et le fluor en gris foncé.....	42
Figure 2.3 : Présentation des six principales étapes de la méthode Repusil pour la fabrication de préforme de silice dopée aux ions de terres rares.....	43
Figure 2.4 : (a) Profils d'indice de réfraction d'une préforme active Repusil [Langner(2011)]. (b) Démonstration expérimentale et obtention d'une pente d'efficacité quantique en configuration laser identique à celle obtenue avec des fibres CVD – Insert : Spectre d'émission [Leich(2011)]	43
Figure 2.5. (a) Fibre LPF numérisée représentant notre référence pour l'étude numérique avec la zone de gain en rouge, la gaine de silice en bleu foncé et les trous d'air en jaune. (b) Facteur de recouvrement des 300 premiers modes guidés pour la fibre LPF air/silice.....	45
Figure 2.6. Représentation des profils d'intensité simulés pour (a) les cinq modes transverses les plus compétitifs reportée dans [Limpert(2012)]. (b) ceux obtenus avec notre approche numérique avec en plus un mode d'ordre élevé dont le recouvrement avec la zone de cœur est important.....	46
Figure 2.7 : Présentation de la structure des deux fibres LPF (a) Apériodique Spirale et (b) Apériodique Totale avec le cœur dopé en rouge, la gaine passive en bleu clair et les inclusions bas indice en bleu foncé. Facteur de recouvrement du mode fondamental et du HOM le plus confiné pour des cœurs de 50 μm pour la LPF (c) apériodique Spirale et (d) apériodique Totale. Représentation de la discrimination modale des fibres LPF Apériodique Totale et Spirale en fonction (e) du diamètre de cœur à 1 μm et (f) de la longueur d'onde pour un cœur de 50 μm	47
Figure 2.8 : Images représentant les différentes étapes de fabrication de la fibre apériodique Spirale passive : (a) assemblage des cannes, (b) préforme avec le tube de maintien, (c) canne microstructurée et (d) fibre finale. Les cannes blanches sont de la silice pure et en rouge les cannes de silice dopée au Bore.	49
Figure 2.9 : Montage expérimental pour caractériser la délocalisation des modes d'ordre élevé (a) entre 400 et 1750 nm et (b) à 2 μm	49
Figure 2.10 : Image en champ proche obtenue après une longueur de propagation de 40 cm de fibre apériodique Spirale de 60 μm de cœur à des longueurs d'onde de (a) 0,85 μm , (b) 1 μm , (c) 1,2 μm et (d) 2 μm	50

Figure 2.11 : Evolution des distributions d'intensité en champ proche en sortie de la fibre aperiodique Spirale de 60 μm de dimensions de cœur et de 40 cm de longueur lors d'un déplacement transverse de la fibre d'injection pour une longueur d'onde de travail à (a) 1 μm et à (b) 2 μm	51
Figure 2.12 : (a) Schéma de principe et (b) photographie du montage expérimental de l'expérience d'interférométrie à faible cohérence optique basé sur un interféromètre de Mach Zender avec le bras de référence en rouge et la fibre testée en bleu.	52
Figure 2.13 : Traces de cohérence obtenues par interférométrie à faible cohérence optique pour la fibre aperiodique Spirale de 60 μm de diamètre de cœur avec un filtre passe bande à (a) 950 nm et à (b) 1300 nm	52
Figure 2.14 : Trace de cohérence obtenue par interférométrie à faible cohérence optique pour la fibre aperiodique Spirale de 60 μm de dimension de cœur avec un filtre passe bande à 850 nm.....	53
Figure 2.15 : Graphique représentant l'ensemble des mesures prises pour la fibre aperiodique Spirale avec différentes dimensions de cœur en fonction de la longueur d'onde d'étude. La zone verte représente la zone de propagation monomode.....	54
Figure 2.16 : (a) Image au microscope optique de la fibre aperiodique Spirale avec un diamètre de cœur de 50 μm et un Air-Clad d'environ 250 μm . Image en champ proche du comportement monomode à des longueurs d'onde de (b) 1 μm et de (c) 2 μm	54
Figure 2.17 : Distributions d'intensité en champ proche obtenue après une longueur de 40 cm de fibre aperiodique Totale de 85 μm de dimensions de cœur à des longueurs d'onde de (a) 1 μm , (b) 1,5 μm , (c) 2 μm	55
Figure 2.18 : Trace de cohérence obtenue par interférométrie à faible cohérence optique pour la fibre aperiodique Totale de 80 μm de dimension de cœur avec un filtre passe bande à 1300 nm.....	56
Figure 2.19 : Graphique représentant l'ensemble des mesures prises pour la fibre aperiodique Totale avec différentes dimensions de cœur en fonction de la longueur d'onde d'étude. La zone verte représente la zone de fonctionnement monomode. Les distributions d'intensité disposées en insert sur la figure sont positionnées au point de mesure correspondant et mises à l'échelle.	57
Figure 2.20 : Photographie de la face de sortie de la fibre de 140 μm qui est excitée par la source supercontinuum.	57
Figure 2.21 : Distributions d'intensité en champ proche obtenue après une longueur de 40 cm de fibre aperiodique Totale de 85 μm de cœur à des longueurs d'onde de (a) 500 nm, (b) 700 nm, (c) 800 nm et (d) 1 μm	58
Figure 3.1 : Représentation schématique des principales problématiques pouvant entrainer une désadaptation d'indice fatale au confinement recherché durant le procédé de fabrication.....	61
Figure 3.2 : (a) Structure de la fibre dite HFS5 avec le cœur actif en rouge, la gaine passive de silice dopée en bleu clair et les inclusions bas-indice de silice pure en bleu foncé. (b) Facteur de recouvrement du mode fondamental et du HOM le plus confiné pour un cœur de 50 μm à la longueur de d'onde de 1,03 μm	62
Figure 3.3 : Images représentant : (a) l'assemblage des cannes avec le cœur actif en rouge, la gaine passive en bleu et les inclusions de silice pure bas indice en vert, (b) la canne microstructurée et (c) la fibre finale.	63
Figure 3.4 : (a) Schéma représentant le montage expérimental du laser. (b) Courbe montrant l'évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe disponible. Profil de la distribution d'intensité en champ proche de l'émission laser pour une puissance laser moyenne émise de (c) 4,2 W, (d) de 21,4 W, (e) de 40 W et (f) de 52,2 W.	64

Figure 3.5 : (a) Image en deux dimensions représentant le profil d'indice de la fibre active HFS5 à une longueur d'onde de 980 nm. (b) Coupe transversale du profil d'indice de la fibre HFS5 centrée sur le cœur et positionnée au niveau de la ligne noire sur l'image en (a). Le rouge représente les points de mesure de l'indice de la gaine et l'orangé ceux de l'indice du cœur actif.....	65
Figure 3.6 : (a) Représentation schématique du cœur mixé avec les cannes de fluor en violet et les cannes d'ytterbium en noir. (b) Image acquise au microscope de la première étape d'étirage d'une canne de 1 mm de cœur mixé. (c) Image de la dernière étape d'une canne de cœur mixé. (d) Image de l'assemblage des cannes avec en rouge le cœur actif, la gaine passive en blanc et les inclusions bas indice en vert. (e) Canne microstructurée avec un grossissement x5 sur le cœur actif (f) Image acquise au microscope optique de la fibre active finale basée sur une structure aperiodique Totale.	66
Figure 3.7 : Image acquise au microscope optique de la fibre PCF fabriquée pour valider le matériau de cœur actif.	68
Figure 3.8 : (a) Evolution de la puissance émise à 1030 nm en fonction de la puissance de pompe couplée à 976 nm. (b) Spectre optique mesuré en sortie du système laser.	68
Figure 3.9 : Images acquises au microscope optique représentant les différentes PCF fabriquées avec une proportion d'air (a) de 0,3, (b) de 0,6, (c) de 0,75 et (d) de 0,95.....	69
Figure 3.10 : Représentation schématique de l'évolution du profil d'indice des différentes fibres PCF fabriquées avec les différents rapports d/Λ	70
Figure 3.11 : Représentation numérisée du champ électrique du mode fondamental et la différence d'indice entre la silice pure et l'indice n_{SFM} pour les différentes fibres PCF dont le rapport d/Λ est (a) de 0,3, (b) de 0,6, (c) de 0,75 et (d) de 0,95 pour un indice de la silice pure à 1,4507 à 1,03 μm	70
Figure 3.12 : Evolution du facteur de recouvrement du mode fondamental pour une dépression d'indice du cœur actif par rapport à la gaine interne pour la fibre PCF dont le rapport d/Λ est de 0,3.	71
Figure 3.13 : Profil d'indice de la fibre PCF dont le d/Λ est de 0,3 et dont les trous d'air ont été remplis de liquide haut indice. La ligne bleue représente l'indice de la silice pure, celle en rouge l'indice du cœur actif et en orange les trous d'air remplis de liquide haut indice.....	71
Figure 3.14 : (a) Image en deux dimensions représentant le profil d'indice de la fibre active basée sur une structure aperiodique Totale à la longueur d'onde de 633 nm. La ligne rouge représente la coupe de mesure. (b) Coupe du profil d'indice mesuré de la fibre correspondant à la ligne en rouge représenté en (a). Le rectangle rouge représente la zone zoomée. (c) Variation des points de mesure de la coupe du profil d'indice au sein du cœur actif correspondant au grossissement du rectangle rouge présenté en (b).....	72
Figure 3.15 : (a) Profil d'indice avec les trois zones de la gaine interne étudiée ainsi que la zone de cœur. (b) Moyenne de la différence d'indice des profils pris en compte dans les trois de gaine et la zone de gain. Vingt profils horizontaux (rouge) et verticaux (bleu) ont été pris en compte dans les zones de gaine et cent profils dans la zone de cœur.....	73
Figure 3.16 : Schéma récapitulatif des différentes contraintes associées au développement de fibres actives et les solutions proposées pour passer outre.....	74
Figure 4.1 : Représentation des domaines fréquentiels et temporels d'un signal contenant 1, 2 ou 11 composantes [Couny(thèse)]	78
Figure 4.2 : (a) Photographie montrant le peigne généré avec des impulsions femtosecondes par la modulation moléculaire [Zhi(2010)] (b) Démonstration de la synthèse d'onde par la technique de la modulation moléculaire [Chan(2011)].	79

Figure 4.3 : Description des trois régimes d'amplification de la diffusion Raman stimulée lors de l'excitation du milieu par un laser impulsif avec l'évolution de l'intensité du Stokes normalisée par rapport à la fluctuation du bruit quantique IO en fonction de la durée d'interaction normalisée. Les termes τ_1 et τ_2 délimitent les trois régimes Raman.	81
Figure 4.4 : Représentation schématique du modèle proposé pour la cohérence des différents régimes de diffusion Raman stimulée (SRS). TSM représente les modes spatio-temporels, TM les modes temporels et SM les modes spatiaux.	82
Figure 4.5 : (a) Schéma du montage expérimental basé sur un interféromètre pour prouver la cohérence entre un Stokes et de son anti-Stokes. (b) Schéma d'interférence pour chaque longueur d'onde sélectionnée et combinée. (c) Histogramme de la différence de phase entre les champs du premier anti-Stokes rotationnel et de son Stokes [Wang(2010)].	83
Figure 4.6 : (a) Schéma illustrant la simplicité du montage expérimental avec les miroirs, la lame demi onde (HWP), le cube séparateur (PBS), la lame quart d'onde (QWP), la lentille d'injection et les deux cellules de gaz (GC). (b) Photographies représentant les deux cellules d'entrée GC1 (haut) et de sortie GC2 (bas) de la PMC explicite dans le texte.	85
Figure 4.7 : (a) Spectre du laser de pompe à pleine puissance. (b) Trace d'autocorrélateur en sortie de l'oscillateur générant l'effet laser du laser de pompe avec les points de mesure en noir et le fit gaussien en rouge.	85
Figure 4.8 : (a) Photographie prise au MEB de la structure globale de la fibre Kagome utilisée. En insert, un grossissement sur le cœur hypocycloïdal de la fibre avec ses dimensions internes. (b) Courbe de transmission mesurée et normalisée pour une longueur de 3 m de fibre entre 400 et 2200 nm.	86
Figure 4.9 : Evolution de la puissance de sortie de la PMC en fonction de la puissance injectée sans gaz (courbe noir). La courbe bleue représente le pourcentage de la puissance transmise par rapport à la puissance de pompe.	87
Figure 4.10 : Photographies de la fibre et du montage expérimental lors de l'excitation à puissance maximale du gaz au sein de la fibre.	88
Figure 4.11 : Evolution de la puissance moyenne de sortie de la PMC en fonction de la puissance injectée pour une excitation linéaire ou circulaire. Evolution du taux de la transmission de puissance en fonction de la puissance injectée représentée par les courbes en pointillés.	88
Figure 4.12 : Photographie décrivant le montage expérimental du spectromètre entre 2,5 et 4,8 μm avec le détecteur PbSe, le filtre linéaire et la platine de translation. (b) Trace de la mesure détectée par le détecteur PbSe.	90
Figure 4.13 : Evolution de la puissance moyenne de sortie de la PMC à 3,9 μm en fonction de la puissance injectée pour une polarisation d'entrée linéaire (courbe noire) et circulaire (courbe rouge).	91
Figure 4.14 : (a) Faisceau diffracté en sortie de la PMC et (b) spectre optique en sortie de la PMC détecté par l'ensemble des systèmes de détection pour une polarisation circulaire du laser de pompe. Représentation similaire du faisceau (c) et du spectre optique (d) pour une excitation linéaire. Le laser de pompe est représenté en rouge, les Stokes et antiStokes vibrationnels en bleu et les rotationnels en noir. La puissance des trois lignes en pointillés est arbitraire.	92
Figure 5.1 : (a) Schéma simplifié de la structure de la bande de conduction d'un laser à cascade quantique où la transition laser se situe entre les sous bandes 2 et 3. (b) Evolution d'efficacité électro-optique des lasers à cascade quantique en fonction des années et de la température de fonctionnement [Yao(2012)].	95
Figure 5.2 : Représentation des démonstrations de puissances émises pour des lasers à fibre en fonction de la longueur d'onde [Jackson(2012)].	96

Figure 5.3 : Spectre optique normalisé en sortie de la PMC pour une pression de 24 bars de H ₂ et pour une polarisation de laser de pompe (a) circulaire et (b) linéaire.....	98
Figure 5.4 : Spectre optique normalisé en sortie de la PMC pour une pression de 10 bars de H ₂ et pour une polarisation de laser de pompe (a) circulaire et (b) linéaire.....	99
Figure 5.5 : (a) Evolution de la puissance de sortie mesurée à 1,8 μm en fonction de la puissance de pompe injectée dans la PMC. (b) Evolution de la puissance maximale de sortie mesurée à 1,8 μm en fonction de la longueur de fibre de la PMC pour une puissance de pompe maximale.	100
Figure 5.6 : Evolution de la puissance de sortie de la PMC en fonction de la puissance d'entrée sans gaz (courbe noir). La courbe bleue représente le pourcentage de la puissance transmise par rapport à la puissance de pompe.....	101
Figure 5.7 : (a) Evolution de la puissance de sortie du premier Stokes vibrationnel émettant à 1,8 μm en fonction de la puissance d'entrée du laser de pompe. In insert la distribution d'intensité en champ proche du faisceau à 1,8 μm à la puissance maximale émise. (b) Spectre optique normalisé en sortie d'une PMC de 1 m à une pression de 24 bars.	102
Figure 5.8 : (a) Evolution du nombre de photons générés à 1,8 μm en fonction du nombre de photons de pompe à 1 μm sans prendre en compte les pertes d'injection. (b) Evolution du nombre de photons générés à 1,8 μm en fonction du nombre de photons de pompe à 1 μm en prenant en compte les pertes d'injection. Les courbes bleues représentent l'efficacité quantique en déterminant le rapport du nombre de photons générés à 1,8 μm et du nombre de photon à 1 μm.	103
Figure 5.9 : Spectre normalisé du laser de pompe à pleine puissance en rouge et du premier Stokes généré à 1,8 μm.	104

Liste des Tableaux

Tableau 1.1 : Récapitulatif des principales caractéristiques intrinsèques des différents milieux à gain.....	10
Tableau 1.2 : Récapitulatif des principales fibres LMA avec leurs caractéristiques et performances respectives. CW représente le régime continu du laser et IP le régime impulsionnel.....	22
Tableau 1.3 : Tableau récapitulatif des trois principales fibres à cœur creux avec leurs principales caractéristiques respectives.....	29
Tableau 1.4 : Influence de la polarisation du laser de pompe sur le gain Raman rotationnel et la polarisation des Stokes générés [Minck(1966)]	33
Tableau 2.1 : Récapitulatif des principales caractéristiques actuelles des fibres LMA et comparaison avec notre cahier des charges.....	41

Abréviations

CCCF	Fibre à cœur hélicoïdal couplé	MTIR	Réflexion totale interne modifiée
CIFRE	Convention industrielle de formation par la recherche	ON	Ouverture numérique
CW	Régime laser continu	OPO	Oscillateur optique paramétrique
DMF	Fibre à filtrage de modes distribués	PBG	Fibre à bande interdite photonique
EEO	Efficacité électro-optique	PBS	Cube séparateur de polarisation
FOM	Facteur de mérite	PCF	Fibres à cristaux photoniques
FWM	Mélange à quatre ondes	PMC	Micro cellule photonique
HC-PCF	Fibre à cristaux photoniques à cœur creux	QWP	Lame à quart d'onde
HHG	Génération d'harmoniques élevées	S/AS	Stokes et antiStokes
HOM	Mode d'ordre haut	SBS	Diffusion Brillouin stimulée
HWP	Lame demi onde	SM	Modes spatiaux
IC	Couplage inhibé	SMF	Fibre monomode
IM	Instabilités modales	SPM	Automodulation de phase
IP	Régime laser impulsif	SRS	Diffusion Raman stimulée
IR	Infrarouge	S-SRS	Régime spontanée de la diffusion Raman stimulée
LCF	Fibre à canaux de fuite	SS-SRS	Régime stationnaire de la diffusion Raman stimulée
LPF	Fibre à large pitch	TM	Modes temporeux
LMA	Fibre à large aire modale	TSM	Modes spatio-temporeux
MEB	Microscope à balayage électronique	T-SRS	Régime transitoire de la diffusion Raman stimulée
MOPA	Amplificateur de puissance d'oscillateur maître	UV	Ultraviolet

Table des Matières

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : VERS LE DEVELOPPEMENT D'UNE SOURCE LASER FIBREE HYBRIDE DE HAUTE PUISSANCE	4
1. Introduction	5
2. Les différents milieux à gain et la fibre optique.....	6
2.1. Laser à gaz.....	6
2.2. Laser à cristaux.....	7
2.3. Laser à disque mince	7
2.4. Diode laser.....	8
2.5. Laser à fibre.....	9
2.5.1. Avantages de la fibre optique	9
2.5.2. Les lasers à fibre et les ions de terres rares.....	10
3. Les lasers à fibre de haute puissance.....	12
3.1. La montée en puissance des lasers à fibre	12
3.2. Effets non linéaires dans les fibres optiques.....	14
3.2.1. La diffusion Brillouin stimulée	14
3.2.2. La diffusion Raman stimulée.....	14
3.2.3. L'effet Kerr.....	15
3.3. Les fibres à large aire modale ou LMA (« Large Mode Area »).....	16
3.3.1. Les fibres à cristaux photoniques (PCF).....	16
3.3.2. Les fibres à large pitch dites Large Pitch Fiber (LPF).....	17
3.3.3. Les fibres à canaux de fuite dites Leakage Core Fiber (LCF).....	18
3.3.4. Les fibres à cœur hélicoïdal couplé dites Chirally Coupled Core Fiber (CCCF).....	19
3.3.5. Les fibres à bandes interdites photoniques	20
3.3.6. Les fibres à filtrage de modes dites Distributed Mode Filtering (DMF).....	21
3.4. Les instabilités modales.....	22
4. La conversion de fréquence dans les fibres à cœur creux	25
4.1. Développement et principe des fibres à cœur creux.....	25
4.2. Intérêt fondamental des fibres à cœur creux pour la conversion de fréquence.....	30
4.3. La diffusion Raman du dihydrogène dans les fibres à cœur creux.....	31
4.3.1. La molécule de dihydrogène H_2	31
4.3.2. Le gain Raman dans un milieu confiné	32
4.4. Les résultats fondateurs de la conversion de fréquence dans les fibres à cœur creux remplies de gaz.....	34
4.4.1. La génération de peigne Raman multi octaves.....	34
4.4.2. La conversion à la limite quantique vers des longueurs d'onde non conventionnelles.	35
5. Conclusion et structure du manuscrit	36
PARTIE I : SOURCE LASER DE HAUTE PUISSANCE AVEC DES FIBRES LMA ADOPTANT UNE NOUVELLE STRUCTURE INTERNE	38
CHAPITRE 2 : VALIDATION DU PRINCIPE DE DELOCALISATION DES STRUCTURES APERIODIQUES	39
1. Principe général de notre approche	40
1.1. Contexte de l'étude.....	40

1.2.	L'augmentation de l'indice de cœur par un dopage total	41
1.3.	La discrimination modale et la délocalisation des modes	44
2.	Propagation monomode dans une fibre passive à microstructure aperiodique.....	48
2.1.	La fibre aperiodique Spirale	49
2.2.	La fibre aperiodique Totale	55
3.	Conclusion.....	58
CHAPITRE 3 : FIBRE LMA ACTIVE BASEE SUR UNE MICROSTRUCTURE APERIODIQUE.....		60
1.	Développement de fibres actives toutes solides à structures aperiodiques.....	61
1.1.	Contraintes sur l'ensemble du procédé de fabrication.....	61
1.2.	Fibre active basée sur la structure HFS5	62
1.3.	Fabrication d'une fibre active aperiodique Totale.....	66
2.	Expériences menées pour comprendre le dysfonctionnement des fibres	67
2.1.	Le matériau de cœur	67
2.2.	Le profil d'indice de la fibre active	69
3.	Discussion sur l'adaptation de l'indice et perspectives	74
PARTIE II : ETAGE DE CONVERSION DE FREQUENCES DANS DES FIBRES A CŒUR CREUX REMPLIES DE GAZ		76
CHAPITRE 4 : GENERATION DE PEIGNES RAMAN A TRES LARGE BANDE SPECTRALE		77
1.	Contexte.....	78
2.	La diffusion Raman stimulée en régime transitoire.....	79
3.	La génération de peignes Raman sur plus de cinq octaves.....	84
4.	Conclusion.....	93
CHAPITRE 5 : OPTIMISATION DE LIGNES LASER DE HAUTE PUISSANCE DANS LE PEIGNE RAMAN 94		94
1.	Vers les lasers à fibre de haute puissance dans l'infrarouge proche et moyen.....	95
2.	Possibilité et flexibilité de sélection de lignes laser dans le peigne à large bande	97
3.	Optimisation efficace et proche de la limite quantique d'une seule ligne laser de haute puissance	99
4.	Conclusion.....	105
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....		106
BIBLIOGRAPHIE.....		108
CONTRIBUTIONS SCIENTIFIQUES.....		117

Introduction

Depuis la validation expérimentale des théories d'Albert Einstein en 1960 par Théodore Maiman, le laser n'a eu de cesse de s'approprier de nouveaux domaines d'applications. De nos jours, il est devenu omniprésent dans nombre d'objets de la vie quotidienne : du lecteur Blu-Ray au lecteur de code barre, du pointeur laser aux phares de voitures et des imprimantes au secteur industriel avec par exemple l'explosion récente du marché de la microélectronique grand public (ordinateur, téléphone et tablette). Depuis plusieurs années, les lasers basés sur la technologie des fibres optiques sont devenus un acteur majeur de cet imposant secteur d'activité grâce aux bénéfices inhérents fournis par la fibre optique. Les recherches sur cette technologie ont permis de diversifier de façon importante les longueurs d'onde d'émissions des lasers à fibre dans tous les régimes de fonctionnement (continu, impulsionnel, de la nanoseconde au femtoseconde).

La société Eolite Systems développe depuis des années des sources laser fibrées impulsionnelles en régime nanoseconde et picoseconde de haute puissance pour différentes applications comme le micro usinage et la découpe de matériaux durs et de verre. Le cœur technologique des produits de cette entreprise est basé sur des fibres rigides à large aire modale (LMA). Ces fibres dopées aux ions de terres rares Ytterbium permettent de faire partie des technologies majeures pour les émissions de forte puissance à une longueur d'onde de 1 μm . Ces sources de fortes puissances émettant dans l'infrarouge proche offrent également la possibilité d'une conversion de fréquence vers le visible et l'ultraviolet pour l'éclairage ou le diagnostic de composants électroniques.

Dans le cadre de cette thèse CIFRE en partenariat avec la société pessacaise Eolite Systems, nous avons mis en place le projet ambitieux de développer de nouvelles sources laser hybrides entièrement basées sur la technologie fibrée comprenant un étage d'amplification et un module de conversion de fréquence. Ces sources laser ont pour but d'avoir la possibilité de générer des émissions de fortes puissances dans l'infrarouge proche et moyen. Ce projet comprend donc deux principaux objectifs sur ces deux étages composant ce laser hybride.

Dans un premier temps, nous nous focaliserons sur la partie amplificatrice basée sur la technologie des fibres dites à large aire modale. Actuellement, ces fibres présentent une limitation physique et technologique dans leur dynamique de montée en puissance des émissions laser. Dans cette partie concernant l'amplification du signal laser, nous nous concentrerons sur ce réel défi technologique afin d'outrepasser cette limitation. Cet aspect présente une forte orientation industrielle comprenant des intérêts concrets tels que les coûts de fabrication, la compacité des futurs lasers à fibre de haute puissance, l'efficacité ou le filtrage spatial.

Le développement d'un étage de conversion de fréquences efficace basé sur les fibres optiques marque par contre une étape majeure dans la diversification des domaines spectraux couverts par ces sources laser fibrées. Ce module de conversion de fréquence devrait permettre d'étendre de façon significative les émissions des lasers à fibre en dehors des bandes d'émission des ions de terres rares. Ce projet de thèse s'oriente également, avec une forte volonté vers des émissions de forte puissance dans l'infrarouge proche et moyen peu couvert par l'ensemble des technologies lasers. En effet, ce domaine spectral au-delà de $2,5 \mu\text{m}$, représente un intérêt particulièrement fort pour les lasers de haute puissance en raison des nombreuses applications possibles. Ce domaine spectral abrite les principaux pics d'absorption de l'ensemble des molécules constituant le vivant. L'émission de laser de haute puissance à ces longueurs d'onde serait une étape importante pour interagir avec l'ensemble de ces molécules et développerait des applications dans divers secteurs d'activité tels que la médecine (chirurgie en ophtalmologie ou cancérologie), l'environnement (pollution de l'air ou climatologie) ou encore le domaine militaire (bande de transmission de l'atmosphère : 3-5 et 8-12 μm). La figure 0 présente de manière non-exhaustive les longueurs d'onde associées à d'éventuelles applications dans ces différents secteurs d'activités.

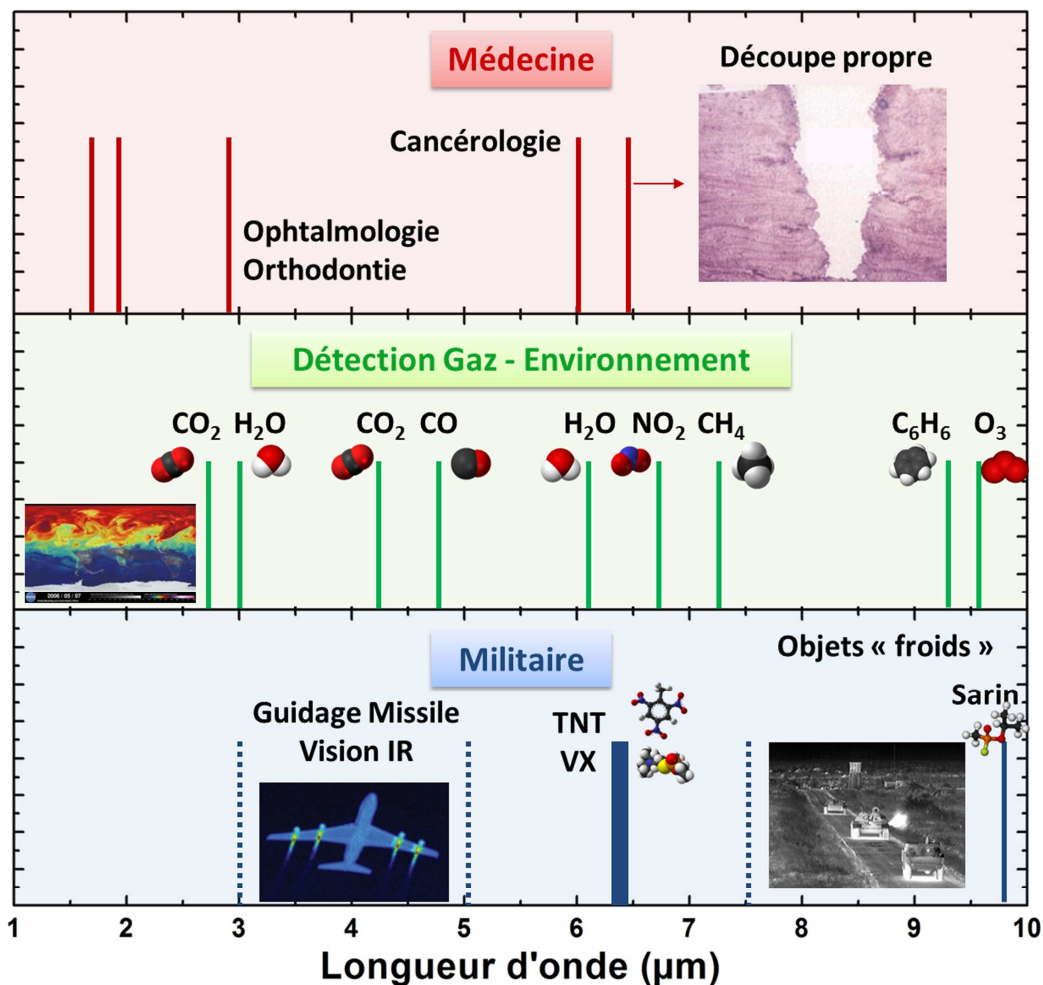


Figure 0 : Représentation non-exhaustive des différentes longueurs d'onde associées à des applications dans l'infrarouge dans différents domaines tels que la médecine, l'environnement ou le secteur militaire.

Dans ce manuscrit le premier chapitre viendra présenter un état de l'art des possibilités actuelles afin de réaliser une source laser fibrée comprenant l'amplification et la conversion de fréquence d'un faisceau laser. Nous présenterons en premier lieu les avantages intrinsèques de la fibre optique par rapport aux autres technologies. Nous nous focaliserons ensuite sur les différentes fibres à large aire modale, leurs performances ainsi que leurs limites actuelles. Pour le module de conversion de fréquence, nous utiliserons des fibres à cristaux photoniques à cœur creux à maille de Kagome dont la forme du cœur est basée sur une courbure négative. Nous exposerons le principe et les résultats fondateurs de ces fibres Kagome et nous montrerons leur potentiel à devenir un étage de conversion efficace lorsqu'elles sont remplies de gaz "Raman non linéaire".

Ce manuscrit de thèse couvrira ensuite l'amplification et la conversion de fréquence de la source laser hybride de haute puissance en deux parties distinctes composées chacune de deux chapitres. La partie amplificatrice décrira notre approche pour surpasser les limitations de la montée en puissance des lasers à fibre ainsi que les premières fabrications de fibres optiques à grande dimension de cœur basées sur cette approche innovante. Dans la seconde partie, nous étudierons les possibilités offertes par une fibre à cœur creux remplie de gaz à émettre des peignes Raman à large bande spectrale, notamment dans l'infrarouge ainsi que la flexibilité de cet étage de conversion de fréquence.

CHAPITRE 1 : VERS LE DEVELOPPEMENT D'UNE SOURCE LASER FIBREE HYBRIDE DE HAUTE PUISSANCE

Ce premier chapitre présente un état des lieux succinct sur le marché des lasers en général et sur les différents types de milieu à gain laser. Cela permettra de mettre en évidence le bénéfice de la technologie fibrée. Nous nous focaliserons ensuite sur l'état de l'art des deux parties de ces travaux de thèse. Nous verrons en premier le développement de fibres et de lasers à fibre de haute puissance ainsi que leurs principales limites actuelles, en particulier les instabilités modales. Ensuite, nous aborderons l'émergence récente des fibres à cristaux photoniques à cœur creux et leur capacité à devenir un étage de conversion de fréquences efficace en les remplissant de gaz Raman.

1. Introduction

Le principe du laser, acronyme anglais de : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (amplification de la lumière par émission stimulée) a été théorisé en 1917 par Albert Einstein [Einstein(1917)]. Ce n'est que 43 ans plus tard, en 1960, que Theodore Maiman effectue la première démonstration d'un effet laser avec un cristal de rubis [Maiman(1960)]. Depuis cette date au milieu du XX^{ème} siècle, les lasers ont été intensément étudiés et développés afin de répondre aujourd'hui aux besoins de nombreuses applications. La figure 1.1 représente la part des principales applications des systèmes laser en 2013.

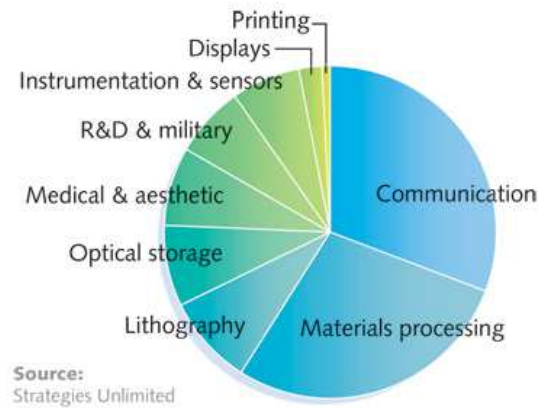


Figure 1.1 : Répartition des parts de marché des applications qui utilisent des systèmes laser [Overton(2014)]

Cette répartition concerne un marché d'environ 8,8 milliards de dollars à travers le monde en 2013 [Overton(2014)]. Ce marché englobe l'ensemble des ventes de lasers dans différents secteurs comme l'industrie, la médecine, la recherche ou le militaire. Si l'on se place d'un point de vue uniquement industriel, le marché le plus important est celui du traitement des métaux. La figure 1.2 représente l'évolution des quatre principaux marchés de l'industrie du laser entre 2011 et 2013.

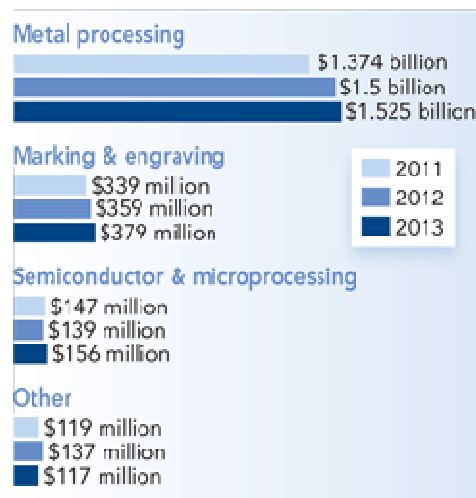


Figure 1.2 : Répartition des revenus selon les quatre principaux secteurs industriels utilisant des systèmes laser entre 2011 et 2013 [Belforte(2013)]

On constate une évolution sensible des recettes laser sur les trois principales applications des systèmes laser dans le milieu industriel. Néanmoins, ces différentes applications ne demandent pas les mêmes spécifications optiques et techniques aux lasers qu'elles utilisent. La figure 1.3 présente les types de lasers leaders pour chaque application industrielle.

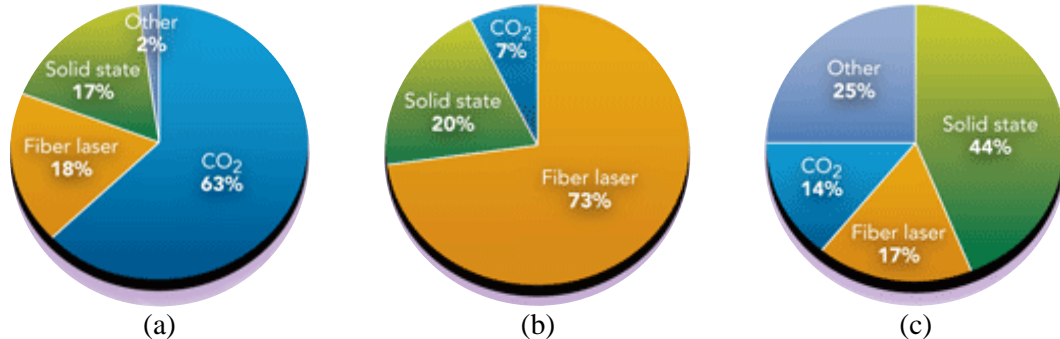


Figure 1.3 : Répartition des différents types de lasers utilisés pour différentes applications dans l'industrie en 2012 : (a) Traitement des métaux, (b) Marquage et gravure, (c) Semi-conducteur et microélectronique [Belforte(2013)]

Le traitement des matériaux comme la soudure ou la découpe demandent surtout de forte puissance mais sans un besoin extrême de qualité de faisceau. Les lasers CO₂ répondent parfaitement à ces spécifications et restent incontestablement les lasers les plus utilisés dans ce secteur d'activité. De la même manière, les lasers à fibre occupent quasiment les trois-quarts du marché pour le marquage et la gravure car ce secteur d'activité demande moins de puissance mais une excellente qualité de faisceau. Ces fortes différences sont dues aux spécifications optiques et techniques intrinsèques du milieu à gain de chaque système laser. Afin de mieux appréhender les spécifications propres de chaque laser et les avantages intrinsèques de la fibre optique, nous allons maintenant voir succinctement les différents types de milieu à gain.

2. Les différents milieux à gain et la fibre optique

2.1. Laser à gaz

Le premier laser à gaz était un laser Hélium Néon (He-Ne) mis au point pour la première fois en 1961 par Ali Javan et William R. Bennett [Javan(1961)]. Le milieu à gain est un gaz qui, ionisé par une forte décharge de courant électrique, fait office d'amplificateur optique. Suite à cette démonstration, deux autres gaz ont principalement été utilisés comme milieu à gain : l'argon (Ar) et le dioxyde de carbone (CO₂). Le laser à Argon a été pendant longtemps la principale source laser dans le visible (514 et 488 nm) et dans l'ultraviolet (364 nm). Il est maintenant concurrencé par les lasers à diode ou les lasers à fibre qui présentent de meilleures qualités de faisceau. Le laser CO₂, qui émet dans l'infrarouge moyen entre 9,6 et 10,6 μm possède encore une place prépondérante dans le monde des lasers. En effet ce laser est toujours le leader pour toutes les applications de traitement des métaux, comme le montre la figure 1.3(a) [Overton(2014)], grâce à sa capacité à délivrer de forte puissance.

Toutefois, l'efficacité électro-optique (EEO) de ces lasers, qui peut être définie comme le ratio entre la puissance optique de sortie et la puissance électrique initiale apportée, ne dépasse pas 15 % pour ces lasers à cause de la forte consommation du système de pompage optique.

2.2. Laser à cristaux

La première démonstration expérimentale d'un effet laser a été effectuée avec pour milieu à gain un cristal de rubis (c'est le Chrome qui donne cette teinte rose au cristal). La figure 1.4 présente d'ailleurs un schéma et les principaux composants de ce laser à rubis développé par Maiman en 1960.

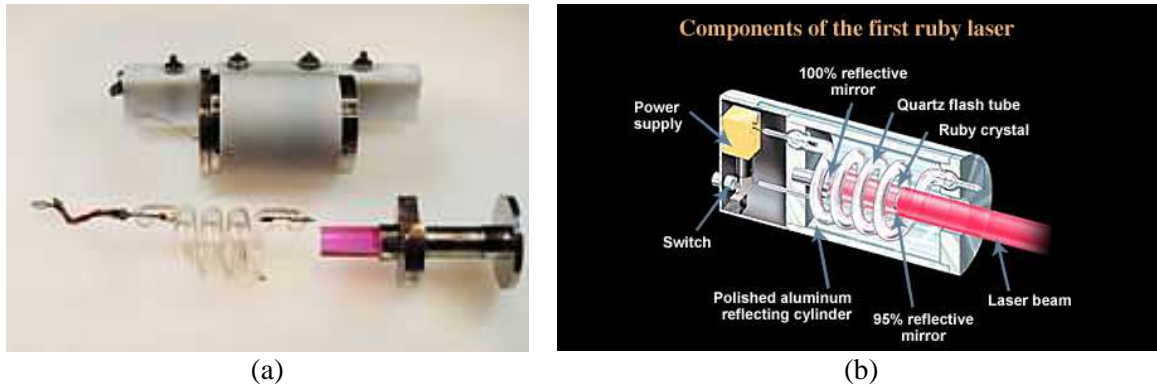


Figure 1.4 : (a) Principaux composants et (b) description du premier laser à rubis de Maiman en 1960

D'autres cristaux ont rapidement été utilisés comme le fluorure de calcium dopé à l'Uranium [Sorokin(1960)] ou encore le célèbre Nd:YAG [Geusic(1964)]. De nos jours, les lasers à cristaux les plus utilisés et répandus sont les lasers Nd:YAG (Néodyme:Yttrium-Aluminium-Garnet) et les lasers Titane-Saphire (Ti-Sa) avec des émissions laser dont la puissance crête peut atteindre l'ordre du PétaWatt [Simon-Boisson(2014)]. Cependant, malgré leur capacité à émettre des faisceaux laser de forte puissance ou des impulsions énergétiques, les lasers à cristaux présentent également plusieurs inconvénients. En effet la propagation du faisceau laser se fait dans l'air et sans guide particulier au sein de la cavité laser. Les vibrations mécaniques et les effets thermiques sur les différentes optiques impactent fortement l'alignement de la cavité laser et provoque un désalignement de celle-ci dans le temps. De plus, la gestion de la qualité du faisceau est problématique. La faible dissipation thermique peut conduire à l'apparition de « lentilles thermiques » qui modifient de manière significative la qualité du faisceau par une augmentation locale non souhaitée de l'indice de réfraction sous l'action de la puissance de pompage lors du fonctionnement laser. Afin de passer outre ces problématiques thermiques, de nouveaux lasers solides à cristaux ont été développés, les lasers à disque mince.

2.3. Laser à disque mince

Afin de surpasser la problématique thermique des lasers à cristaux, le design du milieu à gain a été remodelé pour augmenter la surface d'interaction avec le système d'asservissement en température. Initialement nommés miroirs actifs (« active mirror ») car le milieu de gain est un cristal revêtu sur une face pour refléter totalement la lumière incidente, les lasers à disque mince ont été développés

pour la première fois en 1981 [Abate(1981)]. C'est réellement à partir de 1994, avec les recherches de Giesen et *al.*, que ces types de lasers ont pris leur essor [Giesen(1994)]. L'utilisation de disques fins a donc permis de limiter les problèmes thermiques liés à l'utilisation de cristaux mais complique fortement la structure du laser comme on peut le voir sur la figure 1.5.

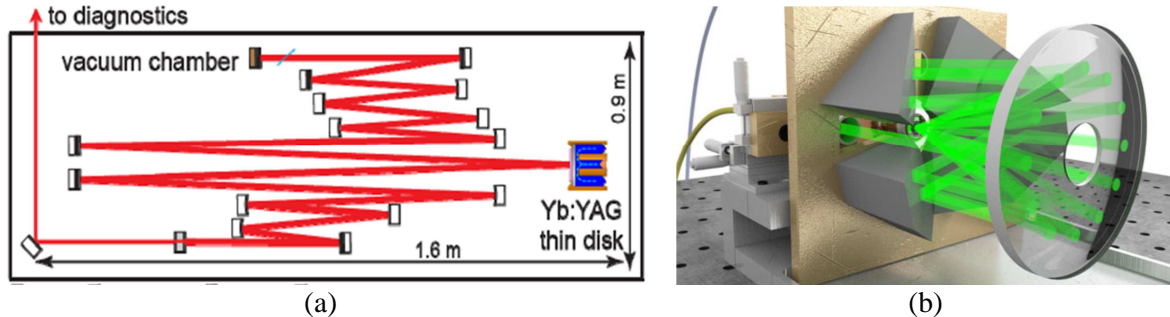


Figure 1.5 : (a) Représentation schématique typique d'un laser à disques avec les multiples passages sur le disque et son système de dissipation thermique en bleu [Saraceno(2012)]. (b) Vue schématique du montage expérimental type d'un laser à disques minces illustrant un module de pompe à 24 passages [Saraceno(2015)]

Cette meilleure gestion des effets thermiques a permis la montée en puissance des lasers à disques. Ils ont démontré leur capacité à générer de forte puissance moyenne en délivrant 16 kW en régime continu [Giesen(2013)]. En régime impulsionnel, les records de puissance moyenne s'établissent à 141 W dans l'air ambiant [Baer(2010)], et à 275 W dans un environnement sous vide avec des impulsions femtosecondes [Saraceno(2012)].

2.4. Diode laser

Les diodes laser sont basées sur le principe de la jonction p-n à l'instar des semi-conducteurs. La première démonstration d'une émission laser par une diode laser a été faite en 1962 par Hall et *al.* avec une jonction GaAs (Gallium-Arsenic) [Hall(1962)]. L'intérêt pour cette technologie a entraîné une forte recherche afin de diversifier au maximum les longueurs d'onde d'émission laser et satisfaire ainsi de nombreuses applications industrielles (comme par exemple l'évolution des diodes laser pour les lecteurs CD, DVD et Blu-Ray). Cependant, cette diversification des longueurs d'onde a présenté un réel défi technologique avec l'intronisation de nouveaux éléments chimiques et cela a d'ailleurs été mis en valeur par l'obtention du prix Nobel 2014 [Nakamura(1994)], [Nobel Prize(2014)] pour l'émission des diodes laser à de courtes longueurs d'onde. La figure 1.6 montre une représentation schématique de la structure d'une diode laser InGaN (Indium-Gallium-Azote ou Nitrure de gallium-indium).

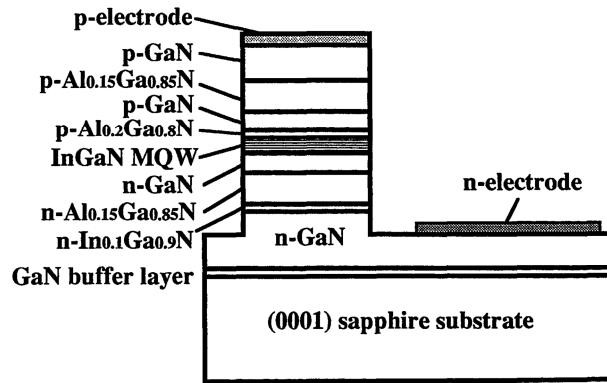


Figure 1.6 : Représentation schématique de la structure d'une diode laser au nitride de gallium-indium (InGaN) [Nakamura (1996)].

La rupture technologique provoquée par l'avènement des lasers à semi-conducteur a permis la réalisation de lasers plus efficaces et moins coûteux grâce à une augmentation importante de l'efficacité de pompage. De nos jours, les diodes laser sont la principale source de pompage pour la plupart des milieux à gain. Cependant l'un des principaux inconvénients des diodes laser reste leur qualité de faisceau. En effet, à faible puissance, une émission monomode est possible mais celle-ci devient fortement multimode et divergente lors de la montée en puissance des diodes laser.

2.5. Laser à fibre

2.5.1. Avantages de la fibre optique

Le principe de la propagation d'une onde au sein d'un guide a été démontré en 1862 par Colladon par le confinement d'une source lumineuse à l'intérieur d'un filet d'eau tombant d'un réservoir [Colladon(1860)]. Il a fallu attendre un siècle pour que la fibre optique soit utilisée comme amplificateur optique. En effet, C. J. Koestler présente en 1964 le premier amplificateur optique basé sur une fibre optique dopée aux ions Néodyme [Koestler(1964)]. Malheureusement, à l'époque, les fibres optiques présentaient trop de perte linéique et ne permettaient pas la réalisation de lasers performants. C'est véritablement aux alentours des années 1980 avec l'avènement de l'industrie des télécoms que les lasers à fibre prennent leur essor et ouvrent la voie à de nombreuses applications. En effet, D. Payne [Payne(1987)] et E. Desurvire [Desurvire(1987)] ont développé parallèlement un amplificateur fibré dopé aux ions Erbium ayant de faibles pertes optiques et émettant dans la troisième fenêtre télécom (1530 – 1605 nm). Parallèlement, l'émergence des diodes laser a permis également d'améliorer de façon notable le pompage des milieux actifs. Les lasers à fibre ont aussi profité de ces développements avec une efficacité du système laser qui s'est accrue. Le développement des lasers à fibre et leurs émissions spectrales seront approfondis dans le prochain paragraphe. Outre ces spécifications, les lasers à fibre présentent de réels avantages : un faisceau de qualité inhérent au milieu, une importante fiabilité car il y a peu d'optique pour acheminer le faisceau, une bonne

dissipation thermique due à la longueur de la fibre et une faible maintenance. Le tableau 1.1 résume de façon non-exhaustive les spécifications intrinsèques de chaque milieu à gain présenté précédemment.

Tableau 1.1 : Récapitulatif des principales caractéristiques intrinsèques des différents milieux à gain

	Qualité de faisceau	Efficacité électro-optique	Dissipation thermique	Acheminement Faisceau	Maintenance
<i>Gaz</i>	+	10 %	+	Externe	--
<i>Cristaux</i>	-	10-20 %	--	Externe	--
<i>Disque</i>	+	15-25 %	++	Externe	--
<i>Diode</i>	--	>20 %	++	Externe	++
<i>Fibre</i>	++	>30 %	++	Inhérent à la fibre	++

Ce tableau montre clairement le bénéfice que les lasers à fibre peuvent avoir sur les autres types de milieu à gain aussi bien au niveau de leur efficacité, de leur maintenance que de leur qualité et acheminement de faisceau. D'un point de vue industriel, on pourrait aussi ajouter que leur temps de vie est supérieur aux autres milieux à gain et qu'il est en fait principalement limité par le temps de vie des diodes de pompe.

2.5.2. Les lasers à fibre et les ions de terres rares

L'avènement des lasers à fibre s'est réellement produit durant les années 1980 et 1990 avec l'impulsion et l'explosion du marché des télécoms et les premiers lasers et amplificateurs basés sur la fibre optique. Les ions de terres rares erbium Er^{3+} furent les premières terres rares utilisées dans les fibres télécoms pour leur bande d'émission dans la troisième fenêtre télécom (1530 – 1605 nm). Les terres rares sont des éléments métalliques faisant partis de la famille des Lanthanides et sont les principaux dopants et éléments actifs des fibres optiques. Ils sont généralement insérés au sein de la matrice vitreuse d'une fibre optique par la technique dite MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) [Nagel(1982)]. Un certain nombre de terres rares ont été incorporées avec succès dans les fibres optiques afin de développer des systèmes laser. Il s'agit pour l'essentiel des ions Nd^{3+} , Er^{3+} , $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, Yb^{3+} , Tm^{3+} et Ho^{3+} . Chacun de ces métaux au sein de la matrice vitreuse amorphe possède des bandes spectrales d'absorption et d'émission qui leur sont propres. La figure 1.7 présente les bandes spectrales d'émission de ces principaux ions de terres rares. On notera que nous parlons ici uniquement des fibres optiques basées sur de la silice et non des possibilités que peuvent offrir les verres fluorés plus fragiles et difficiles à utiliser.

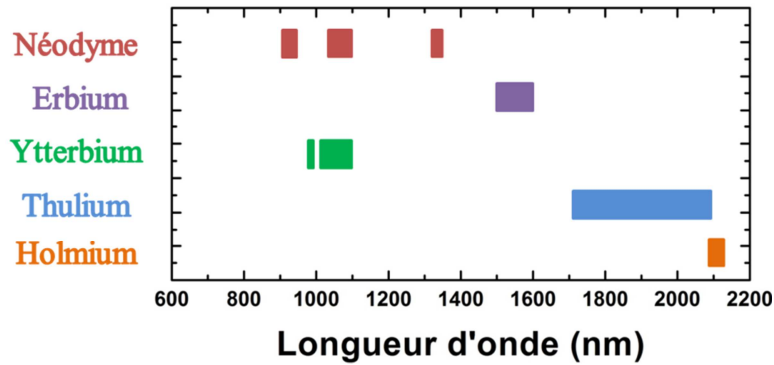


Figure 1.7 : Bandes spectrales d'émission des principaux ions de terres rares au sein d'une matrice vitreuse de silice

A la suite des difficultés rencontrées par le marché des télécoms au début des années 2000, le marché des lasers à fibre s'est diversifié afin de répondre à de nouvelles applications. La montée en puissance des lasers à fibre était alors un impératif pour répondre aux besoins non télécoms. Dans l'ensemble des ions de terres rares, le leader incontesté depuis une dizaine d'années pour les lasers à fibre de puissance est l'ion Ytterbium Yb^{3+} . Cet ion a réussi à s'imposer pour deux raisons fondamentales. La première est son faible défaut quantique [Pask(1995)], ce qui permet d'obtenir une forte efficacité et par conséquent un faible échauffement thermique pour les applications de haute puissance. La seconde est l'important pic d'absorption de cet ion à la longueur d'onde de 976 nm [Paschotta(1997)] comme le montre la figure 1.8(a). A titre comparatif, la section efficace d'absorption de l'ion ytterbium à 976 nm est dix fois supérieure à celui de l'ion erbium à la même longueur d'onde. La figure 1.8(b) représente l'efficacité optico-optique typique d'un laser à fibre dopée aux ions Yb^{3+} avec les différentes pertes associées.

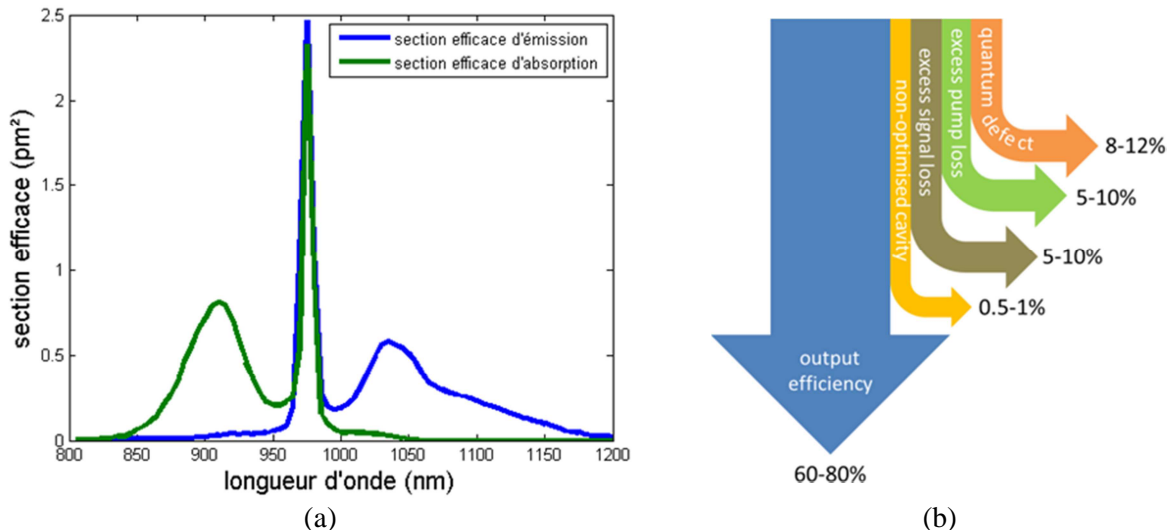


Figure 1.8 : (a) Diagramme des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion Yb^{3+} dans la silice. (b) Efficacité classique d'un laser à fibre dopée aux ions Yb^{3+} [Zervas(2014)].

La prochaine section de ce manuscrit portera sur la montée en puissance des lasers à fibre avec un intérêt accru pour les différentes fibres optiques qui ont permis ce développement. On se focalisera

aussi particulièrement sur la principale limite actuelle de la montée en puissance des lasers à fibre, les instabilités modales.

3. Les lasers à fibre de haute puissance

3.1. La montée en puissance des lasers à fibre

En une vingtaine d'années, les lasers à fibre sont devenus une technologie laser éprouvée car ils peuvent associer une puissance moyenne conséquente et une très bonne qualité de faisceau. Ces caractéristiques sont demandées pour de multiples applications dans l'industrie, le militaire ou pour la recherche. L'essor des lasers à fibre s'est réellement produit en 1988 avec la démonstration des fibres à double gaine [Snitzer(1988)], schématisées en figure 1.9.

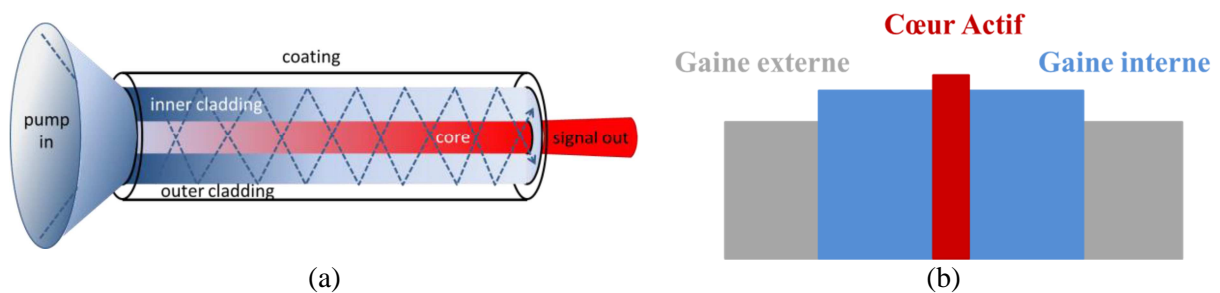


Figure 1.9 : (a) Schéma de principe d'une fibre double gaine [Zervas(2014)]. (b) Coupe transversale d'une fibre double gaine représentant les indices de réfraction en son sein.

Ce concept implique le développement d'une gaine interne autour du cœur actif dont l'indice de réfraction est plus faible que celui du cœur de sorte que la gaine interne puisse guider un signal lumineux.

Les grands diamètres de ces gaines internes (centaines de micromètres) associés à d'importantes ouvertures numériques permettent de coupler au sein de ces fibres optiques des émissions de diodes laser de forte puissance avec une faible qualité de faisceau. Ce faisceau de pompe est absorbé peu à peu le long de la fibre par le cœur actif et le signal produit est efficacement confiné dans le cœur de la fibre optique. Ce design a aussi permis aux lasers à fibre d'atteindre une bonne efficacité « pompe/signal ». Depuis la démonstration de ce principe de fibre à double gaine, la puissance émise des lasers à fibre n'a pas cessé d'augmenter aussi bien en régime continu qu'en régime impulsionnel comme le montre la figure 1.10. La fibre agit alors comme un convertisseur de longueur d'onde entre la bande d'absorption et d'émission de l'ion de terres rares et comme un convertisseur de brillance par un changement de la puissance en fonction de l'angle solide (W/str).

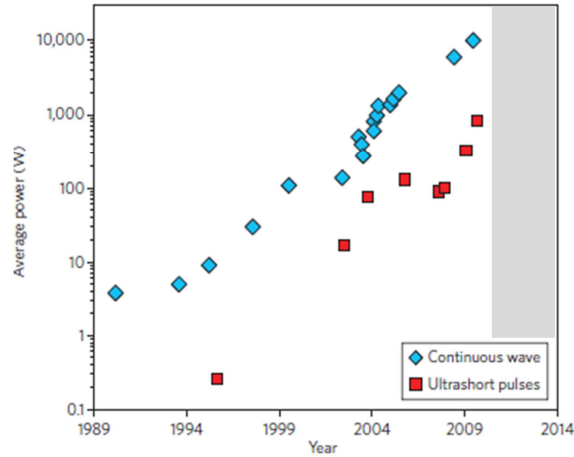


Figure 1.10 : Evolution de la puissance moyenne en champ proche des lasers à fibre monomode (en régime continu et impulsionnel) depuis les 25 dernières années [Jauregui(2013)]

La montée en puissance est exponentielle depuis une vingtaine d'années. Les lasers à fibre émettent maintenant de très fortes puissances, que ce soit les 10 kW émis en régime continu (CW) [O'Connor(2009)] ou encore une puissance crête de l'ordre de la dizaine de GW en régime impulsionnel (IP) femtoseconde [Rothhardt(2014)]. Les lasers à fibre dopée aux ions Yb^{3+} sont incontestablement les leaders des lasers à fibre de haute puissance. Cependant, depuis quelques années, la recherche et l'industrie se focalisent aussi sur d'autres ions de terres rares tels que le Thulium ou l'Holmium car ils possèdent des bandes d'émission se situant dans l'infrarouge, autour de $2 \mu\text{m}$.

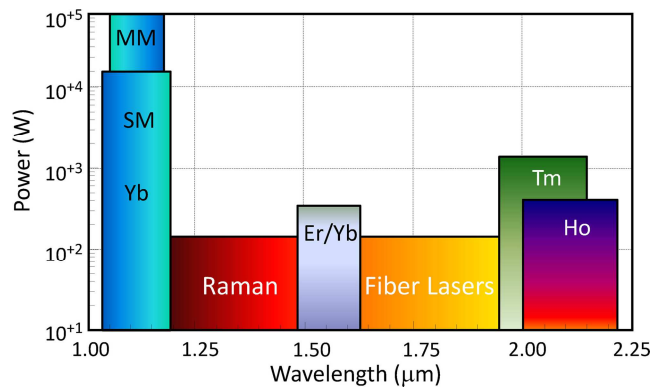


Figure 1.11 : Représentation des records de puissances émises en 2014 pour les différents lasers à fibre dans le proche infrarouge [Zervas(2014)]. Le terme MM signifie une émission multimode et SM une émission monomode.

La figure 1.11 nous montre de façon explicite le leadership des lasers à fibre dopée aux ions Yb^{3+} au niveau des puissances émises, avec environ un ordre de grandeur de différence par rapport à son principal « poursuivant », le Thulium. La recherche se focalise particulièrement sur ce domaine de longueur d'onde, autour de $2 \mu\text{m}$, car les applications laser sont nombreuses en médecine, environnement ou sur le plan militaire avec notamment le pompage d'un oscillateur optique paramétrique (OPO) pour couvrir le domaine de l'infrarouge moyen entre 2 et $14 \mu\text{m}$. Durant ces deux

décennies de montée en puissance des lasers à fibre, certains effets non linéaires non désirés ont dû être surpassés.

3.2. Effets non linéaires dans les fibres optiques

Le confinement de la lumière dans un milieu à gain de faible section et sur une grande longueur présente un avantage indéniable en terme de gain et d'efficacité laser. Cependant, la montée en puissance des lasers et amplificateurs à fibre optique fut limitée par l'apparition d'effets non linéaires au sein de la fibre susceptible de dégrader ou de perturber l'émission laser.

3.2.1. La diffusion Brillouin stimulée

La diffusion Brillouin a été découverte par Léon Brillouin en 1914 [Brillouin(1914)]. Ce phénomène résulte de l'interaction entre une onde lumineuse et la matière dans laquelle elle se propage. L'onde lumineuse crée en se propageant une onde acoustique qui se propage dans le guide. Elle perçoit donc un réseau acoustique du fait de la grande différence de vitesse de propagation et c'est ce réseau qui rétrodiffuse des photons avec un effet doppler. Ce couplage entre les champs optiques et une onde acoustique se produit par électrostriction et cela entraîne un décalage fréquentiel de l'onde incidente. Ce décalage fréquentiel dépend de la composition du milieu et il est typiquement de 10 GHz dans la silice à 1 μm . L'expression 1.1 définit le seuil Brillouin et dépend de la largeur spectrale de l'onde incidente [Smith(1972)] :

$$P_B = \frac{21.A_{eff}}{G_B(\Delta\nu).L} \quad (1.1)$$

où A_{eff} est l'aire effective modale de la fibre, L la longueur de la fibre et $G_B(\Delta\nu)$ le coefficient de gain Brillouin dépendant de la largeur spectrale. Globalement, l'effet Brillouin ne présente pas de problème pour les lasers à fibre si la fibre possède un cœur large ou une faible longueur et si le laser incident possède un spectre large.

3.2.2. La diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman stimulée (SRS) a été découverte par Chandrashekhara Venkata Râman en 1928 [Nobel Prize(1930)]. Ce phénomène est la résultante d'une interaction inélastique d'un photon avec un milieu. Cette interaction implique un transfert d'énergie entre le photon incident et une molécule constituant le milieu via un processus d'absorption et d'émission, qui est caractéristique de ce même milieu. On distingue deux cas de diffusion Raman présentés en figure 1.12 : l'émission d'une longueur d'onde supérieure à celle du photon incident, appelée longueur d'onde Stokes entraînant une diminution énergétique du photon, et inversement pour la longueur d'onde antiStokes.

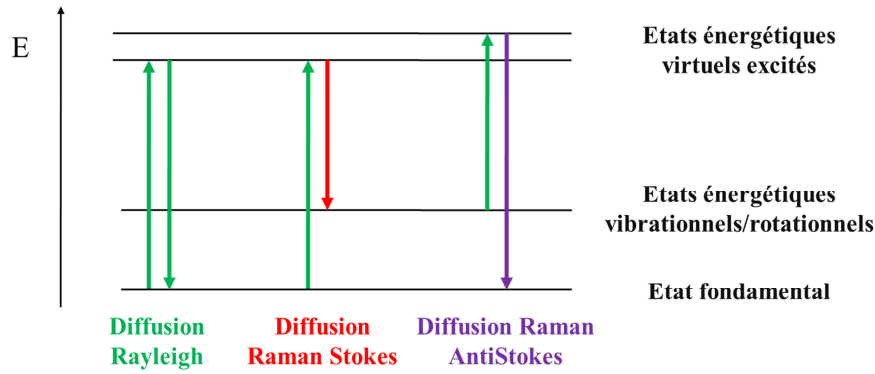


Figure 1.12 : Représentation schématique de la diffusion de Rayleigh et des deux possibilités de diffusion Raman, la diffusion Raman Stokes et la diffusion Raman antiStokes

La diffusion Raman intervient lors de la propagation d'une puissance optique élevée au sein d'un matériau non-linéaire. Le seuil d'apparition de cet effet non-linéaire est décrit par l'équation 1.2 [Agrawal(2007)] :

$$P_R = \frac{16.A_{eff}}{G_R.L} \quad (1.2)$$

où A_{eff} est l'aire effective du mode propagé, L la longueur d'interaction et G_R le gain Raman du milieu, relatif au matériau. A titre indicatif, le pic de gain du décalage fréquentiel du Stokes dans la silice pure est de 13,2 THz et le gain G_R est de l'ordre de 10^{-13} m/W dans les fibres optiques. Les différents régimes d'excitation de la diffusion Raman stimulée seront développés dans ce manuscrit au chapitre 4 au sujet de la conversion de fréquence dans les fibres à cristaux photoniques à cœur creux.

3.2.3.L'effet Kerr

L'effet Kerr est l'effet non linéaire prépondérant dans une fibre optique et il a été mis en évidence par Stolen et al. en 1973 [Stolen(1973)]. Cet effet décrit la dépendance de l'indice de réfraction d'un milieu à l'intensité du champ optique et provient de la susceptibilité d'ordre trois χ^3 du matériau comme le décrit l'expression 1.3.

$$\Delta n = n_2 I \text{ avec } n_2 = \frac{3}{8n_2} (\chi^3) \quad (1.3)$$

où n_2 représente le coefficient non-linéaire (autour de 3.10^{-20} m²/W dans la silice), I l'intensité optique et χ^3 le troisième ordre de la susceptibilité. Ce phénomène induit donc une modification de l'indice au sein de la fibre lors du passage d'une impulsion très énergétique. Cette variation de l'indice influence également sur l'impulsion elle-même d'un point de vue temporel et spectral. Elle est la source d'effets non-linéaires bien connus comme l'automodulation de phase (SPM) [Shimizu(1967)] ou encore le mélange à quatre ondes (FWM) [Carman(1966)]. Par contre, cet effet peut aussi être très utile pour élargir de façon notable le spectre de l'impulsion laser initiale et ainsi permet de développer l'ensemble des sources supercontinuum. Ces effets non linéaires ont été un obstacle important pour la montée en puissance des lasers à fibre et ils ont pu être surmontés par le développement des fibres à gros cœur ou à large aire modale afin de repousser leurs seuils d'apparition.

3.3. Les fibres à large aire modale ou LMA (« Large Mode Area »)

3.3.1. Les fibres à cristaux photoniques (PCF)

Le développement des fibres à large aire modale a permis aux lasers à fibre une montée en puissance exponentielle depuis les vingt dernières années, tout en limitant les effets non linéaires disruptifs vu précédemment. L'avènement des fibres à cristaux photoniques en 1996 [Knight(1996)] a permis d'ouvrir une nouvelle voie dans la fabrication des fibres à gros cœur. Une fibre à cristaux photoniques ou fibre microstructurée est composée essentiellement d'un arrangement périodique de petits trous d'air dans une matrice vitreuse de silice tout au long de la fibre optique. Le cœur de la fibre constitue le défaut de cette structure périodique en supprimant un ou plusieurs trous d'air au centre de la structure comme on peut le voir sur la figure 1.13.

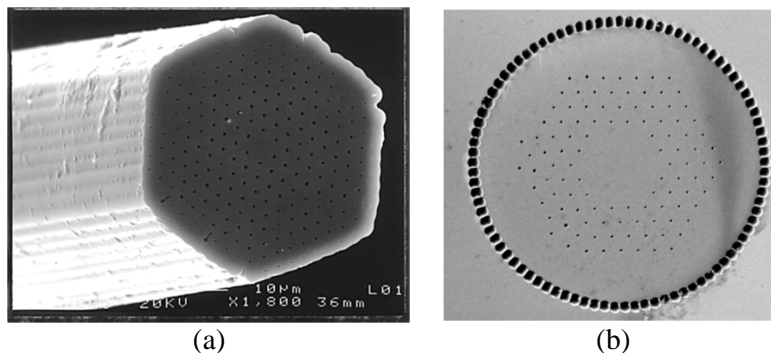


Figure 1.13 : (a) Image au microscope électronique à balayage (MEB) de la première PCF air-silice [Knight(1996)]. (b) Coupe transversale d'une PCF composée d'un noyau et d'un air-clad [Limpert(2006)].

La dimension des trous pouvant être contrôlée de façon précise, l'indice de la gaine interne est parfaitement adapté et ajusté à celui du cœur pour obtenir une faible ouverture numérique du cœur. Le principe de guidage de ces fibres est appelé la réflexion totale interne modifiée (MTIR) et peut être comparé à une fibre à saut d'indice. Cependant, contrairement aux fibres conventionnelles, ici le saut d'indice Δn peut être particulièrement faible si il est ajusté par un contrôle judicieux de la taille des trous de la structure de la gaine. Le potentiel d'un tel contrôle a très vite été mis en avant avec la démonstration en 1997 par Birks et *al.* de leur capacité à posséder un comportement monomodal pour toutes les longueurs d'onde [Birks(1997)]. Les auteurs ont défini aussi un paramètre de comportement monomode prenant en compte le diamètre des trous d'air d et leur espacement périodique Λ . Le rapport entre ces deux paramètres d/Λ ne doit pas excéder 0.42 pour obtenir une émission monomode avec un seul défaut structurel. Ce régime « éternellement monomodal » peut être accompli même pour des diamètres de cœur relativement larges. Cette propriété a été mise à profit pour augmenter la puissance émise par ces fibres qui ont été fabriquées en augmentant le nombre de barreaux formant le cœur de la structure. Dans ce cas, la théorie nous dit que l'émission monomode est respectée pour des conditions très restrictives telles que les diamètres des trous d'air ne doivent pas excéder 0.165Λ et 0.046Λ pour respectivement 3 et 7 trous manquants [Saitoh(2005)]. Le contrôle de ces « minuscules »

trous d'air tout au long de la fibre est alors particulièrement difficile et la conservation de l'émission monomode pour de large aire modale devient critique. Néanmoins le diamètre maximum du cœur atteint pour ces fibres fut de 100 μm en 2006 [Brooks(2006)]. Ces premières fibres microstructurées ont démontré des performances très intéressantes, délivrant 320 W en régime continu pour un cœur de 60 μm et avec une efficacité de 78 % [Limpert(2006)]. En régime impulsionnel, Brooks et *al.* ont atteint une puissance crête de 100 MW et une énergie de 4,3 mJ avec une durée d'impulsion étirée de 1 ns et un diamètre de cœur de 100 μm . Ces fibres à cristaux photoniques ont été la première étape pour le développement de nouvelles structures à large aire modale et la montée en puissance des lasers à fibre. Elles présentent cependant de réels inconvénients dans leur fabrication pour atteindre des cœurs larges avec une émission strictement monomode. En effet, ces fibres présentent une faible capacité à délocaliser les HOM à cause de la proximité de l'air-clad et elles sont donc particulièrement sensibles pour injecter un faisceau laser compliquant leur utilisation [Limpert(2006)].

3.3.2. Les fibres à large pitch dites Large Pitch Fiber (LPF)

Les fibres dites « Large Pitch Fiber » (LPF) ont été développées dans le but d'obtenir d'importants diamètres de cœur avec seulement un défaut dans la structure cristalline afin de dépasser les limites des PCF. C'est dans cette optique que le groupe de travail de Jens Limpert à Jena a développé les fibres LPF. La définition de la LPF a été donnée par Jansen et *al.* en 2010 comme étant une fibre microstructurée, comme les PCF, dont le pas (ou pitch) Λ entre deux trous d'air consécutifs est supérieur à 10 fois la longueur d'onde représenté en figure 1.14(a) [Jansen(2010)]. La propagation du mode fondamental dans ces fibres change alors de paradigme. En effet, la structure intrinsèque d'une fibre PCF permet un guidage monomode sous certaines conditions de fabrication données par le rapport d/Λ . Pour les fibres LPF, on se place plus dans un principe de fuite des modes d'ordre haut entre l'écart important de la périodicité des trous d'air. Philip Russell parle de « passoire modale » (« modal sieve ») afin de mieux représenter le fonctionnement de cette fibre [Russell(2006)]. Ce principe de « passoire modale » est illustré en figure 1.14(b) où le mode fondamental est « piégé » et en figure 1.14(c) où les modes d'ordre élevé s'échappent de la zone de gain entre la périodicité des trous d'air.

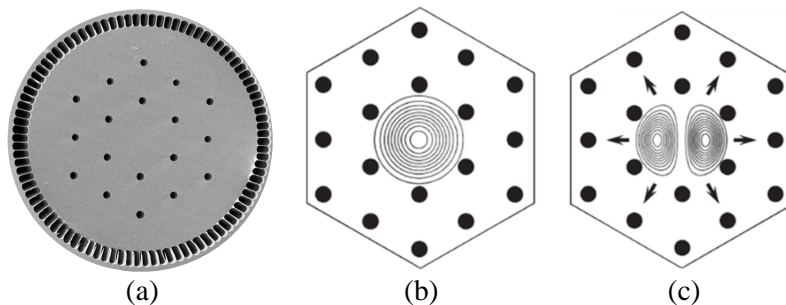


Figure 1.14 : (a) Image au microscope électronique à balayage d'une Rod-Type LFP [Eidam(2011a)]. (b) Mode fondamental « piégé » dans le cœur de la fibre. (c) Fuite des modes d'ordres hauts à travers l'espace entre les trous d'air [Russell(2006)]

Nous pouvons donc dire que ces fibres optiques LPF sont intrinsèquement multimodes mais le comportement monomode peut être obtenu grâce à une fuite des modes d'ordre haut hors de la zone de gain. En configuration laser, l'émission du mode fondamental est accentuée par un recouvrement spatial maximal avec la zone de gain. Dans leur système d'utilisation en architecture laser, ces fibres sont présentées comme des fibres dites Rod Type, c'est-à-dire comme des barreaux rigides car elles ne supportent pas les courbures. La structure de ces fibres LPF possède aussi un avantage non négligeable : la capacité de conserver leur rapport d/λ et donc leurs propriétés de guidage lors de tout un processus de fibrage. En effet, le comportement monomode est conservé lors de l'augmentation du diamètre de cœur grâce à la conservation du ratio d/λ inférieur à 0,42. Cela permet donc de fabriquer des LPF de diamètres de cœurs différents à partir de la même préforme. Cette capacité a permis de fabriquer ces fibres avec des diamètres de cœur compris entre 50 et 135 μm [Baumgartl(2011)], [Stutzki(2012)]. Ces fibres présentent à ce jour les meilleures performances pour les lasers à fibre de haute puissance en régime impulsionnel. Une puissance crête de 3,8 GW a pu être atteinte avec des impulsions de 500 fs par une amplification d'impulsion chirpée avec un diamètre de champ modal de 105 μm [Eidam(2011a)]. En régime déclenché, une configuration multi étage a pu émettre 26 mJ pour des impulsions de 60 ns [Stutzki(2012)]. De plus, des oscillateurs laser à verrouillage de modes délivrent de forte puissance moyenne avec des durées d'impulsions ajustables [Baumgartl(2011)], [Deslandes(2013)]. Par ailleurs, la longueur de ces fibres peut également être fortement réduite avec la présence d'une triple gaine [Février(2008)], [Dauliat(2012)], [Gaida(2014)]. Pour conclure, ces fibres LFP présentent les meilleures performances laser actuelles et sont présentes dans le milieu industriel. Cependant, depuis 2010, les instabilités modales (IM) [Eidam(2011b)] se sont révélées comme une nouvelle limite pour augmenter les puissances émises de ces fibres microstructurées. L'origine de ces instabilités fait toujours l'objet de recherches, cependant les résultats reportés à ce jour montrent que les IM ont une origine thermique et ces instabilités seront présentées dans le prochain paragraphe.

3.3.3. Les fibres à canaux de fuite dites Leakage Core Fiber (LCF)

Une autre famille de fibres LMA pour les lasers de puissance, appelé Leakage Core Fiber (LCF), a été proposée en 2005. Ces fibres sont composées de une à deux couronnes de larges trous d'air autour du cœur de la fibre espacés par de fins ponts de silice similaires à des canaux de fuite (« leakage channels »). La figure 1.15 présente deux exemples de fibres LCF à une et deux couronnes de trous d'air.

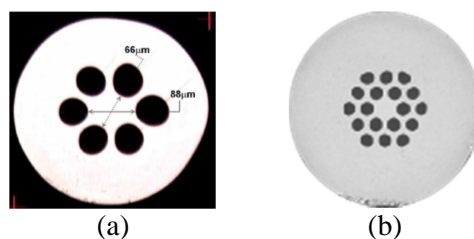


Figure 1.15: Coupes transversales de fibres LCF à (a) une couronne de trous d'air [Dong(2006)] et (b) à deux couronnes [Gu(2013)]

A l'inverse des fibres LPF présentées précédemment, un des critères fondamentaux de ces fibres LCF est la volonté de courber les fibres avec un faible rayon de courbure à la manière des fibres souples type SMF. La première présentation de cette structure fut pour une fibre passive en 2005 avec un rayon de courbure de 7,5 cm [Wong(2005)]. Ce rayon de courbure permet de modifier localement le profil d'indice de la fibre et ainsi de faire fuir les modes d'ordre élevé (HOM) vers l'extérieur de la fibre par les canaux de fuite. Ce faible rayon de courbure présente un avantage pour tous développements de systèmes lasers compacts. Par contre, ce rayon de courbure est un paramètre critique étant donné qu'il est défini pour chaque fibre fabriquée pour conserver un confinement du mode fondamental en optimisant la fuite des modes d'ordre haut. De plus, ces fibres doivent avoir une longueur effective conséquente, de plusieurs mètres, pour optimiser le filtrage et peuvent être alors sujettes aux effets non-linéaires vus précédemment. Un important travail de caractérisation a été fait avec des fibres passives pour déterminer les pertes du mode fondamental et des modes d'ordre élevé [Dong(2009a)], [Gu(2013)]. Toutefois, deux configurations en amplificateur ont été réalisées en 2009 par Dong et *al.*. Ce système laser à double étage a permis de délivrer 15 W de puissance moyenne avec des impulsions de 600 ps et une fréquence de répétition de 25 kHz, soit une puissance crête de 1 MW et une énergie de 600 μ J [Dong(2009b)]. Un second système amplificateur a permis de délivrer une puissance moyenne de 98 W pour des impulsions de 15 ps à une fréquence de répétition de 48 MHz [Dong(2009c)].

3.3.4. Les fibres à cœur hélicoïdal couplé dites Chirally Coupled Core Fiber (CCCF)

Le concept des CCCF a été démontré pour la première fois par Liu et *al.* en 2007 et ces fibres présentent une structure originale [Liu(2007)]. Cette structure géométrique comprend un cœur central et au moins un autre noyau satellite de forme hélicoïdal autour de celui-ci, comme représenté sur la figure 1.16(a).

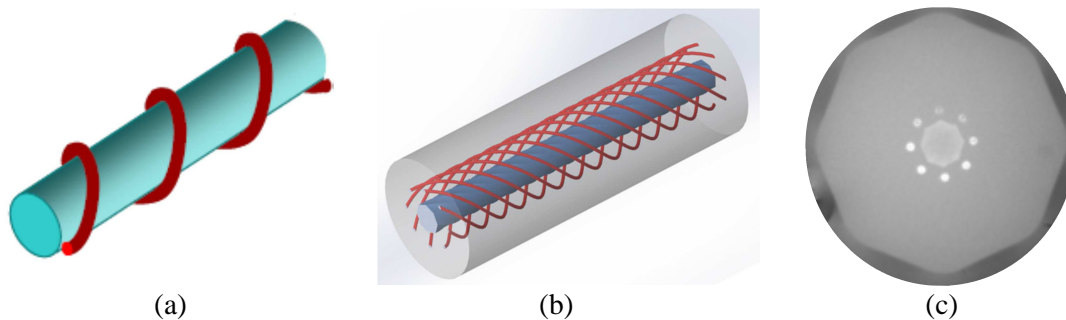


Figure 1.16 : (a) Représentation de la première fibre CCCF avec un seul cœur hélicoïdal [Liu(2007)]. (b) Représentation schématique d'une fibre CCC Polygonale, ici octogonale. (c) Coupe transversale de la fibre CCC octogonale où chaque cœur secondaire est positionné au niveau des angles de l'octogone entourant le cœur central [Ma(2014)]

Le cœur de la fibre est légèrement multimode et les modes d'ordre haut sont en fait discriminés par un fort couplage sélectif entre le cœur et la structure hélicoïdale. Tout en laissant le mode fondamental être guidé dans le cœur sans être perturbé, ce cœur hélicoïdal représente une sorte de piège qui permet

de délocaliser les modes d'ordre élevé hors de la zone de gain. Le cœur hélicoïdal affecte en réalité ces modes de telle sorte que l'accord de phase ne se produise que pour les modes d'ordre supérieur et non pour le mode fondamental. Toutefois, la période de l'hélice et le rayon doivent être choisis avec soin pour permettre le couplage approprié des modes d'ordre élevé dans ce guide hélicoïdal. Récemment, les structures de ces fibres se sont complexifiées par l'ajout de cœurs hélicoïdaux, appelées fibres CCC polygonales comme le montre la figure 1.16(b) et 1.16(c). Ces nouveaux designs ont permis d'élargir la taille du cœur de ces fibres jusqu'à 60 μm tout en conservant une émission monomode [Ma(2014)]. Ils ont aussi permis d'améliorer de façon significative les performances de ces fibres. En effet, dans une configuration MOPA (master oscillator power amplifier), Zhu et *al.* ont généré une puissance de 511 W avec une fibre de 37 μm de diamètre de cœur en régime continu [Zhu(2011)]. En régime impulsionnel et également en configuration MOPA, ces fibres ont démontré leur capacité à émettre à 1 μm une énergie de 9,1 mJ avec une durée d'impulsion de 10 ns à une fréquence de répétition de 5 kHz [Zhu(2013)]. Il faut aussi noter que ces fibres ont besoin de longueur et d'un diamètre de courbure précis afin d'optimiser le filtrage des modes d'ordre élevé et qu'elles se présentent sous la forme de fibre souple, de la même façon que les fibres LCF.

3.3.5. Les fibres à bandes interdites photoniques

Ces fibres sont composées d'une succession de couche haut et bas indice et sont basées sur le principe de guidage des bandes photoniques interdites représentées en figure 3.17(a) [Yeh(1978)]. Grâce à ce principe de guidage axé sur un effet anti résonant, le faisceau laser peut être piégé dans le cœur de la fibre par des réflexions de Bragg. Ce principe implique toutefois un fort filtrage spectral de la longueur d'onde guidée et entraîne un fonctionnement strict à des longueurs d'onde définies. Ces fibres sont dites monomodes de façon asymptotique par des pertes différentielles fondées sur la discrimination des modes transverses lors de leur propagation. Une longueur effective de plusieurs mètres doit être assurée pour un filtrage efficace et une émission monomode robuste. Elles ont également la capacité de maintenir une bonne qualité modale y compris pour de petits rayons de courbure. La première démonstration d'une émission monomode de haute puissance pour ces fibres a été démontrée en 2008 par Février et *al.* [Février(2008)] et elles ont émis des puissances moyennes de 100 W en 2010 [Gaponov(2010)]. De plus ces fibres ont également prouvé leur capacité à être un efficace étage d'amplification et ont démontré une émission laser de 47 W avec une durée d'impulsion de 500 fs à une fréquence de répétition de 35 MHz [Février(2010)]. Enfin Kashiwagi et *al.* ont établi une propagation monomode pour une fibre de diamètre de cœur de 48 μm avec des pertes optiques de seulement 0,1 dB/km et un rayon de courbure de 10 cm [Kashiwagi(2012)].

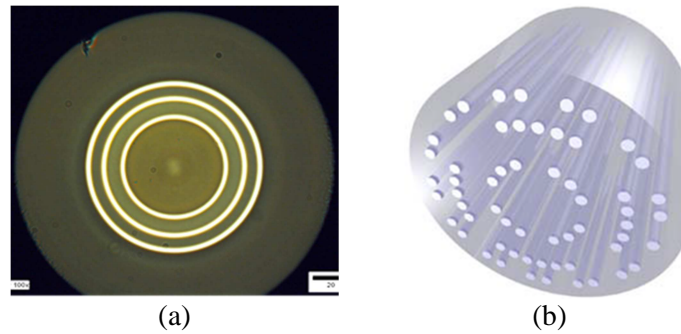


Figure 1.17 : (a) Image au microscope d'une fibre de Bragg illustrant la succession des anneaux concentriques haut et bas indice. (b) Représentation schématique d'une fibre de Bragg dite pixelisée [Yehouessi(2015)].

Récemment, de nouvelles structures ont prouvé leurs performances optiques et leur comportement monomode en rejetant les modes d'ordre élevé par une structure adéquate. Cette nouvelle génération de fibres de Bragg dite « pixelisée » est basée sur une structure d'inclusions haut indice sur une triple gaine interne (figure 1.17(b)). Le parfait ajustement de ces inclusions en germanium a prouvé un comportement monomode de 1000 à plus de 1700 nm pour un diamètre de cœur d'environ 50 μm et pour une longueur effective de 1 m [Yehouessi(2015)].

3.3.6. Les fibres à filtrage de modes dites Distributed Mode Filtering (DMF)

La première démonstration des fibres DMF a été réalisée en 2011 [Alkeskjold(2011)]. L'approche des fibres DMF est en fait un mélange entre une fibre à bande photonique interdite (PBG) et une discrimination modale résultant de la fuite des modes. La microstructure interne de ces fibres est identique à celle des fibres Rod-Type PCF mais certains trous d'air ont été gainés d'une couche haut indice comme on l'aperçoit sur la figure 1.18 afin de jouer le rôle d'éléments résonants. De cette manière, le confinement du mode fondamental est assisté par ce processus résonnant et entraîne un fonctionnement monomode sur une étroite plage spectrale.

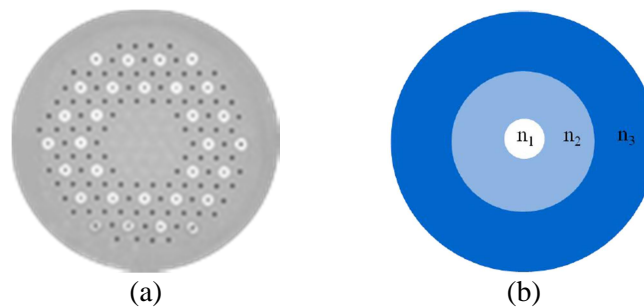


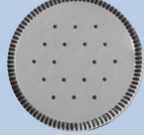
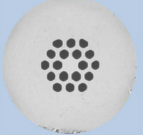
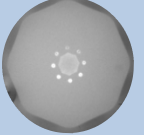
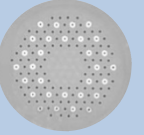
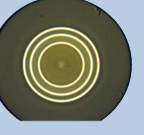
Figure 1.18 : (a) Image au MEB d'une coupe transversale d'une fibre DMF [Laurila(2013a)]. (b) Image schématique d'un élément d'une DMF ayant un trou d'air central avec un indice de réfraction n_1 , un anneau haut indice défini par n_2 et de la silice pure d'indice n_3 [Alkeskjold(2011)].

Dans une configuration d'oscillateur laser en régime déclenché, Laurila et *al.* ont démontré en 2011 la possibilité de générer à 1030 nm une puissance moyenne 104 W avec une durée d'impulsion de 21 ns à une fréquence de répétition de 100 kHz [Laurila(2011)]. Une configuration d'amplificateur laser a permis aussi d'émettre une puissance moyenne de 314 W avec des impulsions de 25 ps à une

fréquence répétition de 40 MHz avec une fibre DMF de 90 μm de taille de cœur [Laurila(2013b)]. Il est important de remarquer que ces fibres sont fabriquées et utilisées de la même manière que les fibres LPF, c'est-à-dire comme des fibres rigides dont la longueur effective ne dépasse pas le mètre. Par contre, du fait du caractère résonant recherché, ces fibres doivent être étirées à un diamètre précis contrairement aux LPF. En effet, il est indispensable d'ajuster l'élément résonant de la DMF pour chaque diamètre de cœur.

Le tableau 1.2 résume les différentes caractéristiques intrinsèques, rayon courbure et performances obtenues par les différentes fibres LMA présentées dans ce manuscrit.

Tableau 1.2 : Récapitulatif des principales fibres LMA avec leurs caractéristiques et performances respectives. CW représente le régime continu du laser, IP le régime impulsionnel et IM les instabilités modales

					
Diamètre du Cœur	50 – 135 μm	~50 μm	30 - 60 μm	50 - 90 μm	50 μm
Longueur effective (m)	<1	2 – 4	2,5 – 6	<1	2 – 3
Rayon de Courbure	Non - Rod type	Oui (<50 cm) Paramètre critique	Oui ~50 cm	Non - Rod type	Oui
Meilleures Performances	IP : 26 mJ IP : 3,8 GW	IP : 1 MW/600 μJ IP : 98 W moy	CW : 511 W IP : 9,1 mJ	IP : 300 W moy IP : 2,7 mJ	CW: 100 W IP: 45 W (fs)
M²	<1,2 – IM	~1,2	1,12	<1,2 - IM	<1,2

Pour résumer cette partie sur l'état de l'art des différentes fibres à large aire modale, nous pouvons identifier différentes voies outre les performances laser. Nous pouvons classer les caractéristiques intrinsèques des fibres en deux parties : les fibres souples avec une importante longueur effective et les fibres courtes et rigides. D'autre part, l'état de l'art actuel pour ces fibres est un diamètre de cœur d'un minimum de 50 μm .

Le prochain paragraphe présentera la principale limite actuelle dans l'évolution de la montée en puissance des lasers à fibre : les instabilités modales.

3.4. Les instabilités modales

Depuis la mise en évidence de ce phénomène par Eidam *et al.* en 2011 [Eidam(2011b)], les instabilités modales (IM) sont devenues le principal obstacle à la poursuite de la montée en puissance des lasers à

fibre LMA. Ces instabilités modales se traduisent par une dégradation de la qualité du faisceau liée à la présence de HOM et à une compétition modale entre les modes d'ordre élevé et le mode fondamental. Cette perturbation du comportement monomode se produit à la manière d'un effet de seuil. En effet les IM surviennent subitement quand la puissance de pompe dépasse une certaine valeur seuil dépendant des conditions du système laser et de la structure de la fibre. Elles sont la conséquence d'effets thermiques conséquents au sein de la fibre. La figure 1.19 montre parfaitement cet effet de seuil caractérisé par la puissance de pompe injectée : 380 W en figure 1.19(a) ou 390 W en figure 1.19(b).

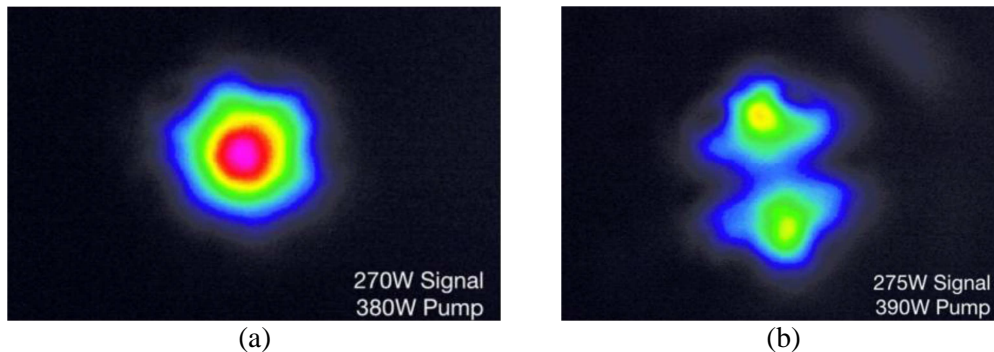


Figure 1.19 : Images en champ proche de la première observation expérimentale des instabilités modales avec un mode fondamental stable avant **(a)** et après **(b)** le seuil des instabilités modales avec une transition rapide entre le mode fondamental et les HOM [Eidam(2011b)]

De nombreux travaux se sont focalisés sur ces IM afin de comprendre au mieux les phénomènes induits [Smith(2011)], [Ward(2012)], [Hansen(2013)] et de pouvoir ensuite les repousser. Jauregui et *al.* ont fourni en 2012 une explication approfondie du phénomène mais l'origine n'est pas encore totalement claire [Jauregui(2012)]. Cet effet prend son origine dans le fait que les fibres LMA permettent la propagation d'un nombre important de modes. Le mode fondamental présente par définition le meilleur recouvrement avec la zone de gain et il bénéficie donc d'une amplification maximale. Néanmoins l'apparition de ces instabilités modales est due à la compétition d'au moins deux modes lors de l'apport thermique trop important de la puissance de pompe. Cet apport thermique modifie localement le profil d'indice sous la forme d'un gradient au sein de la fibre et permet de confiner des modes d'ordre élevé dans la zone de gain. Dès le guidage d'au moins deux modes dans cette zone de gain, les modes interfèrent entre eux et créent un motif oscillant et périodique de l'intensité. La dynamique temporelle de ces instabilités a été étudiée en 2012 par Otto et *al.* à l'aide d'une caméra et d'une photodiode ultra rapide. Ces recherches ont donné une définition empirique du seuil d'instabilités modales et ont mis en évidence une zone de transition entre les régimes stables et instables [Otto(2012)].

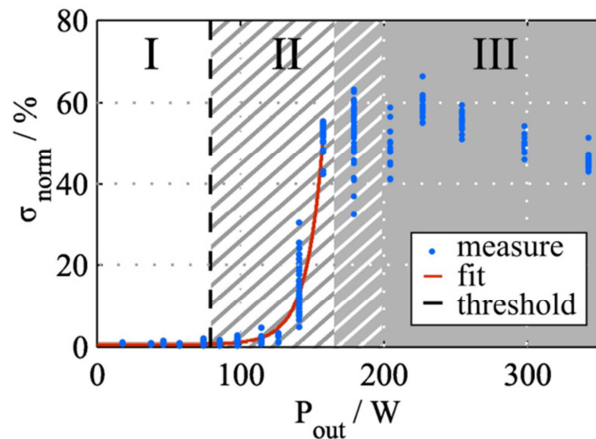


Figure 1.20 : Evolution de l'écart type normalisé des mesures de la photodiode en fonction de la puissance de sortie. Trois régions sont distinguées : stable (I), transitoire (II) et chaotique (III) [Otto(2012)]

Ces oscillations d'intensité ont également été modélisées le long de la fibre afin de comprendre ce phénomène dans le temps et pour les huit premiers modes [Ward(2013)]. Ce travail théorique a montré aussi que la puissance moyenne du signal injectée dans la fibre amplificatrice est aussi primordiale et permet de repousser de façon significative le seuil des apparitions des IM [Laurila(2012)]. Naderi et *al.* confirment aussi dans leur publication de 2013, la forte dépendance de l'apparition des IM à la puissance injectée dans un amplificateur [Naderi(2013)]. Ils proposent également dans ce papier une nouvelle structure au niveau du gain dans le cœur de la fibre pour dépasser cette limitation. La figure 1.21 présente d'ailleurs les deux plus récentes propositions pour dépasser le seuil des IM.

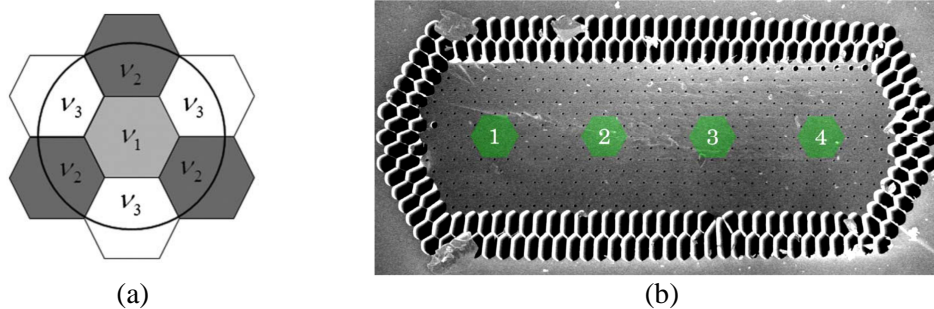


Figure 1.21 : Exemples pour dépasser les instabilités modales : (a) Représentation du cœur de la fibre où les quatre régions en gris sont dopées aux ions Yb^{3+} et leur indice est parfaitement adapté avec la silice pure en blanc [Robin(2014)]. (b) Image au MEB de la fibre multicœur, chaque cœur est surligné en vert [Otto(2014)].

La figure 1.21(a) représente la nouvelle structure de cœur proposée par Naderi et *al.* en 2013 et fabriquée en 2014 [Robin(2014)]. Il s'agit en fait d'assembler les sept cannes de compositions chimiques différentes servant à composer le cœur de la fibre. Les indices de ces sept cannes sont parfaitement adaptés malgré les différents dopages. Cette adaptation sur mesure et le profil original du gain a permis de repousser l'apparition des IM d'une puissance moyenne de 530 à 811 W en configuration amplificateur. Cette faculté de repousser le seuil d'apparition des IM est possible par un gain sélectif sur le mode fondamental [Robin(2014)]. D'autre part, la figure 1.21(b) propose de

fabriquer une fibre multicoeur dont la structure de la gaine interne est basée sur une PCF [Otto(2014)]. Les cœurs sont suffisamment espacés au sein de la fibre pour ne pas avoir de couplage de modes entre ceux-ci. Le seuil d'apparition des IM est de 147 W pour chaque cœur de fibre pris indépendamment. Il a pu être repoussé à une puissance moyenne de 536 W lors de l'excitation simultanée des différents cœurs de la fibre.

Ainsi, pour repousser le seuil de ces instabilités, le contenu modal doit être encore réduit en délocalisant les modes d'ordre élevé en dehors de la zone de gain par de nouvelles conceptions de fibres. Nous présenterons dans la prochaine partie de ce manuscrit la proposition développée au sein de notre groupe de recherche afin de repousser le seuil d'apparition de ces instabilités modales par une structure aperiodique innovante.

Par ailleurs les fibres LMA permettent de générer, comme nous l'avons vu précédemment, des énergies et des puissances crêtes significatives. Ces puissances crêtes sont utilisées pour la conversion de fréquence et ainsi atteindre de nouvelles émissions laser de haute puissance. La prochaine section présente les possibilités offertes par les fibres à cristaux photoniques à cœur creux pour réaliser une conversion de fréquence lorsqu'elles sont remplies de gaz Raman.

4. La conversion de fréquence dans les fibres à cœur creux

4.1. Développement et principe des fibres à cœur creux

Le principe de fabrication de la fibre à cristaux photoniques a déjà été présenté en section 3.3 de ce chapitre. Dans notre cas ici, l'ensemble de la fibre est essentiellement composé d'air, portant alors le nom de fibre à cristaux photoniques à cœur creux. C'est à l'Université de Bath en 1999 que fut démontré pour la première fois le guidage de la lumière dans une fibre à cœur creux [Cregan(1999)]. Ces fibres ont posé un premier jalon en fixant l'état de l'art avec un record de pertes optiques à 1,2 dB/km à 1550 nm avec un faisceau quasi monomode [Roberts(2004)]. C'est à partir de 2002 qu'une nouvelle famille de fibres à cœur creux est développée par Benabid et *al.* avec un changement du motif de la maille cristalline de la gaine, appelé maille de Kagome [Benabid(2002)]. La figure 1.22 montre deux images de chaque structure de fibre à cœur creux : les fibres dites à bande interdite photonique (PBG) et les fibres dites à maille de Kagome.

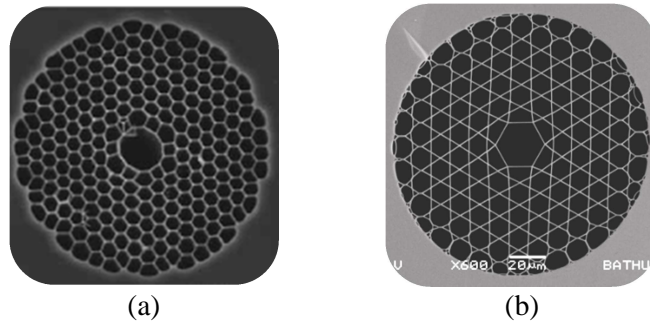


Figure 1.22 : Images au MEB d'une fibre à cristaux photoniques à cœurs creux dites **(a)** à bandes photoniques interdites [Benabid(2004)] et **(b)** à maille de Kagome [Couny(2006)].

Ce changement de maille au sein de la gaine cristalline fut fondamental car il impacte le mécanisme de guidage de ces deux fibres. Les fibres à bande photonique interdite reposent sur le principe d'absence de mode dans la gaine à l'indice effectif, n_{eff} , et fréquence, ω , du mode guidé dans le cœur. L'absence de modes de gaine dans un espace de $n_{eff} - \omega$ (*i.e.* bande interdite) revient à empêcher le mode d'un défaut dans cet espace d'indice et de fréquence de « fuir » par couplage à la gaine, et donc à être confiné et guidé au sein du défaut. Pour les fibres à cœur creux, ce principe de guidance se manifeste par une bande de transmission étroite d'environ 70 THz qui peut être « déplacée » sur le spectre électromagnétique en contrôlant parfaitement la taille des ponts de silice de la fibre et le pas de la maille. Cependant, le taux non négligeable de recouvrement optique des modes guidés avec la silice de la microstructure rend la fabrication de fibre guidant avec de faibles pertes linéiques au-dessus de 2000 nm ou vers l'ultraviolet, en dessous de 500 nm quasiment impossible. Cette étroite bande de transmission est également très limitative pour la diversification des applications lasers. En effet, il est nécessaire d'avoir plusieurs fibres PBG pour couvrir plusieurs systèmes lasers classiques (laser He/Ne à 633 nm, laser Ti:Sa à 800 nm, système dopé Nd ou Yb à 1 μ m ou dopé Er à 1550 nm). A l'inverse de ces bandes de transmission étroite, les fibres à maille de Kagome présentent une bande de transmission très large, d'environ 1000 THz. Ces fibres exhibent aussi une bande de faible transmission qui est déterminée par la taille des ponts de silice. Ces propriétés résultent du guidage optique, appelé couplage inhibé (Inhibited Coupling (IC) en anglais), qui diffère fondamentalement de celui des PBG. En effet, alors que le développement de cette fibre a été réalisé en 2002, la maturation a duré cinq ans afin d'obtenir une première explication sur le couplage inhibé (Inhibited Coupling en anglais) de modes par Couny et *al.* [Couny(2007a)]. La figure 1.23 illustre ce principe. La gaine microstructurée peut avoir aux indices effectifs et fréquences de guidage dans le cœur un continuum de modes sans que pour autant il y ait une forte interaction comme l'aurait suggéré l'accord de phase le long de la propagation (*i.e.* égalité des constantes de propagation).

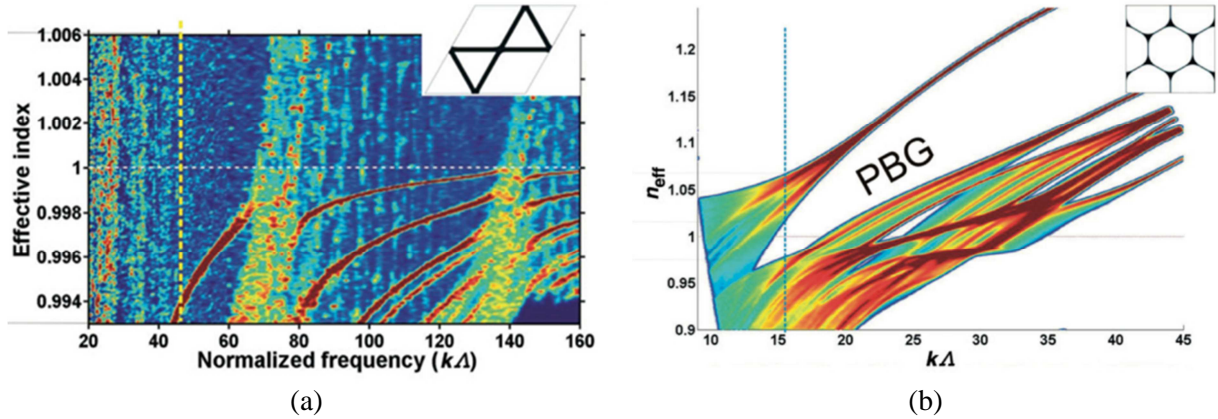


Figure 1.23 : Diagramme de densités d'états pour une fibre **(a)** à maille de Kagome et **(b)** à maille triangulaire (PBG) – En insert est présentée la géométrie de la maille fondamentale pour chaque structure [Couny(thèse)].

En effet les couleurs sur les graphiques de la figure 1.23 représentent la densité d'états des modes supportés par la structure cristalline. On distingue clairement les zones blanches pour la fibre PBG représentant les bandes interdites photoniques (*i.e.* absence de modes). A contrario, dans tout l'espace n_{eff} - $k\Delta$ exploré, le diagramme est rempli de modes pour la fibre à maille de Kagome d'où l'appellation de continuum de modes. Cette guidance est l'analogie optique d'états liés ou quasi-liés dans un continuum prédit par Von Neumann et Wigner dans les années trente [Couny(2007a)]. Par conséquent, suivant le model IC, améliorer le confinement du mode fondamental et réduire les pertes en transmission passe par réduire l'intégrale de recouvrement entre le mode du cœur et ceux de la gaine, et par conséquent par la réduction de leur recouvrement spatiale et/ou par l'augmentation de leur désaccord de phase transverse. En termes plus pratiques, pour exacerber l'inhibition de couplage entre un mode du cœur dont le profil spatial de son champ est celui d'une fonction de Bessel d'ordre zero, J_0 , avec le continuum de la gaine, il suffit d'avoir une structure de gaine comprenant un réseau de membranes de verres avec une épaisseur plus petite que le pas de la gaine ou la longueur d'onde guidée. Dans cette structure, les modes résidant dans ces membranes possèdent un très large nombre azimutal et par conséquent, une très faible intégrale de recouvrement avec la fonction J_0 [Couny(2007a)]. Aussi, ceci a permis au développement de la fibre creuse à contour du cœur hypocycloïdal (*i.e.* aux courbures négatives), rapporté en 2010 par Wang et *al.* [Wang(2010)]. Cette nouvelle approche accroît le confinement du mode fondamental dans le cœur de la fibre et a permis de réduire de façon drastique les pertes optiques en transmission par plus d'un ordre de grandeur, passant de 1000 à environ 100 dB/km. Cette innovation sur la forme du cœur des fibres à cœur creux a permis de franchir une nouvelle étape dans le développement de ces fibres. Le paramètre b a été introduit pour caractériser la courbure négative de ce cœur hypocycloïdal. Il est défini comme le rapport entre d , la distance entre le sommet de l'arche et la corde qui lie les deux nœuds et r , la moitié de la longueur de la corde (figure 1.24(a)). La figure 1.24 présente également les bénéfices apportés par l'introduction de cette forme de cœur hypocycloïdal.

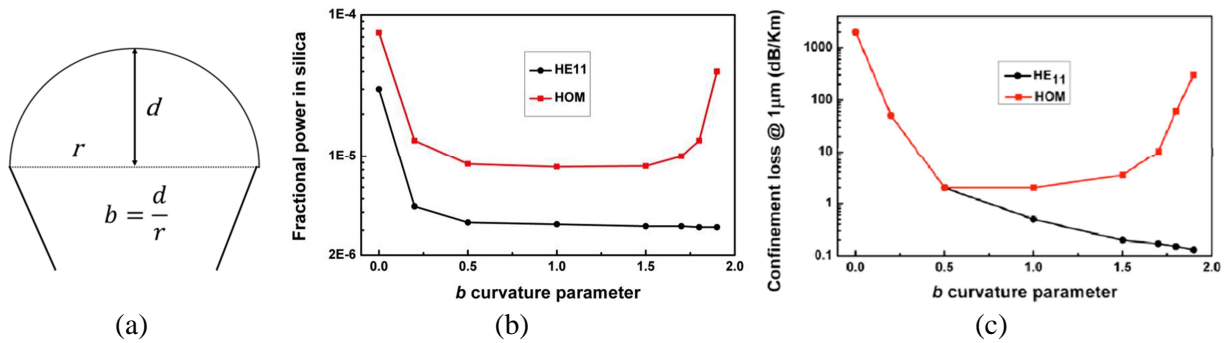


Figure 1.24 : (a) Graphique représentant les paramètres permettant de calculer la courbure négative du cœur et le paramètre b qui la définit. (b) Evolution en fonction de b de la fraction de la puissance optique dans la silice de la gaine d'un fibre Kagome à $1 \mu\text{m}$. (c) Spectre des pertes calculées à $1 \mu\text{m}$ pour le mode fondamental HE11 et les quatre premiers HOM [Debord(2013)]

Une investigation approfondie a été ensuite menée pour mettre en évidence l'ensemble des phénomènes mis en jeu aussi bien au niveau de la structure du cœur hypocycloïdal [Debord(2013)] que de celle de la gaine cristalline et du nombre d'anneaux autour du défaut que représente le cœur creux [Alharbi(2013)]. La compilation et la compréhension de l'ensemble de ces données ont entraîné une succession de records de pertes en transmission sur tout le spectre du visible, du proche infrarouge et même de l'infrarouge moyen : 130 dB/km à 532 nm et 70 dB/km à 600 nm [Debord(2014a)], 70 dB/km à 780 nm [Bradley(2013)], 17 dB/km à $1 \mu\text{m}$ [Debord(2013)] et 30 dB/km à 1550 nm [Nampoothiri(2012)], 34 dB/km à $3 \mu\text{m}$ [Yu(2012)]. La figure 1.25 représente graphiquement les valeurs des meilleures performances de pertes optiques pour les structures de Kagome à cœur hypocycloïdal et pour les fibres PBG en fonction de la longueur d'onde.

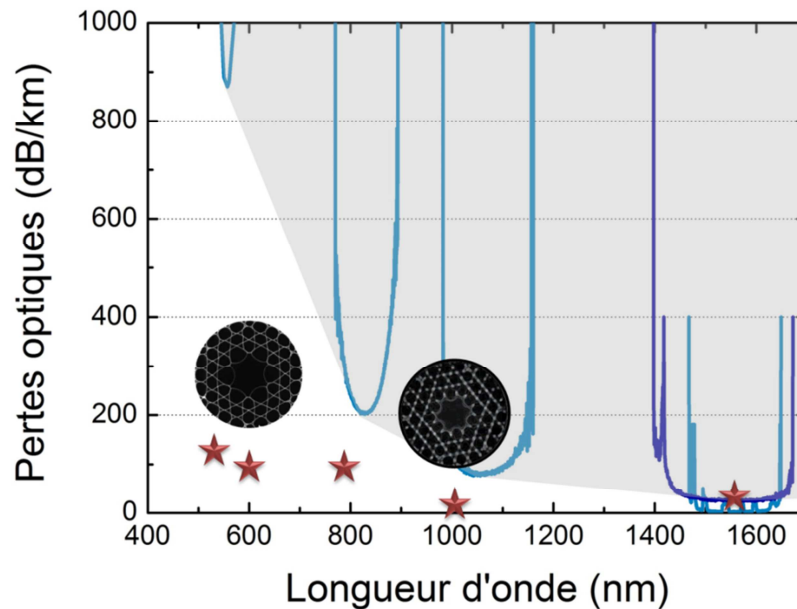


Figure 1.25 : Représentation graphique des records de pertes optiques pour les fibres à maille de Kagome et cœur hypocycloïdal représentées par les étoiles rouges comparées à l'état de l'art des fibres PBG classiques représentées par les courbes bleues et la zone grise.

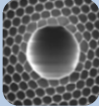
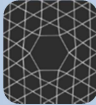
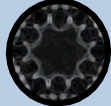
Enfin, les fibres à maille de Kagome présentent aussi une dispersion chromatique très faible et plate. Cette caractéristique est essentielle pour les applications de transport de forte énergie des lasers ultra-brefs comme nous le montre la figure 1.26.



Figure 1.26 : Exemple d'application par un transport de puissance dans les fibres Kagome pour des applications de micro-gravure sur une feuille de verre à 1 μm [Debord(2014)].

Le tableau 1.3 récapitule les principales propriétés physiques des deux grandes familles de fibres à cristaux photoniques à cœur creux et permet de mettre en lumière toutes les possibilités offertes par les fibres Kagome à cœurs hypocycloïdaux.

Tableau 1.3 : Tableau récapitulatif des trois principales fibres à cœur creux avec leurs principales caractéristiques respectives

	Bande Interdite Photonique 	Maille de Kagome 	Hypocycloïdal Kagome 
Largeur de la bande de transmission	Très étroite (70 THz) Transmission limitée dans l'IR	Très large (1000 THz) Multibandes de l'IR jusqu'à l'UV	Très large (1000 THz) Multibandes de l'IR jusqu'à l'UV
Atténuation	1.2 dB/km à 1550 nm	Autour de 1 - 0,5 dB/m	30 dB/km à 1550 nm 17 dB/km à 1 μm 130 dB/km à 532 nm
Recouvrement du mode fondamental avec la silice	Fort – 10^{-2}	Faible – 10^{-4}	Très faible – 10^{-6}
Contenu modal	Mode de surface Monomode – quelques modes	Pas de modes de surface Monomode / quelques modes	Pas de modes de surface Monomode / quelques modes
Dispersion	Forte	Très faible (~1 ps/nm/km)	Très faible (~1 ps/nm/km)

Les fibres à cristaux photoniques à cœur creux sont en plein essor depuis une dizaine d'années et présentent d'excellentes spécifications. L'évolution vers les fibres à maille Kagome à cœur

hypocycloïdal, avec leur bande d'émission très large et leurs très faibles niveaux de pertes optiques à différentes longueurs d'onde a marqué une nouvelle étape dans leur développement. De plus, grâce à ses spécifications intrinsèques et leurs cœurs creux, ces fibres sont les candidates idéales pour générer des effets non linéaires en leur sein en les remplissant de gaz non linéaire.

4.2. Intérêt fondamental des fibres à cœur creux pour la conversion de fréquence

Nous avons décrit précédemment les deux grandes familles de fibres à cristaux photoniques à cœur creux (HC-PCF) et leur principe de guidage respectif. Sur le plan des applications, ces fibres ont permis l'émergence de la photonique des gaz (Gas-Photonics en anglais) [Benabid(2011)] par la capacité à être remplie par un fluide sous différentes phases (liquides, gazeuse...). Durant ce travail de thèse, nous nous intéresserons particulièrement à l'interaction entre un faisceau laser et la matière en phase gazeuse pour la conversion de fréquence de nos lasers à fibre de haute puissance. Afin de quantifier cette interaction, nous définissons le « facteur de mérite », paramètre noté FOM et défini par l'expression 1.5.

$$FOM = \frac{\lambda \cdot L_{eff}}{A_{eff}} \quad (1.5)$$

où L_{eff} est la longueur d'interaction entre la lumière et le gaz, A_{eff} est l'aire effective d'interaction et λ la longueur d'onde considérée. Cette relation nous décrit une interaction plus forte pour les plus petites aires effectives et pour les fibres longues. Appliquant cette définition à deux cas de propagation, en espace libre et dans une fibre HC-PCF, la figure 1.27 peut être élaborée afin de mettre en évidence la forte capacité d'interaction des fibres HC-PCF par rapport aux autres systèmes de propagation.

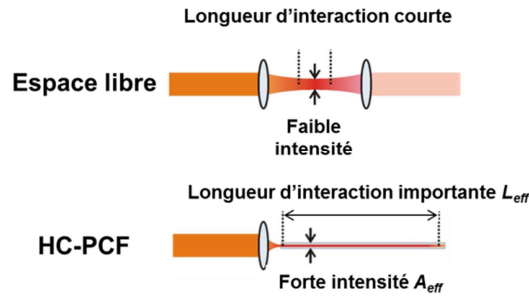


Figure 1.27 : Comparaison de l'efficacité d'interaction gaz-lumière pour deux configurations différentes : en espace libre et dans une fibre à cœur creux [Couny(thèse)].

Les fibres HC-PCF présentent des avantages évidents pour obtenir de fortes interactions entre l'onde lumineuse et le milieu gazeux à l'intérieur de la fibre. La figure 1.28 présente l'évolution du FOM pour les différentes fibres HC-PCF (bandes interdites, Kagome et Kagome à cœur hypocycloïdal) et pour un capillaire. Le système de propagation dans un capillaire est quasi similaire à une propagation en espace libre. Pour les cœurs de petit diamètre, la différence du FOM peut atteindre un facteur de 10^6 entre les fibres à cœur creux et un capillaire. L'introduction du cœur hypocycloïdal permet également d'accroître le FOM d'au moins un facteur 10 par rapport à une « simple » fibre Kagome. Enfin Le FOM reste aussi élevé pour les structures à gros diamètres de cœur, jusqu'à $100 \mu\text{m}$.

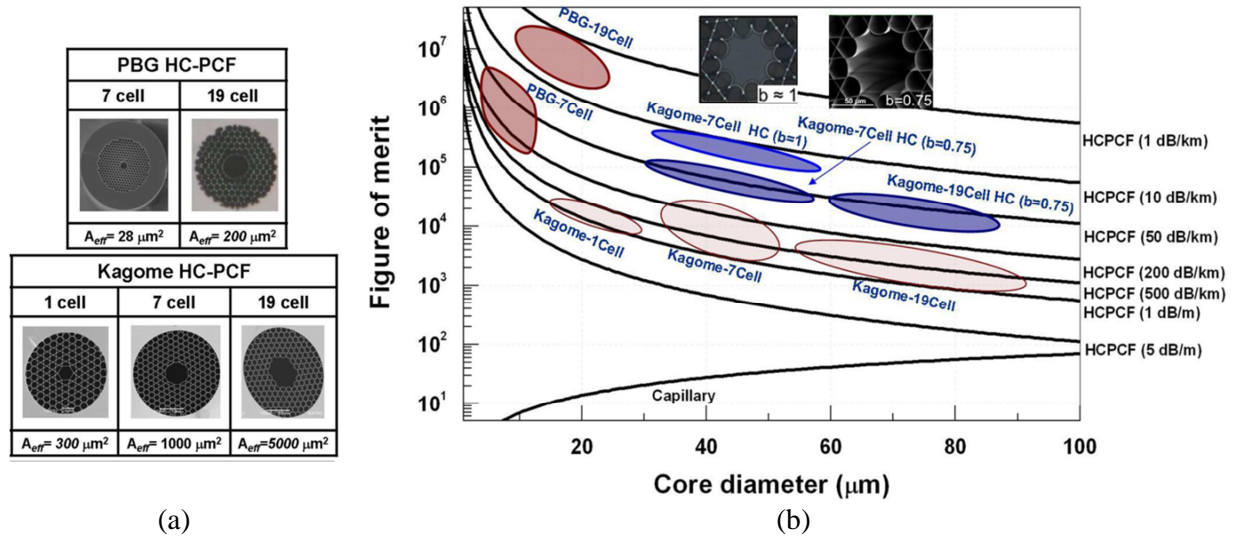


Figure 1.28: (a) Images au MEB des différentes fibres à cœur creux considérées. (b) Evolution du facteur de mérite des différentes fibres en fonction du diamètre du cœur [Alharbi(thèse)]

Ce paramètre de FOM décrit donc parfaitement le potentiel d'interaction entre une onde lumineuse et de la matière au sein d'une fibre HC-PCF et permet la possibilité d'obtenir une conversion de fréquence efficace avec un seuil d'apparition faible. Le prochain paragraphe présente la diffusion Raman dans les fibres HC-PCF avec la molécule de dihydrogène et les résultats fondateurs de cette nouvelle plateforme de conversion de fréquence.

4.3. La diffusion Raman du dihydrogène dans les fibres à cœur creux

4.3.1. La molécule de dihydrogène H_2

La molécule de dihydrogène est la plus simple des molécules et elle possède le gain le plus fort de tous les gaz actifs Raman [Minck(1963)]. Pour cette molécule, trois types de transitions moléculaires Raman sont possibles : vibrationnelle, rotationnelle et ro-vibrationnelle. Les niveaux d'énergie de vibration sont définis par leur nombre quantique ν , $\nu = 0$ étant l'état fondamental. Pour la molécule d'hydrogène, à température ambiante, la plupart des molécules sont dans l'état fondamental de vibration. La règle de sélection de la transition vibrationnelle est définie par l'écart $\Delta\nu = 0, \pm 1, \pm 2...$ Chacun de ces états vibrationnels possède une structure fine d'états rotationnels définis par leurs nombres quantiques J . La molécule de dihydrogène possède par définition deux protons et retrouve dans le cas d'une isomérisation de spin. Lorsque les deux protons ont un spin identique ou parallèle (appelé ortho-hydrogène), la molécule ne peut se trouver que dans un état rotationnel impair avec $J = 1, 3...$ Réciproquement, dans le cas de spin opposés ou anti-parallèles (appelé para-hydrogène), seuls les états pairs sont autorisés avec $J = 0, 2...$ La règle de sélection de la transition rotationnelle est définie par l'écart $\Delta J = 0, \pm 2...$ A température ambiante et à l'équilibre thermodynamique, le ratio entre ortho et para-hydrogène est de 75 % pour l'ortho-hydrogène et 25 % pour le para-hydrogène [Farkas(1935)]. Ce rapport 3:1 peut varier selon les conditions thermodynamiques du système considéré.

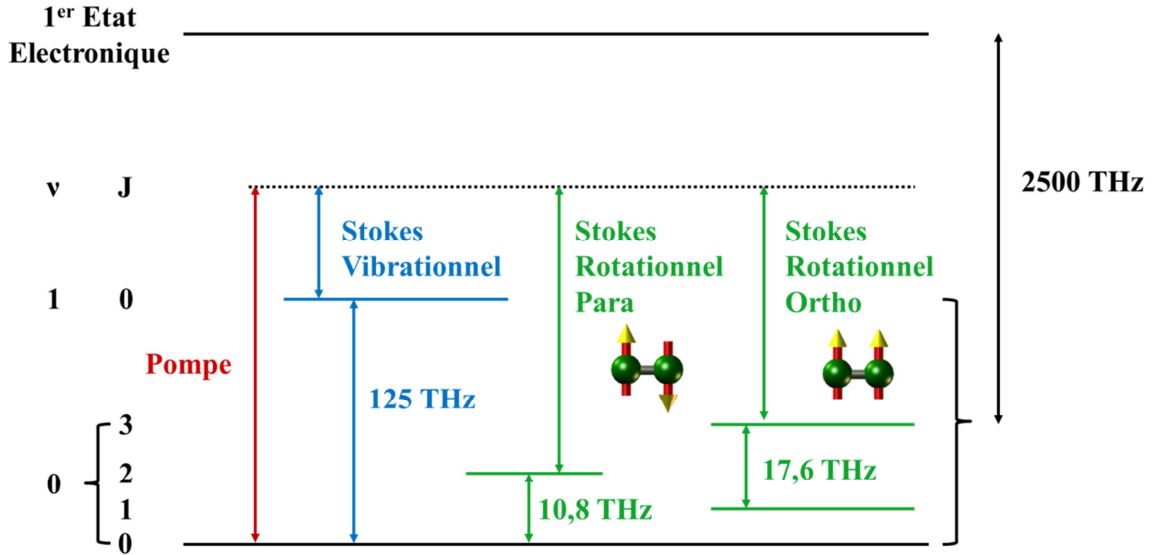


Figure 1.29 : Représentation schématique pour la molécule de dihydrogène du diagramme des niveaux d'énergie pour les transitions vibrationnelles et rotationnelles para-H₂ et ortho-H₂ ainsi qu'une représentation de leurs spins respectifs.

Par conséquent, à des conditions thermodynamiques standards, les transitions les plus accessibles pour la conversion Raman sont la transition vibrationnelle à une fréquence de 4155 cm⁻¹ (125 THz), et la transition rotationnelle ortho-H₂ à 587 cm⁻¹ (17,6 THz).

4.3.2. Le gain Raman dans un milieu confiné

Le gain Raman dans un milieu confiné comme une fibre à cœur creux est inversement proportionnelle à la largeur spectrale de raie Raman, notée Γ et exprimée en MHz. Ce paramètre est intrinsèque au milieu considéré et il est fortement dépendant des conditions thermodynamiques expérimentales (pression, température). Ces variations dues aux conditions thermodynamiques ont été mesurées par Bischel et al en 1986 et ils en ont déduit les valeurs quantitatives de la largeur spectrale de raie Raman pour les transitions vibrationnelles [Bischel(1986a)] et rotationnelle [Herring(1986)]. Grâce à ces différents travaux, Bischel et Dyer ont donné une expression du gain de la transition vibrationnelle et rotationnelle [Bischel(1986b)] :

$$\alpha_{vib} = 9,37 \cdot 10^6 \times \frac{52\rho}{\Gamma_{vib}} \frac{K_B}{0,658} (v_P - 4155) \cdot (7,19 \cdot 10^9 - v_P^2)^{-2} \quad (1.6)$$

où ρ est la densité moléculaire en amagat (à T = 298 K, 1 bar = 0,916 amagat), K_B est le facteur de population de Boltzman équivalent à 0,658 à 300 K pour le niveau J = 1 du dihydrogène, et v_P est la fréquence de l'onde de pompe en Hz.

$$\alpha_{rot} = 2,427 \cdot 10^8 \times \frac{\rho}{\Gamma_{rot}} (v_P - 586,9) \cdot (7,19 \cdot 10^9 - v_P^2)^{-2} \quad (1.7)$$

où ρ est la densité moléculaire en amagat et v_P est la fréquence de l'onde de pompe en cm⁻¹. La figure 1.30(a) présente l'évolution des gains vibrationnels et rotationnels, respectivement α_{vib} et α_{rot} , en fonction de la pression à température ambiante (298 K) et dans le régime stationnaire. On constate qu'un choix judicieux de pression au sein de la fibre peut favoriser la génération du Stokes

vibrationnel sur le rotationnel et inversement. En effet, à haute pression, le gain vibrationnel est plus important que le gain rotationnel, de tel sorte que les Stokes vibrationnels seront générés avant les Stokes rotationnels. A basse pression, cependant, le gain vibrationnel diminue fortement et c'est alors le gain rotationnel qui est supérieur.

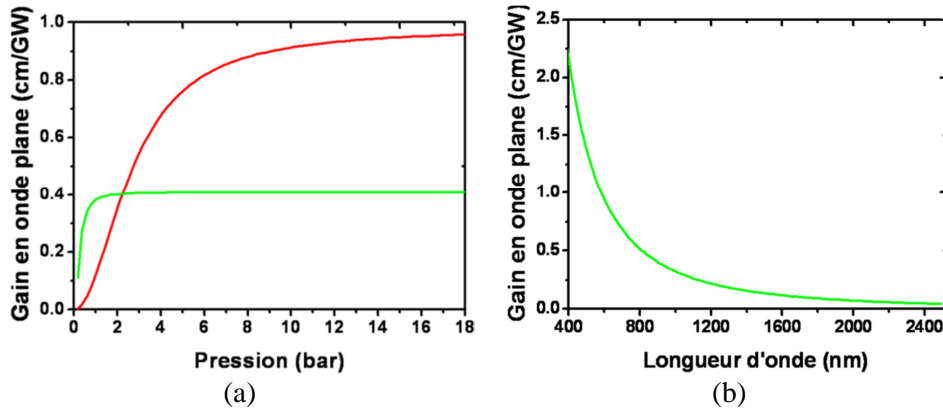


Figure 1.30 : (a) Gain Raman de la transition vibrationnelle (rouge) et de la transition rotationnelle (vert) en fonction de la pression à température ambiante et pompé à 1064 nm. (b) Gain Raman de la transition rotationnelle en fonction de la longueur d'onde de pompe à 298 K et pour une pression de 10 bars

La dépendance du gain Raman est également très forte à la longueur d'onde du laser de pompe comme le montre la figure 30(b). Le choix du laser de pompe est donc primordial pour optimiser la génération Raman dans les fibres à cœur creux, avec un facteur d'environ 10 entre une longueur de pompe à 1 μm et à 500 nm.

La polarisation, autre propriété physique de l'onde incidente, influe aussi sur le gain Raman. Le gain Raman vibrationnel est essentiellement indépendant de la polarisation du laser de pompe. Par contre, le gain Raman du Stokes de la transition rotationnelle pure est fortement dépendant de la polarisation [Minck(1966)]. Le tableau 1.4 donne le gain Raman rotationnel relatif pour différentes configurations du Stokes et de la polarisation de l'onde de pompe.

Tableau 1.4 : Influence de la polarisation du laser de pompe sur le gain Raman de la transition rotationnelle et la polarisation des Stokes générés [Minck(1966)]

Polarisation	Laser de Pompe	Stokes généré	Gain Raman
<i>Circulaire</i>			α_{rot} $\alpha_{\text{rot}}/6$
<i>Linéaire</i>			$2.\alpha_{\text{rot}}/3$ $\alpha_{\text{rot}}/2$

L'ensemble de ces données sur les propriétés de l'onde incidente et du milieu Raman permet de déterminer le régime d'amplification de la diffusion Raman stimulée dans une fibre à cœur creux remplie de gaz. La figure 1.31 montre l'évolution énergétique du Stokes de la diffusion Raman stimulée (SRS) en fonction de la durée d'impulsion.

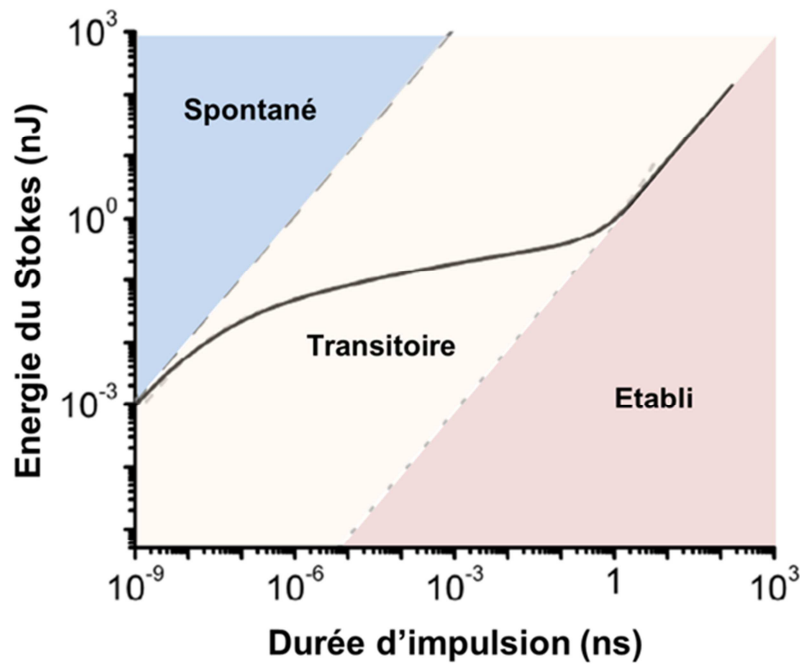


Figure 1.31 : Evolution de l'énergie du Stokes et des trois différents régimes de diffusion Raman stimulée : le régime transitoire, le régime stationnaire et le régime spontané en fonction de la durée d'impulsion du laser de pompe. Evolution calculée pour une fibre HC-PCF de 15 m, de 10 μm de diamètre de cœur avec des pertes de 60 dB/km remplie de 12 bars de H_2 et pompée à 1064 nm [Couny(thèse)]

On constate que la durée d'impulsion du laser de pompe a une influence considérable sur l'énergie du Stokes généré par la diffusion Raman. Elle délimite avec les propriétés de milieu Raman (longueur d'interaction et pression du gaz) les trois régimes SRS. Ces différents régimes de SRS dans les fibres à cœur creux seront développés et approfondis dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

4.4. Les résultats fondateurs de la conversion de fréquence dans les fibres à cœur creux remplies de gaz

La première démonstration de diffusion Raman stimulée dans une fibre à cœur creux remplie de dihydrogène a été réalisée en 2002 par Benabid et *al.* [Benabid(2002)]. Le laser de pompe émettait à 532 nm avec des impulsions de 6 ns et fut injecté dans une fibre Kagome de 15 μm de diamètre de cœur remplie de 17 bars de H_2 .

4.4.1. La génération de peigne Raman multi octaves

La large bande de transmission de la fibre à maille de Kagome permet la succession et la cascade de la diffusion Raman. La génération de nouvelles lignes laser peut alors s'étendre sur plusieurs octaves. Couny et *al.* ont démontré en 2007 la génération d'un peigne Raman sur plus de deux octaves avec une fibre Kagome de 40 cm de long remplie de dihydrogène.

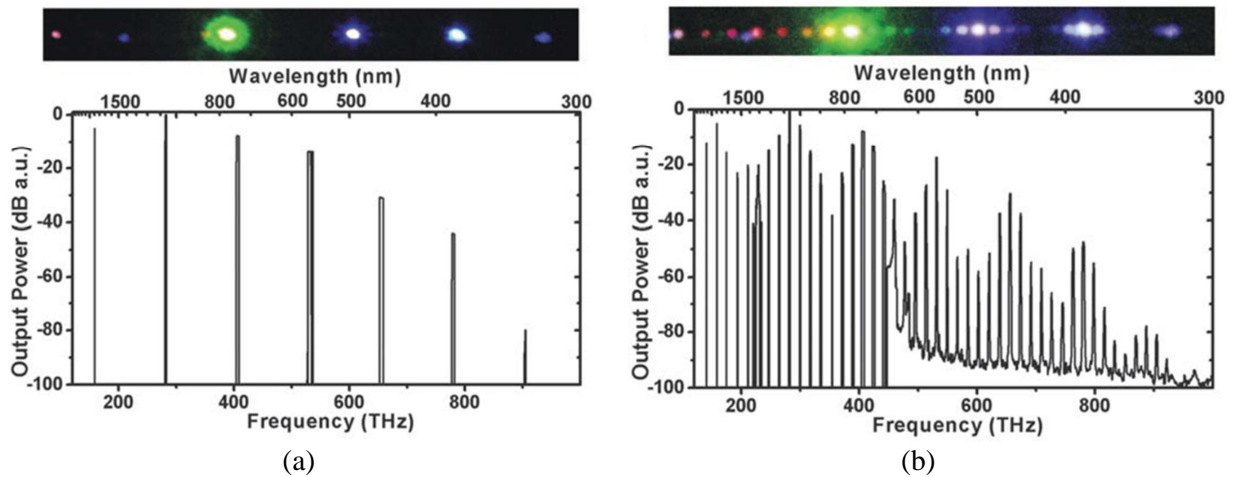


Figure 1.32 : Images diffractées et spectres de transmission de la génération de peignes Raman dans une fibre Kagome de 40 cm remplie de dihydrogène pour une polarisation du laser de pompe **(a)** linéaire ou **(b)** circulaire [Couny(2007a)]

Le laser de pompe émettait à 1064 nm avec une durée d'impulsion de 12 ns pour une puissance crête ne dépassant pas les 40 kW. On constate aussi sur la figure 1.32 l'impact de la polarisation du laser de pompe sur la génération des Stokes Raman vibrationnels et rotationnels. Ce peigne Raman a également été utilisé afin de prouver l'auto cohérence des Stokes Raman avec leur propre antiStokes à l'aide d'un montage expérimental basé sur un interféromètre [Wang(2010)]. Ces résultats marquent les jalons pour le développement et la synthèse de forme d'onde optique. Le chapitre 4 de ce manuscrit approfondira le contexte du projet de recherche et l'objectif final de synthèse de forme d'onde optique par génération Raman et il présentera les résultats obtenus sur la génération de peigne Raman multi octaves.

4.4.2. La conversion Raman à la limite quantique vers des longueurs d'onde non conventionnelles

La première démonstration d'un étage simple passage de conversion de fréquence avec une fibre à cœur creux a été réalisée en 2002 avec une efficacité de 30 % [Benabid(2002)]. En 2004, Benabid et *al.* ont prouvé la capacité pour un tel étage de conversion de fréquence à atteindre une conversion à la limite quantique, correspondant à une conversion énergétique optimale, proche de 100% [Benabid(2004)]. La figure 1.33 présente les résultats obtenus en 2007 par Couny et *al.* sur une conversion de fréquence très efficace entre l'onde de pompe et la génération d'un Stokes rotationnel dans une fibres à cœur creux PBG remplie d' H_2 . Nous pouvons remarquer d'ailleurs sur cette figure la simplicité du montage expérimental constitué de peu d'optiques. Il est juste composé d'une lame quart d'onde et d'une lame demi-onde pour contrôler la puissance et la polarisation du laser incident et d'une lentille pour coupler le faisceau dans le cœur de la fibre. Il est important de noter ici que pour l'ensemble de ces expériences, le montage expérimental se fait sans injection d'émission laser à la longueur d'onde du Stokes souhaité afin de ne pas se retrouver dans le cas d'un amplificateur Raman.

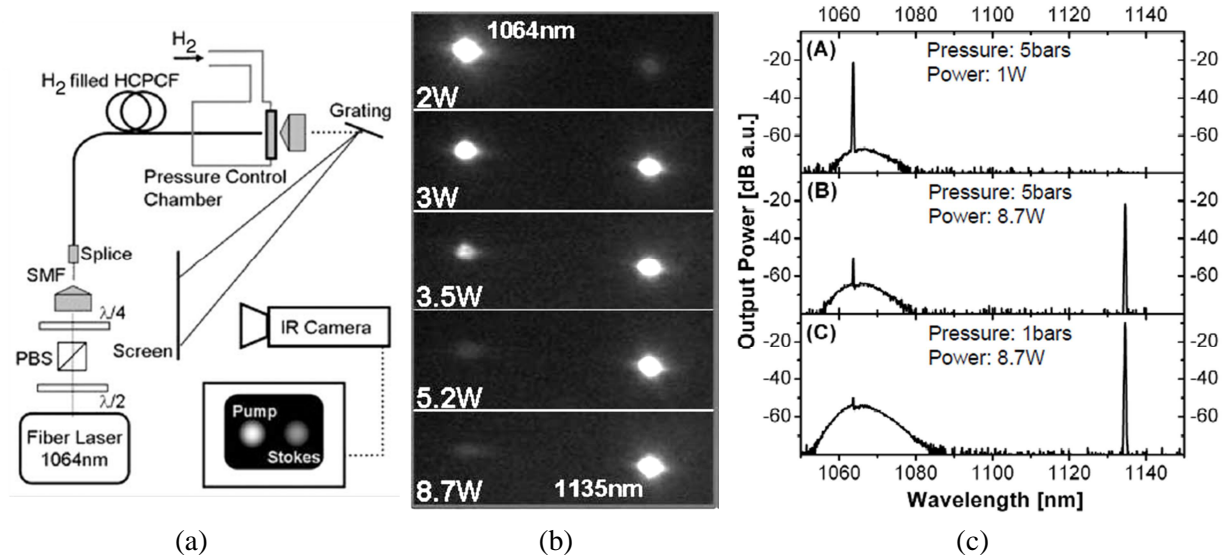


Figure 1.33 : (a) Montage expérimental. (b) Evolution de la puissance du faisceau laser après dispersion pour la pompe à 1064 nm et le premier Stokes à 1135 nm. (c) Spectre optique de la pompe et du premier Stokes pour diverses configurations de pression et de puissance injectée [Couny(2007b)]

Récemment, ces fibres à cœur creux ont été utilisées pour réaliser un module de conversion de fréquence afin de développer de nouvelles sources de lasers à fibre dans l'infrarouge, à $1,9\ \mu\text{m}$ [Wang(2014)]. Ces démonstrations ont ouvert réellement une nouvelle voie pour le développement d'étage de conversion de fréquence fibrée, simple et efficace. Le chapitre 5 présentera les recherches réalisées sur un étage de conversion de fréquence simple et efficace pour le développement de lasers à fibre de haute puissance et énergie émettant à des longueurs d'onde non conventionnelles.

5. Conclusion et structure du manuscrit

Ce premier chapitre est venu présenter de façon non-exhaustive les principales applications des systèmes laser ainsi que les différents milieux permettant de générer l'effet laser. Cela a permis de mettre en valeur les avantages des propriétés optiques de la fibre optique et son potentiel à développer des amplificateurs et des convertisseurs de fréquence basés sur celles-ci. Dans notre volonté de développer une source laser fibrée hybride de haute puissance, celle-ci comprend en premier lieu un étage de puissance afin d'atteindre une puissance crête et des impulsions énergétiques importantes tout en conservant une excellente qualité du faisceau. Cette partie amplificatrice sera développée dans la première partie de ce manuscrit et nous aborderons et présenterons notre approche afin de repousser le seuil d'apparition de la principale limite actuelle : les instabilités modales. Ensuite ces fortes énergies par impulsion et ses puissances crêtes émises sont utilisées pour mettre en place un étage de conversion de fréquence entièrement fibré avec des fibres à cœur creux remplies de gaz actifs Raman. La seconde partie de ce manuscrit se focalisera sur le développement d'un étage de conversion de fréquence efficace soit pour la génération de peignes Raman à très large bande spectrale ou soit pour la génération de lignes laser de haute puissance à des longueurs d'onde non conventionnelles vers l'infrarouge.

L'objectif de ces travaux est de réunir les deux étages les plus importants pour l'avènement d'un laser hybride fibré capable de combiner à la fois une partie d'amplification de puissance et une partie de conversion de fréquence. Cette synergie a pour objectif d'émettre des impulsions de forte puissance à des longueurs d'onde couvrant un large intervalle spectral et de marquer une étape vers l'émission de puissance dans l'infrarouge moyen. Ce laser se composerait de deux étages : une source à base de fibre dopée aux ions de terre rares Ytterbium pour le premier étage et une fibre à cœur creux remplie de gaz actif pour une conversion de fréquence de cette source.

La partie 1 présentera les travaux réalisés sur les fibres amplificatrices et se composera de deux chapitres. Le chapitre 2 exposera notre approche pour dépasser la récente limitation des instabilités modales par une gaine interne basée sur une structure aperiodique permettant de délocaliser les modes d'ordre haut en dehors de la zone de gain. Le chapitre 3 relatera les différentes fabrications de fibres actives basées sur ces mêmes structures aperiodiques.

La seconde partie exposera les résultats obtenus avec un étage de conversion de fréquence basé sur une fibre à cœur creux rempli de dihydrogène et se décomposera aussi en deux chapitres. Dans le chapitre 4 nous étudierons la capacité d'émettre un peigne Raman de haute puissance à très large bande spectrale. Dans le chapitre 5, nous nous focaliserons sur la possibilité de sélectionner et d'optimiser des lignes laser particulières au sein de ce même peigne Raman.

Pour conclure, nous résumerons l'ensemble des résultats obtenus durant ce travail de thèse et nous présenterons une vision non-exhaustive des futurs travaux et perspectives envisageables sur cette thématique de développement d'un laser fibré hybride de haute puissance.

PARTIE I : SOURCE LASER DE HAUTE PUISSANCE AVEC DES FIBRES LMA ADOPTANT UNE NOUVELLE STRUCTURE INTERNE

Cette première partie présente les travaux effectués sur le développement de nouvelles fibres à large aire modale. Celles-ci visent à améliorer la capacité des sources laser fibrées à délivrer de fortes puissances et énergies tout en conservant une excellente qualité de faisceau. L'objectif de cet axe de recherche est donc d'outrepasser la principale limite actuelle, les instabilités modales par une innovation structurelle de la gaine interne d'une fibre LPF.

Cette partie se composera de deux chapitres. Le chapitre 2 présentera le principe théorique général de notre approche pour délocaliser les modes d'ordre élevé (HOM) en supprimant les symétries au sein de la structure de la gaine interne. Pour ce travail nous nous sommes appuyés sur un modèle numérique développé au laboratoire pour concevoir des géométries de fibres originales et modéliser leur comportement. Nous nous focaliserons ensuite sur la fabrication, la caractérisation et les résultats expérimentaux obtenus sur des fibres passives à structures innovantes. Le chapitre 3 présentera l'ensemble du processus de fabrication des fibres actives avec les structures internes souhaitées. Nous développerons les résultats obtenus avec ces fibres actives ainsi que les systèmes de caractérisation utilisés. Nous finirons par une discussion sur les problèmes rencontrés pour fabriquer ces fibres actives puis nous évoquerons les pistes possibles afin de les dépasser.

CHAPITRE 2 : VALIDATION DU PRINCIPE DE DELOCALISATION DES STRUCTURES APERIODIQUES

Ce second chapitre vient présenter notre approche pour délocaliser plus efficacement les modes d'ordre haut hors de la zone de gain en travaillant sur la structure de la gaine interne. Un travail analytique a permis de montrer le bénéfice d'une gaine interne à structure aperiodique pour délocaliser les modes d'ordre élevé. Une série de tests sur des fibres passives basées sur ces structures aperiodiques a prouvé la capacité de délocalisation des modes d'ordre élevé en conservant le comportement monomode malgré des fibres courtes à grandes dimensions de cœur. Le terme monomode dans ce chapitre qualifiera la capacité d'une structure aperiodique à localiser un seul et unique mode dans la zone de gain. Cette délocalisation est assurée pour des dimensions de cœur de 85 μm sur une plage de longueur d'onde de 1 à 2 μm et jusqu'à 140 μm de dimension de cœur à une longueur d'onde de 2 μm .

1. Principe général de notre approche

1.1. Contexte de l'étude

Présentées au premier chapitre, les instabilités modales présentent un réel défi pour la montée en puissance des lasers à fibre. D'importantes recherches sont menées pour repousser le seuil de ces instabilités, que ce soit sur la structure du cœur [Robin(2014)] ou en développant des fibres multicoeurs [Otto(2014)]. L'objectif final dans lequel s'inscrit ce travail de recherche est de développer une fibre à très large aire modale entièrement solide, visant même à remplacer l'air-clad et de longueur effective courte. Ce cahier des charges a été développé en étroite collaboration avec la société Eolite Systems, utilisatrice de ces fibres dans ces produits, et se divise en trois axes :

- augmenter l'indice de réfraction du cœur actif en dopant de façon plus importante la zone de gain et ainsi améliorer l'absorption de la puissance de pompe. Cette augmentation de l'indice de réfraction permet également d'ajouter judicieusement un co-dopage passif (Ce, P...) au sein du cœur afin de lutter contre des phénomènes disruptifs comme le photonoircissement.
- ajuster précisément (de l'ordre de 10^{-5} ou quelques 10^{-5} , c'est-à-dire améliorer d'un à deux ordres de grandeur la précision des méthodes de synthèse actuelles) l'indice de réfraction de la gaine interne avec celui du cœur actif
- introduire des inclusions bas-indice afin de créer une structure aperiodique dans la gaine interne pour optimiser la délocalisation des HOM hors de la zone de gain.

La figure 2.1 montre une coupe transverse et une représentation schématique du profil d'indice de la fibre LPF Air/Silice classique et de notre fibre. La zone active est représentée en rouge, la silice pure en bleu foncé, les trous d'air de la LPF en blanc et la gaine passive de silice dopée en bleu clair.

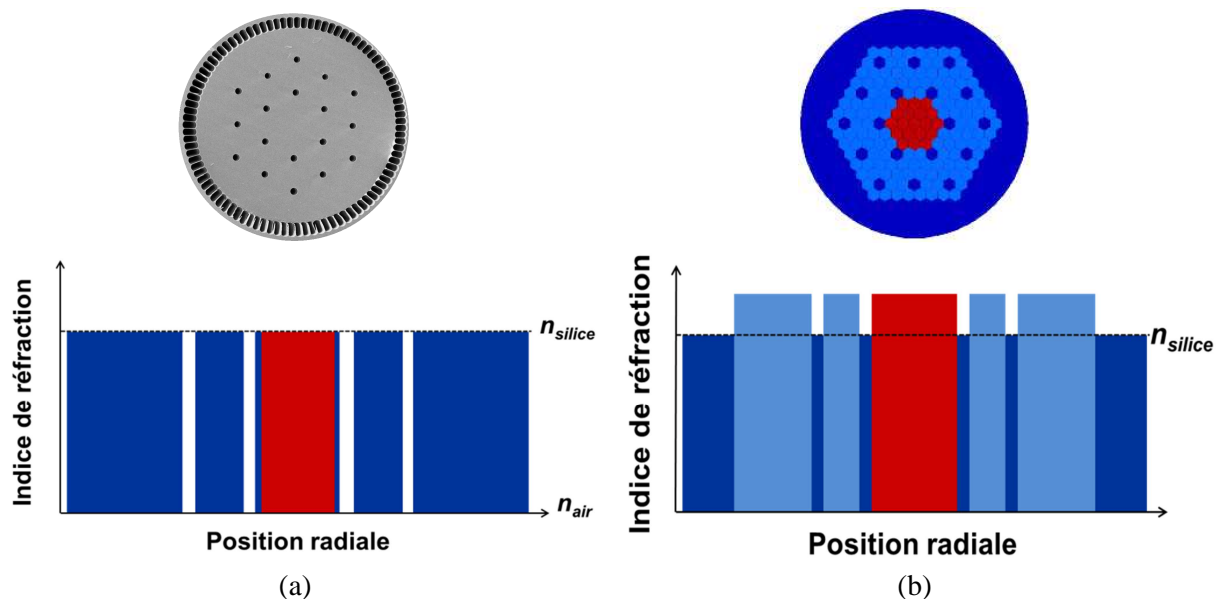


Figure 2.1 : Coupe de la fibre et représentation schématique du profil d'indice pour (a) la fibre LPF Air/Silice et (b) la fibre LPF à structure innovante. La zone dopée est en rouge, la silice pure en bleu foncé, les trous d'air en blanc et la silice passivement dopée en bleu clair.

Le matériau de cœur est produit par une méthode de fabrication alternative à la méthode conventionnelle dite de MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) [Nagel(1982)] qui produit habituellement des cœurs mixés de cannes d'ytterbium et de fluor. Cette technique, nommée « Repusil », a été développée en 2008 par la collaboration d'Heraeus et de l'IPHT (Institut für Photonic Technology) [Langner(2008)] et est basée sur la synthèse et la vitrification de poudres de silice dopées micrométriques. Parallèlement un important travail en amont a été mené au laboratoire Xlim et a permis d'approfondir la compréhension de l'influence des symétries de la microstructure interne sur le comportement des modes guidés dans les fibres LMA. Le tableau 2.1 résume les propriétés de l'état de l'art des fibres LMA et la comparaison avec notre nouvelle approche.

Tableau 2.1 : Récapitulatif des principales caractéristiques actuelles des fibres LMA et comparaison avec notre cahier des charges

	Etat de l'art des LMA	Cahier des charges
<i>Fabrication</i>	Multiple « stacks and draw » (Cœur + fibre finale)	Repusil Une étape de fibrage
<i>Dopage du cœur</i>	Partiel Cœur mixé Yb/F - Gain limité	Total Gain maximisé
<i>Diamètre de cœur</i>	De 40 à 135 μm	> 50 μm
<i>Emission monomode</i>	Microstructure interne périodique (hexagonale)	Meilleure délocalisation des HOM en cassant les symétries

Ces deux principaux volets de travail vont être approfondis dans les deux prochaines sections de ce chapitre. Ce travail de thèse s'est essentiellement focalisé sur le développement, la fabrication et la caractérisation de fibres passives basées sur des structures innovantes afin d'améliorer la délocalisation des HOM hors de la zone de gain et de repousser le seuil des IM.

1.2. L'augmentation de l'indice de cœur par un dopage total

Les cœurs actifs des fibres LMA actuelles sont essentiellement réalisés par une succession d'assemblages et d'étirages de cannes de silice fabriquées par la méthode MCVD. Cet enchaînement d'étape de fabrication se fait avec des cannes de silice dopée aux ions de terres rares et des cannes bas indice de silice dopée aux ions fluor, représenté en figure 2.2(a). La zone de gain peut alors être décrite comme un cœur mixé au dopage partiel en ions de terres rares. Ce cœur mixé possède une structure sub longueur d'onde (100 à 200 nm) et il est perçu comme homogène par l'onde propagée. Ce mélange est parfaitement illustré par la photographie d'un cœur mixé en figure 2.2(b).

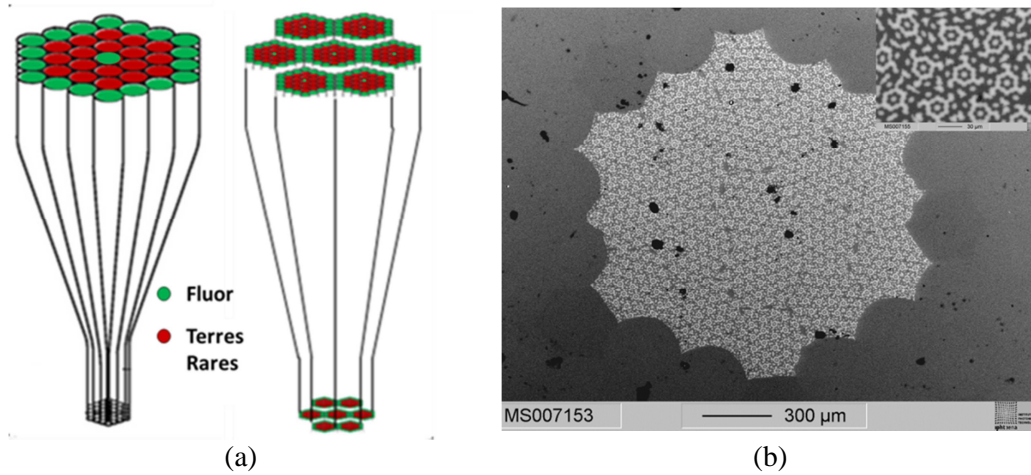


Figure 2.2 : (a) Représentation schématique de la technique de « stack and draw » donnant un cœur partiellement dopée aux ions de terres rares. (b) Photographie acquise au MEB d'un cœur mixte et fabriqué à l'IPHT. En insert un grossissement sur la nanostructure du cœur mixte avec les ions de terres rares en blanc et le fluor en gris foncé.

Le principal avantage des fibres fabriquées par MCVD est de présenter des pertes de propagation optique naturellement basses sous les 2 dB/km dans le proche infrarouge [Poole(1986)]. Cependant certains inconvénients persistent toujours : un faible volume de silice dopée aux ions de terres rares, une reproductibilité indicielle limitée entre deux fibrages et une faible homogénéité de l'indice de réfraction pour la fabrication des gros cœurs avec un contrôle insuffisant de l'indice de l'ordre de 5.10^{-4} à 1.10^{-3} . Ce manque de précision et de reproductibilité sur l'homogénéité de l'indice de réfraction et le dopage partiel du cœur actif représentent un réel frein à notre volonté de fabriquer des fibres à gros cœurs, de longueurs effectives courtes tout en conservant une bonne absorption.

Dans ce contexte nous avons choisi de recourir à un procédé de fabrication alternatif basé sur la synthèse et la vitrification de poudres micrométriques de silice dopée. Le processus dit « Repusil » se compose de six étapes majeures initiées par la synthèse en solution de microparticules de SiO_2 . Une solution composée des ions de terres rares et des dopants additionnels (*i.e.* Al, Ce, P, F...) est alors ajoutée à la suspension de silice (Fig. 2.3(1)). La suspension est ensuite mélangée, brassée puis déshydratée et traitée thermiquement afin d'obtenir des granulats de silice dopée aux ions de terres rares sans présence de résidus d'eau (Fig. 2.3(2)). Cette poudre est alors remodelée, comprimée puis placée dans un tube de silice pure (Fig. 2.3(3)). Cette préforme subit ensuite une série de purification chimique (Fig. 2.3(4)), de frittage et de traitement thermique (Fig. 2.3(5)) et enfin une étape finale de vitrification sous la flamme d'une torche H_2/O_2 (Fig. 2.3(6)).

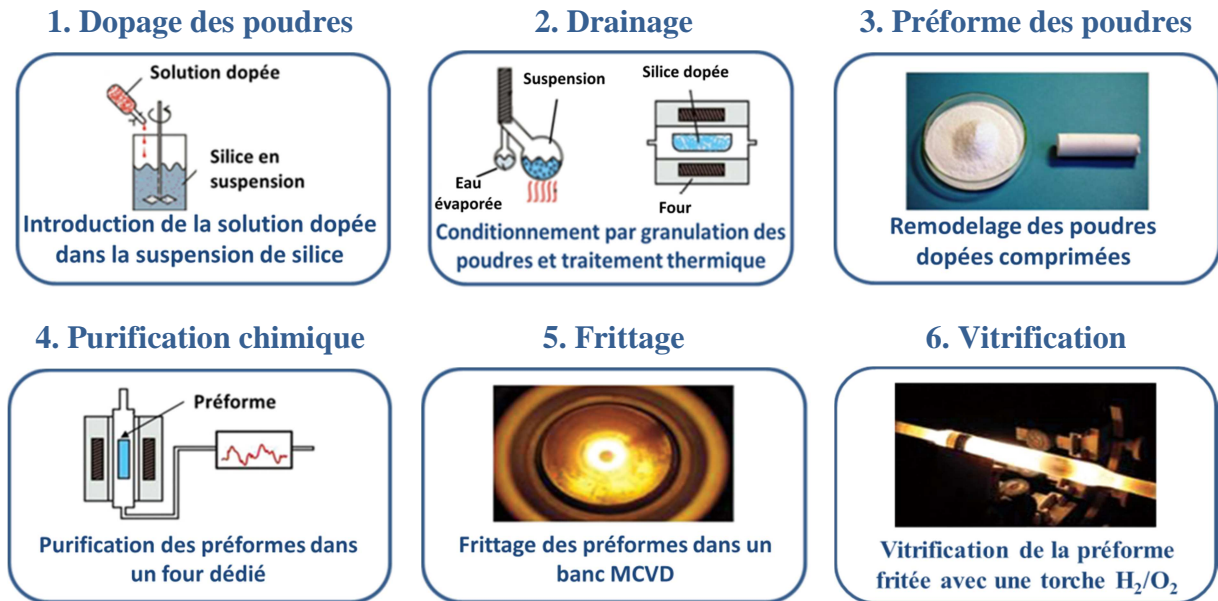


Figure 2.3 : Présentation des six principales étapes de la méthode Repusil pour la fabrication de préforme de silice dopée aux ions de terres rares

Cette technique de fabrication permet d’obtenir une quantité de matériau dopé cent fois supérieur à la technique MCVD pour une même concentration de terres rares [Schuster(2014)]. Ce matériau peut être totalement dopé sur tout son volume, contrairement à la technique MCVD. Les cannes produites possèdent des dimensions importantes, supérieures à 15 mm de diamètre et 150 mm de longueur. De plus, le profil de l’indice de réfraction possède une excellente homogénéité présentant des fluctuations de l’ordre de quelques 10^{-4} axialement et longitudinalement. En raison de la faible taille des fluctuations, ce matériau sera perçu comme homogène par l’onde laser lorsqu’il sera employé au sein d’un cœur actif. Une fibre active de 100 μm de diamètre de cœur a été réalisée en 2011 exhibant des pertes optiques de 20 dB/km à 1200 nm. Cette fibre, utilisée dans un laser a démontré une efficacité quantique d’environ 80 %, comparable aux fibres fabriquées par la technique MCVD [Leich(2011)].

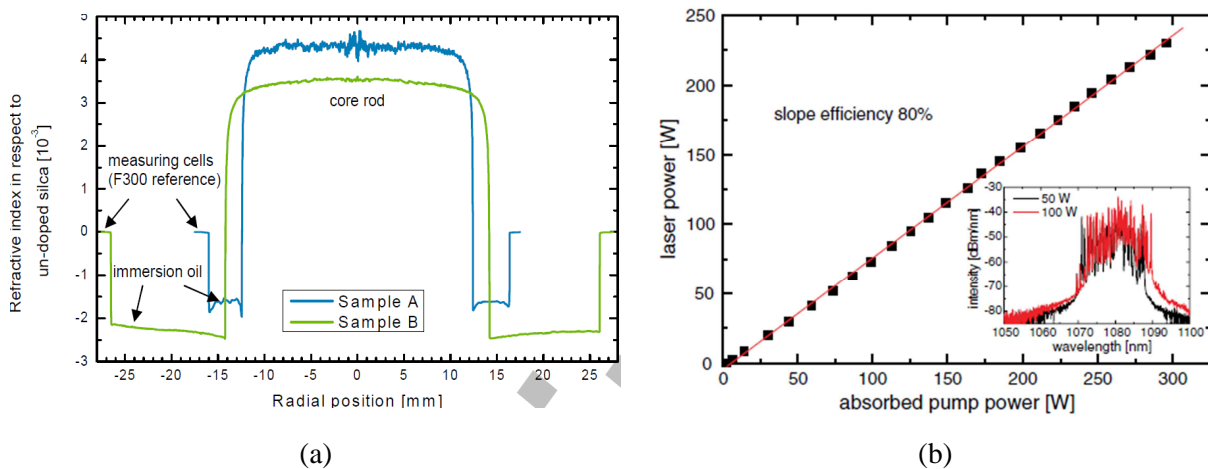


Figure 2.4 : (a) Profils d’indice de réfraction d’une préforme active Repusil [Langner(2011)]. (b) Démonstration expérimentale et obtention d’une pente d’efficacité quantique en configuration laser identique à celle obtenue avec des fibres CVD – Insert : Spectre d’émission [Leich(2011)]

En 2012, Langner *et al.* ont démontré une émission laser de 4 kW avec une pente d'efficacité de 67 % émise par une source fibrée multimode d'un diamètre de cœur de 200 μm [Langner(2012)].

La méthode Repusil, processus de synthèse et de vitrification de poudres micrométriques, a ainsi prouvé sa capacité pour la fabrication de matériaux dopés d'une grande qualité optique et très homogènes permettant de répondre à notre cahier des charges initial. Durant ce travail, nous avons profité de l'expérience de notre partenaire, l'IPHT, pour la fabrication des matériaux utilisés. Nous avons ensuite dû évaluer les contraintes supplémentaires requises par le travail effectué sur la géométrie de la microstructure de gaine interne afin d'optimiser la délocalisation des HOM en dehors de la zone de gain.

1.3. La discrimination modale et la délocalisation des modes

Fort de ce nouveau procédé pour la fabrication des matériaux permettant de doper de manière homogène (totalement ou partiellement) la zone de cœur, le travail s'est ensuite focalisé sur la recherche d'un moyen d'exacerber la délocalisation des modes d'ordre élevé. Un ambitieux protocole de simulation a été mis en place dans le cadre du travail de thèse de Romain Dauliat afin d'optimiser la délocalisation des HOM et de repousser l'apparition des instabilités modales. Deux paramètres ont été essentiels pour comprendre la démarche de l'étude analytique et ils décrivent le comportement des modes guidés au sein d'une structure définie. Le premier paramètre est le « facteur de recouvrement », désigné par Γ , qui quantifie la distribution d'intensité du mode considéré avec la zone de gain. Il est souvent exprimé en pourcentage et est défini comme suit :

$$\Gamma = \frac{\iint_{A_d} |E|^2 dS}{\iint_{A_{tot}} |E|^2 dS} \quad (2.1)$$

où E représente la distribution du champ électrique du mode considéré et $|E|^2$ son intensité, A_d et A_{tot} sont respectivement l'aire de la zone de gain dopée aux ions de terres rares et l'aire de la région de la gaine de pompe, et dS est la surface élémentaire de la section de la fibre.

L'émission monomode étant d'un grand intérêt pour les lasers de haute puissance, cette question constitue un critère essentiel de notre cahier des charges. Par conséquent, il était primordial de définir le contenu modal dans le cœur de notre fibre et de déduire si l'émission est monomode ou non. Pour cela les facteurs de recouvrement de 300 modes ont été systématiquement calculés pour chaque structure de fibre. Un modèle d'amplificateur ou de laser est ensuite appliqué aux modes les plus confinés afin de déterminer la proportion de puissance portée par chaque mode. En pratique, seule la prise en compte du mode fondamental (Γ_{01}) et du HOM le plus confiné (Γ_{HOM}) dans la zone dopée est suffisante pour déterminer la qualité de l'émission. On définit alors la « discrimination modale » exprimée en pourcent comme la différence de ces deux facteurs de recouvrement et est présentée par l'expression 2.2.

$$\Delta\Gamma = \Gamma_{01} - \Gamma_{HOM} \quad (2.2)$$

La discrimination modale $\Delta\Gamma$ est donc la différence entre les facteurs de recouvrement avec le milieu à gain du mode fondamental et du mode d'ordre élevé le mieux confiné par la structure dans la zone de gain. En pratique, une discrimination modale de 30 points est suffisante pour obtenir une émission monomode avec un confinement du mode fondamental d'au moins 80 % ($\Gamma_{01} > 80\%$). Cependant, plus la valeur de discrimination modale sera élevée, plus le caractère monomode du faisceau émis sera susceptible de résister à des perturbations, au premier rang desquelles on citera l'échauffement du cœur en régime laser. Ce paramètre sera notre critère préférentiel pour exprimer et quantifier la délocalisation des HOM hors de la zone de gain. Afin de pouvoir comparer notre travail à une référence réaliste, la première étape a été de modéliser une fibre de référence. Dans le respect de notre cahier des charges visant à développer une fibre courte à gros diamètre de cœur pouvant générer des systèmes laser de haute puissance, la fibre LPF Air/Silice était sans conteste la meilleure référence. Les spécifications de cette fibre LFP est un diamètre de cœur de $54\ \mu\text{m}$, un pitch Λ de $30\ \mu\text{m}$, un rapport d/Λ de 0,3 et un diamètre de $170\ \mu\text{m}$ pour l'air-clad [Jansen(2011)]. La figure 2.5 montre le design numérisé de la fibre LPF et les valeurs du facteur de recouvrement calculées pour les 300 premiers modes guidés dans la fibre LPF air/silice [Dauliat(2013)] choisie comme référence ($A_{\text{eff}} \approx 2500\ \mu\text{m}^2$) pour une longueur d'onde de travail de $1\ \mu\text{m}$ ainsi que sa discrimination modale $\Delta\Gamma$ (par exemple quatre modes dégénérés sont pris en compte pour le mode $LP_{1,1}$). Le code couleur de la figure 2.5(a) est le même que pour la figure 2.1 avec en rouge le cœur actif, la silice pure en bleu foncé et les trous d'air en jaune.

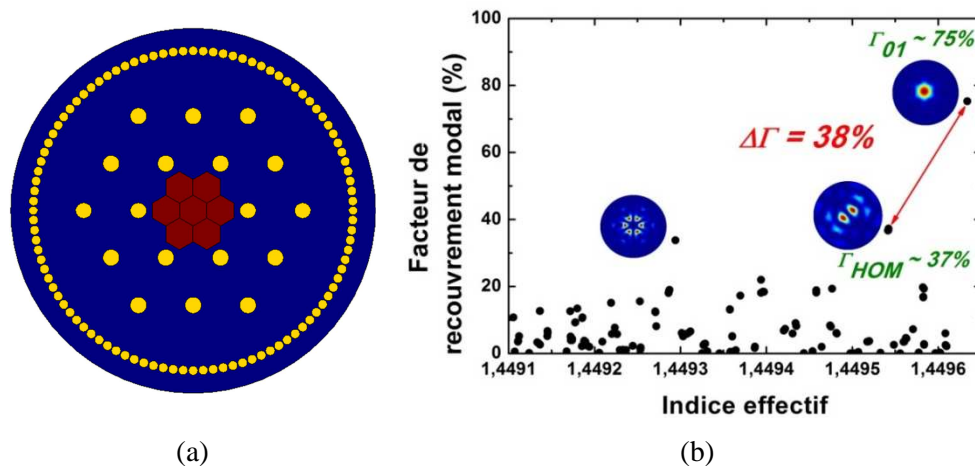


Figure 2.5. (a) Fibre LPF numérisée représentant notre référence pour l'étude numérique avec la zone de gain en rouge, la gaine de silice en bleu foncé et les trous d'air en jaune. (b) Facteur de recouvrement des 300 premiers modes guidés pour la fibre LPF air/silice.

Le facteur de recouvrement est de 75 % pour le mode fondamental et de 37 % pour le mode d'ordre haut le plus confiné ($LP_{1,1}$ -like), d'où une discrimination modale de 38 % pour la fibre LPF de référence. En 2012 Limpert *et al.* rapportent leur travail de simulation sur les profils d'intensité des cinq modes transverses les plus compétitifs pour la fibre LPF air/silice [Limpert(2012)]. Le confinement des différents modes transverses est reporté en pourcentage et le mode fondamental

présente un taux de 75 %. La figure 2.6 présente une comparaison des profils d'intensité des cinq modes transverses calculés par Limpert et *al.* et par notre modèle numérique.

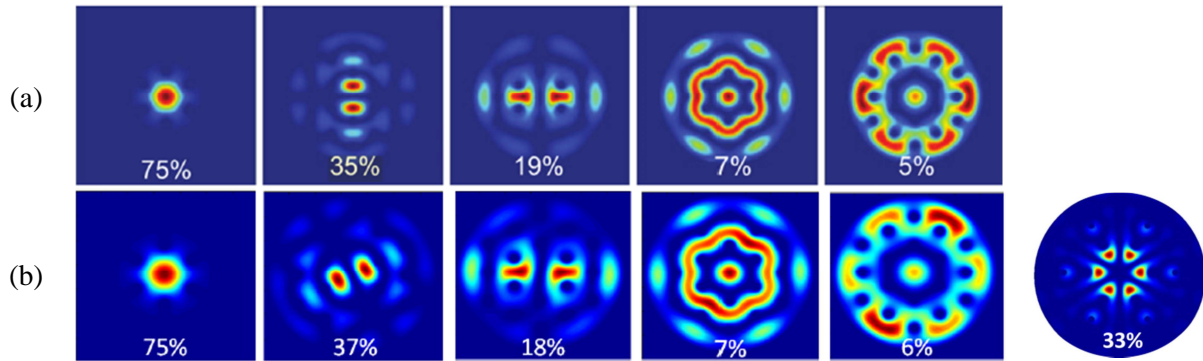


Figure 2.6. Représentation des profils d'intensité simulés pour (a) les cinq modes transverses les plus compétitifs reportée dans [Limpert(2012)]. (b) ceux obtenus avec notre approche numérique avec en plus un mode d'ordre élevé dont le recouvrement avec la zone de cœur est important.

Les taux de confinement des différents modes concordent entre les deux modèles. Cette comparaison des cinq modes transverses les plus compétitifs montre la bonne adéquation et la pertinence de notre modèle numérique. La prise en compte d'un très grand nombre de modes dans notre protocole de simulation fait cependant apparaître un mode très bien confiné qu'il sera nécessaire de prendre en compte dans la conception de nos fibres. En 2011, Jansen et *al.* mettent en lumière l'influence de la périodicité de la gaine interne sur le recouvrement des intensités des modes [Jansen(2011)]. La même année, Stutzki et *al.* montrent le bénéfice de la réduction des symétries de la gaine pour la discrimination des modes d'ordre élevé [Stutzki(2011)]. Dans le même temps, les structures proposées dans le cadre de la thèse de R. Dauliat montraient l'impact positif des ruptures de symétries de la gaine interne sur la délocalisation des HOM et sur l'augmentation du taux de discrimination modale [Dauliat(2013)]. On remarque d'ailleurs bien les symétries axiales ou de révolution des HOM avec les différents profils d'intensité présentés dans la figure 2.6. L'évolution de la discrimination modale a aussi été étudiée sur une large gamme spectrale couvrant les bandes d'émission des différents ions de terres rares et pour différents diamètres de cœur jusqu'à 100 μm . Plusieurs structures ont été imaginées à Xlim dès 2010 pour augmenter le taux de la discrimination modale. Le repositionnement des inclusions bas indice a été judicieusement placé afin d'optimiser la discrimination et la délocalisation des modes d'ordre élevé. En outre nous avons pu améliorer la discrimination modale grâce à l'utilisation d'inclusions bas indice plutôt que des capillaires d'air. Deux structures particulièrement intéressantes ont finalement été imaginées et retenues en 2014, la LPF aperiodique dite « Spirale » (LPF Ap. Spirale) et la LFP aperiodique dite « Totale » (LPF Ap. Totale). Leurs géométries respectives et l'évolution de leurs discriminations modales en fonction de la dimension du cœur et de la longueur d'onde sont présentées en figure 2.7. Le code couleur est similaire à la figure 2.1(b) avec un indice de cœur surélevé en rouge (quelques 10^{-3} par rapport à la silice pure), une gaine passive en bleu clair et les inclusions bas-indice en bleu foncé.

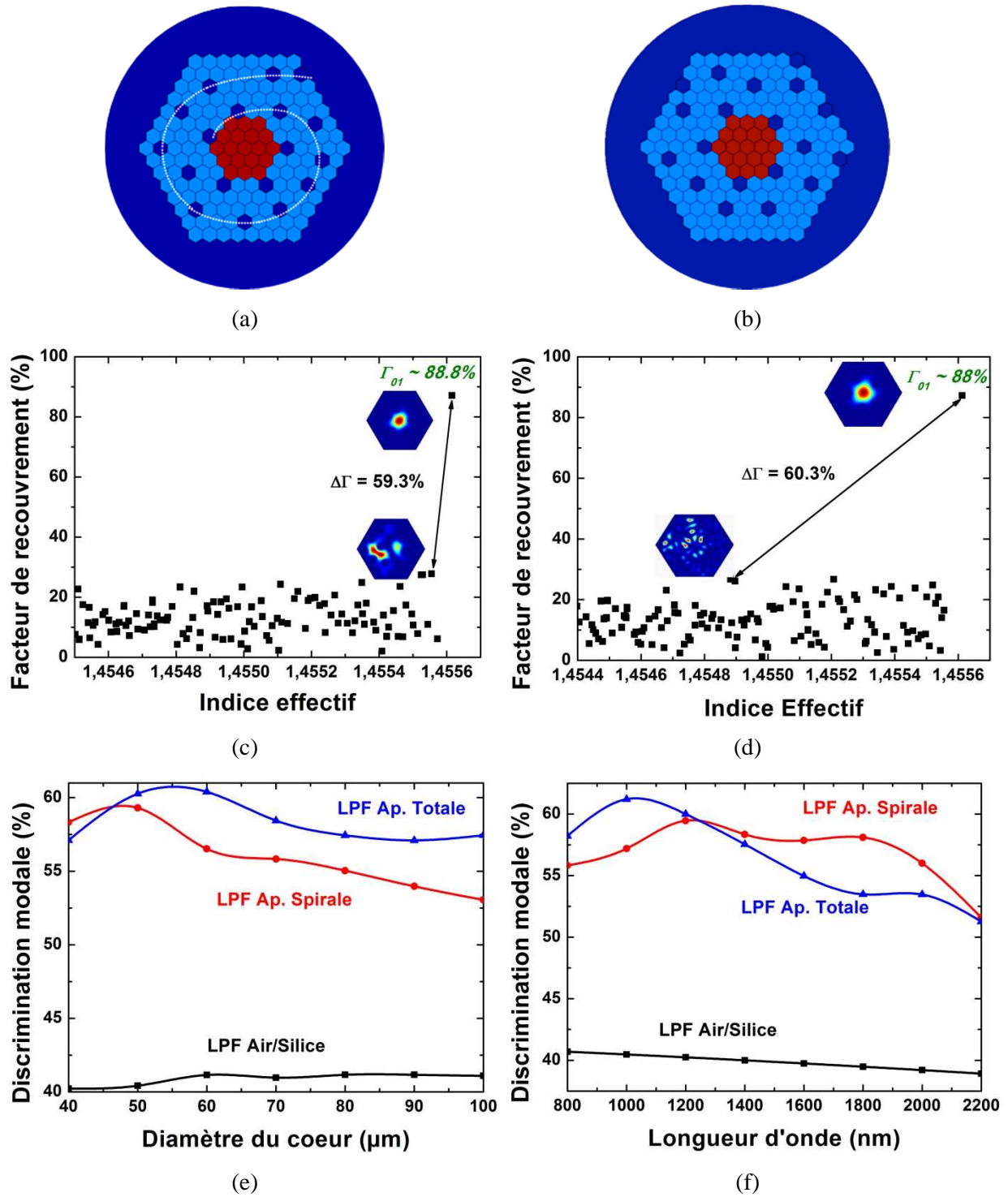


Figure 2.7 : Présentation de la structure des deux fibres LPF (a) Apériodique Spirale et (b) Apériodique Totale avec le cœur dopé en rouge, la gaine passive en bleu clair et les inclusions bas indice en bleu foncé. Facteur de recouvrement du mode fondamental et du HOM le plus confiné pour des cœurs de 50 μm pour la LPF (c) apériodique Spirale et (d) apériodique Totale. Représentation de la discrimination modale des fibres LPF Apériodique Totale et Spirale en fonction (e) du diamètre de cœur à 1 μm et (f) de la longueur d'onde pour un cœur de 50 μm.

Ces deux structures aperiodiques presentent un recouvrement du mode fondamental superieur a celui d'une LFP Air/Silice, passant de 75 a environ 88 % en raison de l'extension de la zone de gain jusqu'a l'interface avec les inclusions. De plus, on observe une augmentation de la discrimination modale de

15 à 20 points par rapport à notre référence à une longueur d'onde de 1 μm et pour des diamètres de cœur de 50 μm (figure 2.7(c) et (d)). Cette augmentation de la discrimination s'étend également sur une large bande spectrale et pour d'importantes dimensions de cœur (figure 2.7(e) et (f)). La fibre Apériodique Totale semble présenter d'après ce travail de simulation une faculté de discrimination accrue autour de 1 μm , dans la zone d'émission de l'Ytterbium et pour les gros diamètres de cœur, jusqu'à 100 μm . Ces spécifications en font la candidate idéale pour générer des systèmes laser de haute puissance à cette longueur d'onde de prédilection.

Il est important de noter ici que l'ensemble de cette étude numérique a été mené sur des fibres LPF dites « froides », sans prise en compte de l'influence thermique. Or, l'apport thermique dû à la puissance de pompe pour les lasers de haute puissance peut être particulièrement important et entraîner une modification du profil d'indice au sein de la fibre. Ce phénomène peut également être préjudiciable à toute structure filtrante si la puissance de la diode de pompe est trop importante. L'impact précis de cet apport thermique est étudié dans le modèle numérique dans le but d'estimer les plages de fonctionnement des fibres actives en fonction de leur niveau de puissance de pompe [Dauliat(2015)].

Afin de prouver la pertinence de cette étude numérique et la capacité à délocaliser les HOM hors de la zone de gain par une structure aperiodique de la gaine interne appropriée, des fibres passives basées sur ces deux structures aperiodiques, Spirale et Totale, ont été fabriquées. La section suivante de ce chapitre présente les résultats obtenus sur ces fibres passives.

2. Propagation monomode dans une fibre passive à microstructure aperiodique

La définition de la discrimination modale, critère fondamental de notre étude numérique, a entraîné un important travail de simulation afin d'optimiser parallèlement le confinement du mode fondamental et la délocalisation des modes d'ordre élevé en dehors de la zone de gain. Afin d'étudier et de valider expérimentalement les structures imaginées durant cette étude, des fibres passives ont été fabriquées au laboratoire dans le cadre de ce travail de thèse. Ces fibres sont basées sur les structures aperiodiques Spirale et Totale présentées précédemment en figure 2.7. L'objectif de ces fibres passives est de prouver la capacité de ces structures aperiodiques à propager et confiner le mode fondamental et à délocaliser efficacement les modes d'ordre supérieur en dehors de la zone de gain. Il est important de noter ici que nous avons conscience que ces fibres passives sont fondamentalement et intrinsèquement multimodes. Le but de cette partie est de prouver qu'une structure aperiodique appropriée permet de délocaliser les HOM et qu'un seul mode peut se propager dans le cœur qui sera ultérieurement la zone de gain. Le terme monomode dans la suite de ce chapitre qualifiera la capacité d'une structure aperiodique à localiser un seul et unique mode dans cette zone de gain. Afin de répondre à notre cahier

des charges explicité précédemment, les fibres passives finales sont des fibres à large aire modale rigides d'une longueur effective courte de 40 cm. Cette section présente les résultats obtenus avec ces fibres.

2.1. La fibre aperiodique Spirale

L'assemblage de la préforme est composé de 271 cannes de silice pure de 30 cm de long et de 1 mm de diamètre. Les 18 inclusions bas indice permettant d'obtenir la microstructure aperiodique Spirale sont des cannes de silice dopée au bore ($\Delta n = 6.10^{-3}$). La figure 2.8(a) montre l'assemblage de la préforme avec en blanc les cannes de silice pure et en rouge les cannes de silice dopée au bore.

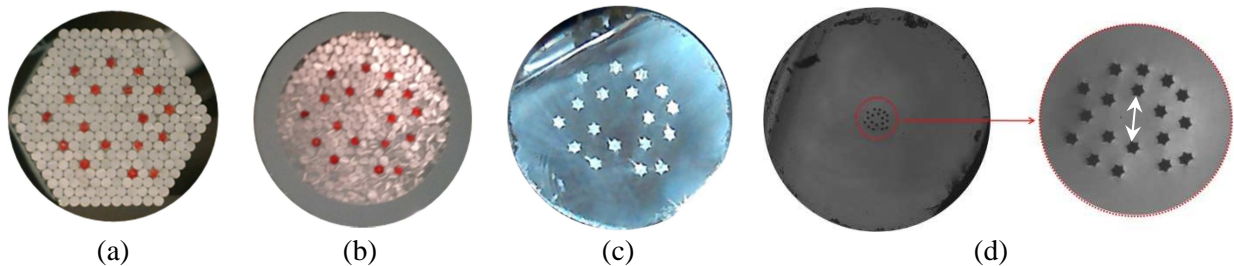


Figure 2.8 : Images représentant les différentes étapes de fabrication de la fibre aperiodique Spirale passive : (a) assemblage des cannes, (b) préforme avec le tube de maintien, (c) canne microstructurée et (d) fibre finale. Les cannes blanches sont de la silice pure et en rouge les cannes de silice dopée au Bore.

La dimension du cœur de la fibre est de $60 \mu\text{m}$ sur son petit axe, représenté par la flèche blanche sur la figure 2.8(d). La configuration des inclusions bas-indice autour du cœur pour la fibre aperiodique Spirale étant particulière, nous parlerons de dimensions de cœur et non de diamètres de cœur pour ces fibres. Il est également à noter qu'étant donné que la fibre est dans l'air ambiant, nous sommes dans une configuration à double gaine et les modes de gaine se propagent sans pertes. Nous avons alors observé la distribution d'intensité en champ proche en sortie d'une fibre aperiodique Spirale de 40 cm à l'aide d'une caméra CCD sur une large plage spectrale. Pour ce faire, deux montages expérimentaux ont été mis en place pour étudier le comportement de ces fibres, une source supercontinuum associée à des filtres passe-bande de 400 nm à 1750 nm et un laser fibré à $2 \mu\text{m}$ basé sur une fibre dopée aux ions thulium.

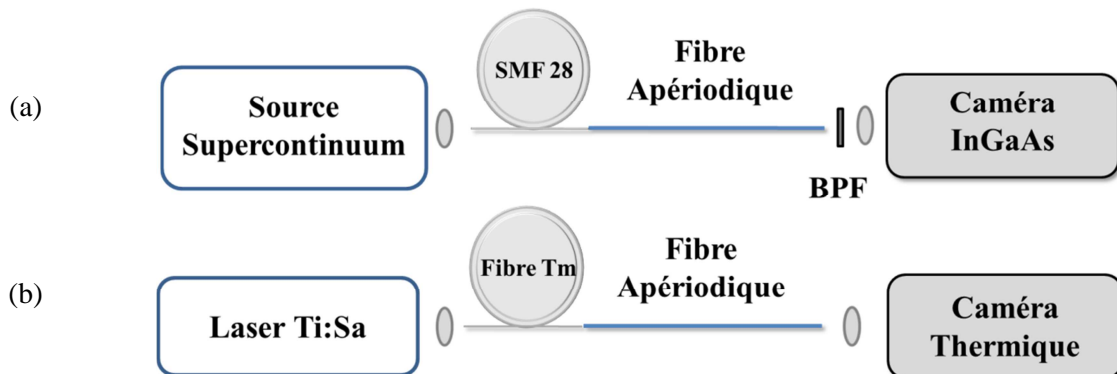


Figure 2.9 : Montage expérimental pour caractériser la délocalisation des modes d'ordre élevé (a) entre 400 et 1750 nm et (b) à $2 \mu\text{m}$

Il est important de mettre en lumière ici le principe d'injection du faisceau laser dans la fibre sous test. Les fibres de sortie des deux sources laser sont des fibres à saut d'indice au comportement monomode d'un diamètre de cœur d'environ $8\ \mu\text{m}$ ($\text{ON} = 0.2$). Le couplage dans les fibres aperiodiques se fait directement par juxtaposition des deux fibres mises bout à bout. Les caractéristiques opto-géométriques sont délibérément désadaptées entre les deux fibres au niveau du diamètre de cœur, de l'ouverture numérique, du contenu modale et du diamètre de champ modal. On assure ainsi une excitation non sélective du mode fondamental de la fibre aperiodique et cela permet d'étudier la délocalisation des modes d'ordre haut et la propagation de mode fondamental. La figure 2.10 présente les distributions d'intensité en champ proche observées en sortie de la fibre aperiodique Spirale à des longueurs d'onde de $0,85\ \mu\text{m}$, $1\ \mu\text{m}$, $1,2\ \mu\text{m}$ et $2\ \mu\text{m}$.

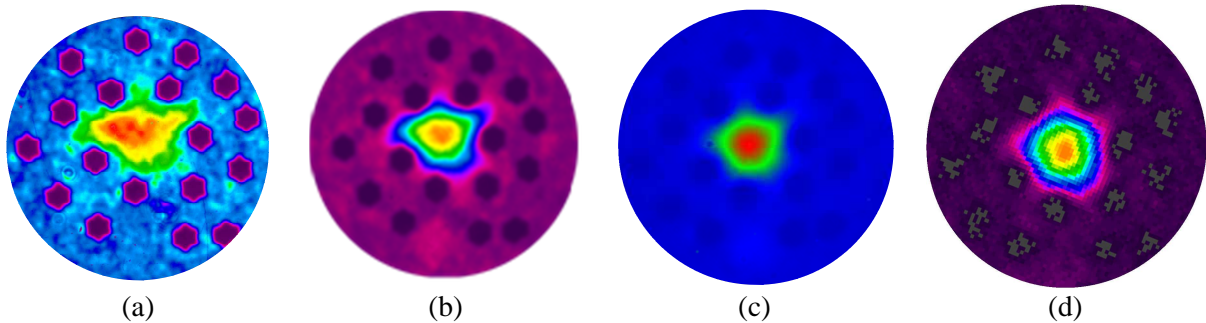


Figure 2.10 : Image en champ proche obtenue après une longueur de propagation de 40 cm de fibre aperiodique Spirale de $60\ \mu\text{m}$ de cœur à des longueurs d'onde de (a) $0,85\ \mu\text{m}$, (b) $1\ \mu\text{m}$, (c) $1,2\ \mu\text{m}$ et (d) $2\ \mu\text{m}$.

On remarque sur les quatre figures d'intensité présentées en figure 2.10 deux principaux cas de propagation. L'image en champ proche de la distribution d'intensité pour une longueur d'onde de $850\ \text{nm}$ montre une concentration de l'énergie au niveau de la zone centrale de la fibre mais la distribution et le profil énergétique sont perturbés et non centrés au niveau du cœur de la fibre. De plus on observe une part non négligeable de l'énergie dans la gaine microstructurée. A cette longueur d'onde de travail de $850\ \text{nm}$ et à la vue de ces observations, la propagation au sein de la fibre aperiodique peut être considérée comme multimode. Sur les trois autres images de distribution d'intensité, de $1\ \mu\text{m}$ à $2\ \mu\text{m}$, toute l'énergie est parfaitement concentrée au centre du cœur de la fibre. Le profil d'intensité ne présente pas les modulations comme pour l'image à $850\ \text{nm}$. Nous pouvons considérer que seule la propagation du mode fondamental a pu être observée en sortie de la fibre aperiodique grâce à une délocalisation efficace. Ce comportement s'étend sur une large plage spectrale de $1\ \mu\text{m}$ à $2\ \mu\text{m}$ et comprend les bandes d'émission des principaux ions de terres rares Yb^{3+} , Er^{3+} et Tm^{3+} . Ce potentiel de délocalisation est également observé en modifiant les conditions d'injection dans la fibre aperiodique par un déplacement transverse de la fibre d'injection. La distribution d'intensité demeure inchangée quelles que soient les conditions d'injection même si, bien sûr, la puissance guidée varie en fonction de la position relative et le maximum d'intensité se localise vraiment au centre du cœur. En effet, nous remarquons la seule diminution de l'intensité du mode fondamental sans observation d'un couplage d'un mode d'ordre élevé. La figure 2.11 montre

l'évolution de la distribution d'intensité en champ proche pour des longueurs d'onde de $1\ \mu\text{m}$ et de $2\ \mu\text{m}$ lors de ce déplacement de la fibre d'injection.

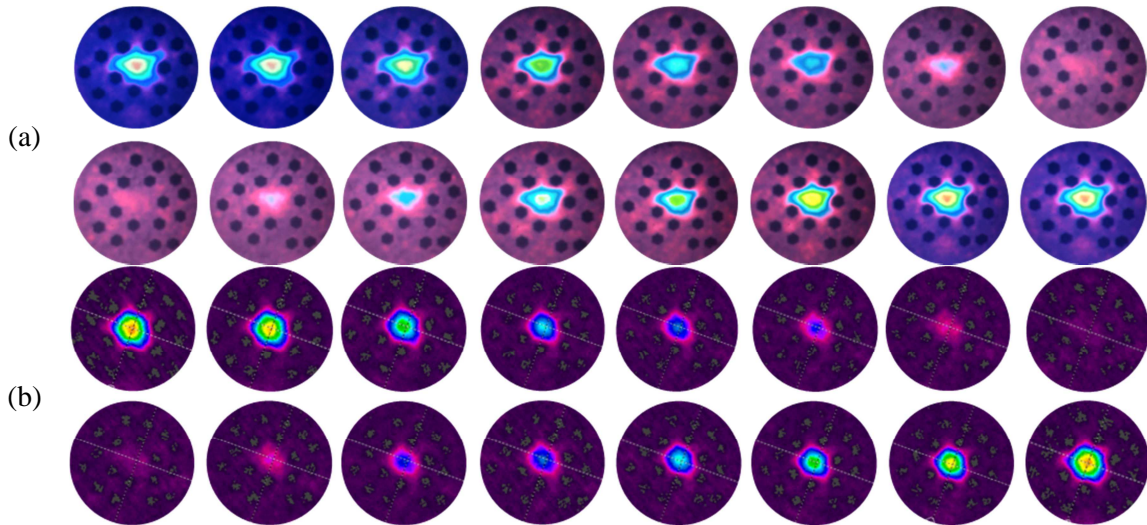


Figure 2.11 : Evolution des distributions d'intensité en champ proche en sortie de la fibre aperiodique Spirale de $60\ \mu\text{m}$ de dimensions de cœur et de $40\ \text{cm}$ de longueur lors d'un déplacement transverse de la fibre d'injection pour une longueur d'onde de travail à **(a)** $1\ \mu\text{m}$ et à **(b)** $2\ \mu\text{m}$.

Ces évolutions de distributions d'intensité démontrent encore la capacité de la structure aperiodique Spirale à délocaliser les HOM puisque aucun mode d'ordre élevé ne présente de recouvrement avec la zone de gain quelles que soient les positions relatives de la fibre excitatrice et de la fibre sous test.

Cependant, ces mesures à l'aide d'une caméra CCD ne sont pas assez probantes pour affirmer et conclure que seul le mode fondamental est présent dans la zone de gain à l'extrémité de ces fibres aperiodiques. Afin de vérifier et de valider les observations faites à la caméra CCD, les fibres passives ont été placées dans un interféromètre à faible cohérence optique (de type Mach Zender) pour mesurer l'indice de groupe relatif des différents modes susceptibles d'être excités dans cette fibre [Schimpf(2011)]. Ce dispositif expérimental permet la détermination du contenu modal propagé dans la fibre testée car chaque mode guidé va permettre l'observation d'un paquet de franges d'interférences. Chaque mode guidé ayant un indice effectif et donc une vitesse de propagation propre, des interférences seront obtenues pour des positions de la ligne à retard garantissant une égalité parfaite des temps "de vol" entre l'onde propagée dans le bras de référence (ligne à retard) et celles portées par le ou les modes guidés. Le résultat obtenu par le déplacement de la ligne à retard est une figure d'interférences présentant des pics pour chaque mode propagé au sein de la fibre testée qui entre en interférence avec les modes propagés dans le bras de référence. La figure 2.12 présente un schéma et une photographie du montage expérimental de ce dispositif de mesure. Il est constitué d'un bras de référence avec l'étage de la ligne à retard (rouge) et d'un bras avec la fibre sous test (bleu). L'injection se fait une nouvelle fois à l'aide d'une fibre à saut d'indice par couplage direct pour toujours assurer une injection non sélective du mode fondamental dans la fibre aperiodique et étudier la délocalisation effective des modes. L'optimisation de l'injection se fait avec une caméra pour maximiser l'énergie dans le cœur de la fibre avant de lancer le processus d'acquisition en déplaçant l'étage comprenant la

ligne à retard. Un filtre passe-bande est également utilisé en amont de l'interféromètre pour choisir la bande de longueur d'onde d'étude.

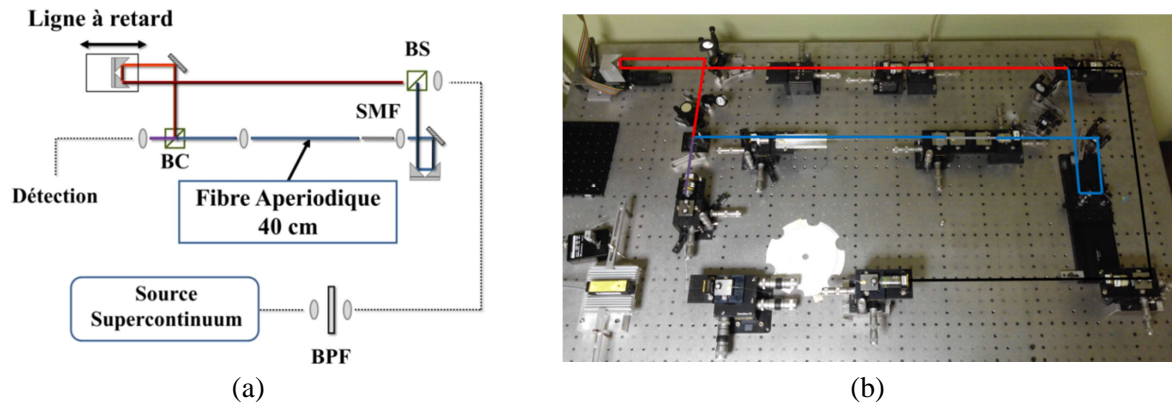


Figure 2.12 : (a) Schéma de principe et (b) photographie du montage expérimental de l'expérience d'interférométrie à faible cohérence optique basé sur un interféromètre de Mach Zender avec le bras de référence en rouge et la fibre testée en bleu.

La détection des interférences entre les deux bras de l'interféromètre s'effectue à l'aide d'une photodiode ultrasensible capable de détecter quelques femtowatts. A la suite du cube séparateur qui recombine les faisceaux, un chopper permet de cadencer le signal reçu afin de mesurer le signal par détection synchrone. Les faisceaux sont acheminés à la photodiode par une fibre infiniment monomode sur la bande spectrale étudiée. On peut aussi noter que les deux ondes correspondant au chemin optique dans chaque bras n'entrent pas en interférence au sein de la fibre. La figure d'interférence se produit sur la photodiode qui mesure l'intensité du signal reçu. Le déplacement de la ligne à retard est entièrement géré par un ordinateur et les mesures effectuées sont fournies comme l'intensité du signal en fonction de la position de la ligne à retard. La figure 2.13 montre les traces d'interférence mesurées par ce dispositif d'interférométrie associé à un filtre passe-bande centré à 950 nm (figure 2.13(a)) et à 1300 nm (figure 2.13(b)) en fonction de la vitesse de groupe des modes dans les deux bras, c'est-à-dire de la longueur de la ligne à retard.

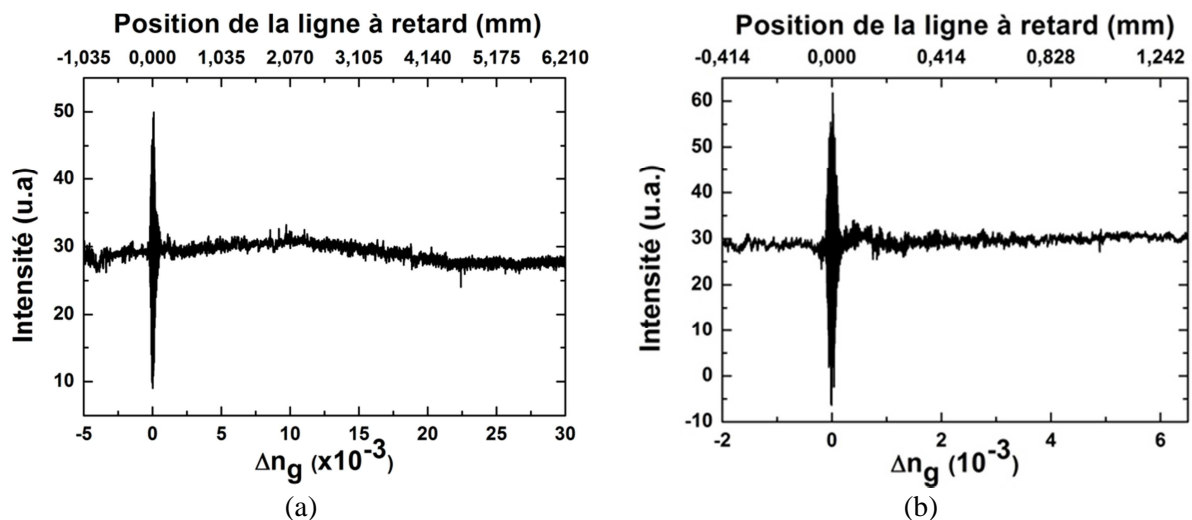


Figure 2.13 : Traces de cohérence obtenues par interférométrie à faible cohérence optique pour la fibre aperiodique Spirale de 60 μm de diamètre de cœur avec un filtre passe bande à (a) 950 nm et à (b) 1300 nm

On constate sur ces deux graphiques la présence d'un seul et unique pic d'interférence pour ces deux longueurs d'ondes de travail. Cet unique pic interférentiel vient confirmer et valider les premières observations effectuées à la caméra CCD sur le comportement monomode de ces fibres ainsi que sur la capacité à délocaliser efficacement les modes d'ordre élevé par une microstructure interne aperiodique. La pertinence de ce système de mesure est également mise en valeur par la mesure effectuée avec un filtre passe bande centré à 850 nm.

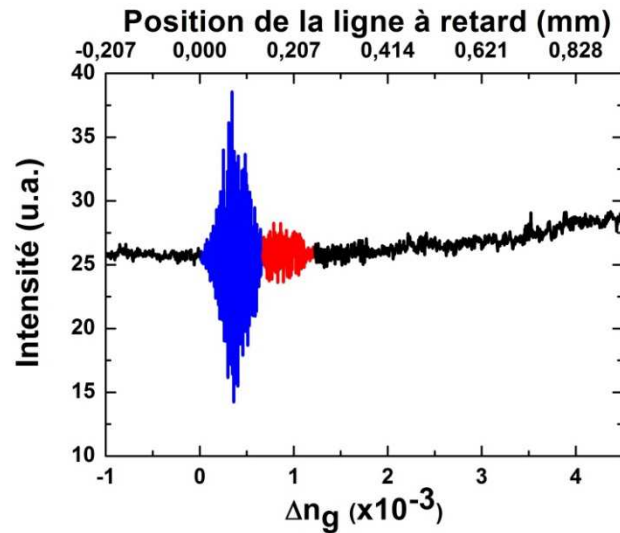


Figure 2.14 : Trace de cohérence obtenue par interférométrie à faible cohérence optique pour la fibre aperiodique Spirale de 60 μm de dimension de cœur avec un filtre passe bande à 850 nm.

En effet, sur la figure 2.14 présentant ces résultats, on constate la présence de deux figures d'interférence représentées en bleu et en rouge. Ce double pic d'interférence valide également les premières observations faites à la caméra et est présenté par la figure 2.10(a). Le seuil de détection des modes propagés est donc particulièrement bas et montre de façon très nette la pertinence des mesures présentées en figure 2.13. La structure aperiodique Spirale prouve donc son potentiel pour repousser les modes d'ordre élevé hors du cœur tout en conservant une propagation et un comportement monomode. Les fibres LPF Air/Silice de la littérature ont prouvé leur aptitude à fabriquer des fibres possédant des diamètres de cœurs différents à partir de la même préforme tout en gardant leurs propriétés de guidage (d/λ). En se basant sur ce principe, le diamètre externe des fibres aperiodiques a été modifié durant le processus de fibrage. Plusieurs fibres aperiodiques Spirale ont ainsi été fabriquées avec différentes dimensions de cœur afin d'étudier l'évolution du comportement du guide d'onde avec les tailles de cœur. La figure 2.15 résume l'ensemble des mesures effectuées en champ proche pour des diamètres de cœur compris entre 30 et 90 μm et pour les différentes longueurs d'onde de travail allant de 500 nm à 2 μm . L'ensemble des points noirs sur la figure 2.15 représente une prise de mesure effectuée à la caméra. Cependant, à cause d'une méthode trop lourde à utiliser, il a été matériellement impossible d'effectuer une prise de mesure à l'interféromètre pour chaque point de mesure. Nous constatons trois cas de figure : une excitation du mode fondamental et une forte délocalisation des HOM donnant une propagation monomode dans la fibre, une propagation

multimode dans la fibre (coordonnées : 2000 nm : 30 μm) ou une impossibilité d'exciter le mode fondamental de la fibre (1000 nm : 90 μm). A l'aide de l'ensemble de ces mesures, une zone de comportement monomode a pu être mise en évidence, représentée par la zone verte sur la figure 2.15. La propagation monomode s'étend sur tout le domaine visible et le proche infrarouge pour une fibre possédant un diamètre de cœur d'environ 30 μm . A une longueur d'onde de 2 μm , le comportement monomode est assuré pour les dimensions de cœur supérieur à 50 μm et jusqu'à 90 μm .

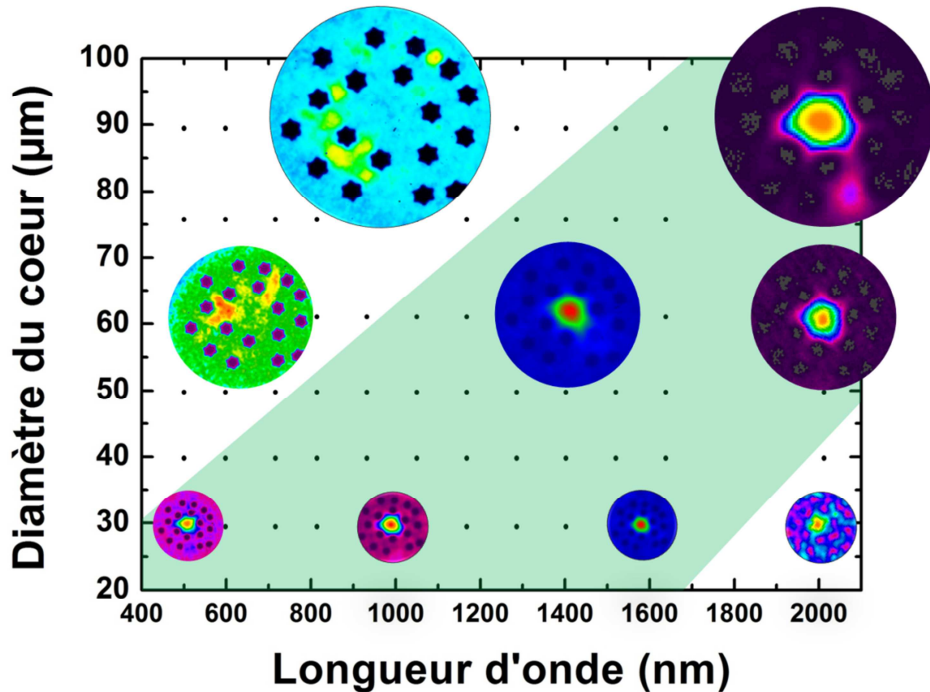


Figure 2.15 : Graphique représentant l'ensemble des mesures prises pour la fibre aperiodique Spirale avec différentes dimensions de cœur en fonction de la longueur d'onde d'étude. La zone verte représente la zone de propagation monomode.

Afin de se rapprocher de la structure finale d'une fibre à large aire modale rigide avec Air Clad, nous avons également fabriqué une fibre aperiodique Spirale de 50 μm de diamètre de cœur avec une structure d'Air Clad d'environ 250 μm de diamètre. La figure 2.16 présente une photographie de la fibre finale dont la dimension de cœur est de 50 μm ainsi que les distributions d'intensité en champ proche en sortie d'une longueur de fibre 40 cm à une longueur d'onde de 1 et de 2 μm .

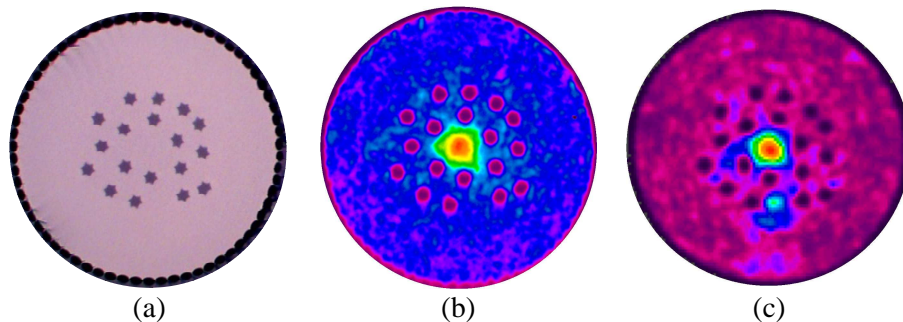


Figure 2.16 : (a) Image au microscope optique de la fibre aperiodique Spirale avec un diamètre de cœur de 50 μm et un Air-Clad d'environ 250 μm . Image en champ proche du comportement monomode à des longueurs d'onde de (b) 1 μm et de (c) 2 μm .

Nous constatons toujours une importante propagation monomode dans le cœur de la fibre. La présence de l'air-clad accroît le bruit de fond énergétique dans la gaine interne mais ne perturbe pas fondamentalement les propriétés de délocalisation de la structure aperiodique.

Pour conclure, les fibres basées sur une structure aperiodique Spirale ont prouvé leur capacité à localiser uniquement un seul mode dans la zone de gain grâce à une délocalisation efficace des modes d'ordre élevé pour une dimension de cœur de $60\ \mu\text{m}$.

2.2. La fibre aperiodique Totale

La fabrication de la fibre aperiodique Totale a suivi exactement les mêmes étapes de fabrication que celles exposées précédemment, à l'exception des inclusions bas indice, car la silice dopée bore a été remplacée par une silice dopée fluor (simplement en raison de la disponibilité). D'après l'étude numérique présentée en figure 2.7, la discrimination modale de cette structure aperiodique semble plus efficace autour de $1\ \mu\text{m}$ et pour les grandes dimensions de cœur. Afin de correspondre au mieux à la simulation et de valider les données numériques, les paramètres de fibrage se sont orientés vers la fabrication de fibres possédant de plus grandes dimensions de cœur. Les fibres obtenues possédaient alors des dimensions de cœur allant de 50 à $140\ \mu\text{m}$. Pour ces fibres aperiodiques Totale, dont les cœurs sont entourés de cinq inclusions bas-indice, les dimensions du cœur sont déterminées en calculant la moyenne de plusieurs distances inter-plots. Le principe de caractérisation des fibres aperiodiques Totale est exactement le même que pour les fibres aperiodiques Spirale. La figure 2.17 montre les distributions d'intensité en champ proche en sortie de la fibre aperiodique Totale de $85\ \mu\text{m}$ de dimensions de cœur pour des longueurs d'onde de $1\ \mu\text{m}$, $1,5\ \mu\text{m}$, et $2\ \mu\text{m}$.

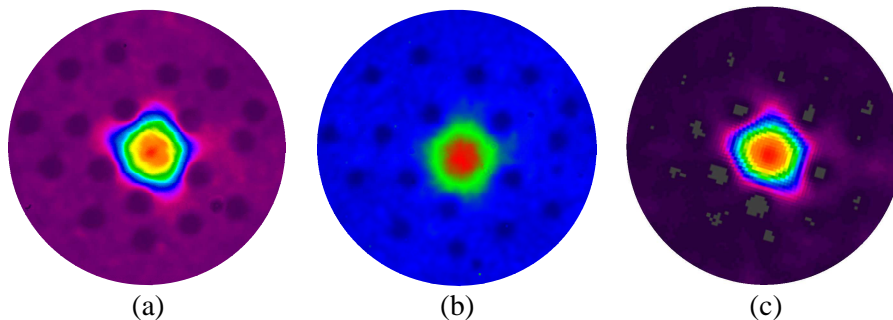


Figure 2.17 : Distributions d'intensité en champ proche obtenue après une longueur de $40\ \text{cm}$ de fibre aperiodique Totale de $85\ \mu\text{m}$ de dimensions de cœur à des longueurs d'onde de **(a)** $1\ \mu\text{m}$, **(b)** $1,5\ \mu\text{m}$, **(c)** $2\ \mu\text{m}$.

La propagation monomode dans cette structure aperiodique est une nouvelle fois mise en évidence sur un large spectre comprenant les bandes d'émission de trois des principaux ions de terres rares. Le mode fondamental est confiné dans le cœur avec une forte délocalisation des HOM malgré des conditions d'excitation non sélectives (désadaptation importante, un facteur 10 des dimensions de cœur et des ouvertures numériques entre la fibre excitatrice et la fibre sous test). Ces données expérimentales valident également les tendances fournies par le travail de simulation effectué en amont sur la capacité de la structure aperiodique Totale à délocaliser fortement les modes d'ordre

élevé pour les grandes dimensions de cœur. De la même façon, seule l'intensité du mode fondamental est modifiée lors du déplacement transverse de la fibre d'injection.

Nous avons ensuite testé une fibre d'une dimension de cœur de 80 μm sur le banc expérimental d'interférence à faible cohérence optique pour corroborer les observations effectuées avec la caméra. La trace de cohérence et d'interférence est présentée en figure 2.18 pour une longueur d'onde de travail centrée par le filtre passe bande à 1300 nm.

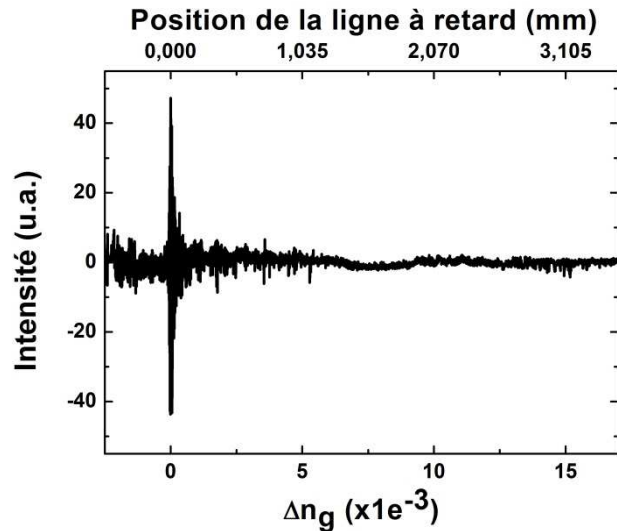


Figure 2.18 : Trace de cohérence obtenue par interférométrie à faible cohérence optique pour la fibre aperiodique Totale de 80 μm de dimension de cœur avec un filtre passe bande à 1300 nm.

Nous observons sur cette trace de cohérence un et un seul pic pour la fibre aperiodique Totale de 80 μm de diamètre de cœur à 1300 nm. Cela vient une nouvelle fois confirmer les observations effectuées à l'aide des caméras CCD. Elles valident aussi la propagation monomode de ces fibres de 85 μm sur une large bande spectrale incluant les bandes d'émission des principaux ions de terres rares grâce à une délocalisation efficace de la micro structure interne aperiodique. A ce niveau, la fibre aperiodique Totale présente des résultats bien meilleurs que ceux de la fibre aperiodique Spirale. La figure 2.19 présente les résultats de l'étude sur l'évolution de la propagation pour différentes dimensions de cœur de ces fibres. De la même manière que pour la fibre aperiodique Spirale, chaque point noir sur le graphique représente un point de mesure. Les dimensions de cœur sont comprises entre 50 et 140 μm afin de se confronter aux projections fournies par notre modèle numérique et les observations sont faites sur une large bande spectrale, de 500 à 2000 nm.

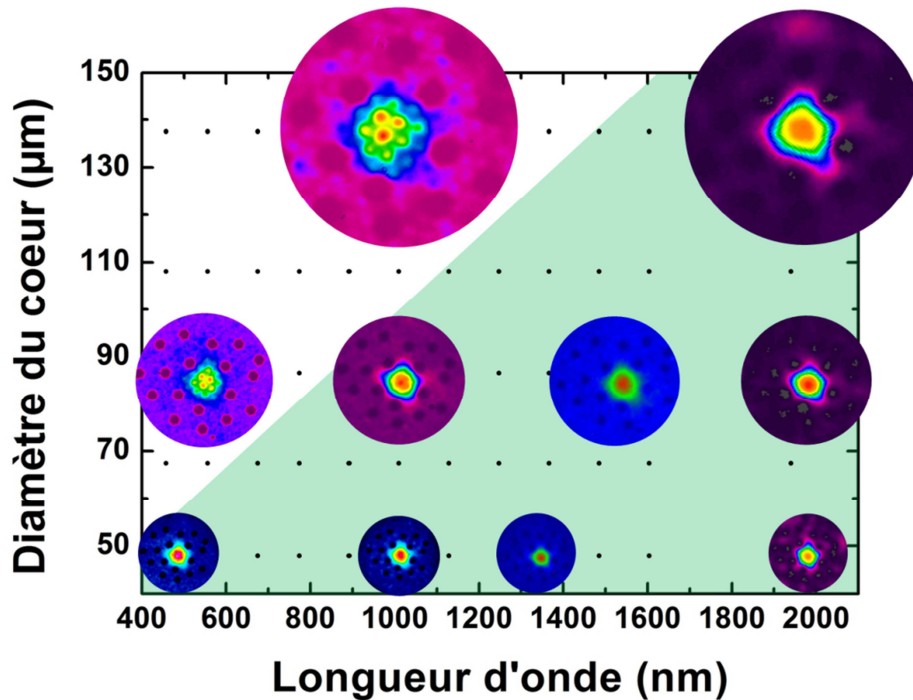


Figure 2.19 : Graphique représentant l'ensemble des mesures prises pour la fibre aperiodique Totale avec différentes dimensions de cœur en fonction de la longueur d'onde d'étude. La zone verte représente la zone de fonctionnement monomode. Les distributions d'intensité disposées en insert sur la figure sont positionnées au point de mesure correspondant et mises à l'échelle.

Nous constatons sur cette figure un élargissement conséquent de la zone verte, caractérisant le comportement monomode de la fibre. Ce comportement s'étend sur toute la plage spectrale de caractérisation, de 500 à 2000 nm, pour une fibre aperiodique Totale de 50 μm de dimension de cœur. La délocalisation des modes d'ordre élevé est aussi efficace pour les grandes dimensions de cœur de fibres et dépassent largement les résultats de la fibre aperiodique Spirale comme le prévoyait le modèle numérique. Le profil de la distribution d'intensité en champ proche observée à 2 μm en sortie d'une fibre dont la dimension de cœur est de 140 μm est particulièrement remarquable. Pour cette même dimension de cœur, le profil de la distribution d'intensité à 1 μm présente un profil singulier. Nous remarquons que l'énergie est essentiellement localisée dans le cœur de la fibre mais avec d'importantes perturbations. Cette figure du profil énergétique est sûrement due à une maille d'indice au sein de la structure de silice induit par un apport de contraintes et de stress lors du processus de fabrication (figure 2.20).

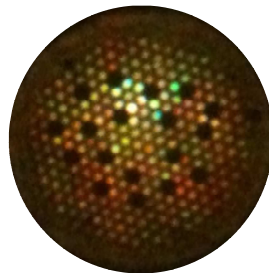


Figure 2.20 : Photographie de la face de sortie de la fibre de 140 μm qui est excitée par la source supercontinuum.

Nous pouvons premièrement en conclure que notre structure est particulièrement sensible aux variations d'indice et celles-ci perturbent fortement la qualité du faisceau. De plus, on peut noter un profil d'image en champ proche similaire à une longueur d'onde de 500 nm pour une fibre dont la dimension de cœur est de 85 μm .

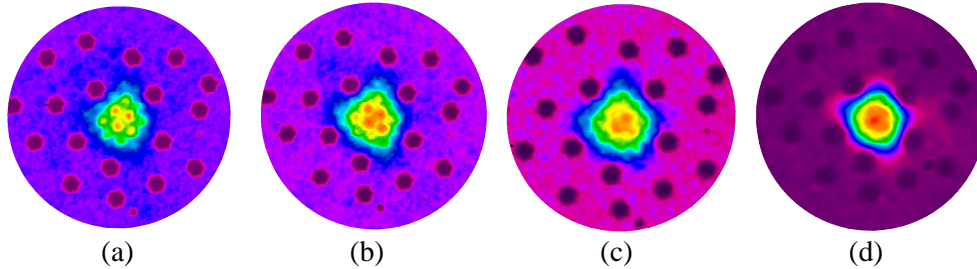


Figure 2.21 : Distributions d'intensité en champ proche obtenue après une longueur de 40 cm de fibre aperiodique Totale de 85 μm de cœur à des longueurs d'onde de (a) 500 nm, (b) 700 nm, (c) 800 nm et (d) 1 μm .

La figure 2.21 montre l'évolution des images en champ proche de 500 nm à 1 μm pour une fibre de dimension de cœur égale à 85 μm . Sur ces quatre images, on constate que toute l'énergie est centrée dans le cœur en sortie de la fibre passive. La différence se situe au niveau des perturbations plus ou moins importantes en fonction de la longueur d'onde. Nous pensons qu'il s'agit en fait d'une interaction entre la taille de la « maille élémentaire » du profil d'indice et la longueur d'onde de travail. Une meilleure gestion et une optimisation des paramètres de fibrage nous permettent d'espérer un agrandissement de la zone verte du comportement monomode vers les courtes longueurs d'onde pour ces fibres à structure aperiodique Totale.

3. Conclusion

Ce chapitre 2 est venu présenter notre approche générale sur le développement de fibres LMA toute solide permettant d'outrepasser les limites actuelles principalement liées aux instabilités modales. Une étude numérique a permis de comprendre le rôle et l'impact de la géométrie de la gaine interne de la fibre sur la discrimination modale. Ce critère primordial, différence des facteurs de recouvrement entre le mode fondamental et le HOM le plus confiné dans la zone de gain a été notre principal indicateur pour guider le développement de nos structures. Deux structures ont été mises en évidence pour leur capacité à augmenter significativement la discrimination modale : les structures dites aperiodiques Spirale et Totale. Deux fibres passives ont alors été fabriquées et sont basées sur ces deux structures innovantes. La fibre aperiodique Spirale a montré un comportement monomode sur une large bande spectrale de 1 à 2 μm et pour un cœur d'une dimension de 60 μm . La fibre aperiodique Totale surpasse ces résultats en montrant notamment un comportement monomode de 1 à 2 μm pour une dimension de cœur de 85 μm . Ce potentiel s'étend même pour une dimension de cœur de 140 μm à une longueur d'onde de 2 μm . Ces fibres aperiodiques ouvrent donc la voie vers le développement de nouvelles

architectures de laser de haute puissance avec des fibres actives de courtes longueurs effectives possédant un fort potentiel de délocalisation des HOM par une microstructure interne aperiodique.

CHAPITRE 3 : FIBRE LMA ACTIVE BASEE SUR UNE MICROSTRUCTURE APERIODIQUE

Ce chapitre présente les contraintes de fabrications de fibres LMA actives basées sur une structure aperiodique de la gaine interne. Les résultats expérimentaux sur des fibres actives fabriquées seront développés au même titre que les difficultés rencontrées pour obtenir l'émission d'un faisceau puissant et de grande qualité spatiale (monomode). Plusieurs tests expérimentaux seront alors rapportés afin d'identifier les causes des obstacles rencontrés par ces fibres actives. Enfin, une discussion générale permettra de mettre en lumière notre compréhension des problématiques sur le développement de fibres actives à structure interne aperiodique et les futures actions à mener pour passer outre ces difficultés.

1. Développement de fibres actives toutes solides à structures aperiodiques

1.1. Contraintes sur l'ensemble du procédé de fabrication

Nous avons démontré et présenté dans le chapitre précédent, les avantages présentés par une structure de gaine aperiodique pour délocaliser les HOM tout en conservant un confinement élevé du mode fondamental au sein du cœur de la fibre, garant d'une émission unimodale. Néanmoins, pour les fibres passives, l'adaptation des indices de réfraction entre les matériaux de cœur et de gaine était parfaite puisque ces derniers étaient composés de silice pure. Or, l'étude théorique prévoit que le niveau d'adaptation des indices de réfraction entre les matériaux de cœur et de gaine interne doit être de l'ordre de quelques 10^{-5} [Dauliat(2014)], soit un à deux ordres de grandeurs plus faibles que ce que les technologies de fabrication actuelles peuvent garantir (10^{-3} pour le dopage en solution Al-Yb et quelques 10^{-4} pour le dopage en voie gazeuse). Lors de la fabrication d'une fibre active, plusieurs matériaux sont alors utilisés et divers problèmes peuvent survenir pouvant entraîner de fortes perturbations dans le bon fonctionnement des fibres. En particulier, aucune méthode de mesure ne permet d'évaluer les indices de réfractifs des matériaux avec suffisamment de précision (la précision s'exprime au mieux en 10^{-4} pour les meilleures méthodes sur des fibres standards). La figure 3.1 présente de façon schématique les trois principales étapes pouvant perturber le profil d'indice de la fibre optique durant le procédé de fabrication.

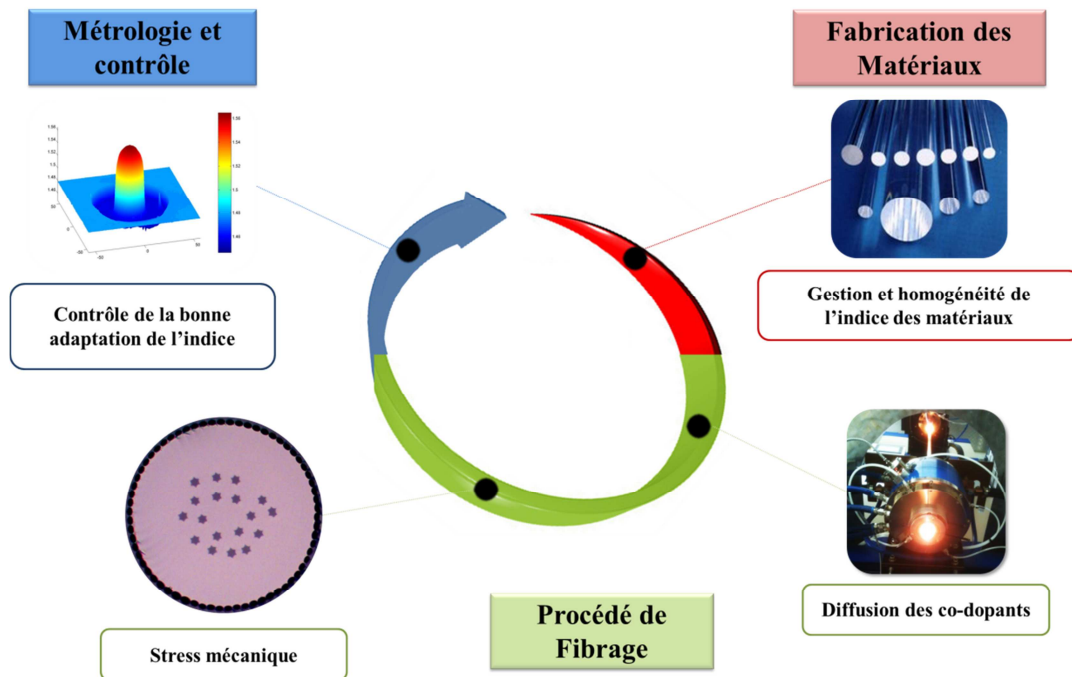


Figure 3.1 : Représentation schématique des principales problématiques pouvant entraîner une désadaptation d'indice fatale au confinement recherché durant le procédé de fabrication.

La première étape est la fabrication de chaque matériau constituant la fibre. D'une fabrication à l'autre, le contrôle de l'indice de chaque barre est difficilement reproductible, de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-4}$

[Heraeus]. Les paramètres du procédé de fibrage ont également une forte influence sur le profil d'indice global de la fibre. En effet, la température du four ainsi que la vitesse de vitrification de la fibre ont une forte influence sur la diffusion de certains co-dopants. Le fluor et le germanium par exemple sont très mobiles alors que l'aluminium ne diffusera que très difficilement. Par ailleurs, un stress mécanique ou l'apparition de bulles peut également faire varier localement l'indice de la fibre et dégrader ou annihiler la qualité de son fonctionnement. Enfin, la métrologie relative au contrôle du profil d'indice de ces fibres se confronte à un réel défi technologique, notamment en ce qui concerne la précision sur les mesures des indices de réfraction. La précision maximale à ce jour est de 1.10^{-4} pour les valeurs absolues des indices, que ce soit pour les matériaux "bulk", pour les cannes intermédiaires ou pour des fibres finales. De plus, ce niveau de précision accessible pour des fibres dites standards peut être fortement dégradé lors de l'analyse de fibres à profil complexe. Cette introduction présente les principaux écueils que nous rencontrerons sur l'ensemble du procédé de fabrication et que nous aurons à surpasser pour mener à bien le projet.

1.2. Fibre active basée sur la structure HFS5

La première fibre active basée sur une structure aperiodique avec un cœur actif développé par la méthode « Repusil » a été fabriquée durant le premier semestre de l'année 2013. La structure aperiodique utilisée est la structure dite « HSF5 » (Hexagonal Symmetry Free 5) présentée par Dauliat et *al.* en 2013 [Dauliat(2013)]. La figure 3.2 présente la structure aperiodique de la fibre HFS5 ainsi que les facteurs de recouvrement du mode fondamental et du mode d'ordre haut (HOM) ayant le plus fort recouvrement avec la zone de gain. Le code couleur est le même que précédemment avec la zone de gain en rouge (haut indice), la gaine passive de silice dopée (haut indice) en bleu clair et les inclusions de silice pure en bleu foncé.

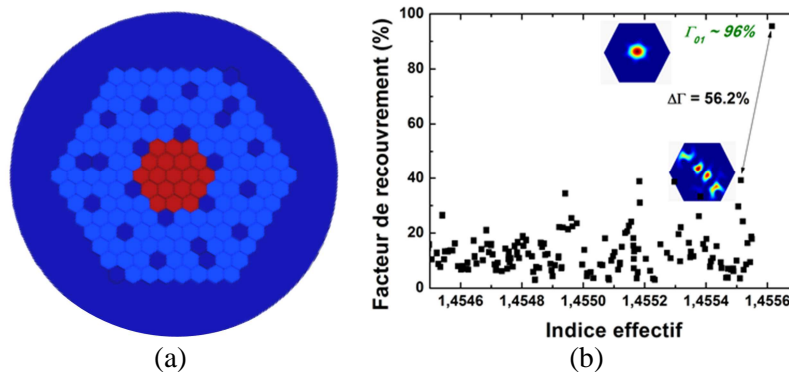


Figure 3.2 : (a) Structure de la fibre dite HFS5 avec le cœur actif en rouge, la gaine passive de silice dopée en bleu clair et les inclusions bas-indice de silice pure en bleu foncé. (b) Facteur de recouvrement du mode fondamental et du HOM le plus confiné pour un cœur de 50 μm à la longueur de d'onde de 1,03 μm .

Le facteur de recouvrement du mode fondamental est de 96 % et la discrimination modale de 56,2 % pour un diamètre de cœur de 50 μm à la longueur d'onde de 1 μm . Sur la base de ce concept, nous avons fabriqué au laboratoire la fibre active. La figure 3.3 présente de gauche à droite les trois

principales étapes de la fabrication de la fibre active avec l'assemblage des cannes (figure 3.3(a)), la canne microstructurée (figure 3.3(b)) et la fibre finale (figure 3.3(c)).

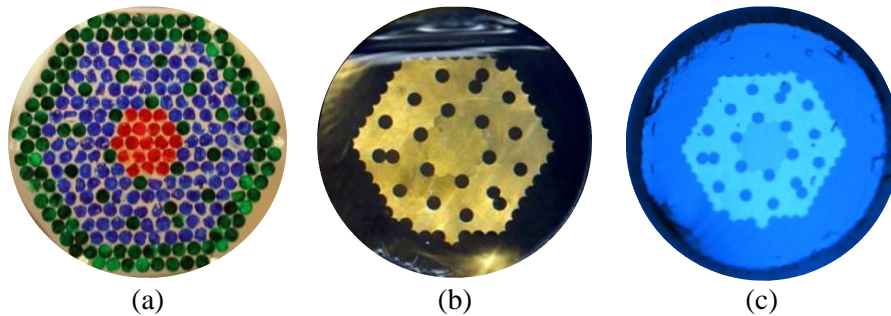


Figure 3.3 : Images représentant : (a) l'assemblage des cannes avec le cœur actif en rouge, la gaine passive en bleu et les inclusions de silice pure bas indice en vert, (b) la canne microstructurée et (c) la fibre finale.

Cette fibre a été fabriquée à partir de matériaux dont l'indice de réfraction est supérieur à celui de la silice pure aussi bien pour le cœur actif que pour la gaine passive. Il est important de noter ici qu'au stade de nos connaissances en 2013, le niveau de compréhension de l'impact de la composition chimique sur l'indice de réfraction de nos partenaires chimistes était essentiellement empirique. Nous savons de plus aujourd'hui, que le procédé de fabrication lui-même a un impact fort sur cette valeur d'indice de réfraction. C'est donc avec une imprécision notable sur les indices de réfraction des matériaux de cœur actif et de gaine passive que nous avons débuté la fabrication de ce premier prototype de fibre. Les dimensions de la fibre active fabriquée correspondaient à une dimension de cœur (distance entre plots) de $50\ \mu\text{m}$ et un diamètre de gaine interne formée par l'Air Clad de $250\ \mu\text{m}$ ($\text{ON} > 0,5$). Les deux faces d'une fibre de 60 cm de long ont été préparées (fusion sur une centaine de μm et polissage des faces) pour placer la fibre dans une cavité laser et ainsi tester ses performances. La préparation des faces s'effectue en deux étapes : une fusion grâce à un laser CO_2 de haute puissance afin de refermer les trous d'air constituant l'Air Clad et ensuite un polissage des faces. Nous avons bénéficié de l'expérience de la société Eolite Systems pour la préparation de la fibre : une face de la fibre a été polie à 5° et l'autre à 0° . La figure 3.4(a) décrit l'ensemble du montage expérimental dont la cavité laser est comprise entre un miroir entièrement réfléchissant (M2) et la face préparée à angle droit (0°) de la fibre représentée en bleu. Deux miroirs dichroïques sont ajoutés : le miroir M1 pour dévier la radiation laser vers le miroir de fond de cavité M2 et le miroir M3 pour filtrer la pompe résiduelle. De plus la lentille L4 a été utilisée pour stabiliser la cavité laser. La diode de pompe est une diode fibrée émettant à 976 nm et dont la puissance moyenne peut atteindre 170 W (fibre $200\ \mu\text{m}$, $\text{ON}=0,22$). Une série d'optiques (Wedge ou fenêtre de prélèvement (W)) a été mise en place pour prélever une partie du signal émis et ainsi réaliser les différentes mesures souhaitées. La puissance moyenne maximale extraite de la cavité laser a été de 52.2 W pour 170 W de puissance de pompe. La figure 3.4(b) résume l'évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe disponible.

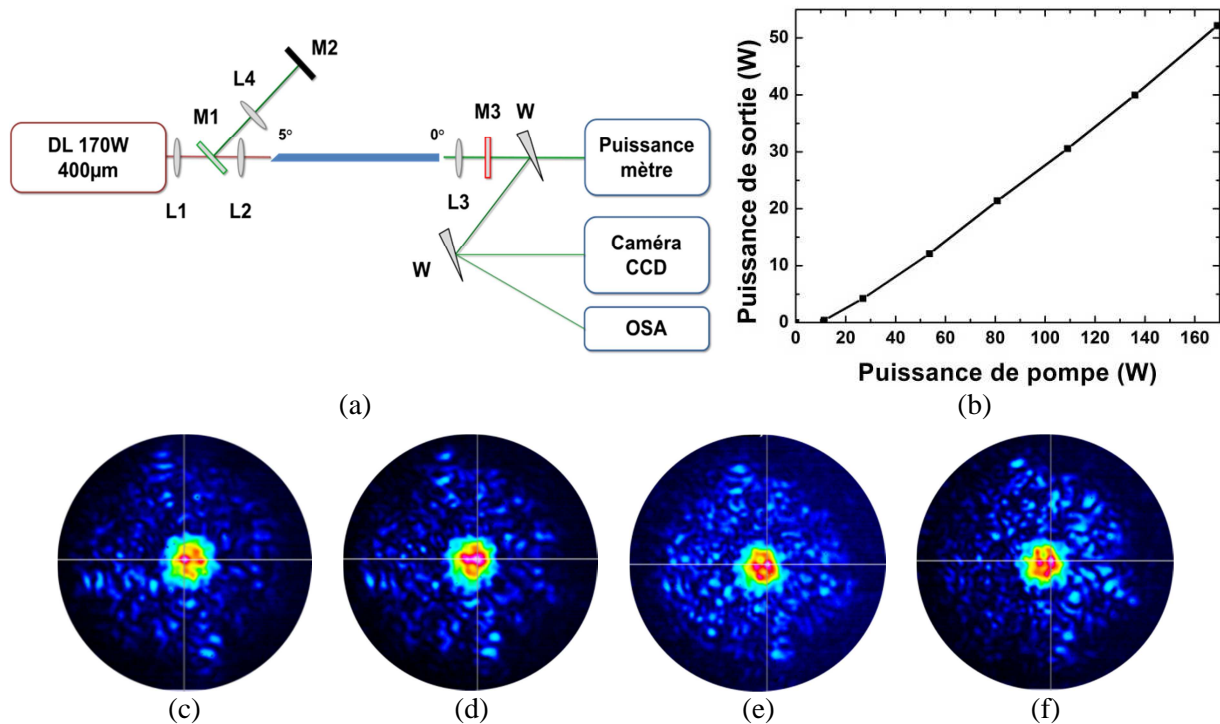


Figure 3.4 : (a) Schéma représentant le montage expérimental du laser. (b) Courbe montrant l'évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe disponible. Profil de la distribution d'intensité en champ proche de l'émission laser pour une puissance laser moyenne émise de (c) 4,2 W, (d) de 21,4 W, (e) de 40 W et (f) de 52,2 W.

Les figures 3.4(c) à 3.4(f) représentent l'évolution des profils des distributions d'intensité en champ proche de l'émission laser respectivement de 4,2 W à 52,2 W. Sur ces quatre distributions d'intensité en champ proche, on peut remarquer malheureusement une émission multimode. Bien qu'une majeure partie de l'intensité laser soit localisée dans le cœur de la fibre démontrant un certain confinement de la radiation émise, celle-ci n'est pas purement Gaussienne et est modifiée durant la montée en puissance. Cette évolution de la distribution d'intensité au sein du cœur de la fibre prouve clairement une émission multimode.

Afin de comprendre pourquoi cette fibre active n'a pas la capacité d'émettre une émission laser monomode, plusieurs tests ont été réalisés dont un fournissant une mesure du profil d'indice. Ce système commercial, dénommé l'InterFiber Analysis-100 (IFA-100), est l'appareil de mesure de profil d'indice le plus précis à ce jour. La précision de ce système de mesure donnée par le constructeur est de l'ordre de $\pm 1.10^{-4}$ pour des fibres dites standards comme des fibres à saut d'indice. La figure 3.5(a) montre une image du profil d'indice de la fibre active basée sur la structure HFS5 et la figure 3.5(b) représente une coupe du profil d'indice centrée sur le cœur actif de la fibre. Le principe de mesure est basé sur un faisceau laser traversant la fibre optique qui est placée sur un support en rotation. Le faisceau laser focalisé scanne un diamètre de la fibre. L'analyse des déviations du faisceau laser par les différents dioptries permet de reconstruire le profil d'indice de la fibre. Ce principe de mesure implique que plus la structure de la fibre est chaotique, plus une reconstruction précise du profil est difficile.

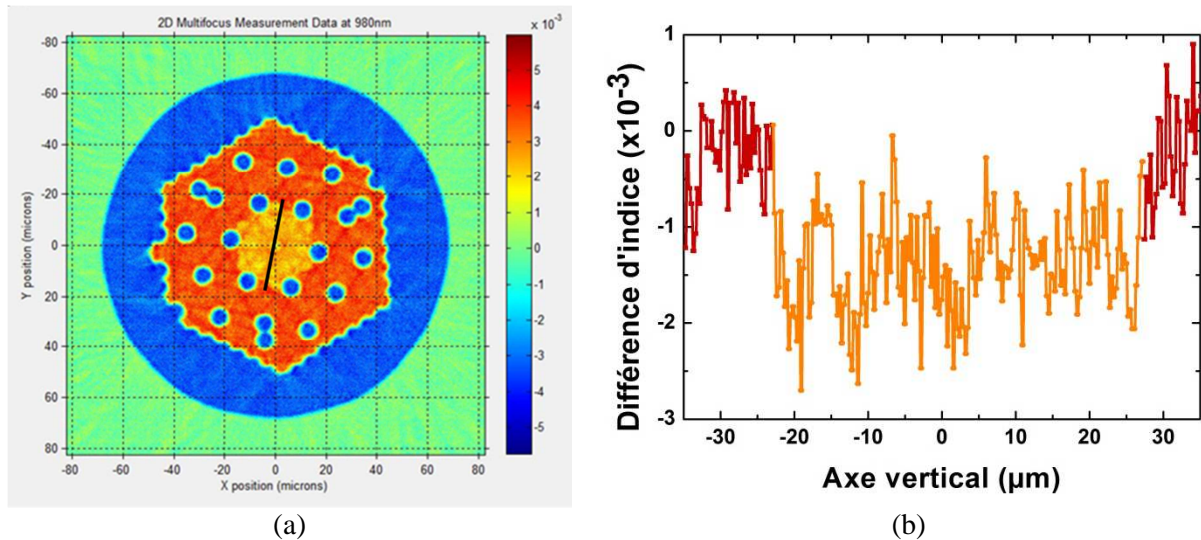


Figure 3.5 : (a) Image en deux dimensions représentant le profil d'indice de la fibre active HFS5 à une longueur d'onde de 980 nm. (b) Coupe transversale du profil d'indice de la fibre HFS5 centrée sur le cœur et positionnée au niveau de la ligne noire sur l'image en (a). Le rouge représente les points de mesure de l'indice de la gaine et l'orangé ceux de l'indice du cœur actif.

Sur cette image en isovaleurs en deux dimensions, la différence d'indice entre le cœur actif et la gaine interne est parfaitement visible sur la figure 3.5(a). Cependant, en réalisant une coupe du profil d'indice centrée sur le cœur et représentée en figure 3.5(b), nous constatons des variations importantes entre les points de mesure démontrant le bruit de mesure généré par notre structure. Après un traitement statistique des profils d'indice en deux dimensions de l'ensemble des points de mesure, l'indice du cœur actif est enterré d'une valeur moyenne de $1,5 \cdot 10^{-3}$ par rapport à l'indice de la gaine interne passive.

Cette importante dépression d'indice du cœur actif engendre deux conséquences. La première est que cette dépression ne permet pas selon l'étude analytique de délocaliser efficacement les modes d'ordre haut tout en permettant une émission monomode. Cependant cette forte dépression permet tout de même d'obtenir un effet laser grâce à un principe de guidage dans cet « anti-guide » selon le principe de guidage capillaire. En effet cette structure permet de guider tout de même un nombre de photons suffisants pouvant faire des allers-retours dans la cavité et ainsi obtenir l'effet laser.

Ce constat prouve et met en évidence la sensibilité de l'adaptation de l'indice entre le cœur actif et la gaine interne décrite par l'étude numérique [Dauliat(2014)]. C'est à partir de ce constat que nous avons décidé de valider minutieusement chaque paramètre fourni par l'étude théorique. Ainsi, nous avons en premier lieu fabriqué les fibres passives présentées au chapitre précédent afin de prouver la pertinence d'une structure aperiodique quand l'adaptation d'indice entre le cœur et la gaine est parfaite. A la suite des résultats expérimentaux effectués sur les fibres passives prouvant le potentiel de délocalisation des HOM, tout en conservant une propagation efficace du mode fondamental (émission monomode), nous avons lancé une nouvelle fabrication de fibre active.

1.3. Fabrication d'une fibre active aperiodique Totale

Après avoir prouvé la pertinence de la structure aperiodique, nous avons voulu prouver notre capacité à adapter parfaitement l'indice du cœur actif avec l'indice de la gaine passive. Contrairement à la première fabrication présentée précédemment, nous avons utilisé ici un matériau actif mixé afin d'ajuster l'indice du cœur actif à celui d'une gaine passive constituée de silice pure. Cela représente une étape intermédiaire préalable à la réalisation de l'objectif final qui verra l'augmentation de l'indice de cœur par un dopage total de ce dernier pour une meilleure absorption de la puissance de pompe.

Ce matériau est un assemblage de 27 cannes de silice dopée au fluor (indice de réfraction inférieur à celui de la silice pure F300) pour 34 cannes de silice dopées aluminium et ytterbium (indice de réfraction supérieur à celui de la silice pure F300) représenté en figure 3.6(a) et 3.6(b). Une série de deux nouveaux étirages fournit une canne mixée finale Aluminium-Ytterbium-Fluor de 1 mm de diamètre représentée en figure 3.6(c). De plus la succession des étirages pour la fabrication du cœur mixé permet une meilleure homogénéité de l'indice global du cœur actif et une réduction du pitch indispensable (~100 nm) pour être vu comme homogène pour la longueur d'onde de travail. L'ensemble du processus de fabrication du matériau actif et du matériau de la gaine passive a suivi le processus de fabrication mature et rigoureux développé au sein de l'IPHT. La figure 3.6(d) montre une photographie représentant l'assemblage des cannes pour toute la fibre avec en rouge les cannes décrites en figure 3.6(c), en vert les cannes de silice dopée fluor et en blanc les cannes de silice pure. La figure 3.6(e) est un agrandissement x5 au microscope optique du cœur actif de la canne microstructurée. Enfin la figure 3.6(f) est une image acquise au microscope optique de la fibre finale.

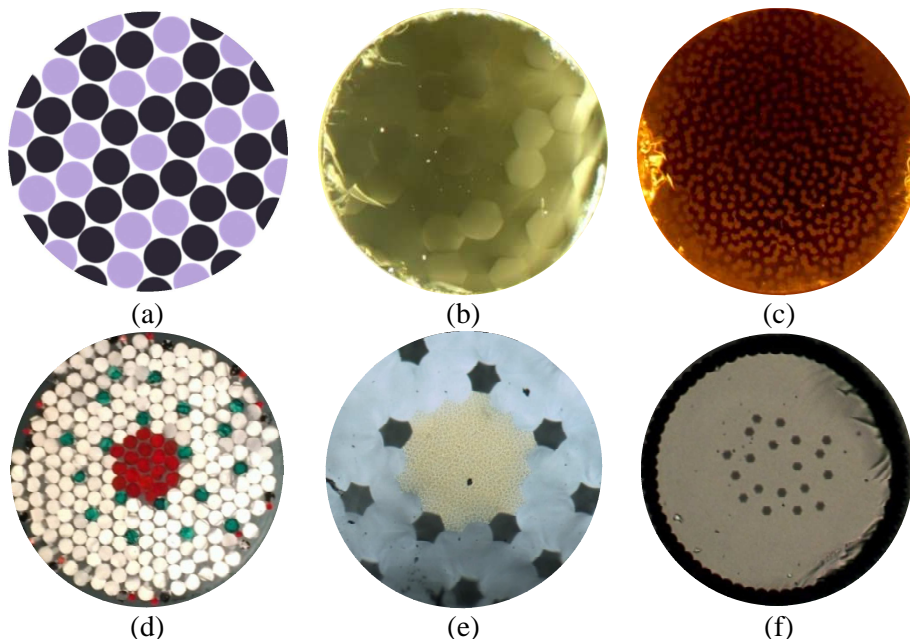


Figure 3.6 : (a) Représentation schématique du cœur mixé avec les cannes de fluor en violet et les cannes d'ytterbium en noir. (b) Image acquise au microscope de la première étape d'étirage d'une canne de 1 mm de cœur mixé. (c) Image de la dernière étape d'une canne de cœur mixé. (d) Image de l'assemblage des cannes avec en rouge le cœur actif, la gaine passive en blanc et les inclusions bas indice en vert. (e) Canne microstructurée avec un grossissement x5 sur le cœur actif (f) Image acquise au microscope optique de la fibre active finale basée sur une structure aperiodique Totale.

Les dimensions de la fibre active fabriquée sont une dimension de cœur de 50 μm pour un diamètre de l'Air Clad de 300 μm . De la même manière que précédemment, nous avons préparé les deux faces des fibres actives et nous les avons testées dans exactement le même montage expérimental que celui présenté en figure 3.4(a). Les résultats expérimentaux obtenus ne furent pas ceux qui étaient attendus. En effet, nous n'avons obtenu aucune émission d'un signal laser même avec une puissance de pompe maximale de 170 W. De plus, il est important de noter que même à ce niveau conséquent de puissance de pompe, nous ne constatons aucune évolution du profil de la distribution énergétique dans la fibre, même pour l'émission spontanée amplifiée au sein du cœur actif.

Deux principales hypothèses ont alors été émises pour comprendre le dysfonctionnement de cette fibre active. La première incriminait le matériau actif du cœur en lui-même, une très forte diffusion ou encore sa capacité à générer une absorption suffisante ou à émettre un quelconque rayonnement laser. La seconde hypothèse était une désadaptation d'indice entre le cœur actif et la gaine interne passive. Cependant, si cette hypothèse se confirmait, cette désadaptation était forcément inférieure à la fibre active précédente qui a elle prouvé son potentiel à émettre une émission laser.

La prochaine section de ce chapitre a pour but de développer les tests supplémentaires réalisés sur ces fibres actives afin de mettre en lumière le processus entraînant le dysfonctionnement de ces fibres.

2. Expériences menées pour comprendre le dysfonctionnement des fibres

2.1. Le matériau de cœur

Le matériau de cœur peut présenter plusieurs dysfonctionnements ne permettant pas une émission laser comme une trop faible quantité d'ions entraînant un manque d'absorption ou une forte proportion des ions Ytterbium non actifs optiquement (Yb^{2+}) au détriment des ions Yb^{3+} . Afin de valider ce matériau de cœur, nous avons mesuré les temps de vie des ions actifs à plusieurs étapes de la fabrication. Les valeurs trouvées, voisines de 814 μs sont tout à fait normales. Nous avons également fabriqué une fibre PCF souple d'un diamètre de cœur de 7 μm avec des capillaires d'air pour constituer la gaine interne et garantir un fort confinement des rayonnements de pompe et de signal même en cas de forte désadaptation d'indice entre le matériau de cœur et la silice pure. Ces capillaires ont subi une importante mise sous pression durant le processus de fibrage afin d'obtenir une proportion d'air maximale dans la gaine. La fibre fabriquée possède ainsi une proportion d'air à 0,95 et permet d'obtenir un saut d'indice conséquent entre l'indice du cœur actif et l'indice effectif de la gaine, assurant la propagation d'un éventuel signal dans le cœur de la fibre. La figure 3.7 montre une image acquise au microscope de la fibre PCF.

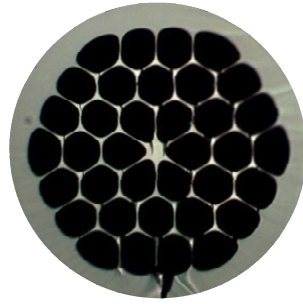


Figure 3.7 : Image acquise au microscope optique de la fibre PCF fabriquée pour valider le matériau de cœur actif.

La fibre PCF fabriquée a été placée au sein d'une cavité laser comprise entre un miroir dichroïque entièrement réfléchissant et les 4 % de la réflexion de Fresnel due au clivage à 0° d'une face de la fibre. Le système de pompage de cette fibre PCF est une diode laser fibrée sur fibre monomode émettant 400 mW de puissance moyenne permettant un pompage directement dans le cœur de la fibre active. La figure 3.8(a) présente l'évolution de la puissance laser émise en fonction de la puissance absorbée et la figure 3.8(b), le spectre optique mesuré.

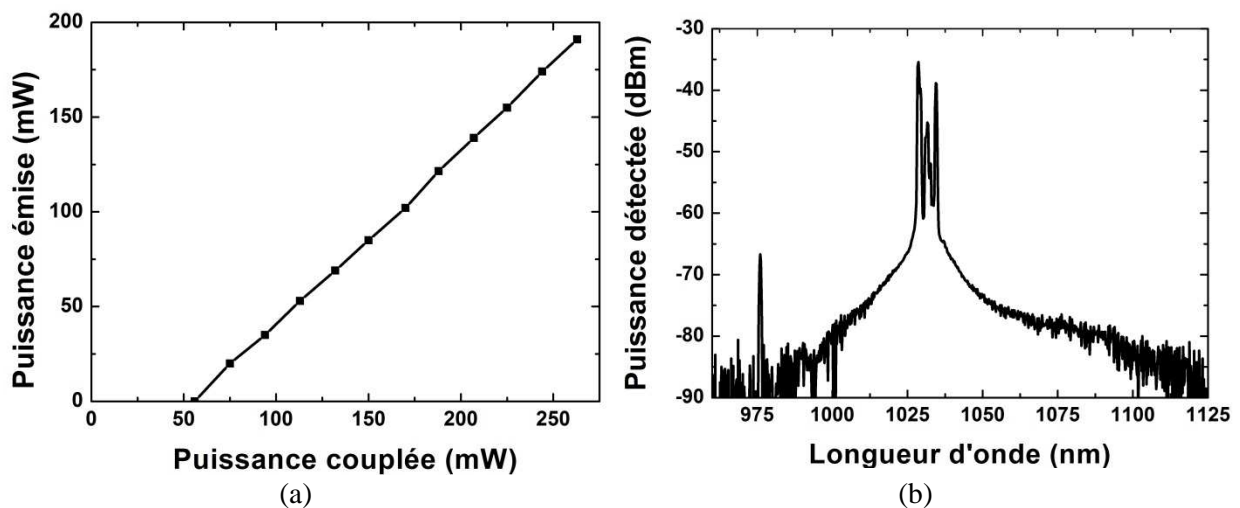


Figure 3.8 : (a) Evolution de la puissance émise à 1030 nm en fonction de la puissance de pompe couplée à 976 nm. (b) Spectre optique mesuré en sortie du système laser.

La puissance émise par la fibre PCF est de 191 mW pour une puissance couplée de 263 mW. En considérant la puissance résiduelle mesurée, l'efficacité intrinsèque du matériau de cœur atteint 90 %, soit une efficacité au niveau de l'état de l'art actuel pour les fibres actives fabriquées par la technique « Repusil ». Les différents pics spectraux observés sur le spectre optique mesuré démontrent une émission multimode (modes longitudinaux) du système laser. De plus, la distribution d'intensité est également multimode (modes transverses) et elle est due à un rapport d/λ de la fibre PCF supérieure à 0,42. Cette première série de tests nous permet de valider le bon fonctionnement du matériau de cœur et sa capacité à générer un effet laser efficace. Après avoir validé la conception du matériau de cœur, nous avons focalisé notre travail sur le profil d'indice de la fibre active.

2.2. Le profil d'indice de la fibre active

Comme nous l'avons vu précédemment, le profil d'indice est susceptible de jouer un rôle majeur sur le fonctionnement laser des fibres aperiodiques. Les qualités optiques du cœur actif mixé étant validées du point de vue de sa capacité à émettre efficacement un rayonnement laser, nous avons alors fabriqué différentes fibres à partir de la première préforme de la fibre PCF présentée en figure 3.7. La pression injectée dans les capillaires d'air constituant la préforme a été ajustée afin d'obtenir des fibres PCF possédant une proportion d'air différente pour chacune d'entre elles. Ce changement du rapport air/silice modifie en fait l'indice effectif de la gaine interne et donc, en première approximation, la différence d'indice entre le cœur actif et la gaine interne. La figure 3.9 présente les quatre fibres PCF fabriquées.

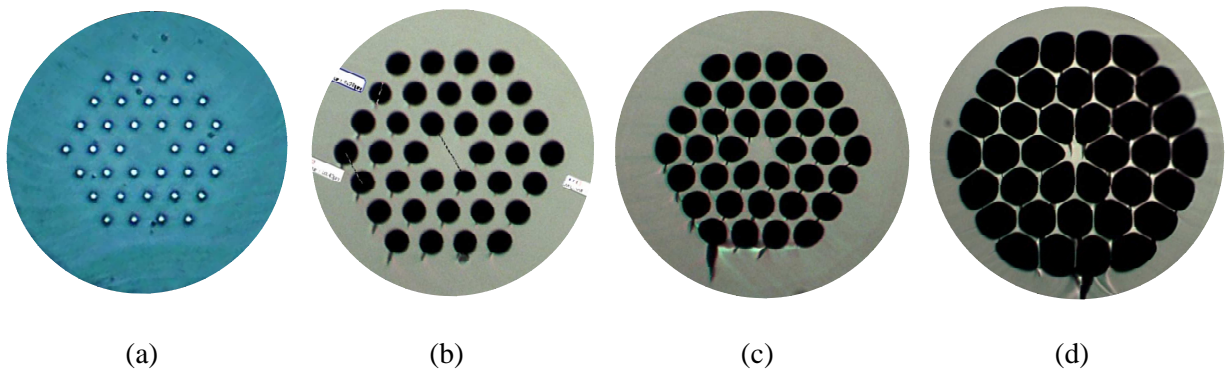


Figure 3.9 : Images acquises au microscope optique représentant les différentes PCF fabriquées avec une proportion d'air (a) de 0,3, (b) de 0,6, (c) de 0,75 et (d) de 0,95.

Les fibres présentent un rapport d/Λ de 0,3, de 0,6, de 0,75 et 0,95 pour respectivement les fibres en figure 3.9(a), (b), (c) et (d). Il est important de noter que la fibre active basée sur la structure aperiodique Totale présentée précédemment correspond à un d/Λ de 0,3. Chacune de ces fibres a été testée dans la même cavité laser que pour la première PCF et avec le même protocole de préparation. Les diamètres de cœur des fibres PCF sont de 10 μm pour les fibres présentées en figure 3.9(a) et figure 3.9(b), de 10 μm pour la fibre en figure 3.9(c) et de 7 μm pour la fibre en figure 3.9(d). Sur ces quatre fibres PCF actives, les fibres dont le rapport d/Λ est de 0,3 et de 0,6 n'ont pas eu la capacité de générer un effet laser. Cependant, toutes ces fibres ont la faculté de guider un faisceau laser dans le cœur de la fibre, expérimenté avec le laser supercontinuum et le montage expérimental présenté au chapitre précédent. Ce constat empirique montre que l'évolution de l'indice effectif de la gaine interne modifie les propriétés de la fibre telles que l'ouverture numérique et le couplage de la puissance de pompe ainsi que les propriétés optiques pour dépasser le seuil laser.

D'après ces résultats préliminaires, l'indice du cœur actif est supérieur à celui de la gaine interne pour les quatre fibres PCF étant donné leur potentiel de guidage. La figure 3.10 présente une représentation schématique de l'évolution de l'indice effective de la gaine interne par rapport à l'indice du cœur actif pour les quatre fibres PCF fabriquées et testées.

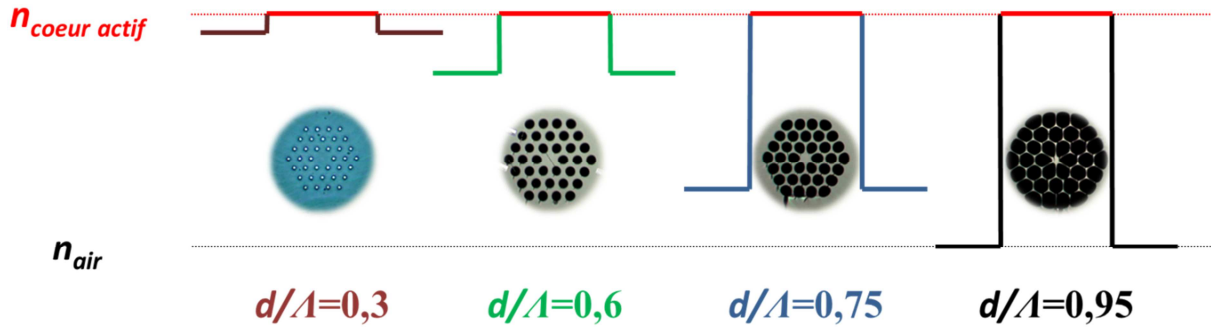


Figure 3.10 : Représentation schématique de l'évolution du profil d'indice des différentes fibres PCF fabriquées avec les différents rapports d/Λ .

Afin d'estimer la différence d'indice entre le cœur actif et les gaines internes des différentes PCF représentées ci-dessus, nous avons déterminé l'indice effectif équivalent du milieu par la méthode dite du « Space Filling Mode ». Il s'agit alors de calculer l'indice effectif du mode fondamental n_{SMF} sur la maille élémentaire de la structure de la gaine interne entre deux trous d'air par rapport à l'indice de la silice pure à une longueur d'onde donnée. La figure 3.11 montre les représentations de champ du mode fondamental dans la maille élémentaire de la microstructure et la différence d'indice entre la silice pure et l'indice effectif du mode fondamental n_{SMF} pour les quatre fibres PCF.

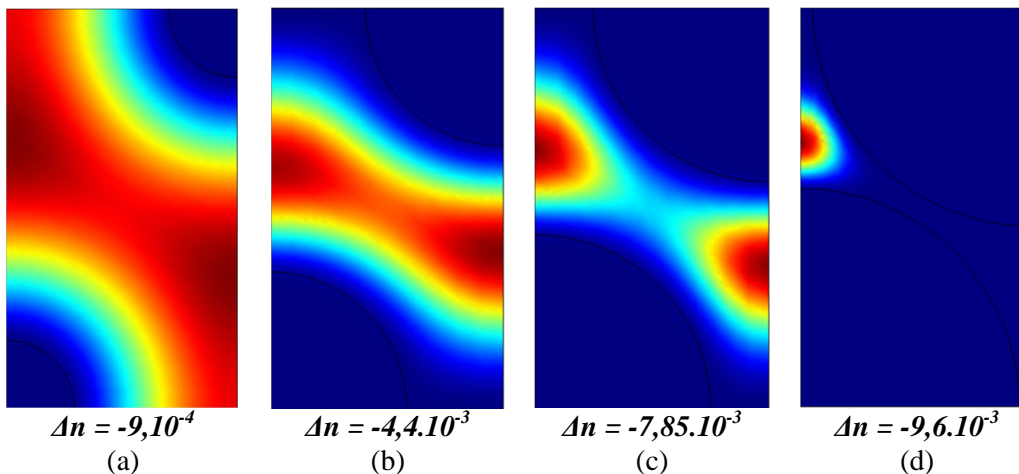


Figure 3.11 : Représentation numérisée du champ électrique du mode fondamental et la différence d'indice entre la silice pure et l'indice n_{SMF} pour les différentes fibres PCF dont le rapport d/Λ est (a) de 0,3, (b) de 0,6, (c) de 0,75 et (d) de 0,95 pour un indice de la silice pure à 1,4507 à 1,03 μm .

Ce calcul numérique du champ électrique du mode fondamental pour les quatre structures des fibres PCF fabriquées confirme clairement une augmentation de l'indice de la gaine interne qui se rapproche de l'indice de la silice pure. De plus, étant donné que la fibre PCF dont le rapport d/Λ est de 0,3 a le potentiel de guider dans le cœur de la fibre, nous pouvons estimer que la dépression d'indice du cœur actif mixé de la LFP est inférieure à 9.10^{-4} par rapport à la gaine passive. Afin de confirmer cette première tendance sur une différence d'indice inférieure à 9.10^{-4} entre le cœur mixé de la fibre LFP et sa gaine interne, nous avons calculé le facteur de recouvrement du mode fondamental pour étudier son comportement pour différentes dépressions d'indice du cœur. La figure 3.12 montre l'évolution du

facteur de recouvrement du mode fondamental en fonction de l'évolution de la dépression de l'indice de cœur par rapport à l'indice de la gaine interne pour la fibre PCF dont le d/Λ est de 0,3.

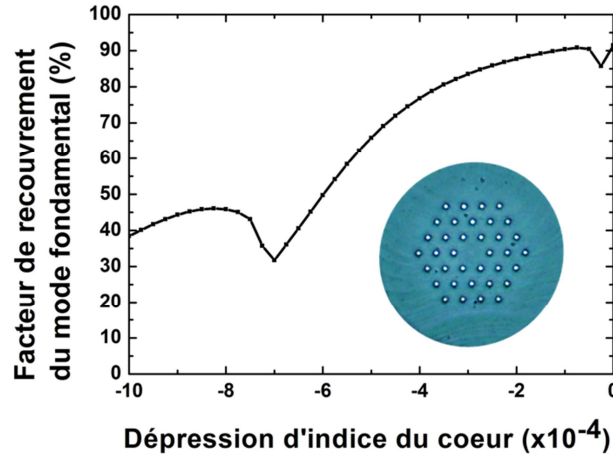


Figure 3.12 : Evolution du facteur de recouvrement du mode fondamental pour une dépression d'indice du cœur actif par rapport à la gaine interne pour la fibre PCF dont le rapport d/Λ est de 0,3.

La figure 3.12 montre que le facteur de recouvrement du mode fondamental n'excède pas les 50 % pour une dépression de l'indice du cœur supérieur à 6.10^{-4} et atteint 80 % pour une dépression de l'ordre de 3.10^{-4} .

Afin de confirmer ces présomptions, nous avons voulu évaluer la dépression d'indice de la fibre PCF dont le rapport d/Λ est de 0,3. Pour cela, nous avons rempli les trous d'air constituant sa gaine interne d'un liquide haut indice (en orange dans la figure 3.13) afin de minimiser les perturbations d'indice induites par la présence des trous d'air. La figure 3.13 montre le profil d'indice de la fibre PCF dont les trous d'air composant la gaine interne ont été remplis de liquide haut indice.

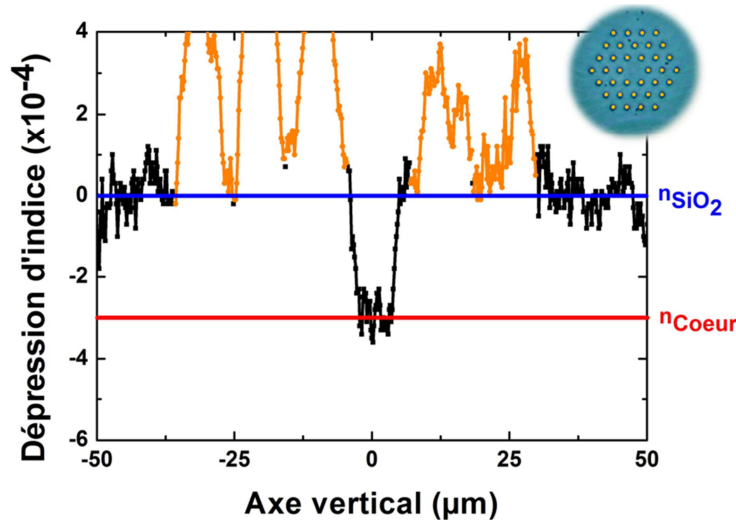


Figure 3.13 : Profil d'indice de la fibre PCF dont le d/Λ est de 0,3 et dont les trous d'air ont été remplis de liquide haut indice. La ligne bleue représente l'indice de la silice pure, celle en rouge l'indice du cœur actif et en orange les trous d'air remplis de liquide haut indice.

Nous remarquons sur la figure 3.13 une différence d'indice entre la gaine de silice pure et le cœur actif de l'ordre de 3.10^{-4} . Cette valeur permet d'avoir une première estimation de la dépression de l'indice

de cœur. Afin de confirmer les premières estimations de la dépression d'indice du cœur actif d'un ordre de 3.10^{-4} par rapport à celui de la gaine, le profil d'indice de la fibre aperiodique a été mesuré avec le même système de mesure, l'IFA-100. La figure 3.14(a) montre une image en deux dimensions du profil d'indice de la fibre aperiodique. La précision de ce système de mesure donnée par le constructeur est de l'ordre de $\pm 1.10^{-4}$ pour des fibres dites standards comme des fibres à saut d'indice. Sur la figure 3.14(a), nous ne remarquons aucune variation des isovaleurs entre l'indice du cœur actif et celui de la gaine interne aperiodique.

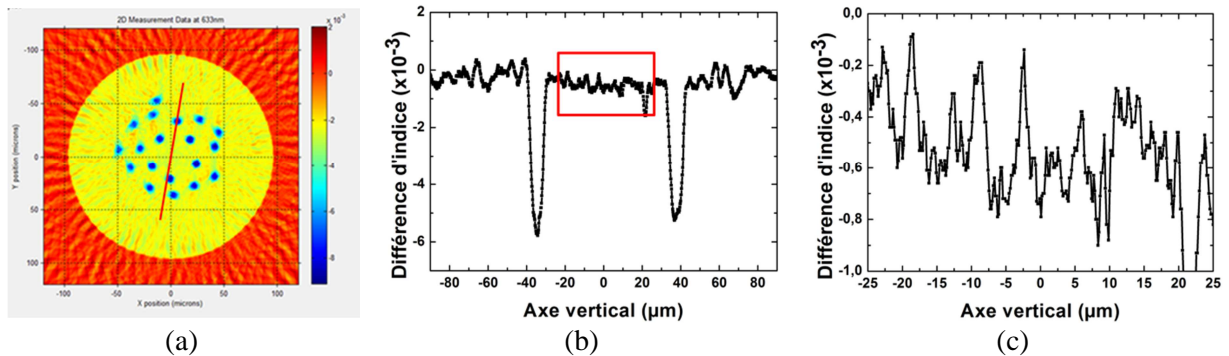


Figure 3.14 : (a) Image en deux dimensions représentant le profil d'indice de la fibre active basée sur une structure aperiodique Totale à la longueur d'onde de 633 nm. La ligne rouge représente la coupe de mesure. (b) Coupe du profil d'indice mesuré de la fibre correspondant à la ligne en rouge représenté en (a). Le rectangle rouge représente la zone zoomée. (c) Variation des points de mesure de la coupe du profil d'indice au sein du cœur actif correspondant au grossissement du rectangle rouge présenté en (b).

Cependant, la fibre fabriquée n'étant pas une fibre standard à saut d'indice, la précision de cette mesure à $\pm 1.10^{-4}$ est sujette à discussion comme nous l'avons aussi remarqué sur le profil d'indice de la fibre active précédente. En effet, le constructeur lui-même nous a confirmé qu'il n'est pas certain de la capacité de son appareil à atteindre une telle précision pour nos fibres aperiodiques. Une étude approfondie des points de mesure montre une forte variation des points de mesure due à des interférences optiques. L'extension, c'est à dire le bruit de mesure, de ces variations peut atteindre une amplitude au maximum de l'ordre de 1.10^{-3} comme le montre le grossissement sur le profil au sein du cœur actif présenté en figure 3.14(c). Avec de telles variations d'amplitude au niveau des points de mesure, une dépression d'indice est très difficilement détectable. Cependant, nous avons essayé d'estimer cette dépression en effectuant une étude statistique de l'acquisition du profil d'indice en réalisant une moyenne des profils d'indice dans des zones sélectionnées. Pour cela, nous avons choisi quatre zones d'étude : trois choisie arbitrairement dans la gaine interne et une dans la zone de gain. La figure 3.15(a) présente les quatre zones dans la gaine interne dénommées zone A, B et C et une dans le cœur de la fibre. Dans chaque zone de la gaine, nous avons étudié vingt profils d'indice horizontaux et vingt profils verticaux. De la même manière, nous avons pris cent profils d'indice verticaux et horizontaux dans la zone du cœur de la fibre. Chaque profil d'indice dans ces quatre zones comprend exactement 1308 points de mesure. La figure 3.15(b) présente les moyennes de la différence d'indice des profils pris en compte pour les zones de gaine et pour la zone de cœur. Les courbes en bleu

représentent les moyennes des profils verticaux pour les zones de gaine tandis que les courbes en rouge représentent la moyenne des profils horizontaux. Pour la zone de cœur, la courbe en grenat représente les moyennes pour les profils horizontaux et la courbe en bleu foncé la moyenne des profils verticaux. Dans un premier temps, nous remarquons des variations de la moyenne plus importantes pour les zones de gaine interne que pour la zone de gain. Celles-ci sont essentiellement dues aux interférences présentes dans les zones A, B et C qui entraînent ces fortes variations.

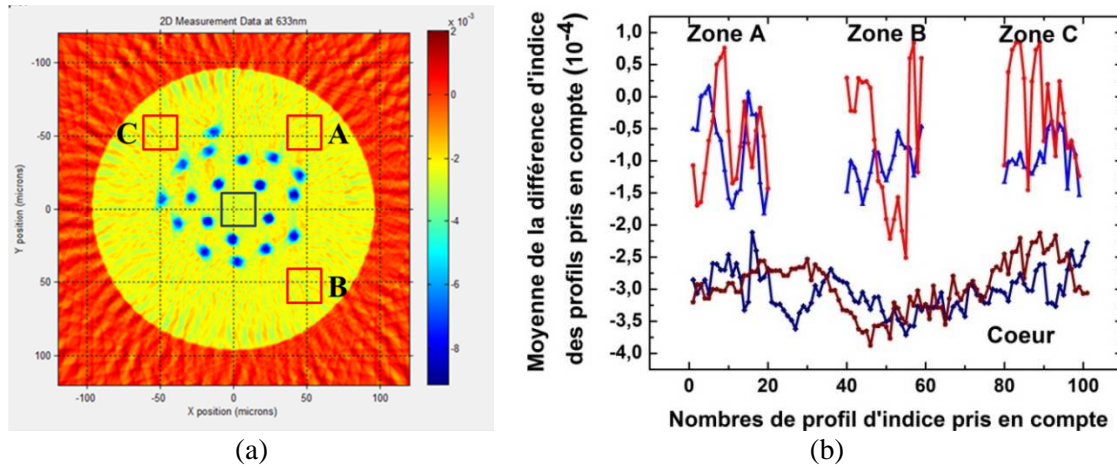


Figure 3.15 : (a) Profil d'indice avec les trois zones de la gaine interne étudiée ainsi que la zone de cœur. (b) Moyenne de la différence d'indice des profils pris en compte dans les trois de gaine et la zone de gain. Vingt profils horizontaux (rouge) et verticaux (bleu) ont été pris en compte dans les zones de gaine et cent profils dans la zone de cœur.

Toutefois, malgré ces variations nous constatons une bonne concordance entre les moyennes des valeurs estimées dans les zones A, B et C et une différence d'indice notable avec les moyennes de la zone de gain. Cette différence de la moyenne des indices correspond à une dépression de l'indice de cœur de 2 à $3 \cdot 10^{-4}$. Cet ordre de grandeur de la dépression d'indice constitue la deuxième estimation d'une dépression d'indice dans cet ordre de grandeur.

Ce faisceau de présomption fournissant une dépression d'indice de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$ entre l'indice de la gaine interne et l'indice de cœur actif est encourageant quant à notre capacité à mesurer des variations d'indice de l'ordre de quelques 10^{-4} .

L'ensemble des mesures et observations effectuées sur cette seconde fabrication de fibre active met en évidence le défi technologique qu'il nous reste encore à surmonter aussi bien au niveau de la gestion de fabrication de l'ensemble de nos matériaux pour adapter les indices de cœur et de gaine que de notre capacité de mesurer des variations d'indice aussi faibles dans nos fibres.

3. Discussion sur l'adaptation de l'indice et perspectives

A ce stade de notre avancement dans ce projet de recherche sur le développement de fibres actives basées sur une structure aperiodique de la gaine interne, nous pouvons tirer deux principales conclusions :

- la faculté de propager un faisceau monomode robuste dans une structure aperiodique par une délocalisation efficace des modes d'ordre élevé lors d'une parfaite adaptation de l'indice de cœur avec celui de l'indice de gaine,
- la capacité d'estimer des dépressions d'indice de l'ordre de quelques 10^{-4} mais également notre incapacité à mesurer de façon précise une faible dépression de l'ordre du 10^{-4} au sein de nos fibres.

En se basant sur ces faits expérimentaux et sur les problématiques inhérentes rencontrées lors d'un processus de fabrication et présentées au début de ce chapitre avec la figure 3.1, nous avons mis en place un protocole conséquent afin de réussir à fabriquer des fibres actives opérationnelles. Ce protocole fait encore parti d'une intense discussion entre le laboratoire et un groupement d'industriels afin d'en valider le financement sur les trois prochaines années.

Le procédé de fabrication proposé s'effectuera en deux principales étapes, que ce soit pour une fabrication basée sur un cœur mixé avec un indice de cœur équivalent à celui de la silice pure ou pour une fabrication avec une augmentation de l'indice de cœur actif et de la gaine passive. Pour ces deux cas de fabrication différente, la problématique est toujours la même : développer notre aptitude à adapter parfaitement l'indice du cœur actif à celui de la gaine passive (silice pure ou silice dopée aluminium). Cependant, l'impossibilité de mesurer convenablement une faible dépression d'indice lors d'une fabrication nous contraint à travailler de manière stochastique sur les compositions pour permettre l'adaptation des indices de cœur et de gaine et donc à une succession de fabrication pour atteindre l'adaptation idéale de notre objectif final. Le protocole de fabrication a été développé pour minimiser l'erreur d'indice lors de la fabrication dans le but de tendre le plus rapidement possible vers notre objectif. La première étape est d'investir de façon importante dans l'acquisition de matériaux en grande quantité afin de bénéficier d'une valeur absolue ajustable lors des différentes fabrications.

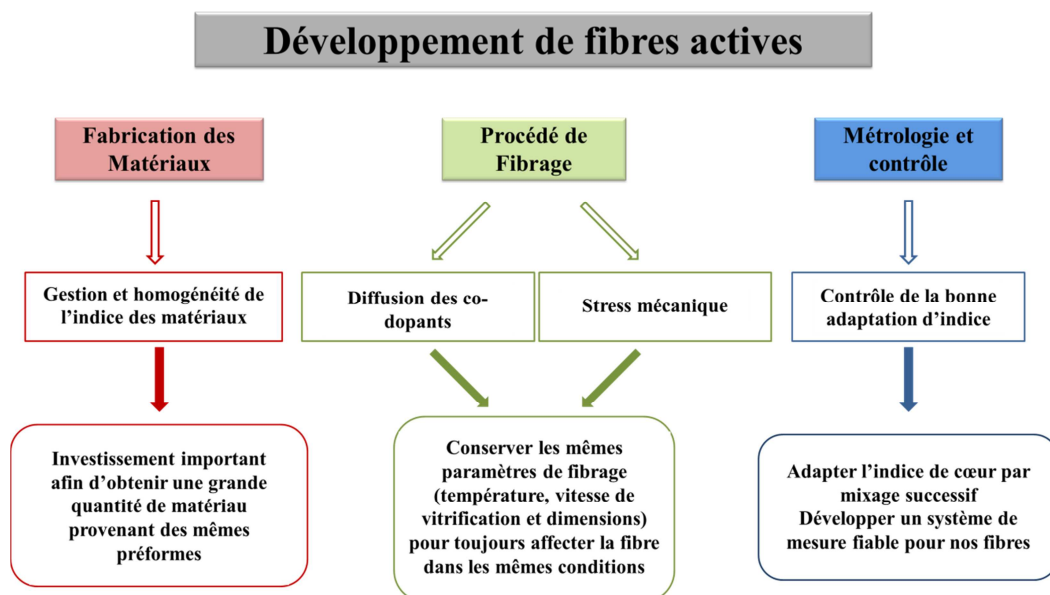


Figure 3.16 : Schéma récapitulatif des différentes contraintes associées au développement de fibres actives et les solutions proposées pour passer outre.

En conservant toujours les mêmes paramètres de fibrage, que ce soit la température du four, la vitesse de tirage ou les dimensions de l'Air Clad et du tube externe, cette acquisition de matériau en grande quantité permettra d'obtenir et de fabriquer des gaines passives qui auront toujours le même indice effectif. Ces principes pour conserver un indice de gaine constant durant la totalité du projet sont explicités schématiquement dans la figure 3.16. La seconde étape est la plus sensible puisqu'il s'agit de fabriquer un cœur actif dont l'indice est adapté à celui de la gaine passive. La succession des fabrications permettra de modifier avec parcimonie la chimie du cœur actif et ainsi son indice. Le contrôle et la métrologie sur les différentes étapes de la fabrication du cœur actif seront aussi prépondérants. Nous espérons avec l'ensemble de ce protocole rigoureux tendre le plus rapidement possible vers notre objectif de développer des fibres actives opérationnelles. Parallèlement, nous essaierons de développer un système de mesure fiable et pertinent pour la mesure de différence d'indice de l'ordre de 10^{-4} pour nos fibres.

PARTIE II : ÉTAGE DE CONVERSION DE FREQUENCES DANS DES FIBRES A CŒUR CREUX REMPLIES DE GAZ

Cette seconde partie présente les travaux effectués sur le développement d'un étage de conversion de fréquences utilisant des fibres à cristaux photoniques à cœur creux remplies de gaz actif. L'objectif est de démontrer la capacité et l'efficacité d'une simple micro cellule photonique à convertir le rayonnement à 1 μm issu d'un laser à fibre LMA impulsif de haute puissance vers des domaines de longueurs d'onde non conventionnelles et notamment vers le proche et moyen infrarouge (figure 0). Cette partie se composera elle aussi de deux chapitres. Le chapitre 4 sera focalisé sur la génération de peignes Raman de haute puissance sur une très large bande spectrale basée sur le régime transitoire de la diffusion Raman stimulée (SRS). Les peignes Raman générés s'étendent de l'ultraviolet à l'infrarouge moyen et marquent une étape importante dans la synthèse de forme d'onde optique et la production d'impulsions attosecondes. Dans le chapitre 5 nous nous concentrerons sur l'optimisation de la micro cellule photonique afin de générer une à deux lignes laser de haute puissance à des longueurs d'onde exotiques. Ce chapitre ouvre également la voie vers le développement d'un étage de conversion simple et efficace permettant l'avènement de lasers à fibre impulsifs de haute puissance émettant dans l'infrarouge et pouvant répondre à de nombreuses applications dans des secteurs d'activités très divers comme en oncologie ou en environnement avec la détection d'espèces chimiques dans l'atmosphère.

CHAPITRE 4 : GENERATION DE PEIGNES RAMAN A TRES LARGE BANDE SPECTRALE

Ce chapitre présente les avancées d'un ambitieux projet de recherche sur le développement d'une alternative à la génération de hautes harmoniques pour la synthèse d'onde optique. La génération de peignes Raman dans des fibres Kagome à cœur hypocycloïdal sera montrée avec un laser à fibres possédant des impulsions picosecondes. Ainsi nous présenterons la génération de peignes Raman s'étalant sur plus de cinq octaves fréquentielles de 0,3 à 12,5 μm dans des fibres Kagome remplies de dihydrogène.

1. Contexte

Les objectifs dans lequel s'inscrit ce travail sont multiples. Le premier intérêt est de développer une chaîne de laser fibrée hybride (laser impulsionnel à base de fibre LMA dopée Yb détaillée dans la partie I) susceptible de générer un peigne de fréquences par conversion non linéaire. L'effet de la diffusion Raman stimulée dans un gaz contenu dans une fibre creuse remplie sera exploité. Dans un deuxième temps, nous optimiserons les paramètres expérimentaux afin de favoriser l'émission dans un intervalle spectral donné (voir chapitre 5). Nous chercherons également à étudier la forme temporelle de l'émission laser. Enfin, ces travaux s'inscrivent dans un objectif plus large et plus ambitieux qui consiste à développer une alternative pertinente à la génération de hautes harmoniques (HHG) qui est actuellement la principale technique pour la production d'impulsions attosecondes. Cette approche repose sur des travaux récents concernant la génération de fréquences par diffusion Raman stimulée en régime transitoire dans des fibres à cœur creux remplies de dihydrogène [Benabid(2005)], [Couny(2007a)], [Wang(2011)]. Une génération très efficace de peignes de fréquences avec des impulsions relativement larges [Couny(2007a)] et un accord de phase entre les différentes lignes du peigne ont été démontrés. Ces résultats ouvrent en effet des perspectives très prometteuses pour la synthèse de forme d'onde optique et d'impulsions attosecondes. De façon similaire au principe de génération de fonction électronique, la synthèse de forme d'onde optique s'effectue via les transformées définies par Joseph Fourier. Cette synthèse demande la conjugaison de deux principaux éléments : un spectre optique s'étalant sur plusieurs octaves et un blocage en phase des modes constituant ce même peigne multi octave.

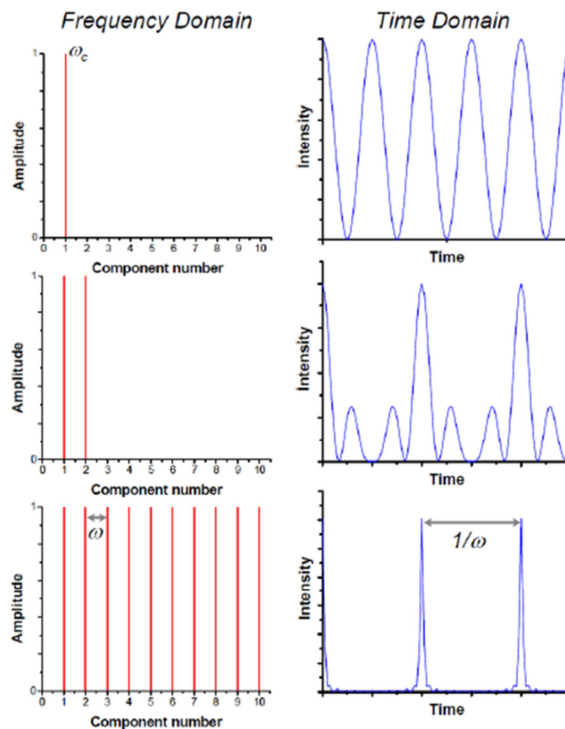


Figure 4.1 : Représentation des domaines fréquentiels et temporels d'un signal contenant 1, 2 ou 11 composantes [Couny(thèse)]

Les peignes optiques Raman ont récemment émergé comme une alternative prometteuse à la HHG pour la génération de peignes multi-octaves [Harris(1997), Wang(2010)]. Ces peignes sont excités soit par la modulation moléculaire soit par le régime transitoire de la diffusion Raman stimulée. Avec ces deux approches, le résultat obtenu est un peigne de fréquence constitué de lignes laser discrètes générées de part et d'autre de la fréquence de pompe. Harris et *al.* ont été des pionniers dans la génération de peignes optiques multi octaves excités par la technique de la modulation moléculaire [Harris(1998)]. Le principe de la modulation moléculaire est d'exciter un milieu Raman par deux lasers de très haute puissance, de l'ordre du GW, dont la différence fréquentielle entre les deux longueurs d'onde d'émission est légèrement décalée de la résonance Raman pour conduire adiabatiquement le milieu à une cohérence maximale [Sokolov(2003)]. La figure 4.2 présente les derniers résultats obtenus par la technique de la modulation moléculaire.

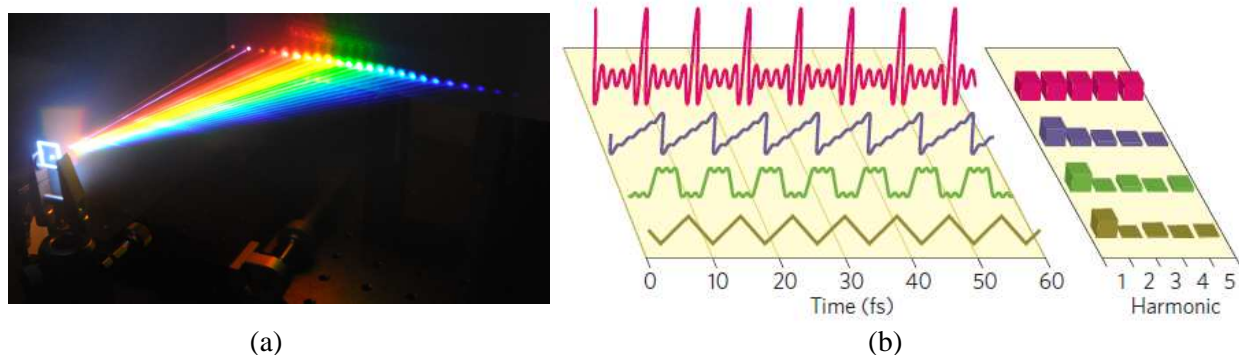


Figure 4.2 : (a) Photographie montrant le peigne généré avec des impulsions femtosecondes par la modulation moléculaire [Zhi(2010)] (b) Démonstration de la synthèse d'onde par la technique de la modulation moléculaire [Chan(2011)].

Récemment, le régime transitoire de la diffusion Raman stimulée a montré son potentiel pour générer des peignes multi octaves utilisant des fibres à cœur creux remplies de gaz comme nous l'avons vu au chapitre 1. Contrairement à la modulation moléculaire, le milieu Raman n'est excité que par une seule onde incidente impulsionnelle de forte puissance. La cohérence Raman des Stokes générés s'effectue de façon auto-induite à partir du bruit quantique de la paire Stokes et anti-Stokes de premier ordre. La prochaine section décrit les différents régimes Raman et le principe d'établissement du régime transitoire de la diffusion Raman stimulée.

2. La diffusion Raman stimulée en régime transitoire

La diffusion Raman est décrite comme l'interaction inélastique entre une onde optique incidente et un milieu non linéaire. Ce phénomène est utilisé pour de nombreuses applications dans de nombreux secteurs d'activités. La diversité des applications possibles avec la diffusion Raman provient de la différence d'excitation et de régime de la dynamique du milieu Raman. La configuration la plus commune est la génération de diffusion Raman stimulée par l'excitation d'un milieu Raman par un seul laser de pompe de haute puissance. A noter que dans ce cas, la diffusion se produit

indépendamment de la fréquence du laser, donnant à ce processus non-résonnant un intérêt certain pour le développement de laser par conversion de fréquence. Toutefois, le contenu temporel et spectral du Stokes généré dépend fortement des spécifications techniques du laser de pompe comme son intensité, la durée des impulsions ou son contenu spectral. A partir des travaux sur la mécanique quantique, Raymer et *al.* ont identifié trois régimes de diffusion Raman stimulée (SRS) dans le cas d'un laser de pompe impulsionnel [Raymer (1990)] : le régime spontané, stationnaire ou transitoire. Le régime spontané est déterminé par une durée d'impulsion, τ , plus courte que le temps caractéristique $\tau_1 = 1/G\Gamma$ où Γ est la largeur de raie à mi-hauteur et G le gain net Raman. La largeur de raie est reliée au temps de relaxation T_2 , donnée caractéristique de la molécule utilisée comme milieu Raman par $\Gamma = 1/T_2$. A titre d'exemple la largeur de raie équivaut à 1.10^9 Hz pour la transition vibrationnelle à 20 bars et à 300 K [Bischel(1986a)] [Herring(1986)]. La définition du gain net Raman G a été donnée par Raymer en 1981 comme $G = g.z$, avec $g = g_{SS}.I_p$ où g_{SS} est le coefficient de gain Raman du régime établi (en cm/GW), I_p est l'intensité de pompe et z la longueur effective d'interaction. On peut alors établir l'intensité du Stokes Raman du régime spontané $I(z, \tau)$ par [Raymer(1985)] :

$$I_S^{SP}(z, \tau) = h\nu_S \frac{\Gamma g z}{2} = h\nu_S \frac{\Gamma G}{2} \quad (4.1)$$

où h est la constante de Planck et ν_S est la fréquence du Stokes. L'amplification du Stokes est très faible dans ces conditions ($\tau_1 < G/T_2$) et son intensité est indépendante de la durée d'impulsion du laser incident. Pour une durée d'impulsion supérieure au temps de relaxation moléculaire T_2 ($\tau_2 \geq g z / \Gamma$ ou $\tau_2 \geq G.T_2$), le régime de diffusion Raman est alors le régime dit stationnaire ou établi. De la même manière que le régime spontané, l'intensité du Stokes est aussi indépendante de la durée d'impulsion τ et elle est définie comme :

$$I_S^{SS}(z, \tau) = h\nu_S \frac{\Gamma e^{g z}}{2\sqrt{\pi g z}} = h\nu_S \frac{\Gamma e^G}{2\sqrt{\pi G}} \quad (4.2)$$

On peut remarquer que le gain net Raman est équivalent au gain du régime établi dans cette configuration bien précise. Dans le cas où la durée d'impulsion est comprise entre $\tau_1 = G/T_2$ (ou $\tau_1 = 1 / g z \Gamma$) et $\tau_2 = G.T_2$ (ou $\tau_2 = g z / \Gamma$), l'intensité du Stokes est fortement dépendante de la durée d'impulsion et le régime de la diffusion Raman est alors le régime transitoire.

$$I_S^{TR}(z, \tau) = h\nu_S \frac{e^{2\sqrt{2gz\Gamma\tau} - 2\Gamma\tau}}{8\pi\tau} \quad (4.3)$$

La figure 4.3 résume l'intensité du Stokes généré pour les trois régimes de diffusion Raman lors de l'excitation du milieu par un seul laser de pompe impulsionnel en fonction de la durée d'impulsion normalisée $\Gamma\tau$. Nous remarquons aussi les deux principaux paramètres τ_1 et τ_2 qui délimitent les trois régimes Raman selon le gain G et le temps de relaxation T_2 . Pour les régimes spontanés et établis, l'intensité du Stokes varie seulement avec l'intensité de la pompe indépendamment de sa durée d'impulsion. Par contre, dans le régime transitoire, l'intensité du Stokes dépend fortement de la durée d'impulsion du laser de pompe.

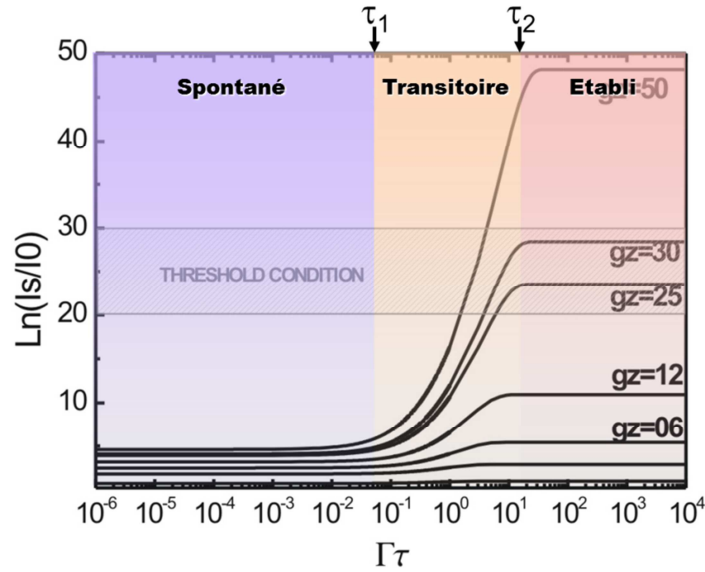


Figure 4.3 : Description des trois régimes d'amplification de la diffusion Raman stimulée lors de l'excitation du milieu par un laser impulsionnel avec l'évolution de l'intensité du Stokes normalisée par rapport à la fluctuation du bruit quantique $I0$ en fonction de la durée d'interaction normalisée. Les termes τ_1 et τ_2 délimitent les trois régimes Raman.

Cette description des différents régimes d'excitation d'un milieu Raman par une unique onde incidente impulsionnelle nous permet d'aller plus loin dans la compréhension de la génération et des spécifications des Stokes générés. En effet nous pouvons établir un modèle fournissant une description modale du champ du vide à la fréquence du Stokes en introduisant le terme de modes spatio-temporeux (TSM). Dans le cas du régime spontané (*i.e.* $\tau < T_2/G$), tous les modes spatio-temporeux sont décorrélés spatialement et temporellement et possèdent tous la même probabilité d'être amplifiés. Cela entraîne une émission spontanée amplifiée avec des photons du Stokes générés qui n'ont aucune cohérence entre eux. Dans le cas du régime établi (*i.e.* $\tau > T_2G$), la durée d'impulsion est suffisamment longue pour que plusieurs photons de Stokes soient amplifiés avec différents modes spatio-temporeux (TSM) pour chacun. Par conséquent, chaque mode amplifié possède une phase temporelle et spatiale différente. Les modes spatio-temporeux amplifiés sont alors totalement décorrélés et le verrouillage en phase des modes est alors impossible. Ce blocage des modes étant inaccessible pour ce régime Raman, la route vers la synthèse d'onde optique est impossible.

En revanche, en régime transitoire, quand $T_2/G < \tau < GT_2$, l'intensité du Stokes est fortement dépendante de la durée d'impulsion comme il est décrit par l'expression (4.3). La durée d'impulsion de l'onde incidente et le fort gain filtrent et amplifient seulement quelques modes temporeux (TM) du bruit quantique. Ces modes temporeux amplifiés sont ceux qui possèdent le plus fort gain Raman. Si ce filtrage et ce gain sont suffisamment forts, alors il est envisageable de n'avoir qu'un seul et unique mode temporel qui est filtré et amplifié à partir du bruit quantique jusqu'au niveau macroscopique. La force de ce processus de filtrage temporel peut être quantifiée par l'extinction entre le mode temporel dominant et les autres modes. Celui-ci est directement proportionnel à GT_2/τ . Autrement dit, la durée d'impulsion courte et le fort gain se conjuguent pour filtrer les modes temporeux lors du processus

d'amplification. Plus le ratio GT_2/τ est grand, plus le processus de filtrage des modes temporeux est efficace lors de l'amplification. L'extinction entre le mode dominant et les autres est alors optimisé et plus cette extinction est importante, plus forte est la cohérence de phase entre chaque composante spectrale du peigne Raman généré par le régime transitoire de la diffusion Raman stimulée (TSRS). Le choix du laser de pompe impulsif est donc particulièrement important pour optimiser ce filtrage. De plus, si nous plaçons cette interaction au sein d'une unité de Fresnel [Wu(2010)] ou d'une structure photonique permettant la propagation de seulement quelques modes, nous pouvons alors procéder de manière similaire à un filtrage des modes spatiaux (SM). Ce double processus de filtrage spatial et temporel des modes entraîne l'amplification d'un seul et unique mode spatio-temporel du bruit quantique au niveau macroscopique. La phase du Stokes est par conséquent spatialement cohérente et nous obtenons une impulsion à la limite de Fourier. C'est exactement ce phénomène qui se produit au sein d'une fibre à cristaux photoniques à cœur creux (HC-PCF) remplie de gaz excité par un laser de pompe impulsif de haute puissance. Ce double filtrage spatio-temporel est le chemin suivi par notre groupe de travail pour que toutes les composantes spectrales du peigne Raman généré par le régime transitoire de la diffusion Raman stimulée (TSRS) soient en phase et ouvrent la voie vers la synthèse d'onde optique et la génération d'impulsions attosecondes. La figure 4.4 présente et explicite de façon schématique les trois régimes de la diffusion Raman explicités précédemment et le chemin que nous suivons en rouge pour amplifier un seul et unique mode spatio-temporel (TSM).

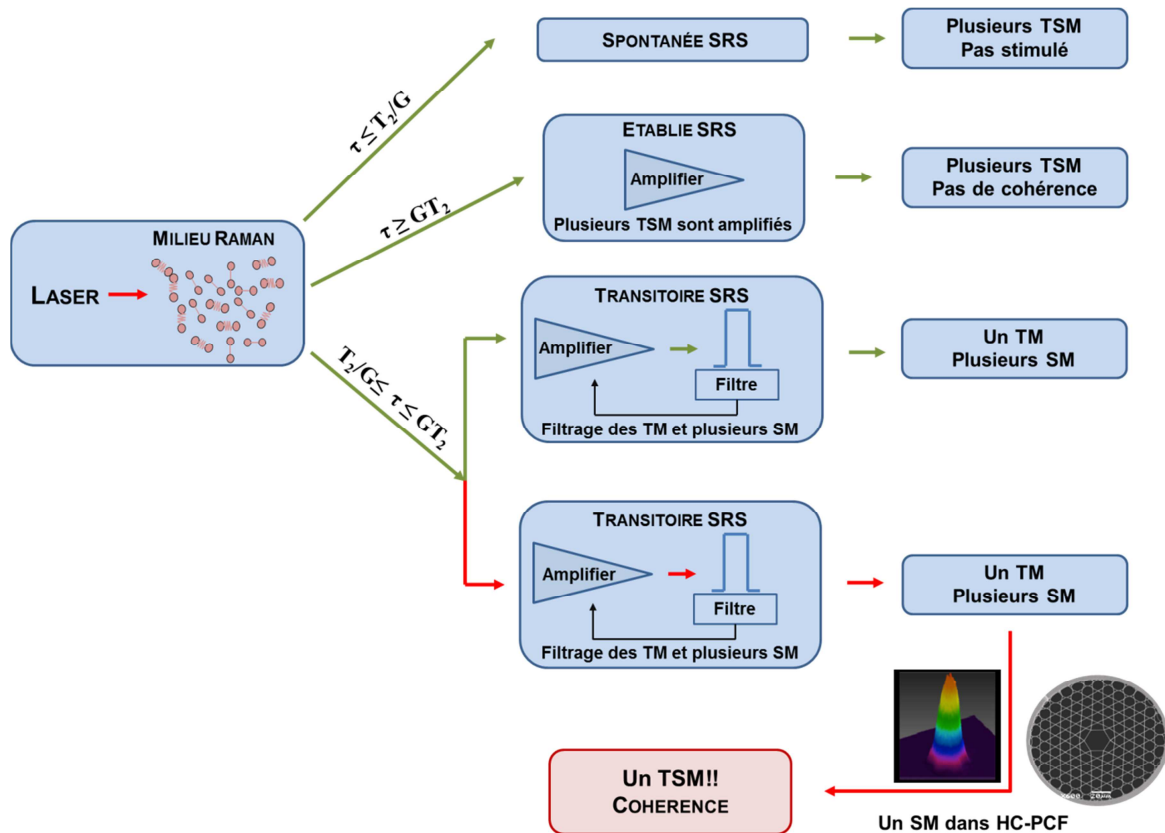


Figure 4.4 : Représentation schématique du modèle proposé pour la cohérence des différents régimes de diffusion Raman stimulée (SRS). TSM représente les modes spatio-temporels, TM les modes temporeux et SM les modes spatiaux.

Ce paquet d'onde, nommé TSM dominant, correspond au mode ayant le plus grand gain Raman et est reproductible pour chaque impulsion laser [Wu(2010)].

La première démonstration montrant une cohérence entre les différentes lignes d'un peigne Raman généré dans une HC-PCF remplie de dihydrogène a été démontrée par Wang et *al.* en 2010 [Wang(2010)]. Le peigne utilisé pour cette démonstration est le peigne développé par Couny et *al.* [Couny(2007a)] avec une génération sur plus de deux octaves en utilisant un laser impulsionnel dont la durée d'impulsion était de 12 ns. Dans ces conditions, le rapport GT_2/τ est d'environ de 10 et le gain net G est d'environ 150. L'auto-cohérence d'un Stokes et de son anti-Stokes a été démontrée par la réalisation d'un interféromètre comme il est représenté en figure 4.5(a). Le peigne Raman est généré dans chaque bras de l'interféromètre, nous observons en sortie les interférences des différentes lignes Raman séparément et leurs interférences entre elles. La figure 4.5(b) montre le schéma d'interférence de la distribution de phase d'une ligne laser générée. La figure 4.5(c) décrit, par un histogramme, la différence de phase entre les champs du premier Stokes rotationnel (S_1) et de son anti-Stokes (AS_1). La courbe en pointillés rouges représente la description théorique du phénomène sous la forme d'une gaussienne.

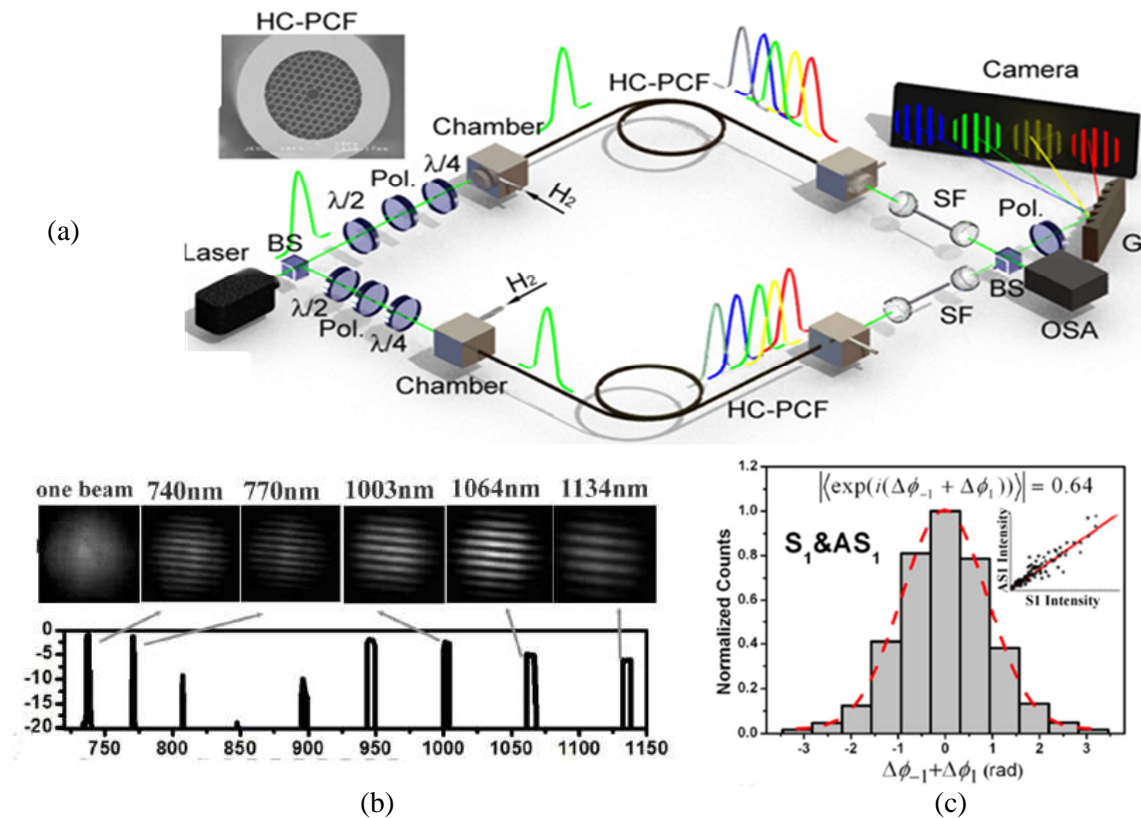


Figure 4.5 : (a) Schéma du montage expérimental basé sur un interféromètre pour prouver la cohérence entre un Stokes et de son anti-Stokes. (b) Schéma d'interférence pour chaque longueur d'onde sélectionnée et combinée. (c) Histogramme de la différence de phase entre les champs du premier anti-Stokes rotationnel et de son Stokes [Wang(2010)].

Cette première démonstration d'une auto et mutuelle cohérence entre les différentes composantes d'un peigne Raman généré par TSRS montre tout le potentiel de cette voie pour la génération d'impulsions

attosecondes et la synthèse d'ondes optiques. Dans la suite de ce chapitre nous nous focaliserons sur la façon d'améliorer le filtrage temporel et spatial du Stokes généré sur une large plage spectrale pour augmenter la cohérence entre eux et ouvrir la voie vers la synthèse d'onde optique.

3. La génération de peignes Raman sur plus de cinq octaves

Nous venons de voir qu'une expérimentation antérieure a permis de mettre en lumière la cohérence entre certaines composantes d'un peigne Raman généré par TSRS, notamment entre un Stokes et son anti-Stokes. Cette démonstration marque une étape fondamentale pour la synthèse d'onde optique par TSRS dans des fibres à cœur creux remplies de gaz et pompées par un unique laser impulsionnel. Cependant, la mesure présentée en histogramme en figure 4.5(c) montre un bruit de phase non négligeable. Ce bruit trouve sa contribution dans l'amplification de quelques TSM et non pas d'un seul et unique mode spatio-temporel cohérent [Wang(2010)]. Afin de réduire de manière significative ce bruit de phase pour la génération de peignes cohérents et en phase d'impulsions à impulsions, il est nécessaire de réduire le rapport τ/T_2 tout en conservant un gain net suffisamment haut. Pour répondre à ce cahier des charges, nous avons développé un nouveau montage expérimental composé d'un laser de pompe picoseconde et d'une fibre HC-PCF Kagome à cœur hypocycloïdal. Le laser de pompe est désormais un laser à fibre LMA impulsionnel de haute puissance avec une durée d'impulsion de 27 picosecondes soit une durée d'impulsion plus courte de presque trois ordres de grandeur par rapport à celle utilisée par [Wang(2010)]. Une description plus approfondie des spécifications du laser de pompe sera donnée dans la suite du chapitre. Le filtrage temporel d'un seul et unique TM est alors grandement amélioré. Afin d'assurer un gain suffisamment haut dans la micro cellule photonique (PMC), la fibre HC-PCF Kagome utilisée en 2010 a été remplacée par une fibre HC-PCF Kagome à cœur hypocycloïdal. Le contraste du niveau de pertes optiques à la longueur d'onde de pompe et sur les bandes de transmission est significatif entre les deux fibres, passant de 750 dB/km à 300 dB/km. Ces faibles pertes optiques permettent d'utiliser une longueur effective de fibre de 3 mètres et d'accroître ainsi grandement la longueur d'interaction et le gain de la PMC. Dans ces conditions, la configuration présente un gain net G maximum d'environ 8530 pour la résonance rotationnelle et d'environ 28400 pour la résonance vibrationnelle. Ce montage expérimental nous permet de générer en sortie de la PMC deux peignes Raman différents, dus à la polarisation circulaire ou linéaire du laser de pompe, sur une très large bande spectrale.

Le montage expérimental consiste en un laser à fibre LMA de haute puissance dont le faisceau est polarisé linéairement. Il se propage à travers deux miroirs traités anti-réflexion pour aligner le faisceau, une lame demi-onde (HWP), un cube séparateur (PBS) et une lame quart d'onde (QWP) pour contrôler la polarisation et la puissance de pompe. Le faisceau est ensuite couplé dans le cœur de la fibre Kagome avec une lentille de 40 mm. La figure 4.6(a) montre la simplicité du montage expérimental avec un nombre réduit d'optique. Le laser de pompe est un laser à fibre de haute

puissance basé sur la technologie des fibres LMA dopées aux ions Yb^{3+} et fourni par la société Eolite Systems. Il émet à une longueur d'onde de 1030 nm avec une durée d'impulsion de 27 ps à une fréquence de répétition de 1 MHz. La puissance moyenne maximale est de 22,7 W, correspondant à une puissance crête de 840 kW, une intensité de 94 GW/cm² et une énergie par impulsion de 22,7 μJ .

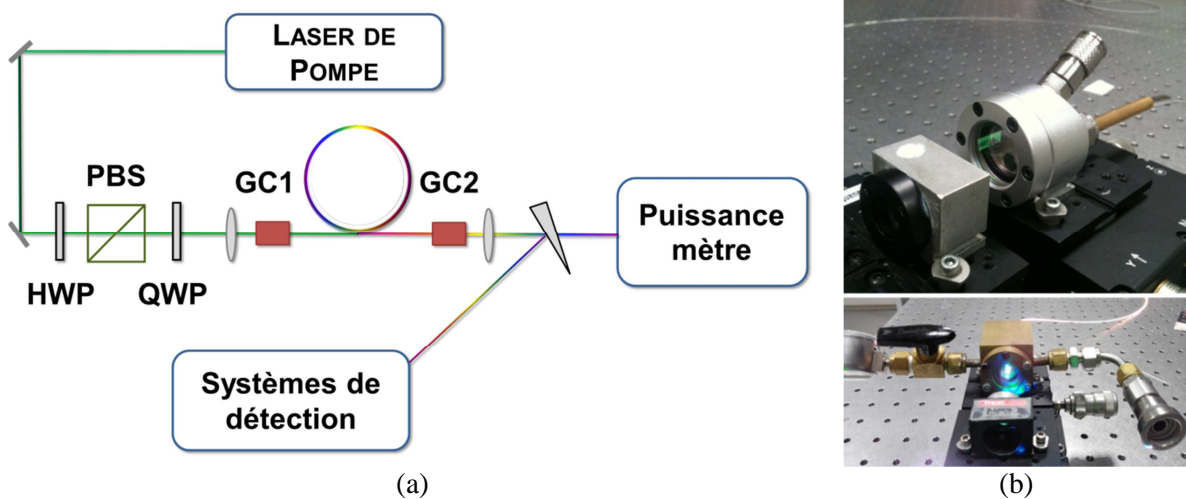


Figure 4.6 : (a) Schéma illustrant la simplicité du montage expérimental avec les miroirs, la lame demi onde (HWP), le cube séparateur (PBS), la lame quart d'onde (QWP), la lentille d'injection et les deux cellules de gaz (GC). (b) Photographies représentant les deux cellules d'entrée GC1 (haut) et de sortie GC2 (bas) de la PMC explicite dans le texte.

La figure 4.7 montre les principales caractéristiques du laser de pompe : le spectre mesuré à pleine puissance et la trace d'autocorrélateur avec son fit gaussien en rouge de l'oscillateur laser.

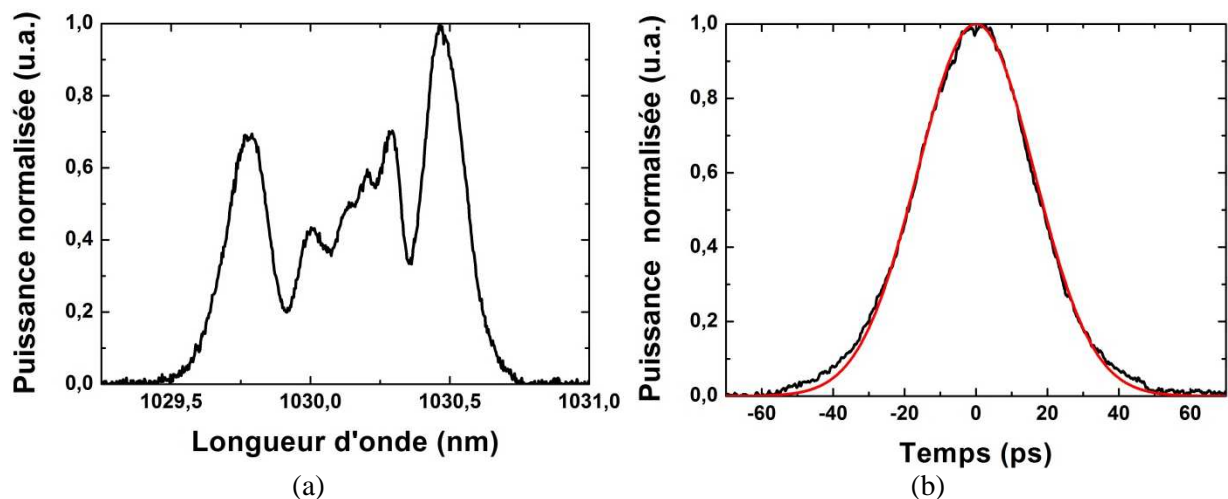


Figure 4.7 : (a) Spectre du laser de pompe à pleine puissance. (b) Trace d'autocorrélateur en sortie de l'oscillateur générant l'effet laser du laser de pompe avec les points de mesure en noir et le fit gaussien en rouge.

La fibre, fabriquée au laboratoire, est une fibre HC-PCF à maille de Kagome avec un cœur à sept défauts présentant une forme hypocycloïdale. La figure 4.8(a) montre une image de la fibre prise au microscope à balayage électronique. Dans l'insert de cette figure, on distingue nettement la forme hypocycloïdale du cœur avec des dimensions extérieures de 58 μm et intérieures de 48 μm . Il en

résulte un diamètre de champ de mode d'environ $34 \mu\text{m}$. La figure 4.8(b) montre le spectre transmis de cette fibre pour une longueur effective de 3 m. Ce spectre en transmission a été mesuré à l'aide de deux analyseurs de spectres optiques qui permettent l'analyse sur une bande spectrale s'étendant de 400 à 2200 nm. On différencie clairement les deux larges bandes de transmission de la fibre séparées par la bande de forte perte optique entre 700 et 850 nm, correspondant à la résonance de l'épaisseur des ponts de silice de la structure de Kagome. La plus large bande de transmission correspond à la bande fondamentale de transmission avec des pertes optiques oscillant entre 200 et 400 dB/km. Les pertes en transmission ont été mesurées à 300 dB/km à la longueur d'onde d'émission du laser de pompe. La première bande de transmission d'ordre élevé entre 400 et 700 nm exhibe des pertes optiques de l'ordre de 1000 dB/km.

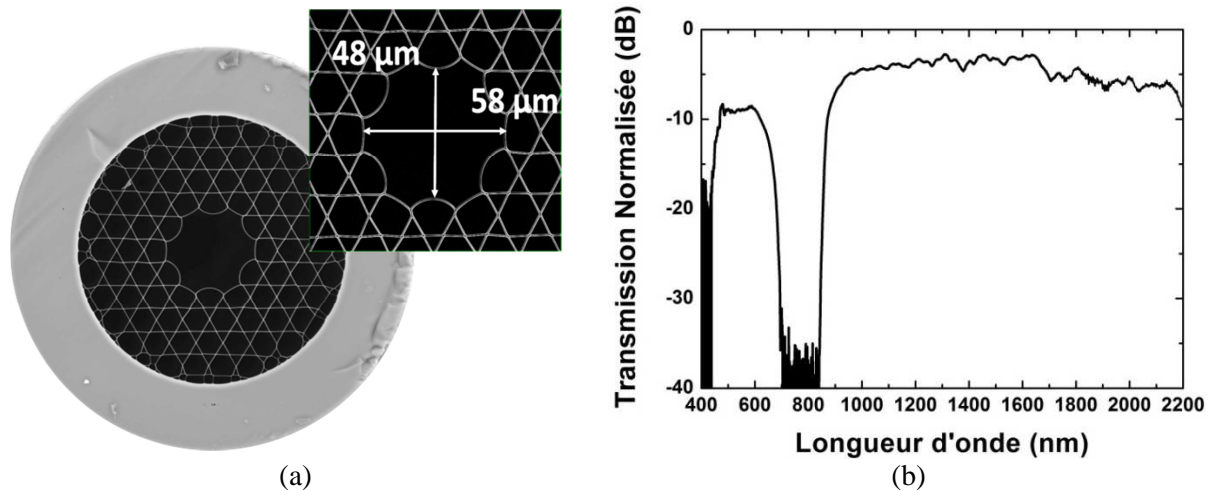


Figure 4.8 : (a) Photographie prise au MEB de la structure globale de la fibre Kagome utilisée. En insert, un grossissement sur le cœur hypocycloïdal de la fibre avec ses dimensions internes. (b) Courbe de transmission mesurée et normalisée pour une longueur de 3 m de fibre entre 400 et 2200 nm.

Les ponts de silice du cœur ont été mesurés à 360 nm donnant une longueur d'onde centrale de la bande de haute perte optique autour de 790 nm. Le paramètre caractérisant la courbure négative du cœur hypocycloïdal est $b = 0,41$ [Debord(2013)]. Les deux extrémités de la fibre sont scellées dans deux cellules de gaz permettant de conserver de façon hermétique une pression stable et sans fuite au sein de la micro cellule photonique remplie de dihydrogène. L'extrémité d'entrée de la PMC (figure 4.6(a)) est formée par une fenêtre de SiO_2 de 6 mm d'épaisseur revêtue par un traitement anti-réflexion pour optimiser la transmission de la longueur de pompe à 1030 nm. A contrario, la fenêtre de la PMC de sortie (figure 4.6(b)) a été judicieusement choisie en CaF_2 afin de maximiser la transmission du peigne sur une large bande spectrale de 0,2 à 8 μm . L'injection du faisceau de pompe est couplée dans la fibre avec une lentille 40 mm de focale pour optimiser l'adaptation entre le diamètre du champ de mode du faisceau du laser de pompe et le diamètre de champ du mode de la fibre. Cette lentille est traitée anti réflexion à la longueur d'onde du laser de pompe pour maximiser l'injection de puissance de pompe dans la fibre. La figure 4.9 montre l'évolution et le pourcentage de la puissance transmise en fonction de la puissance injectée en sortie de la PMC sans pression.

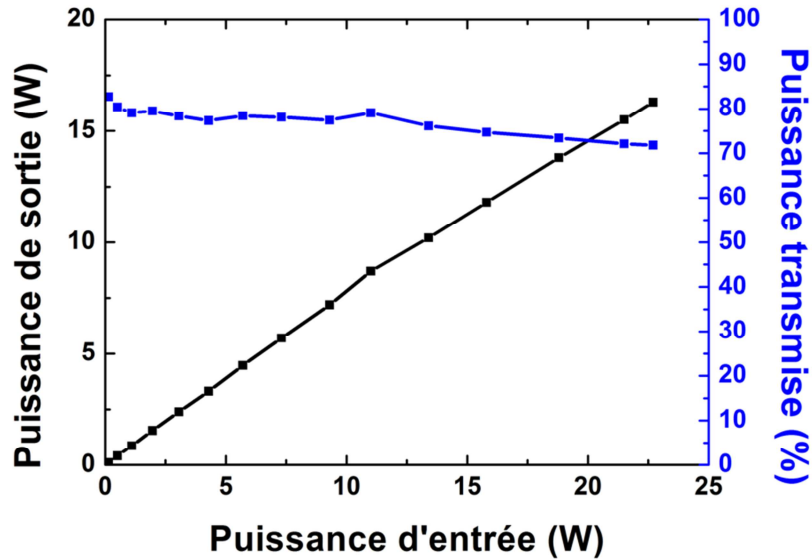


Figure 4.9 : Evolution de la puissance de sortie de la PMC en fonction de la puissance injectée sans gaz (courbe noire). La courbe bleue représente le pourcentage de la puissance transmise par rapport à la puissance de pompe.

Le coefficient de transmission de puissance atteint un maximum de 83 % à basse puissance et descend lentement et progressivement à 71 % à la puissance maximale injectée de 22,7 W. Cette évolution de la puissance transmise peut être due à une auto focalisation du faisceau incident avec la montée en puissance du laser de pompe.

La mise sous pression et le remplissage de la fibre à cœur creux se font en deux étapes. Tout d'abord, on injecte lentement et précautionneusement le gaz Raman au sein de la fibre à partir d'une cellule de gaz pour éviter la propagation violente d'une onde de pression qui peut endommager gravement les ponts de silice de la structure de la fibre Kagome. A la suite d'une attente d'environ une heure afin de stabiliser la pression dans l'ensemble de la PMC, avec notamment le volume de la seconde cellule, on finalise la mise en pression de la fibre. Pendant cette phase de remplissage de la PMC, l'extrémité de la fibre d'entrée peut éventuellement s'être légèrement déplacée et il convient alors de réaligner le faisceau de pompe convenablement. Durant toute cette expérience pour la génération de peignes Raman, la PMC a été remplie à environ 24 bars de dihydrogène. Cette pression était stable et constante tout au long des différentes prises de mesures effectuées et présentées dans la suite de ce chapitre.

L'association d'un laser à fibre de haute puissance avec un étage de conversion de fréquence basé sur une fibre Kagome à cœur hypocycloïdal remplie de dihydrogène nous a permis de générer en sortie de la PMC deux peignes Raman sur plus de cinq octaves. Ces deux peignes sont générés de façon différente par la polarisation du laser de pompe, circulaire ou linéaire, et contrôlée par la lame quart d'onde en amont de la PMC (figure 4.6(a)).

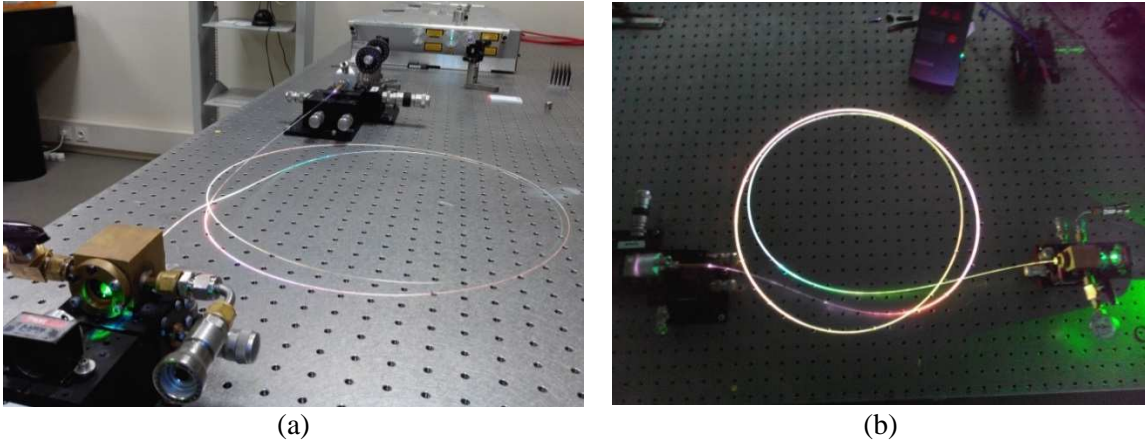


Figure 4.10 : Photographies de la fibre et du montage expérimental lors de l'excitation à puissance maximale du gaz au sein de la fibre

Les deux peignes Raman générés par TSRS s'étendent de 321 nm dans l'ultraviolet à 12,5 μm dans le moyen infrarouge, soit sur plus de cinq octaves fréquentielles de 24 à 933 THz. Cette génération très large bande est parfaitement illustrée par les deux photographies en figure 4.10 montrant une importante diffusion blanche, infrarouge et brillante hors de la fibre. La puissance a été mesurée par un puissance-mètre basé sur un capteur thermique sans effet de saturation sur toute la plage de détection du capteur. Le peigne Raman généré par une onde incidente dont la polarisation est circulaire est composé d'environ 70 lignes laser. La puissance moyenne générée et mesurée en sortie de la PMC a été mesurée à 10,1 W, soit un taux de transmission en puissance de 44,5 %. Le peigne Raman émis sous excitation linéairement polarisée est composé d'environ 30 lignes laser sur les cinq octaves. La puissance moyenne émise par la PMC est de 8,6 W, soit un taux de transmission en puissance de 37,8 %. La figure 4.11 montre l'évolution de la puissance moyenne émise et du taux de transmission pour les deux polarisations.

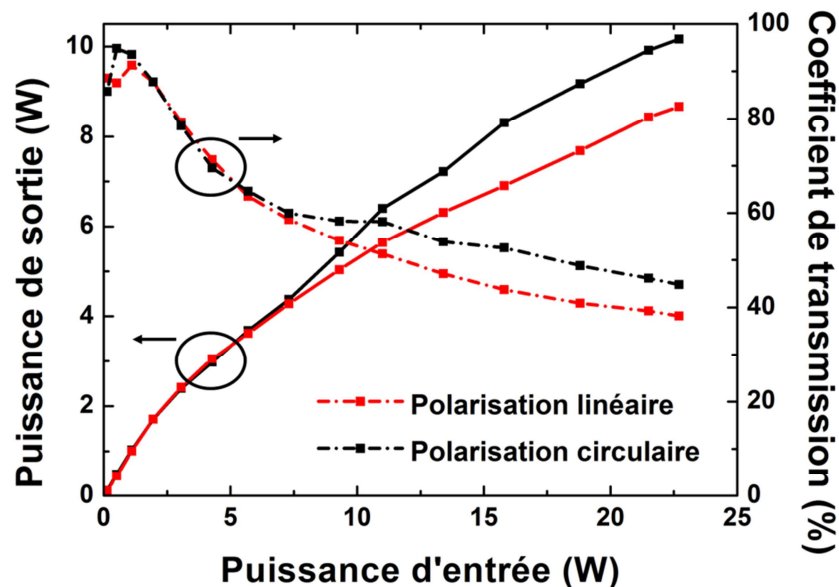


Figure 4.11 : Evolution de la puissance moyenne de sortie de la PMC en fonction de la puissance injectée pour une excitation linéaire ou circulaire. Evolution du taux de la transmission de puissance en fonction de la puissance injectée représentée par les courbes en pointillés.

La différence de puissance entre les deux polarisations peut s'expliquer par des lignes laser se situant dans de faibles bandes de transmission, comme notamment le premier antiStokes vibrationnel qui se trouve à 722 nm en plein dans la bande de fortes pertes optiques de la fibre.

Le contenu spectral des deux peignes Raman est décrit dans la suite et est illustré en figure 4.14. Les deux peignes Raman générés sont constitués de lignes spectrales dont la fréquence est définie comme : $\nu_{m,n} = \nu_p + m\nu_{vib} + n\nu_{rot}$ où ν_p est la fréquence du laser de pompe, ν_{vib} et ν_{rot} sont respectivement les fréquences de résonance Raman vibrationnelle (124,8 THz) et rotationnelle (17,6 THz) du dihydrogène. Les termes $m, n = \pm 1, \pm 2, \dots$ correspondent respectivement aux ordres Stokes (entiers négatifs) et anti-Stokes (entiers positifs).

Différents systèmes de détection ont été utilisés pour mesurer les peignes Raman sur un large domaine spectral, de 200 nm à 4,8 μm . Trois analyseurs de spectre différents ont été utilisés et leurs domaines de détection spectrale sont compris respectivement entre 200-1000 nm, 350-1750 nm et 1200-2400 nm. Chaque analyseur possède une partie de son domaine de détection commune avec un autre afin de calibrer correctement les différentes lignes laser détectées et reconstruire le spectre global.

Pour les longueurs d'onde supérieures à 2400 nm, un système « fait maison » a été mis en place entre 2500 et 4800 nm. Ce système de détection comprend un filtre variable linéaire et une photodiode PbSe avec une plage de détection entre 1500 et 4800 nm. Le filtre est variable en fréquence sur une plage de longueur d'onde comprise entre 2500 et 5000 nm sur une longueur effective du filtre de 15 mm. La combinaison de ces deux matériels nous fournit un système de détection dont la plage de détection est comprise entre 2500 et 4800 nm (figure 4.12(a)). Ce spectromètre consiste à faire passer une partie du faisceau de sortie de la PMC, prélevée par une fenêtre en CaF_2 , à travers le filtre linéaire jusqu'au détecteur PbSe. La translation du filtre sur une platine motorisée permet de détecter les photons transmis à travers la plage spectrale du filtre et ainsi reconstruire le spectre à l'aide d'un temps d'acquisition adéquat sur un oscilloscope. De plus, le filtre s'étend sur une plage spectrale de 60 THz, (entre 2,5 et 5 μm) sur une longueur effective de 15 mm soit une évolution linéaire de 4 THz par millimètre. Nous avons estimé que pour notre faisceau dont le diamètre est inférieur à 1 mm, la résolution du filtre est d'environ de 80 nm autour de 2,5 μm et de 330 nm autour de 5 μm . Cette faible résolution ne permet pas de résoudre d'éventuelles structures « internes » d'une raie laser mais elle permet d'isoler les raies laser Raman attendues, notamment à 3,9 μm ($\nu_{-2,+2}$). Elle confirme donc les amplitudes mesurées par l'oscilloscope et valide ainsi notre spectromètre « fait maison » dans l'infrarouge moyen. La figure 4.12(a) montre une photographie décrivant le montage expérimental avec une partie du faisceau de sortie qui traverse le filtre linéaire pour être détectée par la photodiode PbSe. La figure 4.12(b) montre les points de mesure détectés par le photodétecteur PbSe lors du déplacement du filtre linéaire.

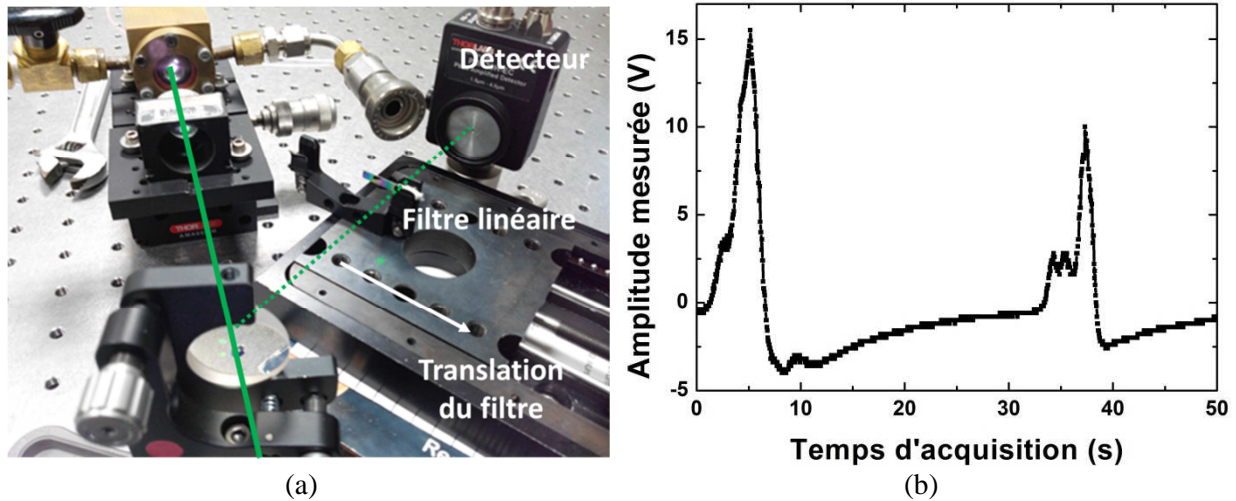


Figure 4.12 : Photographie décrivant le montage expérimental du spectromètre entre 2,5 et 4,8 μm avec le détecteur PbSe, le filtre linéaire et la platine de translation. (b) Trace de la mesure détectée par le détecteur PbSe.

La calibration du spectre détecté par la photodiode PbSe a été effectuée en deux étapes. Tout d'abord, il a fallu prendre en compte l'ensemble des spectres de transmission du filtre linéaire, de la densité optique de 1.0 placée avant le détecteur pour éviter de le saturer et aussi de la sensibilité spectrale (V/W) du détecteur PbSe sur l'ensemble de la plage spectrale de 2,5 à 4,8 μm pour reconstruire le spectre. La seconde étape a consisté à la calibration des lignes laser détectées avec une ligne laser déjà détectée par un autre analyseur de spectre. Cette calibration a été réalisée entre le premier Stokes vibrationnel $\nu_{-1,0}$ à 1,8 μm et la ligne laser à 3,9 μm $\nu_{-2,+2}$. Pour cela, nous avons mesuré la puissance moyenne de sortie de ces deux lignes laser. Une partie du faisceau en sortie de la PMC a été prélevée par une fenêtre en CaF_2 et la mesure de puissance a été réalisée par un détecteur thermique précédé d'un filtre passe bande. Le détecteur thermique a été spécialement utilisé pour cette mesure pour son niveau de détection, de l'ordre d'une dizaine de μW . Durant cette mesure, nous avons vérifié aussi l'extinction du filtre pour les autres lignes laser de haute puissance afin de s'assurer de la détection de la seule longueur d'onde choisie. Ces deux filtres sont des filtres passe bande commerciaux centrés à 1,75 et 4 μm dont la largeur de bande spectrale à mi-hauteur est de 500 nm. Aucune autre ligne laser n'est mesurée avec le filtre centré à 4 μm . Une seule autre ligne laser, à 1629 nm, est mesurée avec le filtre centré à 1750 nm mais elle présente une extinction de plus de 20 dB par rapport à la ligne à 1,8 μm . La figure 4.13 montre l'évolution de la puissance moyenne en sortie de la micro cellule photonique en fonction de la puissance d'entrée pour les deux polarisations du laser de pompe à la longueur d'onde de 3,9 μm .

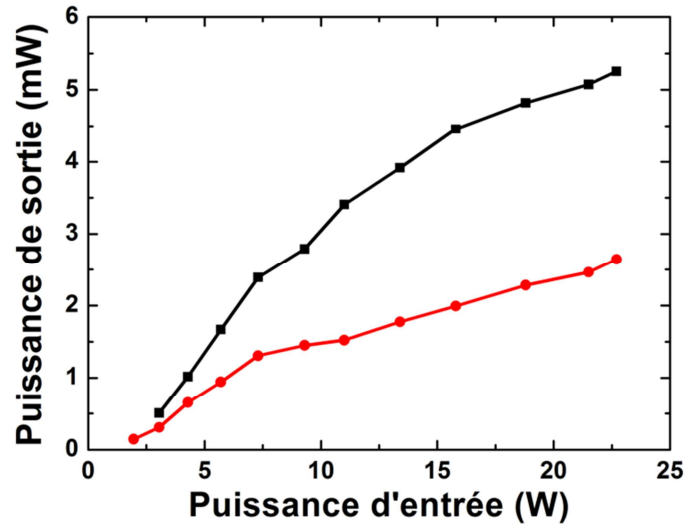


Figure 4.13 : Evolution de la puissance moyenne de sortie de la PMC à 3,9 μm en fonction de la puissance injectée pour une polarisation d'entrée linéaire (courbe noire) et circulaire (courbe rouge).

Un maximum de 5,2 mW a été mesuré pour une polarisation linéaire du laser de pompe, correspondant à environ 0,06 % de la puissance totale et à 0,11 % de la puissance moyenne mesurée pour la ligne $\nu_{-1,0}$ à 1,8 μm . Pour une polarisation circulaire de l'onde incidente, la puissance moyenne mesurée est de 2,6 mW, soit 0,003 % de la puissance moyenne totale mesurée et 0,09 % de la puissance moyenne mesurée pour la ligne $\nu_{-1,0}$ à 1,8 μm .

La détection d'une ligne laser à la longueur d'onde de 3,9 μm entraîne plusieurs conséquences. En effet, la génération d'une ligne laser par effet Raman à 3,9 μm prouve qu'il s'agit du second antiStokes rotationnel du second Stokes vibrationnel $\nu_{-2,2}$. Par conséquent, nous pouvons déduire la génération de la pompe de la ligne à 3,9 μm ($\nu_{-2,+2}$) avec le second Stokes vibrationnel à 7,3 μm ($\nu_{-2,0}$) et de son premier antiStokes rotationnel à 5,1 μm ($\nu_{-2,+1}$). De plus, l'effet Raman étant un effet paramétrique, la génération du second antiStokes rotationnel ne peut survenir qu'après la génération du premier Stokes rotationnel ($\nu_{-2,-1}$) à 12,5 μm . La figure 4.13 illustre l'ensemble des mesures effectuées sur la description spectrale de ces deux peignes Raman avec une photographie du faisceau laser diffracté en sortie de la PMC projeté sur un écran (figure 4.14(a)) et le contenu spectral sur les cinq octaves pour une polarisation circulaire du laser de pompe (figure 4.14(b)). De la même manière, les figures 4.14(c) et 4.14(d) présentent le faisceau diffracté et le contenu spectral pour une excitation linéaire de la PMC. La longueur d'onde du laser de pompe est représentée en rouge, les Stokes et antiStokes vibrationnels sont représentés en bleu et les Stokes et antiStokes rotationnels en noir. Les deux peignes Raman s'étalent donc sur plus de cinq octaves fréquentielles de 321 nm défini comme $(m,n) = (+5,+1)$ à 12,5 μm correspondant à $(m,n) = (-2,-1)$. Il est important de noter que les trois lignes en pointillés, $\nu_{-2,+1}$, $\nu_{-2,0}$, et $\nu_{-2,-1}$, respectivement à 5,1, 7,3 et 12,5 μm n'ont pas été directement mesurées mais déduites car ces longueurs d'onde étaient en dehors de nos domaines de détection.

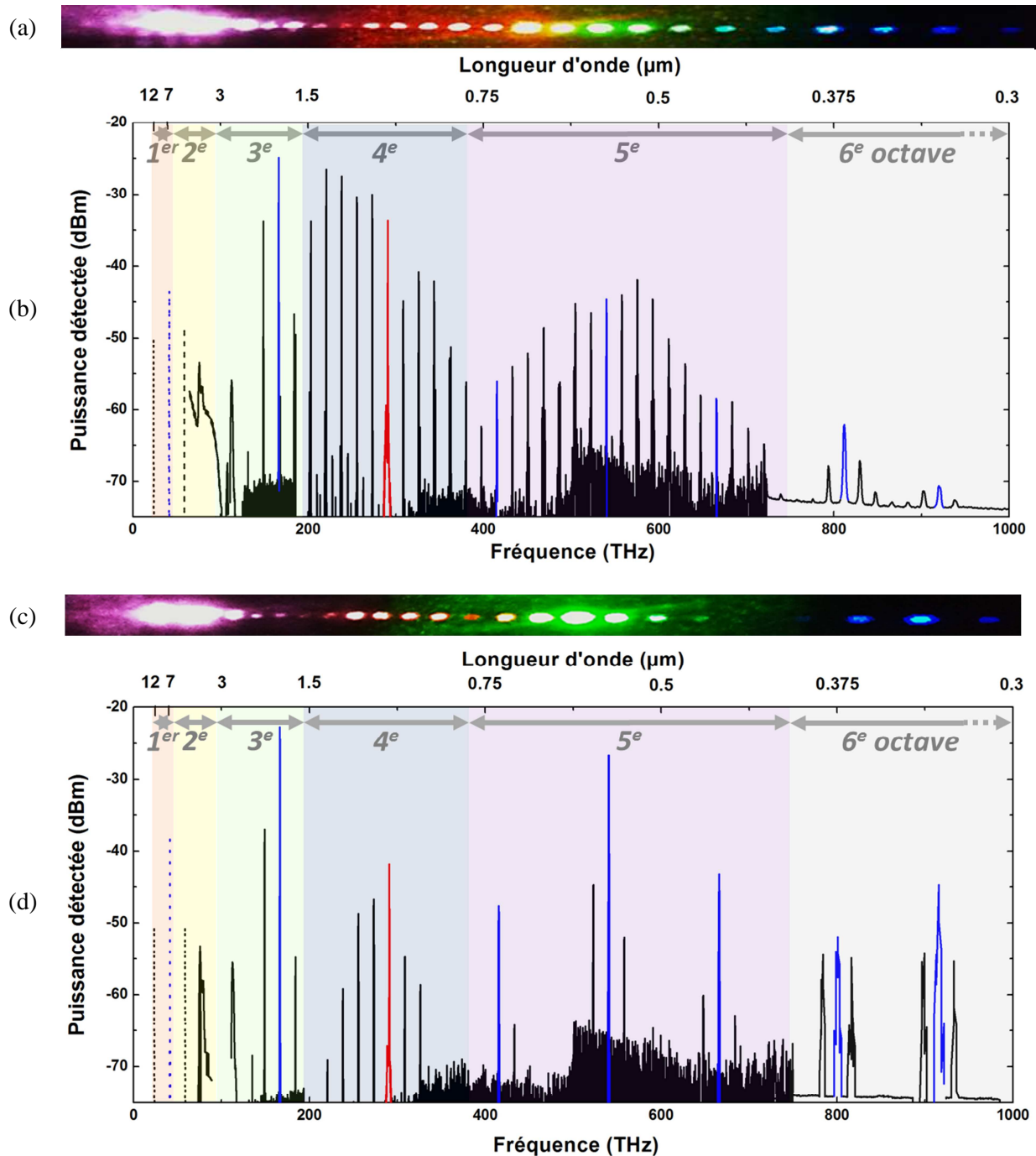


Figure 4.14 : (a) Faisceau diffracté en sortie de la PMC et (b) spectre optique en sortie de la PMC détecté par l'ensemble des systèmes de détection pour une polarisation circulaire du laser de pompe. Représentation similaire du faisceau (c) et du spectre optique (d) pour une excitation linéaire. Le laser de pompe est représenté en rouge, les Stokes et antiStokes vibrationnels en bleu et les rotationnels en noir. La puissance des trois lignes en pointillés est arbitraire.

Comme on pouvait s'y attendre, le peigne Raman généré par une polarisation linéaire est dominé pour l'essentiel par les Stokes et antiStokes vibrationnels ($\nu_{m,0}$). Le spectre est composé de sept fortes lignes vibrationnelles et on constate aussi que la puissance de pompe est fortement déplétée. Cela tendrait à indiquer une importante conversion quantique entre la puissance de pompe et les lignes vibrationnelles. On remarque aussi que chaque ligne vibrationnelle est accompagnée de leurs propres

lignes rotationnelles mais qui sont relativement faibles en puissance et en nombre. A contrario, le spectre excité par une polarisation circulaire exhibe bien plus de lignes rotationnelles dont la puissance est plus importante dans l'infrarouge proche et le visible. L'évolution de la génération de lignes rotationnelles entre les deux polarisations est expliquée par un coefficient de gain Raman du rotationnel plus fort pour une polarisation circulaire. De plus, chaque Stokes et antiStokes vibrationnel est devenu une onde de pompe pour la génération de plusieurs de leurs Stokes et antiStokes rotationnels. Cette évolution est en parfait accord avec la théorie et les précédents résultats obtenus lors des expériences présentées au chapitre 1 de ce manuscrit au tableau 1.4 et à la figure 1.31. Il est important de noter aussi l'absence de ligne laser autour de 3,1-3,2 μm à cause certainement de la forte absorption de la molécule d'eau à ces longueurs d'onde et du trajet optique conséquent du faisceau dans l'air ambiant jusqu'au détecteur. Nous pouvons également remarquer que la génération de peigne de fréquence sur une telle plage spectrale montre que nos fibres HC-PCF basées sur le couplage inhibé des modes et la forme à courbure négative du cœur ont la capacité d'être un guide d'onde de l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge moyen.

4. Conclusion

Nous avons présenté au travers de ce chapitre 4 la possibilité de développer une source laser fibrée hybride de haute puissance dont l'émission s'étend sur une très large bande spectrale. La combinaison d'un laser impulsif à fibre LMA de haute puissance et d'une micro cellule photonique basée sur une fibre Kagome à cœur hypocycloïdal remplie de gaz actif a prouvé sa capacité à générer deux peignes Raman de haute puissance sur plus de cinq octaves de l'ultraviolet à l'infrarouge moyen par TSRS. Ces peignes Raman, générés par un laser de pompe picoseconde et un gain net Raman très élevé, présentent un bruit de phase plus faible que précédemment et un verrouillage de phase intra impulsif. Ils marquent une étape importante vers la synthèse de forme d'onde optique et d'impulsion sub-femtoseconde par TSRS. De plus, en s'inspirant des travaux d'Alharbi *et al.*, un des futurs travaux envisagés serait d'adapter leur montage expérimental à notre peigne Raman et ainsi d'améliorer si possible, la première démonstration de synthèse de forme d'onde dans des fibres à cœur creux [Alharbi(2014)].

En outre, la génération de lignes laser sur une si grande plage spectrale et notamment dans l'infrarouge moyen (3,9, 5,1, 7,3 et 12,5 μm) ouvre la voie au développement de sources laser basées sur la technologie fibrée. Les domaines d'applications de lasers à fibre dans l'infrarouge moyen sont le secteur militaire et la détection d'explosifs (bande de transmission de l'atmosphère entre 3 et 5 μm et entre 8 et 12 μm), l'ensemble du secteur de la chirurgie médicale (3, 6,1 et 6,45 μm) ou encore la détection de gaz avec les raies d'absorption fondamentales de nombreuses molécules impactant la pollution atmosphérique ou le changement climatique comme à 2,6 μm pour le CO_2 , autour de 3 μm pour l' H_2O ou encore autour de 7,3 μm pour le CH_4 .

CHAPITRE 5 : OPTIMISATION DE LIGNES LASER DE HAUTE PUISSANCE DANS LE PEIGNE RAMAN

Ce chapitre présente le travail effectué sur la sélection et l'optimisation de lignes laser de haute puissance au sein du peigne Raman à large bande présenté précédemment. L'objectif est de prouver les possibilités et la flexibilité de la micro cellule photonique à sélectionner des lignes laser en ajustant de simples paramètres tels que la longueur de fibre ou la pression du gaz Raman. L'optimisation de ces paramètres a permis de prouver la capacité de la PMC à générer une seule ligne laser de haute puissance avec une efficacité proche de la limite quantique.

1. Vers les lasers à fibre de haute puissance dans l'infrarouge proche et moyen

Nous avons présenté dans la préface de cette partie sur la conversion de fréquence nous a présenté les nombreuses applications possibles dans l'infrarouge moyen. Le nombre important d'applications vient du fait qu'une grande majorité des molécules ont leur principale bande d'absorption dans cette gamme spectrale et des fortes bandes de transmission de l'atmosphère, de 3 à 5 μm et de 8 à 12 μm . Cependant, de nombreuses applications ont besoin de puissance à ces longueurs d'onde comme la chirurgie, le traitement et la transformation des matières plastiques ou encore des lasers de pompe pour d'autres systèmes laser. Au vu de l'importance des possibilités à émettre dans cette région spectrale de l'infrarouge moyen, plusieurs configurations laser ont pour objectif d'émettre à ces longueurs d'onde que ce soit en émission direct comme les diodes laser ou les lasers à cascade quantique ou par conversion de fréquence comme les oscillateurs optiques paramétriques ou les fibres à base fluorée.

En ce qui concerne les émissions directes, les lasers à cascade quantique sont ceux qui présentent les meilleures avancées ces dernières années. En effet les diodes laser peinent à émettre dans l'infrarouge moyen, au-delà de 3 et 4 μm à cause de la difficulté d'optimiser les éléments structurels générant l'effet laser. La figure 5.1 présente l'évolution de l'efficacité electro-optique des lasers à cascade quantique en fonction des années et de la température de fonctionnement.

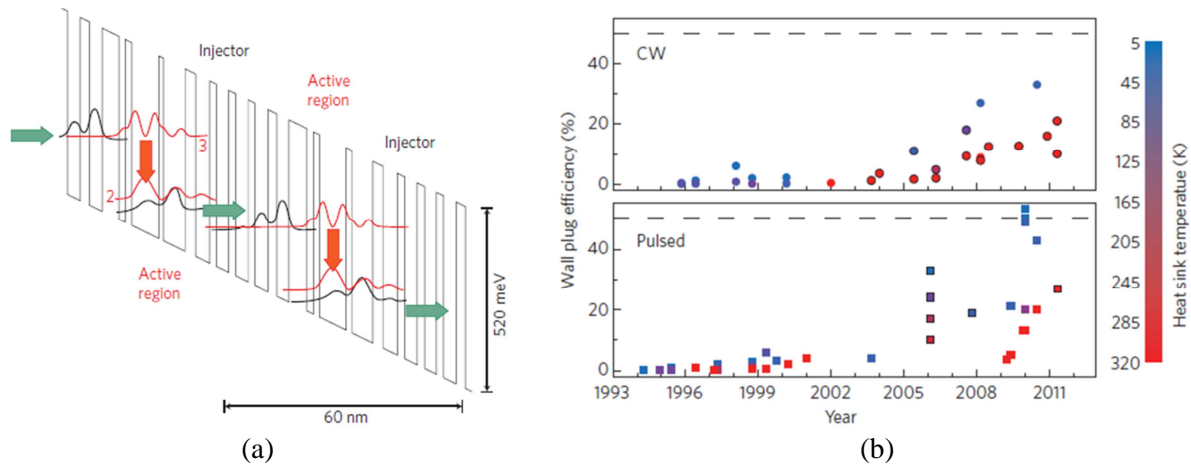


Figure 5.1 : (a) Schéma simplifié de la structure de la bande de conduction d'un laser à cascade quantique où la transition laser se situe entre les sous bandes 2 et 3. (b) Evolution d'efficacité électro-optique des lasers à cascade quantique en fonction des années et de la température de fonctionnement [Yao(2012)].

Nous remarquons sur la figure 5.1 la progression constante de l'efficacité des lasers à cascade quantique depuis les vingt dernières années. Ces émissions laser ne sont pas des émissions de haute puissance, généralement de l'ordre de la centaine de mW mais pouvant atteindre quelques watts en régime continu à certaines longueurs d'onde. Néanmoins, l'augmentation de ces émissions est généralement couplée à un système de refroidissement lourd et coûteux devant être régulé pour certains à 5 K. Cette contrainte sur le refroidissement est un réel frein à l'efficacité électro-optique de ces systèmes laser. D'autres systèmes laser par conversion de fréquence permettent en partie d'émettre

dans le proche et moyen infrarouge. Cette conversion de fréquence peut se générer soit par oscillateur optique paramétrique (OPO) soit par génération de supercontinuum dans des fibres fluorées par exemple. Les systèmes OPO peuvent émettre des lignes laser de haute puissance mais présentent des problématiques de par leur complexité et leur système de gestion en température. D'un autre côté, la génération de supercontinuum permet d'émettre sur une très large plage fréquentielle mais a le désavantage d'émettre de faible puissance en W/nm. Du point de vue des lasers à fibre, les émissions laser sont limitées aux bandes d'émission des ions de terres rares. La figure 5.2 présente les démonstrations des puissances émises par des lasers à fibre en fonction de la longueur d'émission et de l'ion de terres rares associé.

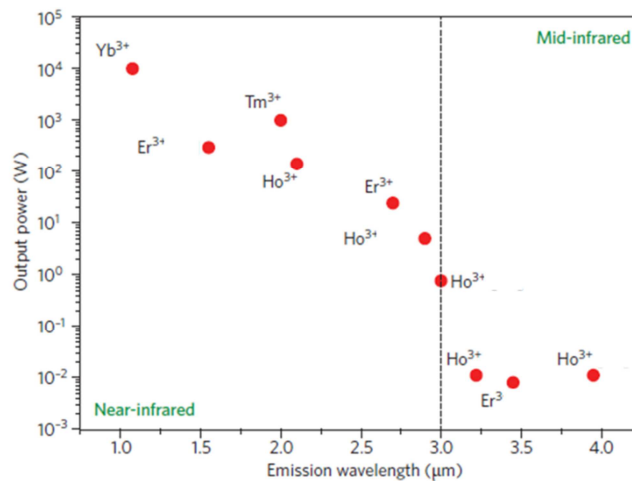


Figure 5.2 : Représentation des démonstrations de puissances émises pour des lasers à fibre en fonction de la longueur d'onde [Jackson(2012)].

Cette présentation des puissances émises par les lasers à fibre dans le proche et le moyen infrarouge nous permet de visualiser parfaitement la baisse importante d'émissions de haute puissance dans le moyen infrarouge au-delà de 3 μm. Par ailleurs, les émissions au-delà des 3 μm sont des émissions laser en régime continu.

De façon générale, les émissions laser dans l'infrarouge moyen présentent deux principaux inconvénients : la difficulté d'obtenir des émissions de haute puissance et des systèmes de refroidissement ne compromettant pas une bonne efficacité électro-optique.

Par ailleurs, la possibilité de sélectionner des lignes laser ou de présenter une conversion de fréquence à l'efficacité à la limite quantique a déjà été démontrée dans le passé au sein des fibres à cœur creux aussi bien en régime impulsionnel [Benabid2004] qu'en continu [Couny(2007b)]. Cependant, ces générations sélectives de lignes Raman ont toutes été réalisées avec des fibres à cœur creux à bandes photoniques interdites dont l'étroite bande de transmission de la fibre PBG (~70 THz) a limité la conversion de fréquence à des décalages spectraux relativement proche de la fréquence de pompe ne dépassant pas les quelques dizaines de THz ($\Delta\nu < 70\text{THz}$). Une tentative de dépasser cette limitation a été réalisée en utilisant une fibre PBG à cœur creux « fuselée » et qui a permis une conversion de fréquence d'un laser de pompe Nd:YAG impulsionnel émettant à 1064 nm vers le 4^e ordre de

transition Raman rotationnelle du para-H₂ à 1418 nm [Beaudou(2010)]. Cependant, la conversion quantique obtenue était seulement de 56% comparée ~100% obtenu dans [Benabid(2004)] et [Couny(2007b)]. Enfin, nous notons que dans le régime impulsif cité ci-dessus, les impulsions optiques étaient de l'ordre de la nanoseconde ce qui favorise un large gain Raman.

Notre objectif dans ce chapitre est de premièrement, prouver la capacité de sélectionner des lignes laser largement espacées d'un point de vue fréquentielle grâce à la bande de transmission des fibres Kagome en modifiant simplement les deux principaux paramètres d'une micro cellule photonique : la longueur de fibre effective et la pression du gaz actif dans la fibre à cœur creux. Deuxièmement, le but est de démontrer une conversion de fréquence sélective et efficace avec un laser à fibre LMA Yb³⁺ de haute puissance émettant à 1030 nm dont la durée d'impulsion est seulement de 27 picosecondes. Cette durée d'impulsion, plus réduite de plusieurs ordres de grandeur par rapport à la nanoseconde, entraîne une plus grande cohérence entre les modes amplifiés et une réduction globale du gain net Raman. Ces facteurs impliquent une difficulté accrue pour générer une conversion de fréquence dont l'efficacité est à la limite quantique et a également pour conséquence une génération d'autres raies laser sur l'ensemble de la large bande de transmission de la fibre Kagome. Enfin, au niveau des applications, l'émission d'impulsions laser picosecondes dans l'infrarouge est particulièrement demandée pour leur « équilibre » entre une forte puissance crête et une absence d'effet thermique, notamment pour l'ensemble du domaine médical et la chirurgie [Amini Nik(2010)].

2. Possibilité et flexibilité de sélection de lignes laser dans le peigne à large bande

Tout d'abord, de façon intrinsèque, cet étage de conversion de fréquence présente des avantages substantiels par rapport aux systèmes laser décrits précédemment. En effet, et par vertu du guidage optique par couplage inhibé (IC) dans les fibres Kagome, le mode guidé est fortement confiné dans le cœur creux (voir chapitre 1), la PMC dans son ensemble n'a pas besoin de système de refroidissement pour son fonctionnement opérationnel et peut donc « travailler » à pression et température ambiante. De plus, ce module de conversion conserve tous les avantages des fibres optiques présentées au premier chapitre de ce manuscrit avec un acheminement et un transport de la puissance au sein de la fibre entraînant un nombre d'optiques réduit et une qualité de faisceau performante à la sortie de celle-ci.

Nous conservons ici exactement le même montage expérimental que celui décrit dans le chapitre précédent, avec le même laser de pompe de haute puissance émettant des impulsions picosecondes et la même fibre Kagome HC-PCF à cœur hypocycloïdal. Pour la suite de ce chapitre, le code couleur spectral du chapitre précédent est conservé. L'onde de pompe à 1030 nm est représentée en rouge, les Stokes et antiStokes vibrationnels sont surlignés en bleu et les Stokes et antiStokes rotationnels en noir. L'ensemble des spectres est normalisé afin de représenter les lignes laser qui possèdent le

maximum de puissance détectée sur le domaine spectral étudié. Ce domaine s'étale de 300 nm à 2400 nm car les lignes laser supérieures à 2400 nm n'ont pas été représentées puisqu'elles sont toutes trop faibles pour être représentées ($2,4 > \lambda > 4,8 \mu\text{m}$) ou qu'elles n'ont pas pu être détectées directement ($\lambda > 4,8 \mu\text{m}$).

Etudions dans un premier temps les lignes de haute puissance des deux peignes Raman présentés précédemment avec une longueur de fibre de 3 m et une pression de 24 bars. La figure 5.3 présente la puissance normalisée des peignes générés avec une pression de 24 bars en fonction de la longueur d'onde pour une polarisation du laser de pompe circulaire (figure 5.3(a)) ou linéaire (figure 5.3(b)).

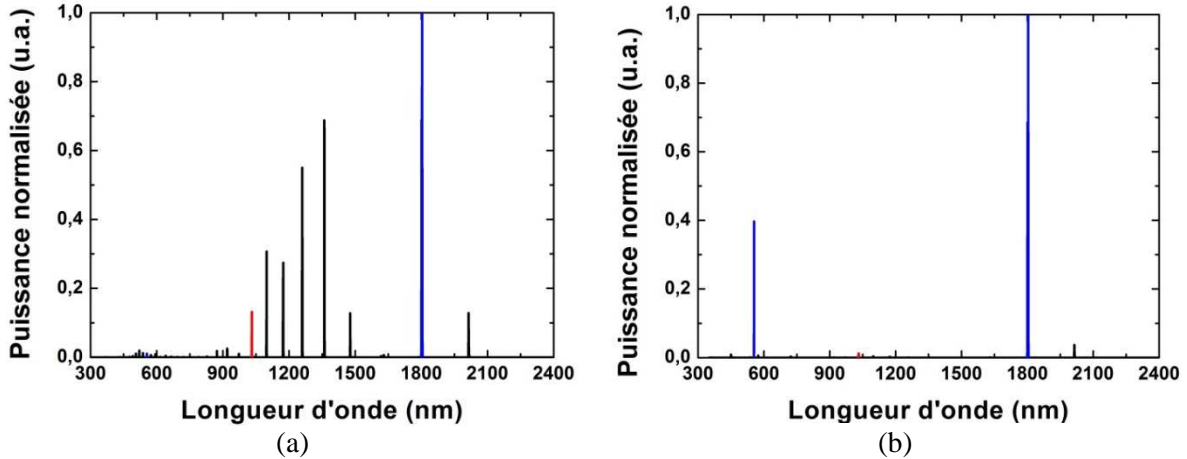


Figure 5.3 : Spectre optique normalisé en sortie de la PMC pour une pression de 24 bars de H_2 et pour une polarisation de laser de pompe (a) circulaire et (b) linéaire.

La ligne laser la plus puissante pour une polarisation de pompe circulaire est le premier Stokes vibrationnel ($\nu_{-1,0}$), mesuré à 2,8 W de puissance moyenne mais nous constatons une répartition importante de la puissance totale avec les premiers Stokes rotationnels autour de 1200 et 1300 nm. Les lignes laser les plus puissantes pour une polarisation linéaire sont le premier Stokes ($\nu_{-1,0}$) et le second antiStokes vibrationnel ($\nu_{2,0}$), séparées d'environ 375 THz. La puissance moyenne mesurée à $1,8 \mu\text{m}$ est de 4,7 W. Le premier antiStokes vibrationnel à 722 nm qui se retrouve en plein milieu de la bande de fortes pertes optiques ne peut pas se propager. La flexibilité de la PMC peut également s'adapter aux lignes laser souhaitées. Dans le cas d'une volonté d'émission du premier antiStokes vibrationnel il est également envisageable de décaler la bande de fortes pertes optiques en grossissant la largeur des ponts de silice de la structure de Kagome lors de la fabrication de la fibre.

En conservant toujours une longueur effective de la fibre Kagome HC-PCF de 3 mètres mais en changeant uniquement la pression de dihydrogène au sein de la fibre, les lignes laser ayant le maximum de puissance sont différentes. Dans ce nouveau cas, la pression de dihydrogène est alors de 10 bars. La figure 5.4 présente la puissance normalisée des peignes générés avec une pression de 10 bars en fonction de la longueur d'onde.

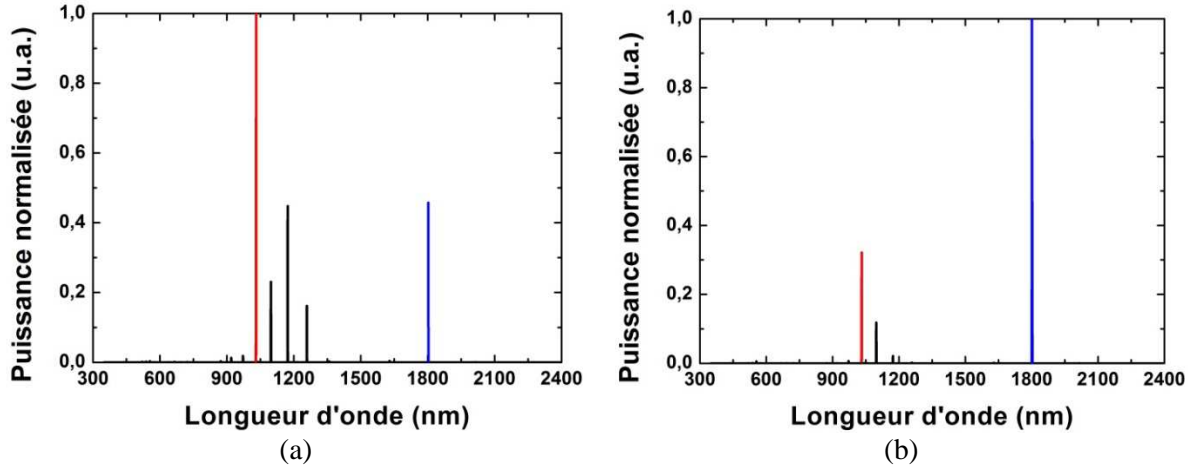


Figure 5.4 : Spectre optique normalisé en sortie de la PMC pour une pression de 10 bars de H_2 et pour une polarisation de laser de pompe (a) circulaire et (b) linéaire.

Pour une pression de la PMC de 10 bars, les deux principales lignes laser de haute puissance sont le premier Stokes vibrationnel ($\nu_{-1,0}$) et le laser de pompe que ce soit pour une polarisation linéaire ou circulaire du laser de pompe. Cette configuration présente la possibilité de générer deux lignes de haute puissance dans l'infrarouge.

Nous venons de prouver la possibilité et la capacité d'une micro cellule photonique de sélectionner des lignes laser au sein du peigne Raman pour une longueur de fibre effective de 3 mètres avec deux pressions différentes. Le gain Raman étant important dans le cas de notre montage expérimental, la génération du premier Stokes vibrationnel ($\nu_{-1,0}$) reste forte quels que soient les paramètres expérimentaux de la PMC.

Par ailleurs, il est important de remarquer ici que même si les lignes laser Raman dans l'infrarouge moyen ne présentent pas le maximum de puissance dans le peigne, ces lignes laser représentent une étape importante dans la génération de lasers à fibre impulsif en régime picoseconde dans l'infrarouge moyen.

3. Optimisation efficace et proche de la limite quantique d'une seule ligne laser de haute puissance

Nous venons de démontrer la possibilité de sélectionner différentes lignes laser au sein d'un peigne Raman très large bande. Cette flexibilité est permise par un simple changement de la pression de dihydrogène dans la PMC. Notre objectif ici est d'optimiser la génération d'une seule et unique raie laser de haute puissance à partir du peigne et ainsi de développer un étage de conversion simple et efficace vers les hautes longueurs d'onde. Pour cela, nous avons choisi d'optimiser le premier Stokes vibrationnel à $1,8 \mu m$ en effectuant une étude systématique de la PMC avec différentes longueurs de fibres. La pression de dihydrogène est élevée et constante à 24 bars au sein de la fibre afin d'optimiser la génération du premier Stokes vibrationnel. La polarisation du laser de pompe est linéaire pour également optimiser la génération du Stokes vibrationnel. La figure 5.5 résume l'évolution de la

puissance de sortie à $1,8 \mu\text{m}$ en fonction de la puissance injectée dans la PMC pour six longueurs effectives de fibre Kagome ainsi que l'évolution de la puissance de sortie à $1,8 \mu\text{m}$ en fonction de la longueur effective de la fibre.

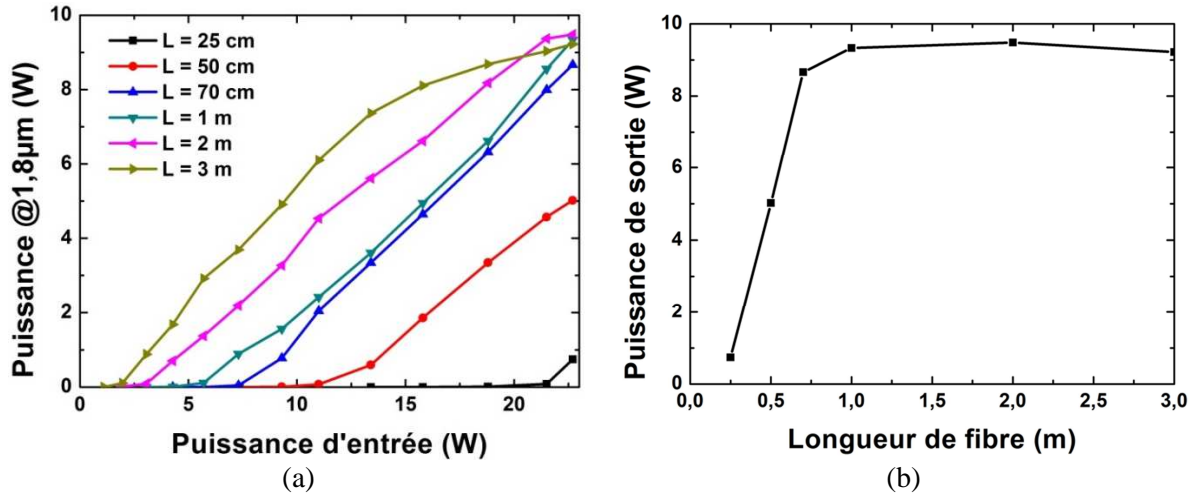


Figure 5.5 : (a) Evolution de la puissance de sortie mesurée à $1,8 \mu\text{m}$ en fonction de la puissance de pompe injectée dans la PMC. (b) Evolution de la puissance maximale de sortie mesurée à $1,8 \mu\text{m}$ en fonction de la longueur de fibre de la PMC pour une puissance de pompe maximale.

La figure 5.5(a) présente l'ensemble des points de mesures des puissances émises à $1,8 \mu\text{m}$ pour les différentes longueurs de fibre de la PMC en fonction de la puissance du laser de pompe. Nous constatons une forte similarité dans les pentes d'évolution de la puissance moyenne à $1,8 \mu\text{m}$ pour toutes les différentes longueurs de fibres testées. Cette évolution analogue de la puissance moyenne du premier Stokes vibrationnel montre le potentiel constant de conversion de fréquence pour toutes les longueurs de fibre. De plus, le maximum de puissance moyenne générée à $1,8 \mu\text{m}$ atteint une limite autour de 9 W pour les longueurs de fibre supérieures à 70 cm. Cette limitation est due à une saturation de la génération à $1,8 \mu\text{m}$ par la génération d'autres lignes laser Raman dans le spectre électromagnétique. Ce phénomène de saturation de la génération du premier Stokes vibrationnel est parfaitement illustré par la figure 5.4(b) présentant l'évolution de la puissance émise à $1,8 \mu\text{m}$ en fonction de la longueur de fibre. En effet, nous constatons une saturation et un optimum de puissance émise d'environ 9,3 W de puissance moyenne à partir d'une longueur de fibre 1 mètre. Il est important de noter ici que l'on se retrouve, pour une longueur effective de 3 mètres, dans un cas similaire à la génération très large bande décrite au chapitre 4. La différence de puissance émise entre ces deux mêmes expériences provient d'un ajustement continu des conditions d'injection (micro déplacement de la lentille et de la lame demi onde) du faisceau de pompe dans la PMC afin d'optimiser la génération du premier Stokes vibrationnel durant toute la montée en puissance. Cette optimisation a pour effet de dépléter les autres lignes laser (722 nm , $7,3 \mu\text{m}$...) se trouvant dans des bandes de transmission dont les pertes optiques sont plus importantes pour optimiser la puissance émise à $1,8 \mu\text{m}$.

Afin d'étudier de façon plus approfondis cet étage de conversion de fréquence et la génération de ligne laser de haute puissance à $1,8 \mu\text{m}$, la longueur effective d'interaction de la PMC a été réduite à 1 mètre. La figure 5.6 montre l'évolution et le pourcentage de la puissance totale transmise en fonction de la puissance de pompe en sortie de la PMC sans dihydrogène dans la fibre.

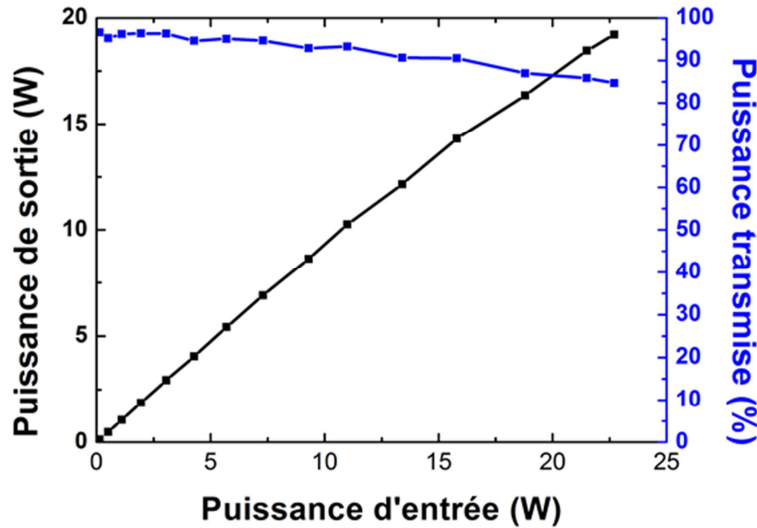


Figure 5.6 : Evolution de la puissance de sortie de la PMC en fonction de la puissance d'entrée sans gaz (courbe noire). La courbe bleue représente le pourcentage de la puissance transmise par rapport à la puissance de pompe.

La puissance transmise atteint un maximum 19,2 W pour une puissance de pompe de 22,7 W. Cette augmentation de la puissance transmise est due à la diminution des pertes optiques à la longueur d'onde de pompe grâce à la réduction de la longueur de la fibre. Le coefficient de transmission de puissance atteint un maximum de 95 % à basse puissance et diminue progressivement à 84 % à la puissance maximale de pompe. Cette étape de mesure de transmission effectuée, la PMC a été mise sous pression. La mesure de puissance à cette longueur d'onde a été réalisée en prélevant une partie du faisceau en sortie de la PMC et en le faisant passer au travers d'un filtre passe bande pour atteindre un détecteur thermique sensible au microWatt. Le filtre est un filtre commercial avec une longueur d'onde centrale à $1,8 \mu\text{m}$ et avec une largeur de bande spectrale à mi-hauteur de 500 nm. L'extinction et le bon fonctionnement du filtre ont été vérifiés avec deux analyseurs de spectre optique différents pour confirmer l'extinction totale des différentes lignes générées et notamment celle de la longueur d'onde de pompe à 1030 nm. A la suite d'une calibration prenant en compte l'ensemble des caractéristiques des différentes optiques, nous avons déterminé la puissance générée à $1,8 \mu\text{m}$ en sortie d'une PMC de 1 m. La figure 5.7(a) présente l'évolution de la puissance générée à $1,8 \mu\text{m}$ en sortie d'une PMC de 1 m en fonction de la puissance de pompe à 1030 nm et la figure 5.7(b) le spectre optique normalisé entre 300 et 2400 nm.

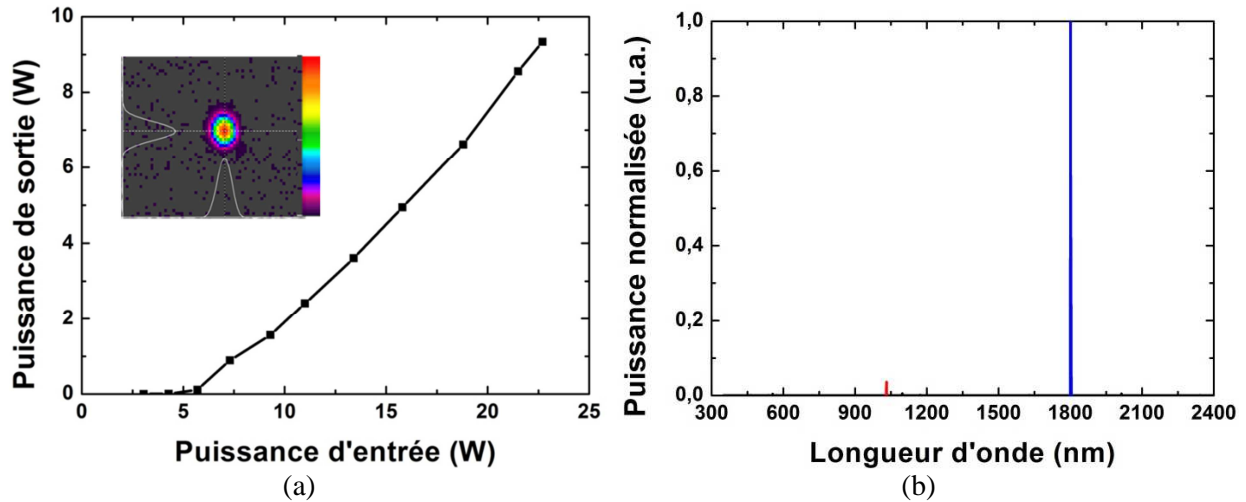


Figure 5.7 : (a) Evolution de la puissance de sortie du premier Stokes vibrationnel émettant à $1,8 \mu\text{m}$ en fonction de la puissance d'entrée du laser de pompe. In insert la distribution d'intensité en champ proche du faisceau à $1,8 \mu\text{m}$ à la puissance maximale émise. (b) Spectre optique normalisé en sortie d'une PMC de 1 m à une pression de 24 bars.

La limite quantique d'un étage de conversion de fréquence entre l'énergie d'un photon à $1,03 \mu\text{m}$ vers l'énergie d'un photon à $1,8 \mu\text{m}$ est de 57 %. La puissance maximale à $1,8 \mu\text{m}$ en sortie de la PMC est de 9.3 W, soit un taux de conversion de fréquence globale entre la puissance du laser de pompe et la puissance émise à $1,8 \mu\text{m}$ de 42 %. Il est important de souligner ici que nous considérons l'ensemble du système de conversion sans prendre en compte des pertes en injection ou en transmission au sein de la fibre. Cette forte efficacité est parfaitement illustrée par le spectre optique en figure 5.7(b) où l'on remarque la présence quasiment exclusive du premier Stokes vibrationnel à $1,8 \mu\text{m}$, la puissance de pompe étant complètement déplétée. Afin d'analyser le potentiel quantique de cet étage de conversion, nous avons étudié le nombre de photons émis à $1,8 \mu\text{m}$ et le nombre de photons incidents à 1030 nm . La définition et la quantification de l'extraction du Stokes du bruit quantique vers un niveau macroscopique sont difficiles et le niveau du bruit quantique est relatif à une émission d'environ une dizaine de photons par mode. Ce niveau de détection très bas est impossible à détecter même pour le détecteur thermique que nous utilisons dont le seuil est donné à quelques μW . Nous avons calculé le nombre de photons émis par seconde à $1,8 \mu\text{m}$ en fonction du nombre de photon incident à 1030 nm afin de déterminer l'efficacité quantique de notre étage de conversion de fréquence. La figure 5.8 décrit l'évolution du nombre de photons générés à $1,8 \mu\text{m}$ en fonction du nombre de photons disponibles par la source de pompe à 1030 nm représentés par les courbes en noires. Cette figure décrit deux cas : un cas sans une prise en compte des pertes à l'injection du laser de pompe (figure 5.8(a)) et en prenant en compte ces pertes avec une efficacité de couplage de 95 % (figure 5.8(b)). Les courbes en bleus indiquent l'efficacité quantique de l'étage de conversion en pourcentage, calculée comme étant le rapport entre le nombre de photons générés à $1,8 \mu\text{m}$ et le nombre de photons disponibles par la source de pompe à 1030 nm .

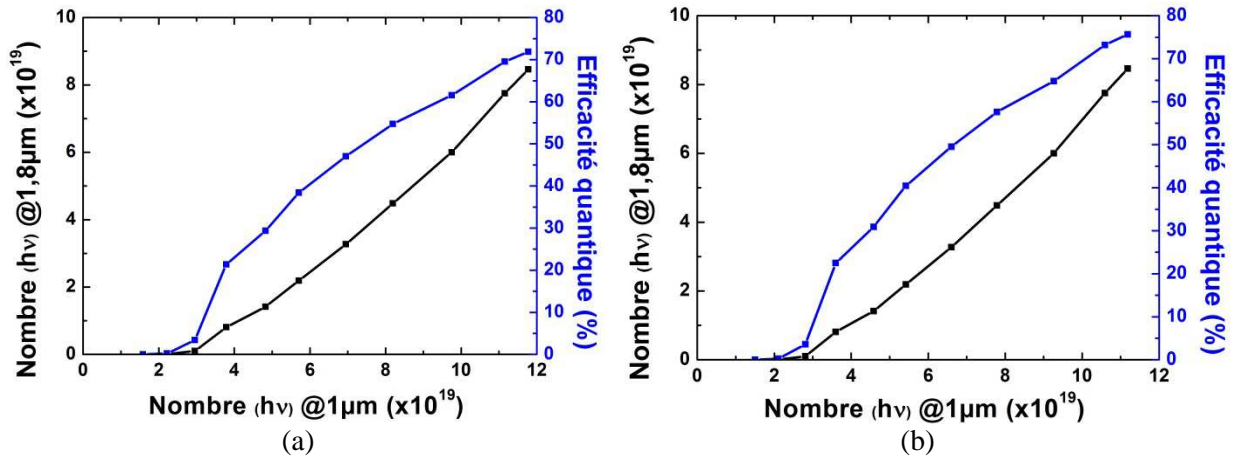


Figure 5.8 : (a) Evolution du nombre de photons générés à 1,8 μm en fonction du nombre de photons de pompe à 1 μm sans prendre en compte les pertes d’injection. (b) Evolution du nombre de photons générés à 1,8 μm en fonction du nombre de photons de pompe à 1 μm en prenant en compte les pertes d’injection. Les courbes bleues représentent l’efficacité quantique en déterminant le rapport du nombre de photons générés à 1,8 μm et du nombre de photon à 1 μm.

Ces deux graphiques de la figure 5.8 nous montrent que cet étage présente une efficacité quantique proche de 80 % entre le nombre de photons émis à 1,8 μm et ceux disponible à la longueur de pompe à 1.03 μm. Ce résultat illustre encore le potentiel de la PMC à optimiser une seule ligne laser de haute puissance au sein du peigne à large bande spectrale. En comparaison avec la génération d’une onde Stokes générée à 1,9 μm par une fibre HC-PCF remplie de H₂ et soumise à une onde incidente nanoseconde à 1064 nm [Wang(2014)], cet étage de conversion de fréquence augmente de manière significative l’efficacité quantique, de 48 à 75 %.

Considérons maintenant les puissances crêtes émises à cette longueur d’onde « exotique » de 1,8 μm. Le laser de pompe présente exactement les mêmes spécifications optiques que précédemment : une durée d’impulsion de 27 ps à une fréquence de répétition de 1 MHz. En intégrant ces spécifications optiques, l’émission laser à 1,8 μm possède une énergie de 9,3 μJ par impulsion et une puissance de crête de 344 kW. A ce stade de nos connaissances sur la génération de puissance à cette longueur d’onde spéciale de 1,8 μm, la puissance crête émise par la PMC représente un record pour un laser à fibre en régime picoseconde. Cependant, la théorie de l’effet Raman nous prédit un gain de rétrécissement temporel entre le Stokes généré et l’onde incidente de pompe [Raymer(1985)]. Ce gain de rétrécissement temporel devrait entraîner une durée d’impulsion du Stokes généré plus réduite que celle du laser de pompe. Ce phénomène Raman est donc censé augmenter de façon non négligeable la puissance crête de notre émission à 1,8 μm. Malheureusement, nous n’avons pas pu acquérir la trace temporelle de l’onde générée par un manque de disponibilité d’un autocorrélateur à cette longueur d’onde. Afin de comprendre ce phénomène de gain de rétrécissement temporel, nous avons également mesuré le spectre d’émission du Stokes généré à 1,8 μm. La figure 5.9 montre le spectre du laser de pompe (rouge) et de l’émission à 1,8 μm (noir) à pleine puissance. Les deux spectres ont été centrés en fréquence afin de mieux visualiser leur largeur spectrale respective.

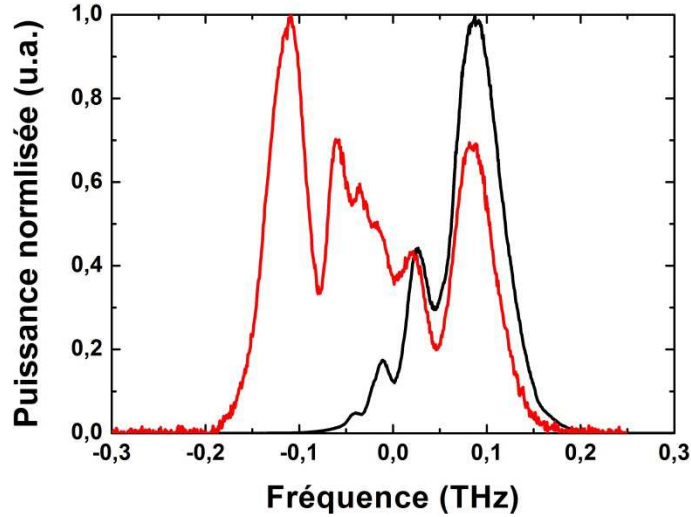


Figure 5.9 : Spectre normalisé du laser de pompe à pleine puissance en rouge et du premier Stokes généré à 1,8 μm.

La figure 5.9 montre clairement une réduction spectrale du premier Stokes vibrationnel par rapport à celui du laser de pompe. Son amplification préférentielle sur une « partie » du spectre du laser de pompe est sûrement due à un phénomène d'auto-modulation de phase de la génération du Stokes durant la montée en puissance du laser de pompe. Cette réduction spectrale pose la question de la réduction de la durée d'impulsion du Stokes par le gain de rétrécissement temporel [Raymer(1985)]. En effet, on peut se poser la question sur l'enveloppe temporelle décrivant cette réduction de la durée d'impulsion du Stokes généré. L'évolution des enveloppes temporelles et sa réduction temporelle seront différentes si les enveloppes sont gaussiennes, sécantes hyperboliques ou lorentziennes.

Néanmoins nous avons voulu estimer ce facteur de rétrécissement temporel et il est théoriquement proportionnel au gain Raman au sein de la PMC. Raymer et *al.* ont calculé la durée d'impulsion du Stokes pour une impulsion de pompe parfaite de forme carré et ont donné l'expression suivante [Raymer(1985)] :

$$\tau_S = \sqrt{\frac{\tau_L}{16.F.G}} \quad (5.1)$$

Le gain net Raman G de notre étage de conversion pour une longueur effective de fibre Kagome de 1 mètre est de 9470, ce qui pourrait correspondre théoriquement, dans le cas idéal d'une forme carré parfaite, à une nouvelle durée d'impulsion de 422 fs. En prenant en compte cette durée d'impulsion théorique et idéale, compressée par un facteur d'environ 63, la puissance crête émise serait alors de 22 MW. Nous avons conscience que ce facteur de compression et cette puissance crête ainsi obtenus sont des valeurs théoriques en considérant une impulsion temporelle carrée de la pompe idéale. La durée effective de l'impulsion du Stokes et sa structure temporelle nécessitent une mesure de sa trace d'auto-correlation et une simulation numérique qui ne sont pas couverts par le présent travail. Cependant, ils tendent à montrer le très fort gain présent dans la PMC ainsi que son éventuel potentiel de compression. De plus, le gain de rétrécissement temporel étant fortement dépendant du gain et donc

de la puissance crête du laser de pompe, nous pouvons également supposer une évolution de la réduction de la durée de l'impulsion du Stokes généré par rapport à la puissance de pompe. Cette dernière possibilité serait une nouvelle preuve de la flexibilité de la micro cellule photonique à émettre des impulsions ajustables. Nous comprenons maintenant d'autant mieux l'importance de la mesure de la trace d'autocorrélateur et nous espérons pouvoir la réaliser dans les plus brefs délais.

4. Conclusion

Dans ce chapitre 5 nous avons présenté le potentiel et la polyvalence d'une microcellule photonique à sélectionner et optimiser des lignes laser de haute puissance dans un peigne Raman à très large bande spectrale. Pour une longueur effective constante, une simple modification de la pression permet de sélectionner différentes lignes laser dans le peigne Raman. L'optimisation d'une seule et unique ligne laser est également possible par une réduction de la longueur de fibre. Cet étage de conversion de fréquence a prouvé son efficacité avec une conversion efficace proche de 80 % vers l'infrarouge. Il présente également tous les avantages intrinsèques de la fibre Kagome sans système lourd de gestion en température. Le travail sur l'évolution temporelle devra être approfondi pour émettre potentiellement des impulsions sub-pico dans l'infrarouge à partir d'impulsions picosecondes. Ces résultats expérimentaux marquent tout de même une étape importante pour le développement de laser fibré hybride de haute puissance dans l'infrarouge.

Conclusions et perspectives

L'objet de ma thèse est le développement d'une source laser de haute puissance dite hybride puisqu'elle se compose d'un étage d'amplification et d'un étage de conversion de fréquence entièrement basés sur la technologie de la fibre optique. Cette source laser s'appuie sur la technologie mature des fibres à large aire modale pour la partie amplificatrice alors que la conversion de fréquence se base sur le développement de fibres à cœur creux remplies de gaz Raman.

Afin de dépasser les instabilités modales, limite actuelle de la montée en puissance des lasers à fibre, le projet sur les fibres à large aire modale se compose de deux axes innovants. Le premier s'appuie sur une nouvelle structure aperiodique de la gaine interne délocalisant les modes d'ordre élevé en dehors de la zone de gain et le second sur un nouveau procédé de fabrication de matériaux plus homogènes et moins coûteux. Dans le chapitre 2, nous avons prouvé la capacité de délocaliser efficacement les modes d'ordre élevé en dehors de la zone de gain grâce à une structure aperiodique appropriée de la gaine interne de la fibre LMA. Cette délocalisation efficace s'étend sur une large bande spectrale, de 1 à 2 μm pour une fibre de 85 μm de dimensions de cœur. La plage spectrale couvre donc les principales bandes d'émission des ions de terres rares. Ce potentiel de délocalisation a été confirmé sur une fibre de 140 μm de dimension de cœur à la longueur d'onde de 2 μm . Cette délocalisation permet d'exacerber l'interaction entre le milieu à gain et le mode fondamental afin de repousser le seuil des instabilités modales et de réduire la longueur effective des fibres.

Cependant, ces fibres sont particulièrement sensibles à l'adaptation de l'indice de cœur avec celui de la gaine interne. Cette sensibilité drastique à l'adaptation de l'indice est parfaitement montrée et illustrée dans le chapitre 3. Ce chapitre présente les résultats obtenus sur les deux fabrications de fibres actives fondées sur une structure aperiodique de la gaine interne. Cette étape cruciale de l'adaptation de l'indice représente un réel défi à la fois technologique et industriel. Afin de répondre à ce défi, nous allons mettre en place un protocole de contrôle associé à un vaste programme de fabrication dans les prochaines années. Ce projet ambitieux à forte consonance industrielle est largement soutenu par plusieurs sociétés en France et implique une solide collaboration entre les différents partenaires (France/Allemagne).

La conversion de fréquence par le régime transitoire de la diffusion Raman stimulée dans les fibres à cœur creux remplies de gaz a été marquée par un véritable tournant à la fin des années 2000. A l'aide d'un laser de pompe de haute puissance en régime picoseconde, nous avons montré dans le chapitre 4 la capacité de générer deux peignes Raman sur plus de cinq octaves fréquentielles, de l'ultraviolet (300 nm) à l'infrarouge moyen (12,5 μm), c'est-à-dire de 24 THz à 933 THz. Ces peignes, contrôlés

par la polarisation du laser de pompe, présentent de nombreuses raies laser sur l'ensemble du spectre avec d'importantes puissances moyennes : une puissance moyenne de 8,6 W répartie sur trente lignes laser pour une polarisation linéaire du laser de pompe et une puissance moyenne de 10,1 W sur soixante-dix lignes laser pour une excitation circulaire. De plus, la génération d'un tel peigne Raman marque une nouvelle étape dans le contexte à long terme d'une synthèse de forme d'onde optique et de génération d'impulsions sub-femtosecondes. En outre, cette génération très large bande marque également une étape importante pour le développement des lasers à fibre de haute puissance émettant dans l'infrarouge moyen (3,9, 5,1, 7,3 et 12,5 μm) en régime picoseconde.

De plus, par un simple ajustement des paramètres de la microcellule photonique, nous avons prouvé dans le chapitre 5 la possibilité de sélectionner des lignes laser de haute puissance au sein du peigne Raman par une modification de pression du gaz actif de la fibre à cœur creux. Enfin, en optimisant la longueur effective de la fibre, on peut aussi développer un étage de conversion de fréquence dont l'efficacité est proche de la limite quantique, de l'ordre de 75 %. Ces travaux permettent donc d'envisager le développement de nouveaux lasers à fibre de haute puissance dans l'infrarouge à des longueurs d'onde non supportées par les bandes d'émission des ions de terres rares. Nous avons prouvé par ce principe l'émission d'une puissance moyenne de 9,3 W et d'une puissance crête minimum de 344 kW, record de puissance pour les lasers à fibre émettant à 1,8 μm en régime picoseconde. Cependant, le travail sur cet étage de conversion de fréquence demande une étude plus approfondie de l'évolution de la durée de l'impulsion Stokes générée. De plus, les perspectives sont nombreuses avec l'optimisation de n'importe quelle ligne laser souhaitée dans le peigne Raman ou avec une modification du gaz actif ou du laser de pompe.

Pour conclure, nous avons prouvé durant ce travail de thèse la possibilité de développer une source laser de haute puissance comprenant un étage d'amplificateur de puissance et un étage de conversion de fréquence entièrement basé sur les technologies des fibres optiques. Nonobstant le fait que ce travail de thèse n'est qu'une première avancée, ce projet marque également une étape importante dans le développement de sources fibrées de haute puissance dans l'infrarouge moyen. Dans une vision à plus long terme, l'ultime développement de ce projet de recherche serait de tendre vers une source laser de haute puissance entièrement fibrée avec la possibilité et la flexibilité d'émission dans le proche et le moyen infrarouge.

Bibliographie

- [**Abate(1981)**] J. A. Abate, L. Lund, D. Brown, S. Jacobs, S. Refermat, J. Kelly, M. Gavin, J. Waldbilling and O. Lewis, “*Active mirror a large-aperture medium-repetition rate*” Appl. Opt. 20, 2 (1981)
- [**Agrawal(2007)**] G. P. Agrawal, “*Nonlinear Fiber Optics*”, 4th edn., Academic Press, New York (2007).
- [**Alharbi(2013)**] M. Alharbi, T. Bradley, B. Debord, C. Fourcade-Dutin, D. Ghosh, L. Vincetti, F. Gérôme and F. Benabid “*Hypocycloid-shaped hollow-core photonic crystal fiber Part II: Cladding effect on confinement and bend loss*”, Opt. Exp. 21, 23 (2013)
- [**Alharbi(2014)**] M. Alharbi, B. Debord, M. Dontabactouny, F. Gérôme and F. Benabid, “*17.6 THz waveform synthesis by phase-locked Raman sidebands generation in HC-PCF*”, CLEO paper SF2N.6 (2014)
- [**Alharbi(these)**] M. Alharbi “*CW Stimulated Raman scattering generation and phase-locking of Raman comb using hypocycloid-shaped Kagome HC-PCF*”, University of Bath (2014)
- [**Alkeskjold(2011)**] T. T. Alkeskjold, M. Laurila, L. Scolari and J. Broeng, “*Single-mode ytterbium-doped large-mode-area photonic bandgap rod fiber amplifier*”, Opt. Exp. 19, 8 (2011)
- [**Amini Nik(2010)**] S. Amini Nik, “*Ultrafast Mid-IR Laser Scalpel; Approaching to Scar-less Surgery*”, Int J Prev Med 1, 260-263 (2010)
- [**Baer(2010)**] C.R.E. Baer, C. Kränkel, C.J. Saraceno, O.H. Heckl, M. Golling, R. Peters, K. Petermann, T. Südmeyer, G. Huber, and U. Keller, “*Femtosecond thin-disk laser with 141Wof average power*”, Opt. Lett. Vol. 35, No. 13 (2010)
- [**Baumgartl(2011)**] M. Baumgartl, F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, B. Ortaç, J. Limpert and A. Tünnermann, “*High average and peak power femtosecond large-pitch photonic-crystal-fiber laser*”, Opt. Lett. 36, 2 (2011)
- [**Beaudou(2009)**] B. Beaudou, F. Couny, Y. Y. Wang, P. S. Light, N. V. Wheeler, F. Gérôme and F. Benabid, “*Matched cascade of bandgap-shift and frequency-conversion using stimulated Raman scattering in a tapered hollow-core photonic crystal fibre*”, Opt. Exp. 18, 12 (2010)
- [**Belforte(2013)**] D. Belforte, “*Annual market review and forecast*”, Industrial Laser Solutions (2013)
- [**Benabid(2002)**] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, P. St. J. Russell “*Stimulated Raman Scattering in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber*”, Science 298, 399 (2002)
- [**Benabid(2004)**] F. Benabid, G. Bouwmans, J. C. Knight, F. Couny and P. St. J. Russell “*Ultra-high Efficiency Laser Wavelength Conversion in a Gas-Filled Hollow Core Photonic Crystal Fiber by Pure Stimulated Rotational Raman Scattering in Molecular Hydrogen*” Phys. Rev. Lett. 93, 12 (2004)

- [Benabid(2005)] F. Benabid, G. Antonopoulos, J. C. Knight, and P. St. J. Russell “*Stokes Amplification Regimes in Quasi-cw Pumped Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber*”, Phys. Rev. Lett. 95, 213903(2005)
- [Benabid(2011)] F. Benabid and P. J. Roberts “*Linear and nonlinear optical properties of hollow core photonic crystal fiber*”, Jour. of Mod. Opt. 58, 2 (2011)
- [Bischel(1986a)] W. K. Bischel and M. J. Dyer “*Temperature dependence of the Raman linewidth and line shift for the $Q(1)$ and $Q(0)$ transitions in normal and para- H_2* ”, Phys. Rev. A, 33, 5 (1986)
- [Bischel(1986b)] W. K. Bischel and M. J. Dyer “*Wavelength dependence of the absolute Raman gain coefficient for the $Q(1)$ transition in H_2* ”, Jour. Opt. Soc. Am. B 3, 5 (1986)
- [Birks(1997)] T. A. Birks, J. C. Knight and P. St. J. Russell, “*Endlessly single-mode photonic crystal fiber*”, Opt. Lett. 22, 13 (1997)
- [Bradley(2013)] T. D. Bradley, Y. Wang, M. Alharbi, B. Debord, C. Fourcade-Dutin, B. Beaudou, F. Gerome, and F. Benabid, “*Optical Properties of Low Loss (70dB/km) Hypocycloid-Core Kagome Hollow Core Photonic Crystal Fiber for Rb and Cs Based Optical Applications*” Jour. Ligh. Tech. 31, 16 (2013)
- [Brillouin(1914)] L. Brillouin “*Diffusion de la lumière par un corps transparent homogène*” C. R. Acad. Sci., Paris 158 1331 (1914)
- [Brooks(2006)] C. D. Brooks and F. Di Teodoro, “*Multimegawatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100 μm core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier*” Appl. Phys. Lett. 89 (2006)
- [Carman(1966)] R. L. Carman, R. Y. Chiao and P. L. Kelley, “*Observation of degeneration stimulated four-photon interaction and four-wave parametric amplification*”, Phys. Rev. Lett. 17, 26 (1966)
- [Chan(2011)] H-S. Chan, Z. M. Hsieh, W. H. Liang, A. H. Hung, C. K. Lee, C. J. Lai, R. P. Pan, L. H. Peng., “*Synthesis and Measurement of Ultrafast Waveforms from Five Discrete Optical Harmonics*” Science 331 (2011)
- [Crawford(2013)] M.H. Crawford, J.J. Wierer, A.J. Fischer, G.T. Wang, D.D. Koleske, G.S. Subramania, M.E. Coltrin, J.Y. Tsao, R.F. Karliceck, Jr., “*Solid-State Lighting: Toward Smart and Ultra-Efficient Materials, Devices, Lamps and Systems*”, Wiley Photonics (2013)
- [Cregan(1999)] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, D. C. Allan, “*Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air*”, Science 285, 1537 (1999)
- [Colladon(1860)] D. Colladon “*La fontaine Colladon*”, La Nature (1860)
- [Couny(2006)] F. Couny, F. Benabid and P. S. Light, “*Large-pitch Kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber*” Opt. Lett. Vol. 31, No. 24 (2006)
- [Couny(2007a)] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light, M. G. Raymer “*Generation and Photonic Guidance of Multi-Octave Optical-Frequency Combs*”, Science 318, 1118 (2007)

- [**Couny(2007b)**] F. Couny, F. Benabid and P. S. Light “*Subwatt Threshold cw Raman Fiber-Gas Laser Based on H₂-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber*”, Phys. Rev. Lett. 99, 143903 (2007)
- [**Couny(thèse)**] F. Couny “*Photonic solutions towards optical waveform synthesis*”, University of Bath (2008)
- [**Dauliat(2012)**] R. Dauliat, D. Gaponov, A. Benoit, F. Salin, K. Schuster, S. Jetschke, S. Grimm and P. Roy, “*Ytterbium doped all solid Large Pitch Fiber made from powder sintering and vitrification*”, Photonics (2012)
- [**Dauliat(2013)**] R. Dauliat, D. Gaponov, A. Benoit, F. Salin, K. Schuster, R. Jamier and P. Roy, “*Inner cladding microstructuration based on symmetry reduction for improvement of singlemode robustness in VLMA fiber*”, Opt. Exp. (2013)
- [**Dauliat(2014)**] R. Dauliat, A. Benoît, R. Jamier, K. Schuster, S. Grimm, F. Salin and P. Roy, “*Striving towards a periodicity breaking of the photonic crystal fibers microstructuration for an unprecedented singlemode robustness*”, Proc. SPIE 9128, (2014)
- [**Dauliat(2015)**] R. Dauliat, E. Coscelli, F. Poli, A. Benoît, D. Darwich, R. Jamier, K. Schuster, S. Grimm, A. Cucinotta, S. Selleri, F. Salin and Philippe Roy, “*Large mode area aperiodic fiber designs for robust singlemode emission under high thermal load*”, Proc. SPIE, (2015)
- [**Debord(2013)**] 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. Exp. 21, 23 (2013)
- [**Debord(2014a)**] B. Debord, M. Alharbi, A. Benoît, D. Ghosh, M. Dontabactouny, L. Vincetti, J.-M. Blondy, F. Gérôme and F. Benabid, “*Ultra low-loss hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber for green spectral-range applications*”, Opt. Lett. 39, 21 (2014)
- [**Debord(2014b)**] B. Debord, M. Alharbi, L. Vincetti, A. Husakou, C. Fourcade-Dutin, C. Hoenninger, E. Mottay, F. Gérôme and F. Benabid “*Multi-meter fiber-delivery and pulse self-compression of milli-Joule femtosecond laser and fiber-aided laser-micromachining*”, Opt. Exp. 22, 9 (2014)
- [**Deslandes(2013)**] P. Deslandes, M. Perrin, J. Saby, D. Sangla, F. Salin and E. Freysz “*Picosecond to femtosecond pulses from high power self mode-locked ytterbium rod-type fiber laser*”, Opt. Exp. 21, 9 (2013)
- [**Desurvire(1987)**] E. Desurvire, J. R. Simpson and P. C. Becker, “*High-gain erbium-doped travelling-wave fiber amplifier*”, Opt. Lett. 12, 11 (1987)
- [**Dong(2006)**] L. Dong, J. Li, and X. Peng “*Bend-resistant fundamental mode operation in ytterbium-doped leakage channel fibers with effective areas up to 3160 μm^2* ”, Opt. Exp. Vol. 14, No. 24 (2006)
- [**Dong(2009a)**] L. Dong, J. Li, H. A. McKay, L. Fu and B. K. Thomas, “*Large Effective Mode Area Optical Fibers for High Power Lasers*”, Proc. SPIE 7195 (2009)
- [**Dong(2009b)**] L. Dong, H. A. McKay, A. Marcinkevicius, L. Fu, J. Li, B. K. T. and M. E. Fermann “*Extending Effective Area of Fundamental Mode in Optical Fibers*”, Jour. of Lig. Tech. 27, 11 (2009)

- [**Dong(2009c)**] L. Dong, H. A. McKay, L. Fu, M. Ohta, A. Marcinkevicius, S. Suzuki and M. E. Fermann “*Ytterbium-doped all glass leakage channel fibers with highly fluorine-doped silica pump cladding*”, *Opt. Exp.* 17, 11 (2009)
- [**Eidam(2011a)**] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, “*Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power*” *Opt. Exp.* 19, 1 (2011)
- [**Eidam(2011b)**] T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H. J. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert and A. Tünnermann “*Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers*”, *Opt. Exp.* 19, 14 (2011)
- [**Einstein(1917)**] A. Einstein “*Zur Quantentheorie der Strahlung*”, *Physikalische Zeitschrift*, vol. **18**, 121-128 (1917)
- [**Farkas(1935)**] A Farkas, “*Orthohydrogen, Parahydrogen and Heavy Hydrogen*”, The University press (1935).
- [**Février(2008)**] S. Février, D. D. Gaponov, P. Roy, M. E. Likhachev, S. L. Semjonov, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, M. Yu. Yashkov, V. F. Khopin, M. Yu. Salganskii, and A. N. Guryanov, “*High-power photonic-bandgap fiber laser*”, *Opt. Lett.* 33, 9 (2008)
- [**Février(2010)**] S. Février, D. Gaponov, M. Devautour, P. Roy, L. Daniault, M. Hanna, D.N. Papadopoulos, F. Druon, P. Georges, M.E. Likhachev, M.Y. Salganskii, M.V. Yashkov, “*Photonic bandgap fibre oscillators and amplifiers*”, *Opt. Fib. Tech.* 16 (2010)
- [**Gaida(2014)**] C. Gaida, F. Stutzki, F. Jansen, H. J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, O. de Vries, J. Limpert and A. Tünnermann, “*Triple-clad large-pitch fibers for compact high-power pulsed fiber laser systems*”, *Opt. Lett.* 39, 2 (2014)
- [**Gaponov(2010)**] D. A. Gaponov, P. Roy, S. Février, M. E. Likhachev, M. Y. Salganskii, M. V. Yashkov “*100 W from a photonic bandgap Bragg fiber laser*”, *CLEO paper CTuC4* (2010)
- [**Geusic(1964)**] J. E. Geusic, H. M. Marcos and L. G. Van Uitert “*Laser oscillations in nd-doped yttrium aluminum, yttrium gallium and gadolinium garnets*”, *Appl. Phys. Lett.* 4, 182 (1964)
- [**Giesen(1994)**] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, H. Opower, “*Scalable Concept for Diode-Pumped High-Power Solid-State Lasers*”, *Appl. Physics B* 58, p. 365-372 (1994)
- [**Gu(2013)**] G. Gu, F. Kong, T. W. Hawkins, P. Foy, K. Wei, B. Samson and L. Dong, “*Impact of fiber outer boundaries on leaky mode losses in leakage channel fibers*”, *Opt. Exp.* 21, 20 (2013)
- [**Hall(1962)**] 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.* 9, 366 (1962)
- [**Hansen(2013)**] K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng and J. Lægsgaard “*Theoretical analysis of mode instability in high power fiber amplifiers*”, *Opt. Exp.* 21, 2 (2013)
- [**Harris(1997)**] S. E. Harris and A. V. Sokolov, “*Broadband spectral generation with refractive index control*” *Phys. Rev. A* 55 (1997)
- [**Harris(1998)**] S. E. Harris and A. V. Sokolov, “*Subfemtosecond Pulse Generation by Molecular Modulation*”, *Phys. Rev. Lett.* 81, 14 (1998)

[Heraeus]

http://specialty-fiber.heraeus-quarzglas.com/en/products/products___applications.aspx
Consulté le 17 février 2015.

- [Herring(1986)]** G. C. Herring, M. J. Dyer, and W. K. Bischel “*Temperature and density dependence of the linewidths and line shifts of the rotational Raman lines in N_2 and H_2* ” Phys. Rev. A 34, 3 (1986)
- [Jansen(2010)]** F. Jansen, F. Stutzki, H. J. Otto, M. Baumgartl, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, “*The influence of index-depressions in core-pumped Yb-doped large pitch fibers*”, Opt. Exp. 18, 26 (2010)
- [Jansen(2011)]** F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, “*Avoided crossings in photonic crystal fibers*” Opt. Exp. 19, 14 (2011)
- [Jauregui(2012)]** C. Jauregui, T. Eidam, H. J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert and Andreas Tünnermann, “*Physical origin of mode instabilities in high power fiber laser systems*”, Opt. Exp. 20, 12 (2012)
- [Jauregui(2013)]** C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, “*High-power fibre lasers*”, Nature Photonics 7, 861–867, (2013)
- [Javan(1961)]** A. Javan, W. R. Bennett Jr. and D. R. Herriott, “*Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture*”, Phys. Rev. Lett. 6, 3 (1961)
- [Kashiwagi(2012)]** M. Kashiwagi, K. Saitoh, K. Takenaga, S. Tanigawa, S. Matsuo, and M. Fujimaki, “*Effectively single-mode all-solid photonic bandgap fiber with large effective area and low bending loss for compact high-power all-fiber lasers*”, Opt. Exp. 20, 14 (2012)
- [Knight(1996)]** J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell and D. M. Atkin “*All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*”, Opt. Lett. 21, 19 (1996)
- [Koestler(1964)]** C. J. Koestler and E. Snitzer “*Amplification in a fiber laser*” Appl. Opt. 3, 10 (1964)
- [Langner(2008)]** A. Langner, G. Schötz, M. Such, V. Reichel, S. Grimm and J. Kirchhof “*A new material for high power laser fibers*”, Proc. SPIE 6873, (2008)
- [Langner(2011)]** A. Langner, M. Such, G. Schötz, S. Grimm, F. Just, M. Leich, C. Mühlig, J. Kobelke, A. Schwuchow, O. Mehl, O. Strauch, R. Niedrig, B. Wedel, G. Rehmann and V. Krause, “*New developments in high power fiber lasers based on alternative materials*” Proc. SPIE 7914 (2011)
- [Langner(2012)]** A. Langner, M. Such, G. Schötz, F. Just, M. Leich, A. Schwuchow, S. Grimm, H. Zimer, M.Kozak, B. Wedel, G. Rehmann, C. Bachert and V. Krause “*Multi-kW single fiber laser based on an extra-large mode area fiber design*” Proc. SPIE 8237 (2012)
- [Laurila(2011)]** M. Laurila, J. Saby, T. T. Alkeskjold, L. Scolari, B. Cocquelin, F. Salin, J. Broeng and J. Lægsgaard, “*Q-switching and efficient harmonic generation from a single-mode LMA photonic bandgap rod fiber laser*”, Opt. Exp. 19, 11 (2011)
- [Laurila(2012)]** M. Laurila, M. M. Jørgensen, K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng and J. Lægsgaard “*Distributed mode filtering rod fiber amplifier delivering 292W with improved mode stability*”, Opt. Exp. 20, 5 (2012)

- [**Laurila(2013a)**] M. Laurila, R. Barankov, M. M. Jørgensen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, J. Lægsgaard and S. Ramachandran “*Cross-correlated imaging of single-mode photonic crystal rod fiber with distributed mode filtering*”, *Opt. Exp.* 21, 7 (2013)
- [**Laurila(2013b)**] M. Laurila, M. M. Jørgensen, J. Lægsgaard and T. T. Alkeskjold “*Highly efficient 90 μ m core rod fiber amplifier delivering more than 300W without beam instabilities*” *IEEE* 978 (2013)
- [**Leich(2011)**] M. Leich, F. Just, A. Langner, M. Such, G. Schötz, T. Eschrich and S. Grimm “*Highly efficient Yb-doped silica fibers prepared by powder sinter technology*”, *Opt. Lett.* 36, 9 (2011)
- [**Limpert(2006)**] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault, and F. Salin, “*Extended single-mode photonic crystal fiber lasers*”, *Opt. Exp.* Vol. 14, No 7 (2006)
- [**Limpert(2012)**] J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H. J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui and A. Tünnermann “*Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation*”, *Lig. Sci. & Appl.* (2012)
- [**Liu(2007)**] C. H. Liu, G. Chang, N. Litchinitser, D. Guertin, N. Jacobsen, K. Tankala and A. Galvanauskas, “*Chirally Coupled Core Fibers at 1550-nm and 1064-nm for Effectively Single-Mode Core Size Scaling*” CLEO paper CTuBB3 (2007)
- [**Ma(2014)**] X. Ma, C. Zhu, I-N. Hu, A. Kaplan and A. Galvanauskas, “*Single-mode chirally-coupled-core fibers with larger than 50 μ m diameter cores*”, *Opt. Exp.* 22, 8 (2014)
- [**Maiman(1960)**] T. Maiman, “*Stimulated optical radiation in Ruby*”, *Nature*, vol. **187**, (1960)
- [**Minck(1963)**] R.W. Minck, R.W. Terhune and W.G. Rado, “*Laser-Stimulated Raman effect and resonant four-photon interactions in gases H₂, D₂ and CH₄*”, *Appl. Phys. Lett.* 3, 181 (1963)
- [**Minck(1966)**] R. W. Minck, R. W. Terhune and C. C. Wang, “*Nonlinear Optics*”, *Appl. Opt.* 5, 10 (1966)
- [**Naderi(2013)**] S. Naderi, I. Dajani, T. Madden and C. Robin, “*Investigations of modal instabilities in fiber amplifiers through detailed numerical simulations*”, *Opt. Exp* 21, 13 (2013)
- [**Nagel(1982)**] S. R. Nagel, J. B. Mac Chesney and K. L. Walker “*An Overview of the Modified Chemical Vapor Deposition (MCVD) Process and Performance*”, *IEEE* 18,4 (1982)
- [**Nakamura(1994)**] S. Nakamura, T. Mukai and M. Senoh “*Candela-class high-brightness InGaN/AlGaN double-heterostructure blue-light-emitting diodes*” *Appl. Phys. Lett.* 64, 13 (1994)
- [**Nakamura(1996)**] S. Nakamura, M. Senoh, S-I Nagahama, N Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku and Y. Sugimoto, “*InGaN-based Multi-quantum-well-structure laser diodes*” *Appl. Phys.* 35, pp74-76 (1996)
- [**Nampoothiri(2012)**] A. V. Vasudevan Nampoothiri, Andrew M. Jones, C. Fourcade-Dutin, Chenchen Mao, Neda Dadashzadeh, Bastian Baumgart, Y.Y. Wang, M. Alharbi, T. Bradley, Neil Campbell, F. Benabid, Brian R. Washburn, Kristan L. Corwin and Wolfgang Rudolph, “*Hollow-core Optical Fiber Gas Lasers (HOFGLAS): a review [Invited]*”, *Opt. Mat. Exp.* 2, 7 (2012)

- [**Nobel Prize(1930)**] Sir C. V. Raman “The molecular scattering of light”, Nobel Prize in Physics (1930)
- [**Nobel Prize(2014)**] I. Akasaki, H. Amano and S. Nakamura “*Efficient Blue Light-emitting diodes leading to bright and energy-saving white light sources*” Nobel Prize in Physics (2014)
- [**O’Connor(2009)**] M. O’Connor, V. Gapontsev, V. Fomin, M. Abramov, and A. Ferin, “*Power Scaling of SM Fiber Lasers toward 10kW*,” in CLEO paper CThA3 (2009)
- [**Otto(2012)**] H. J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, C. Jauregui, J. Limpert and Andreas Tünnermann, “*Temporal dynamics of mode instabilities in high power fiber lasers and amplifiers*”, Opt. Exp. 20, 14 (2012)
- [**Otto(2014)**] H. J. Otto, A. Klenke, C. Jauregui, F. Stutzki, J. Limpert and A. Tünnermann “*Scaling the mode instability threshold with multicore fibers*”, Opt. Lett. 39, 9 (2014)
- [**Overton(2014)**] G. Overton, A. Noguee, and C. Holton, “*Laser Marketplace 2014: Lasers forge 21st century innovations*”, Laser Focus World (2014)
- [**Paschotta(1997)**] R. Paschotta, J. Nilson, A. C. Tropper and D. C. Hanna “*Ytterbium-doped fiber amplifiers*”, IEEE 33, 7 (1997)
- [**Pask(1995)**] H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber, and J. M. Dawes, “*Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1–1.2 μm region*” IEEE 1 (1995)
- [**Payne(1987)**] D. N. Payne, R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey “*High gain rare earth doped fiber amplifier at 1,54 μm* ”, (1987)
- [**Poole(1986)**] S. B. Poole, D. N. Payne, R. J. Mears, M. E. Fermann, and R. I. Laming, “*Fabrication and characterization of low loss optical fibers containing rare-earth ions*”, Jour. of lig. LT-4, 7 (1986)
- [**Raymer(1985)**] M. G. Rayme, I. A. Walmsley, J. Mostowski and B. Sobolewska “*Quantum theory of spatial and temporal coherence properties of stimulated Raman scattering*”, Phys. Rev. A 32, 1(1985)
- [**Raymer(1990)**] M. G. Raymer and I. A. Walmsley “*The quantum coherence properties of stimulated Raman scattering*” Prog. in Opt. p. 181-226 (1990)
- [**Roberts(2004)**] P. J. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. J. Mangan, D. P. Williams, L. Farr, M. W. Mason and A. Tomlinson, and T. A. Birks, J. C. Knight and P. St.J. Russell, “*Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres*”, Opt. Exp. 13, 1 (2004)
- [**Robin(2014)**] C. Robin, I. Dajani and B. Ward, “*Modal instability-suppressing, single-frequency photonic crystal fiber amplifier with 811 W output power*”, Opt. Lett 39, 3 (2014)
- [**Rothhardt (2014)**] J. Rothhardt, S. Hädrich, A. Klenke, S. Demmler, A. Hoffmann, T. Gotschall, T. Eidam, M. Krebs, J. Limpert and A. Tünnermann “*53 W average power few-cycle fiber laser system generating soft x rays up to the water window*”, Opt. Lett. 39, 17 (2014)
- [**Russell(2006)**] P. St. J. Russell “*Photonic Crystal Fibers*”, IEEE 24, 12 (2006)
- [**Saitoh(2005)**] K. Saitoh, Y. Tsuchida and M. Koshiba “*Endlessly single-mode holey fibers: the influence of core design*”, Opt. Exp. 13, 26 (2005)

- [Saraceno(2012)] C. J. Saraceno, F. Emaury, O. H. Heckl, C. R. E. Baer, M. Hoffmann, C. Schriber, M. Golling, T. Südmeyer and U. Keller, “275 W average output power from a femtosecond thin disk oscillator operated in a vacuum environment”, *Opt. Exp.* Vol. 20, No. 21 (2012)
- [Saraceno(2015)] C. J. Saraceno, F. Emaury, C. Schriber, A. Diebold, M. Hoffmann, M. Golling, T. Südmeyer and Ursula Keller “Toward Millijoule-Level High-Power Ultrafast Thin-Disk Oscillators” *IEEE* 21,1 (2015)
- [Schimpf(2011)] D. N. Schimpf, R. A. Barankov, K. Jespersen and S. Ramachandran, “Optical low-coherence interferometry for reconstruction of the modal-content in few-mode fibers”, *CLEO paper CFM6* (2011)
- [Schuster(2014)] K. Schuster, S. Unger, C. Aichele, F. Lindner, S. Grimm, D. Litzkendorf, J. Kobelke, J. Bierlich, K. Wondraczek and Hartmut Bartelt, “Material and technology trends in fiber optics”, *Adv. Opt. Tech.* (2014)
- [Shimizu(1967)] F. Shimizu “Frequency broadening in liquids by a short light pulse”, *Phys. Rev. Lett.* 19, 19 (1967)
- [Simon-Boisson(2014)] C. A. Simon-Boisson, F. Lureau, G. Matras, S. Laux, O. Casagrande, C. Radier, O. Chalus, and L. Boudjema, “Advances in Industrial Grade Tera Petawatt Lasers for Accelerators” in *CLEO paper JTh4L.2* (2014)
- [Smith(1972)] R. G. Smith, “Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering”, *Appl. Opt.* 11 (11), 2489 (1972).
- [Smith(2011)] A. V. Smith and J. J. Smith, “Mode instability in high power fiber amplifier”, *Opt. Exp.* 19, 11 (2011)
- [Snitzer(1988)] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, and B. C. McCollum, “Double-clad, offset core Nd fiber laser” *Opt. Fiber Commun. Conf.*, Paper PD5 (1988)
- [Sokolov(2003)] A. V Sokolov and S. E. Harris, “Ultrashort pulse generation by molecular modulation” *Jour. Opt. B Opt.*, 5 (2003)
- [Sorokin(1960)] P. P. Sorokin and M. J. Stevenson “Stimulated infrared emission from trivalent uranium”, *Phys. Rev. Lett.* 5, 12 (1960)
- [Stolen(1973)] R. H. Stolen and A. Ashkin, “Optical Kerr effect in glass waveguide”, *Appl. Phys. Lett.* 22, 294 (1973)
- [Stutzki(2012)] F. Stutzki, F. Jansen, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “26 mJ, 130 W Q-switched fiber-laser system with near-diffraction-limited beam quality” *Opt. Lett.* 37, 6 (2012)
- [Stutzki(2011)] F. Stutzki, F. Jansen, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, “Non-hexagonal Large-Pitch Fibers for enhanced mode discrimination”, *Opt. Exp.* 19, 13 (2011)
- [Wang(2010)] Y.Y. Wang, C. Wu, F. Couny, M. G. Raymer, and F. Benabid “Quantum-Fluctuation-Initiated Coherence in Multioctave Raman Optical Frequency Combs”, *Phys. Rev. Lett.* 105, 123603 (2010)
- [Wang(2011)] 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.* 36,5 (2011)

- [Wang(2014)] Z. Wang, F. Yu, W. J. Wadsworth and J. C Knight “*Efficient 1.9 μm emission in H_2 -filled hollow core fiber by pure stimulated vibrational Raman scattering*”, Laser. Phys. Lett. 11 (2014)
- [Ward(2012)] B. Ward, C. Robin and I. Dajani, “*Origin of thermal modal instabilities in large mode area fiber amplifiers*” Opt. Exp. 20, 10 (2012)
- [Ward(2013)] B. G. Ward “*Modeling of transient modal instability in fiber amplifiers*”, Opt. Exp. 21, 10 (2013)
- [Wong(2005)] W. S. Wong, X. Peng, J. M. McLaughlin and L. Dong “*Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers*”, Opt. Lett. 30, 21 (2005)
- [Wu(2010)] C. Wu, M. G. Raymer, Y. Y. Wang, and F. Benabid, “*Quantum theory of phase correlations in optical frequency combs generated by stimulated Raman scattering*”, Phys. Rev. A 82, 053834, (2010)
- [Yao(2012)] Y. Yao, A. J. Hoffman and C. F. Gmachl, “*Mid-infrared quantum cascade lasers*”, Nature Photonics 6 (2012)
- [Yeh(1978)] Pochi Yeh, Amnon Yariv and Emanuel Marom, “*Theory of Bragg fiber*”, Jour. Opt. Soc. Am. 68, 9 (1978)
- [Yehouessi(2015)] J. P. Yehouessi, A. Baz, L. Bigot, G. Bouwmans, O. Vanvincq, M. Douay and Y. Quiquempois “*Design and realization of flexible very large mode area pixelated Bragg fibers*”, Opt. Lett. 40, 3 (2015)
- [Yu(2012)] Fei Yu, William J. Wadsworth and Jonathan C. Knight “*Low loss silica hollow core fibers for 3–4 μm spectral region*”, Opt. Exp. 20,10 (2012)
- [Zervas(2014)] M.N. Zervas and C.A. Codemard, “*High Power Fiber Lasers: A Review*”, IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, 20, 5, (2014)
- [Zhi(2010)] M. Zhi, K. Wang, X. Hua, B. D. Strycker and A. V. Sokolov, “*Shaper-assisted phase optimization of a broad “holey” spectrum*”, Opt. Exp. 19, 23 (2011)
- [Zhu(2011)] C. Zhu, I. Hu, X. Ma, L. Siiman, and A. Galvanauskas, “*Single-frequency and single-transverse mode Yb-doped CCC fiber MOPA with robust polarization SBS-free 511W output*” in Adv. in Opt. Mat., paper AMC5 (2011)
- [Zhu(2013)] C. Zhu, I-N. Hu, X. Ma, A. Galvanauskas, “*Single mode 9.1mJ and 10ns pulses from 55 μm core Ybdoped CCC fiber MOPA*”, CLEO paper CTu1K.5 (2013)

Contributions Scientifiques

PUBLICATIONS DANS DES REVUES INTERNATIONALES A COMITE DE LECTURE

A. Benoît, B. Beaudou, M. Alharbi, B. Debord, F. Gerôme, F. Salin and F. Benabid, “*Over-five octave wide Raman combs in high-power picosecond-laser pumped H₂-filled Kagome HC-PCF*”, Optics Express , Vol. 23, Issue 11, pp. 14002-14009 (2015)

A. Benoît, R. Dauliat, R. Jamier, G. Humbert, S. Grimm, K. Schuster, F. Salin and P. Roy “*Highly efficient HOMs filtering into aperiodic VLMA fibers for single-mode propagation*”, Optics Letters Vol. 39 N°. 15, 2014

A. Benoît, R. Dauliat, K. Schuster, S. Grimm, R. Jamier, F. Salin and P. Roy, “*Optical fiber microstructuring for strengthening single-mode laser operation in high power regime*”, Opt. Eng. 53 (7), 071817 (February 27, 2014)

B. Debord, M. Alharbi, A. Benoît, D. Ghosh, M. Dontabactouny, L. Vincetti, J.-M. Blondy, F. Gerôme, and F. Benabid, “*Ultra low-loss hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber for green spectral-range applications*,” Optics Letters 39, 6245-6248 (2014)

R. Dauliat, D. Gaponov, A. Benoît, F. Salin, K. Schuster, R. Jamier and P. Roy, “*Inner cladding microstructuring based on symmetry reduction for improvement of singlemode robustness in VLMA fiber*”, Optics Express vol. 21, Issue 16, pages 18927-18936, 2013

X. Délen, L. Deyra, A. Benoît, M. Hanna, F. Balembois, B. Cocquelin, D. Sangla, F. Salin, J. Didierjean, and P. Georges, “*Hybrid master oscillator power amplifier high-power narrow-linewidth nanosecond laser source at 257 nm*”, Optics. Lettrs. **38**, 995-997 (2013)

COMMUNICATIONS INVITÉES À DES CONFÉRENCES INTERNATIONALES

A. Benoît, B. Beaudou, M. Alharbi, B. Debord, F. Gerôme, F. Salin and F. Benabid, “*High power wide Raman combs in picosecond-laser pumped H₂-filled Kagome HC-PCF*”, (accepté) ICTON 2015

P. Roy, A. Benoît, R. Jamier, R. Dauliat, K. Schuster, J. Saby, D. Sangla and F. Salin, “*High Energy Pulsed Sources from Infrared to UV with Yb Rod Type fibers: current limits and prospects*”, Advanced Photonics Congress (OSA conference), invited talk, paper SoM3B.1, Barcelone (Spain), 2014

P. Roy, R. Dauliat, D. Gaponov, R. Jamier, K. Schuster, S. Grimm, S. Valette, A. Benoît and F. Salin, “*Powder technology and innovative fiber design enable a new generation of high-power singlemode-fiber laser sources*”, Advanced Laser Technology 12, 2012.

COMMUNICATIONS A DES CONFERENCES INTERNATIONALES A COMITE DE LECTURE

R. Dauliat, E. Coscelli, F. Poli, A. Benoît, D. Darwich, R. Jamier, K. Schuster, S. Grimm, A. Cucinotta, S. Selleri, F. Salin and P. Roy, “*Large mode area aperiodic fiber designs for robust singlemode emission under high thermal load*”, Photonics Europe 2015, (SPIE), Pragues,

A. Benoît, B. Beaudou, M. Alharbi, B. Debord, F. Gerome, F. Salin, and F. Benabid, “*Generation of Raman comb over two octaves with picosecond pulse laser in hydrogen-filled Kagome HC-PCF*”, in CLEO: 2014, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), paper SM3N.2.

A. Benoît, B. Beaudou, M. Alharbi, B. Debord, F. Gerome, F. Salin, and F. Benabid, “*Dual strong picoseconds laser emissions at 1.8 and 2 micron*”, in CLEO: 2014, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), paper SM3N.5.

A. Benoît, R. Dauliat, R. Jamier, S. Grimm, K. Schuster, F. Salin, G. Humbert and P. Roy, “*Aperiodic all-solid VLMA-LPF strengthening the singlemode operation over the near infra-red spectral range*”, in CLEO: 2014, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), paper SF1N.6.

B. Debord, M. Alharbi, A. Benoît, M. Dontabactouny, J. Blondy, F. Gérôme, and F. Benabid, “*Ultra low-loss hypocycloid-core kagome hollow-core photonic crystal fiber for the green spectral-range applications*”, in CLEO: 2014, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), paper SM1N.3.

R. Dauliat, A. Benoît, R. Jamier, K. Schuster, F. Salin, P. Roy, “*Striving towards a periodicity breaking of the photonic crystal fibers microstructuration for an unprecedented singlemode robustness*”, Photonics Europe 2014, (SPIE), Brussels, Paper 9128-7

X. Délen, L. Deyra, A. Benoît, M. Hanna, F. Balembois, B. Cocquelin, D. Sangla, F. Salin, J. Didierjean, and P. Georges, “*Narrow-linewidth UV laser source at 257 nm,*” in *2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference*, (Optical Society of America, 2013), paper CA_1_3.

X. Délen, L. Deyra, A. Benoît, M. Hanna, F. Balembois, B. Cocquelin, D. Sangla, F. Salin, J. Didierjean, and P. Georges, “*Narrow-linewidth UV laser source at 257 nm,*” in *The European Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO_Europe 2013*

R. Dauliat, D. Gaponov, A. Benoît, F. Salin, K. Schuster, S. Jetschke, S. Grimm, and P. Roy, “*Ytterbium doped all solid Large Pitch Fiber made from powder sintering and vitrification*” in *International Conference on Fibre Optics and Photonics*, p. TPo.7, 2012.

COMMUNICATIONS A DES CONFERENCES NATIONALES A COMITE DE LECTURE

A. Benoît, D. Darwich, R. Dauliat, R. Jamier, G. Humbert, S. Grimm, K. Schuster, F. Salin et P. Roy, “*Nouvelles architectures de fibres optiques à très large aire modale pour la montée en puissance des lasers fibrés*”, Journées Nationales d’Optique Guidée, 2014

RESUME

Sources laser fibrées hybrides de haute puissance : amplification et conversion de fréquences.

Les lasers à fibre de haute puissance constituent depuis une dizaine d'année un outil pertinent pour un nombre croissant d'applications. Dans le cadre d'un contrat CIFRE entre la société Eolite Systems et le laboratoire Xlim (UMR 7252 du CNRS et de l'Université de Limoges), mon projet de thèse a consisté à développer les briques technologiques de futures sources lasers "de haute puissance" opérant dans des domaines spectraux non couverts par des lasers existants et entièrement basées sur la technologie fibre.

Les instabilités modales dans les fibres à large aire modale (LMA), principale limite actuelle de la dynamique de montée en puissance des lasers à fibre, peuvent être repoussées en délocalisant efficacement les modes d'ordre élevé en dehors de la zone de gain. Ceci a été démontré expérimentalement par le développement de structures aperiodiques de gaines internes. Une étude systématique de fibres passives basées sur ces structures aperiodiques a prouvé la seule propagation du mode fondamental dans le cœur de la fibre pour une dimension de cœur de 85 μm sur une large plage de longueur d'onde de 1 à 2 μm . Cette délocalisation efficace s'étend même à une longueur d'onde de 2 μm jusqu'à une dimension de cœur de 140 μm , soit une aire effective de plus de 15000 μm^2 .

La combinaison d'un laser à fibre de haute puissance de 22,7 W de puissance moyenne en régime picoseconde et d'une fibre Kagome à courbure négative remplie de dihydrogène nous a permis de générer deux peignes Raman sur plus de cinq octaves fréquentielles de 321 nm à 12,5 μm . Ces deux peignes sont contrôlés par la polarisation du laser de pompe et génèrent une puissance moyenne de 10,1 W en 70 lignes laser pour une polarisation circulaire et 8,6 W en 30 lignes pour une polarisation linéaire. Certaines lignes laser au sein de ces peignes sont les premières générations de lasers à fibre de haute puissance dans l'infrarouge moyen. Nous avons aussi prouvé la possibilité d'optimiser une seule ligne laser de haute puissance dans le peigne avec le premier Stokes vibrationnel à 1,8 μm avec une puissance moyenne de 9,3 W et une efficacité quantique de l'étage de conversion de fréquence proche de 80 %.

Mots clés : Laser à fibre, fibres LMA, gaine microstructurée aperiodique, fibres Kagome à cœur creux, peigne Raman à large bande spectrale

ABSTRACT

High power hybrid fiber laser sources: amplification and frequency conversion.

High-power fiber lasers address an increasing number of applications since ten years. In the frame of a CIFRE contract between the company Eolite Systems and Xlim (joint laboratory between CNRS and the University of Limoges), the goal of this PhD project was to develop the technological blocs to achieve all-fibre high-power lasers emitting out of the conventional spectral band covered by existing lasers.

Modal instabilities in large mode area (LMA) fibers are currently the main limitation of the fiber lasers power scaling. We have experimentally demonstrated the relevance of inner cladding aperiodic structures to efficiently delocalize higher order modes outside the gain region. A systematic study of passive fibers based on such structures has shown the single propagation of the fundamental mode over a wide wavelength range from 1 to 2 μm for dimension of core up to 85 μm . This effective mode delocalization even extends up to a core dimension of 140 μm at a 2 μm wavelength.

The combination of high power picosecond fiber laser with an average power of 22.7 W and a hydrogen-filled inhibited coupling Kagome fiber allowed us to generate two Raman combs over five frequency octaves from 321 nm to 12.5 μm . These two combs are controlled by the laser pump polarization and generated an average power of 10.1 W displayed over 70 laser lines for circular pump polarization and 8.6 W over 30 lines for linear polarization. Some laser lines within these combs have been generated for the first time from high-power fiber source in the mid-infrared range. We have also demonstrated the generation of high-power line by optimizing the first vibrational Stokes at 1.8 μm with an average power of 9.3 W and a quantum efficiency of the frequency conversion stage close to 80%.

Keywords: Fiber lasers, LMA fibers, aperiodic clad, Kagome hollow-core fibers, large spectral range Raman comb