Thèse de doctorat

Université de Limoges

Université de Limoges

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

XLIM CNRS UMR-7252 Axe Photonique

Thèse pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Limoges
Électronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes

Présentée et soutenue par
Rémi DU JEU

Le 16 juillet 2018

Développement d'architectures de fibres structurées pour l'amplification d'impulsions haute puissance crête

Thèse dirigée par Philippe Roy et Raphaël Jamier

JURY :
Président du jury
Mme. Agnès Desfarges-Berthelemot, Professeur, XLIM, Université de Limoges

Rapporteurs
M. Géraud Bouwmans, Professeur, IRCICA, Université de Lille
M. Emmanuel Hugonnot, Ingénieur CEA HDR, CEA CESTA

Examinateurs
Mme. Marie Antier, Ingénieur de recherche, Thales LAS FRANCE
M. Philippe Balcou, Directeur de recherche, CNRS
M. Raphaël Jamier, Maître de conférences, XLIM, Université de Limoges
M. Philippe Roy, Directeur de recherche CNRS-HDR, XLIM, Université de Limoges

Invités
M. Philippe Adam, Responsable Photonique, MRIS

BY-NC-ND

Rémi DU JEU | Thèse de doctorat | Université de Limoges | 2018
BY-NC-ND

Rémi DU JEU | Thèse de doctorat | Université de Limoges | 2018
BY-NC-ND

"Reste toi-même, car c'est dans l'authenticité que l'on puise ses forces"
Daniel Herrero

BY-NC-ND

Remerciements

Tout d'abord j'aimerai remercier Christophe Simon-Boisson de Thales L.A.S. de m'avoir offert l'opportunité de réaliser cette thèse. Merci de la confiance que tu m'as portée bien que ma formation n'était pas accès sur l'optique, c'était un pari risqué!

Je remercie aussi mes directeurs de thèse, Philippe Roy et Raphaël Jamier, qui m'ont encadré tout au long de ces trois années. Je vous remercie de m'avoir donné les outils scientifiques nécessaires au bon déroulement de ma thèse. J'ai apprécié nos discussions plus ou moins sérieuses autour d'un café parfois accompagnés de viennoiseries. Merci pour votre sens de l'humour et votre bonne humeur, ainsi que les conseils avisés de Raphaël sur les choix de restaurants limougeauds.
Merci à Géraud Bouwmans et Emmanuel Hugonnot d'avoir accepté d'êtres mes rapporteurs et d'avoir lu avec attention ce manuscrit. Merci également à Agnès Desfarges-Berthelomot et Philippe Balcou d'avoir participé à mon jury.

Je tiens à remercier les équipes de Thales L.A.S. et Thales TRT dirigées par Laurent et Pascale de m'avoir accueilli par intermittence au cours de ces trois années. Je tiens à remercier tout particulièrement Marie qui m'a accompagné tout au long de ma thèse et m'a conseillé face aux mécanismes de l'administration. Je remercie aussi Eric pour m'avoir accueilli une courte période dans son bureau et avoir eu la patience de combler mes lacunes scientifiques sur les fibres optiques et je lui souhaite de pouvoir rentrer souvent dans le Comtat Venaissin. Merci à Gilles avec qui j'ai pu avoir un aperçu des lasers à solide ainsi que de joyeuses discussions rugbystiques.

Je remercie également Georges, Jean-Louis et Sébastien de l'équipe photonique avec lesquels j'ai pu partager de bonnes discussions et qui ont toujours étaient prêt à répondre à mes questions et m'aider.

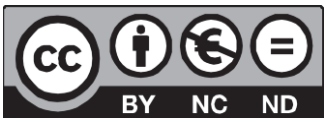
Ces trois années de thèse auraient été bien triste sans la bande de joyeux lurons présente au laboratoire. J'ai adoré les moments que nous avons pu partager, autour d'une partie de tarot, d'un café, d'un foot, d'un barbecue ou d'une (voire nombreuses) bière. Merci donc à David, petit Fred, Mathieu et Martin bien que vous soyez de GPPMM. Un grand merci à David, Philippe, Damien, Mathieu, Dia, Romain, Maryna, Jojo, Raphaël et ce fou furieux d'Erwan (sans oublier Roger) de m'avoir accueilli au sein du laboratoire. Je souhaite le meilleur à Johann, Mostafa, Flavien, Maxime, Hugo, Etienne et Marie-Alicia pour la fin de leur thèse. Merci aussi à Baptiste bien sûr.

Je regrette aussi de devoir quitter l'équipe de rugby du RCA qui m'a fait la joie de m'accepter pendant ces trois années à Limoges. Merci pour cette magnifique aventure humaine avec des hauts et des bas, mais toujours des types en or. Je souhaite que cette saison et les suivantes soient aussi belles que possibles en conservant l'esprit de ce club. Viva RCA !

J'embrasse toute ma famille qui a toujours montré un soutien indéfectible au cours de mes études.
Je remercie enfin les fondateurs de l'internet qui m'a permis d'avoir accès quasi-instantanément à un grand nombre d'informations. Et un remerciement spécial à Jimmy Wales, le créateur de Wikipédia, pour m'avoir servi de base d'informations depuis mon adolescence.

Droits d'auteur

Cette création est mise à disposition selon le Contrat : « **Attribution-Pas d'Utilisation Commerciale-Pas de modification 3.0 France** » disponible en ligne : *http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/fr/*



Licence CC BY-NC-ND 3.0

Sommaire

Remerciements 5
Droits d'auteur 6
Sommaire 7
Introduction Générale 9
Chapitre I. Fibres optiques pour des lasers et amplificateurs de puissance 13
I.1. Systèmes laser et amplificateur 14
I.2. Laser à fibre de haute puissance 23
I.3. Le développement de fibres LPF apériodiques 33
I.4. Conclusion 41
Chapitre II. Tolérances à la courbure : simulations et démonstration laser 43
II.1. Etude numérique sur les FA-LPFs 44
II.2. Optimisation des tolérances des FA-LPFs 53
II.3. Réalisation et démonstration expérimentale 63
II.4. Conclusion 78
Chapitre III. Contrôle de la polarisation dans les FA-LPFs 81
III.1. Le contrôle de la polarisation dans les fibres 82
III.2. Développement de FA-LPFs biréfringentes 88
III.3. Application à des FA-LPFs dopées aux ions d'ytterbium 102
III.4. Conclusion 114
Conclusion Générale 117
Références bibliographiques 119
Annexes 127
Tables des illustrations 131
Table des tableaux 138
Abréviations 139
Tables des matières 140
Contribution scientifique 142

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Introduction Générale

Un nombre croissant d'objets de notre vie quotidienne sont équipés de systèmes lasers, allant du lecteur de codes-barres au lecteur de CD, DVD, Blu-ray, des imprimantes aux automobiles, du simple pointeur laser aux lasers de spectacle. En fait la première application du laser en 1961 fut médicale pour la suppression d'une tumeur rétinienne. En l'espace d'un peu moins de 60 ans, le laser est devenu un outil incontournable et trouve des applications médicales, industrielles, militaires et scientifiques. Parmi celles-ci, on peut citer la correction de la cornée en médecine en passant par l'exploitation d'un laser Excimer, ou le traitement des gencives. Dans le domaine industriel, les lasers sont, entre autres, notamment utilisés pour le perçage et la découpe de haute précision de matériaux très résistants et dans les contrôles de qualité. Parmi les applications militaires, le laser peut servir de désignateur pour une arme sur une cible, ou être utilisé comme une arme pour par exemple percer des blindages épais ou intercepter et détruire des missiles. Les lasers sont aussi exploités en spectroscopie, astronomie, en physique nucléaire… Les recherches menées sur la technologie des systèmes laser ont conduit à une large diversification des longueurs d'onde de fonctionnement allant de l'ultraviolet au lointain infrarouge et ce, que le régime de fonctionnement soit continu ou impulsionnel, comme l'illustre la Figure 1.

L'unité laser de l'entreprise Thales LAS FRANCE développe des systèmes lasers à solide de haute-puissance. Ces lasers sont capables de délivrer des impulsions courtes avec des puissances crêtes très élevées. Le laser ELI-NP actuellement en cours d'installation en Roumanie sera capable de délivrer des impulsions lasers avec une puissance crête de 10 PW, le plus puissant du monde. Cependant ces lasers possèdent deux inconvénients majeurs : un encombrement important (> 100 m²) et une faible cadence de répétition, dans le cas du laser ELI-NP de l'ordre d'une impulsion par minute à 10 PW. Une solution alternative pour l'émission d'impulsions à très haute cadence proposée par Monsieur Gérard Mourou en 2013 est la combinaison cohérente d'un grand nombre de chaînes d'amplification à fibre [Mourou13]. Parmi les applications envisageables se trouvent un accélérateur de particules ou l'annihilation de débris spatiaux en orbite autour de la Terre si un tel laser est intégré dans un satellite.

Outre une réduction de l'encombrement, un des avantages des lasers à fibre optique est leur capacité à émettre des puissances moyennes élevées grâce à une meilleure gestion intrinsèque des effets thermiques, ce qui permet d'atteindre des cadences élevées supérieures à la dizaine de kHz. Toutefois l'apparition d'effets non-linéaires indésirables limite l'énergie extractible par impulsion. Ainsi dans le projet ICAN (International Coherent Amplification Network), l'objectif est la combinaison de 10 000 chaînes d'amplification pour obtenir une énergie par impulsion de 10 J à 10 kHz. Dans cette optique, Thales LAS FRANCE, Thales R&T et l'Ecole Polytechnique collaborent dans ce qui s'appelle le projet XCAN afin de réaliser un démonstrateur composé de "seulement" 61 chaînes d'amplification afin d'obtenir des impulsions de 300 fs avec une énergie de 3 mJ à une fréquence de répétition de 200 kHz. Un élément clé de chaque chaîne est bien entendu le dernier étage d'amplification constitué d'un signal préamplifié, d'une fibre optique destinée à la haute puissance et d'une source de pompe. La fibre optique est dopée activement aux ions de terre rare ytterbium afin d'amplifier le signal à la longueur d'onde de 1030 nm dans l'infrarouge proche. Actuellement, les fibres disponibles sur le marché pour des applications de haute puissance sont les fibres PCF 40/200 distribuées par l'entreprise danoise NKT Photonics, qui possède donc le monopole du marché. Un tel monopole risque d'être préjudiciable pour la mise en place d'un système avec plusieurs dizaines voire plusieurs milliers de fibres optiques. De plus le mécanisme de guidage des PCF 40/200 s'effectue grâce à l'implémentation de trous d'air longitudinaux dans les fibres ce qui complique le procédé de soudure.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

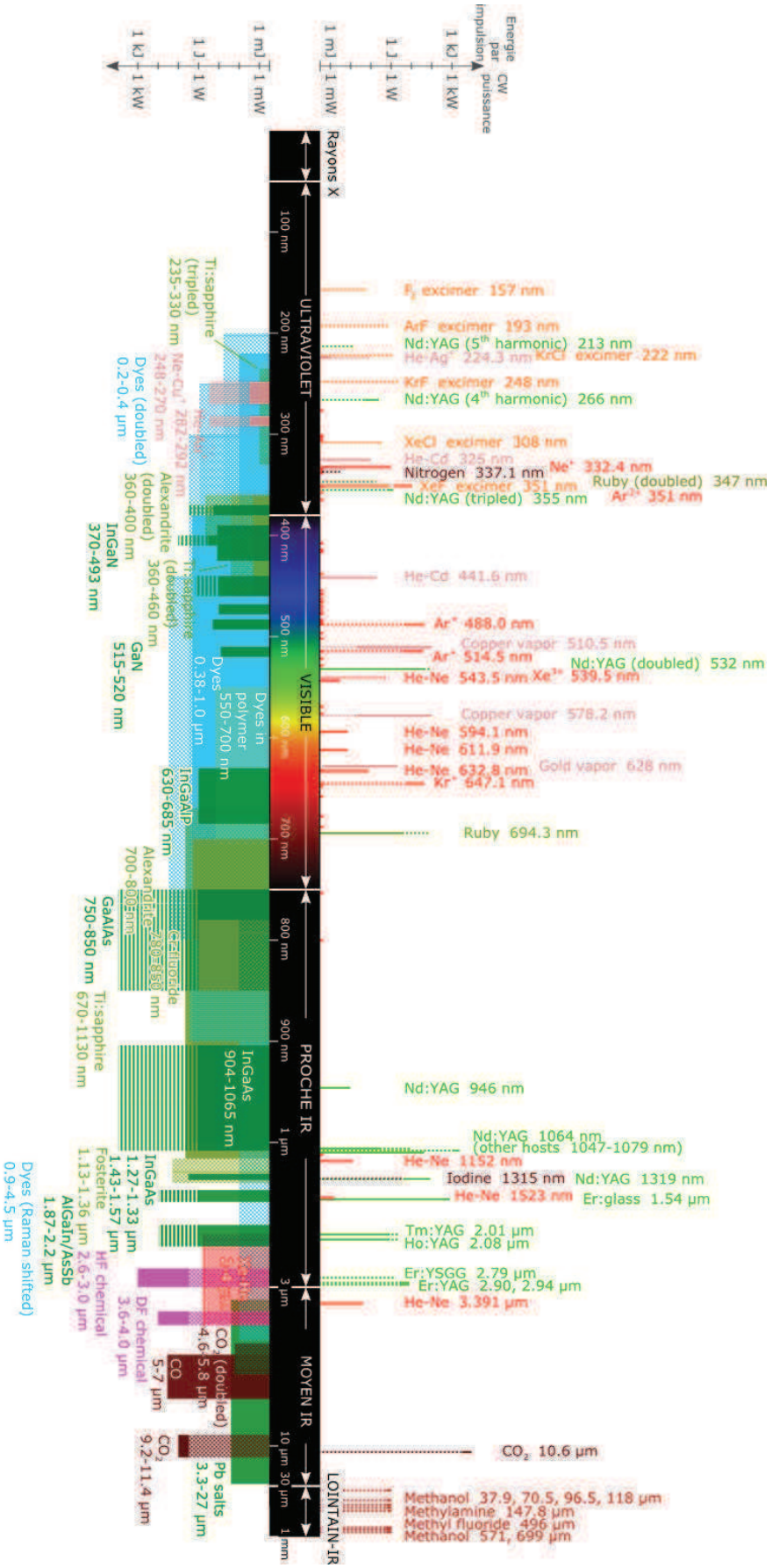


Figure 1: Longueurs d'onde de fonctionnement des systèmes lasers existants en régime continu et impulsionnel.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Dans le cadre de cette thèse CIFRE en partenariat avec l'entreprise Thales LAS FRANCE, le projet de développer des fibres alternatives pour des applications de haute puissance a été mis en place sur la base des fibres de haute puissance dites FA-LPF propres au laboratoire XLIM (unité mixte de recherche UMR 7252 de l'université de Limoges et du CNRS). L'application principale de ces fibres est le projet XCAN et à plus long terme le projet ICAN. Ces fibres FA-LPF sont des fibres rigides à large cœur dont le mécanisme de guidage est très sensible aux courbures externes. L'accent est mis sur les adaptations nécessaires de ces fibres pour le cadre du projet XCAN, qui sont une amélioration de la tolérance du mécanisme de guidage à une courbure externe et le contrôle de l'état de polarisation de la lumière au cours de l'amplification. En effet, mécaniquement les signaux issus de chaque fibre optique des derniers étages d'amplification doivent être proches, typiquement de quelques millimètres, pour pouvoir être combinés mais l'injection des signaux sources et des signaux de pompe dans chaque fibre nécessite une flexibilité spatiale. Les fibres doivent donc être en mesure de proposer une certaine souplesse. De plus la combinaison cohérente de faisceaux requiert un état de polarisation de la lumière identique sur chaque chaîne pour avoir une bonne efficacité, il est donc important de contrôler cet état de polarisation. Ces deux problématiques représentent les deux axes de recherche principaux du travail de ma thèse.

En parallèle de ce travail, Thales collabore avec le laboratoire XLIM, ainsi que le Leibniz-Institüt für Photonische Technologien (IPHT) localisé à Iéna (Allemagne) et les entreprises Eolite Systems, Amplitude Systèmes, Leukos et Heraeus dans le projet EATLase afin d'aboutir à un procédé de fabrication fiable, répétable et industriel des fibres FA-LPFs.

Dans ce manuscrit, le premier chapitre présentera l'état de l'art des fibres optiques pour la réalisation de systèmes laser de haute puissance. Dans un premier temps, les avantages intrinsèques de la fibre optique vis-à-vis des autres technologies pour les systèmes lasers seront développés. Puis notre discours se tournera vers les caractéristiques fondamentales des fibres optiques pour les systèmes lasers. Les problématiques liées à la montée en puissance seront ensuite abordées conduisant à la présentation des différentes architectures de fibres à large cœur. Pour terminer ce premier chapitre, une présentation détaillée sera effectuée sur les fibres FA-LPF développées au laboratoire XLIM et leur mécanisme de guidage ainsi que leurs limitations actuelles.

Le deuxième chapitre portera sur l'étude numérique de la tolérance à la courbure du mécanisme de guidage dans les FA-LPFs. A la suite de celle-ci, une stratégie sera mise en place et validée numériquement pour améliorer la résistance à la courbure des FA-LPFs. Enfin une étude expérimentale avec un banc laser viendra vérifier la pertinence de la stratégie adoptée.

Le troisième et dernier chapitre se concentrera sur le second axe d'étude de cette thèse : le contrôle de la polarisation dans les FA-LPFs. Suite à une étude numérique, plusieurs solutions seront envisagées et étudiées expérimentalement avec des fibres passives. Enfin la solution optimum sera réalisée en configuration active et testée expérimentalement en configuration laser et amplification.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Chapitre I. Fibres optiques pour des lasers et amplificateurs de puissance

Le terme "laser" est à l'origine l'acronyme pour l'anglais "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation". Il est communément utilisé pour les appareils dont la génération de lumière est basée sur l'émission stimulée. Le premier démonstrateur laser fut réalisé par Théodore Maiman en 1960 et obtenu via l'utilisation d'un cristal de rubis [Maiman60]. Il fut suivi les années suivantes par le premier laser à gaz hélium-néon [Javan61] et par la première diode laser [Hall62]. Les systèmes lasers trouvent rapidement des applications industrielles, notamment dans l'usinage de métaux. Ils ont depuis été développés pour répondre à des applications aussi nombreuses que variées telles que le traitement de la cornée en médecine, la métrologie (Lidar), l'holographie, etc... Le diagramme de la Figure I.1 représente les parts des différentes applications des systèmes lasers en 2016 [Overton17].

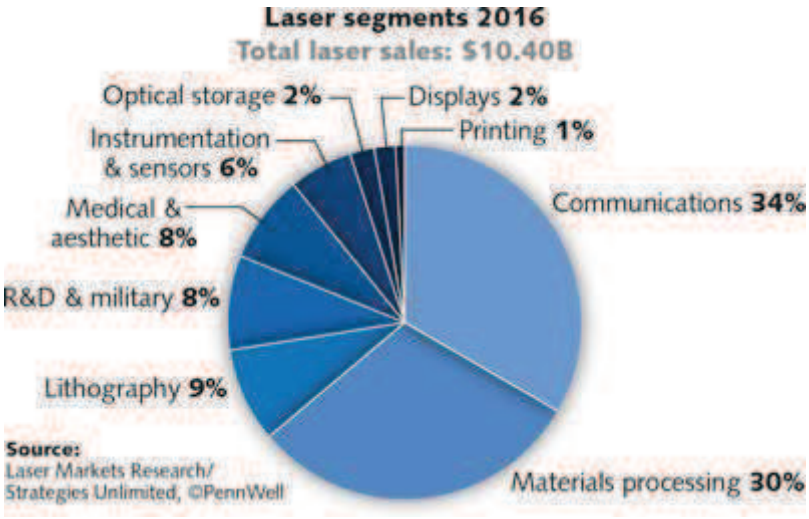


Figure I.1: Parts du marché des systèmes lasers en 2016 [Overton17]

Le traitement de matériaux et la lithographie constituent la plus grosse part de ce marché. Les systèmes lasers ont aussi trouvé un large panel d'applications dans le transfert d'information, notamment dans les systèmes de communications et bénéficient de fait de l'expansion de ce domaine. En 2016, les bénéfices générés par le marché du laser ont atteint plus de 10 milliards de dollars [Overton17]. C'est un marché en constante progression comme le montre le graphe de la Figure I.2.



Figure I.2: Revenus du marché du laser de 2013 à 2016 et les prévisions pour 2017 [Overton17].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

I.1. Systèmes laser et amplificateur

Les phénomènes physiques à la source de tout système laser sont l'émission spontanée et l'émission stimulée de photons afin de générer de la lumière. Tous les systèmes lasers partagent une architecture de base commune composée i) d'un milieu actif, lieu d'apparition des émissions spontanée et stimulée, ii) d'une cavité optique et iii) d'une source de pompage qui fournit l'énergie nécessaire à l'effet laser [Siegman86] comme illustré sur la Figure I.3.

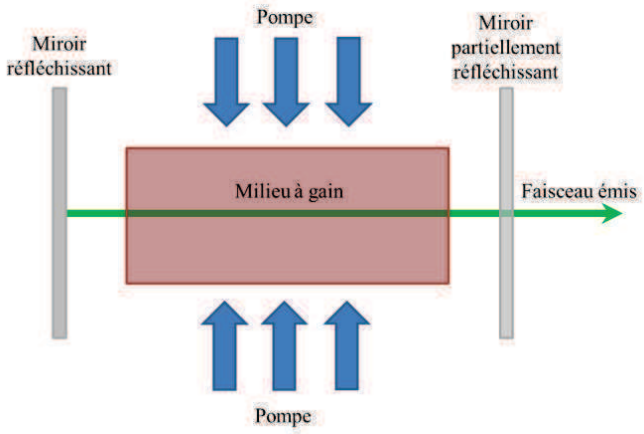


Figure I.3: Exemple d'une architecture laser

Lorsque le milieu à gain absorbe de l'énergie de pompe, ses atomes passent de l'état fondamental à un état excité. Les atomes excités peuvent alors se désexciter de façon spontanée vers un état de moindre énergie, émettant dans le processus un rayonnement dans une direction aléatoire. La longueur d'onde et la polarisation des photons émis sont également aléatoires. C'est le phénomène d'émission spontanée comme illustré sur la Figure I.4(a). La fréquence ν du rayonnement émis est déterminée par la différence d'énergie entre les deux états E_2 et E_1 de l'atome suivant l'équation (où h est la constante de Planck) :

$$E_2 - E_1 = h\nu \tag{I.1}$$

Un atome dans un état excité peut aussi se désexciter sous l'effet d'un rayonnement électromagnétique incident vers un état de moindre énergie à condition que la fréquence de ce rayonnement corresponde au passage de l'état excité vers l'état de moindre énergie. Le rayonnement émis a alors les mêmes caractéristiques que le rayonnement incident, on dit que celui-ci est amplifié (cf. Figure I.4). Pour que l'effet laser se produise, le procédé de pompe doit non seulement exciter les atomes du milieu à gain mais aussi créer une amplification suffisante pour compenser toutes les pertes de la cavité laser (pertes de fond éventuelles et pertes liées à l'émission). Fondamentalement, un laser est donc un amplificateur de lumière dans lequel on réinjecte une partie des photons amplifiés suffisante afin d'asservir autant que possible les caractéristiques spectrales, temporelles et spatiales du rayonnement émis. On parle alors de cohérence du rayonnement laser. L'architecture d'un système laser dépend du milieu à gain utilisé. Différents régimes de fonctionnement des systèmes lasers permettent d'obtenir des caractéristiques temporelles allant d'une émission continue à des impulsions de quelques femtosecondes [Sutter99]. De la même manière, le choix et l'association de composants divers offre une grande diversité de caractéristiques spatiales et spectrales.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

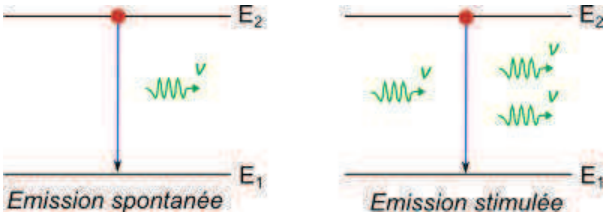


Figure I.4: Illustration énergétique des phénomènes d'émission spontanée et stimulée lors de la désexcitation d'atome vers un niveau d'énergie moindre.

I.1.1. Les différents milieux à gain

I.1.1.1. Lasers à gaz

Dans ces lasers, un gaz en légère dépression est confiné dans un tube de verre ou de quartz et généralement ionisé par un fort courant électrique. Le premier laser à gaz utilisait de l'hélium-néon fut inventé par les physiciens Ali Javan et William R. Bennett en 1960 [Javan61]. Les lasers hélium-néon sont toujours largement utilisés dans les systèmes d'alignement et les lasers pour spectacle. Par la suite d'autres gaz ont aussi été exploités comme milieu à gain dont l'argon et le dioxyde de carbone. Les lasers à argon émettent dans le visible et l'ultraviolet et sont notamment utilisés pour pomper des lasers titane-saphir mais sont maintenant concurrencés par les lasers massifs doublés en fréquence. Les lasers à CO_2 émettent un rayonnement pouvant atteindre plusieurs dizaines de kilowatts en régime continu et des puissances crêtes de l'ordre du gigawatt autour de 10µm [Abramski89]. Ces lasers restent les leaders dans le traitement de métaux (découpe, gravure et marquage). Cependant le défaut principal des lasers à gaz est leur grande consommation d'énergie électrique due à la faible efficacité électro-optique.

I.1.1.2. Lasers massifs dit « bulk »

Le milieu amplificateur de ces lasers est soit un cristal soit du verre dopé par des ions de terres rares qui sont les acteurs du phénomène d'amplification. Le premier laser à cristal a été réalisé par Theodore Maiman [Maiman60] en 1960. Il s'agissait d'un laser à rubis dopé par des ions Cr^{3+}. La longueur d'onde d'émission de ces lasers dépend principalement des ions présents dans la matrice cristalline bien qu'il y ait une légère influence de la matrice elle-même, notamment en ce qui concerne la largeur de la bande de gain qui sera supérieur pour un verre que pour un cristal. Le Tableau I.1 résume les ions les plus communs aujourd'hui ainsi que leur longueur d'onde d'émission respective.

Le milieu à gain peut se présenter sous la forme d'un barreau, comme c'est le cas dans les lasers industriels développés à Thales LAS. Une fibre optique peut aussi être utilisée comme milieu amplificateur, la matrice de réception des ions est alors typiquement en silice. Enfin en 1994 Adolf Giesen présente un laser où le cristal a la forme d'un disque fin, dont l'épaisseur est considérablement inférieure au diamètre du faisceau [Giesen94]. Cette dernière architecture permet une excellente dissipation thermique pour des applications de très haute puissance grâce à son ratio surface de refroidissement/volume. La Figure I.5 représente l'impact de ce ratio sur la gestion de la thermique pour un cristal massif, une fibre optique et un disque fin.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Tableau I.1: Liste des principaux ions dans les lasers à cristaux et leur longueur d'onde d'émission

Ion	Longueur d'onde d'émission
Chrome (III) (Cr^{3+})	0,8-0,9 µm
Néodyme (Nd^{3+})	946, 1064, 1047, 1053, 1324 nm
Ytterbium (Yb^{3+})	1020-1070 nm
Titane (Ti^{3+})	650-1100 nm
Chrome (IV) (Cr^{4+})	1,1-1,65 µm
Erbium (Er^{3+})	1,5-1,6 µm
Thulium (Tm^{3+})	1,9-2,1 µm
Chrome (II) (Cr^{2+})	2-3,4 µm
Holmium (Ho^{3+})	2.1, 2.94 µm

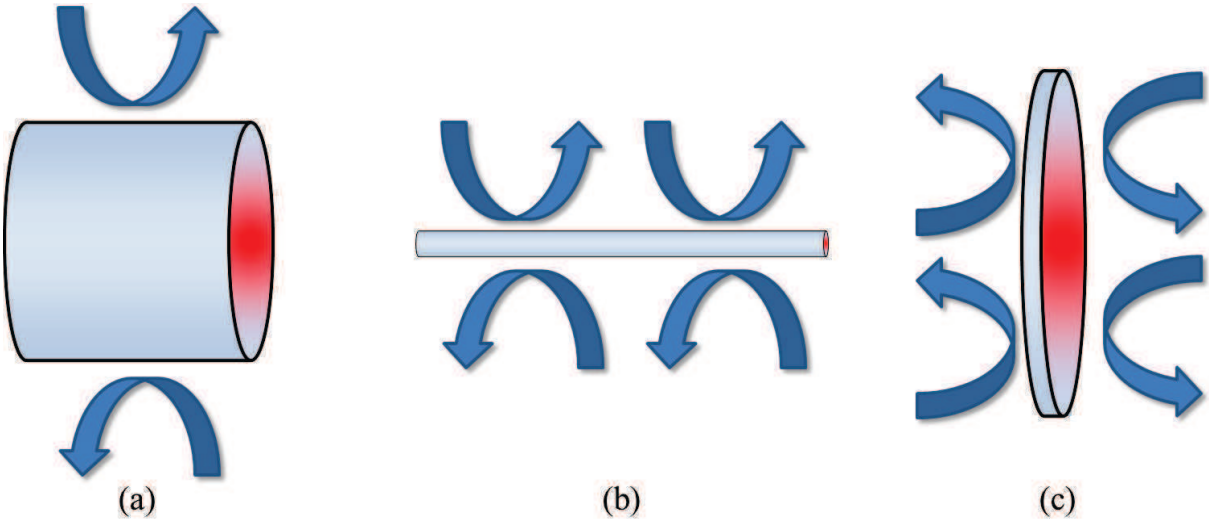


Figure I.5: Illustration de la gestion des effets thermiques en fonction du ratio surface de refroidissement/volume pour (a) un cristal massif, (b) une fibre optique et (c) un disque fin.

I.1.1.3. Diode lasers

Les diodes lasers sont des lasers solides à semi-conducteurs pompés électriquement où le milieu amplificateur est formé d'une jonction p-n (où d'une hétérostructure plus complexe). La première diode laser, émettant à partir d'arséniure de gallium (GaAs) fut réalisée en 1962 par Robert N. Hall [Hall62]. Les nombreuses applications industrielles (CD, DVD, pointeur, codes-barres, scanner, impression…) ont conduit à l'existence d'une grande diversité des diodes lasers. Leurs longueurs d'onde d'émission couvrent le visible et l'infrarouge jusqu'à 3 µm. Le principe de fonctionnement d'une diode laser est illustré sur la Figure I.6. Le faisceau émis est elliptique à cause de la forme rectangulaire de la cavité. Les miroirs sont obtenus par polissage ou en clivant le semi-conducteur, l'émission a donc lieu des deux côtés. Pour dissymétriser l'émission, il faut déposer un miroir ou implémenter un réseau de Bragg le long de la diode ou en-delà. On exploite d'ailleurs l'émission face arrière pour détecter la puissance sur une photodiode et asservir en puissance.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

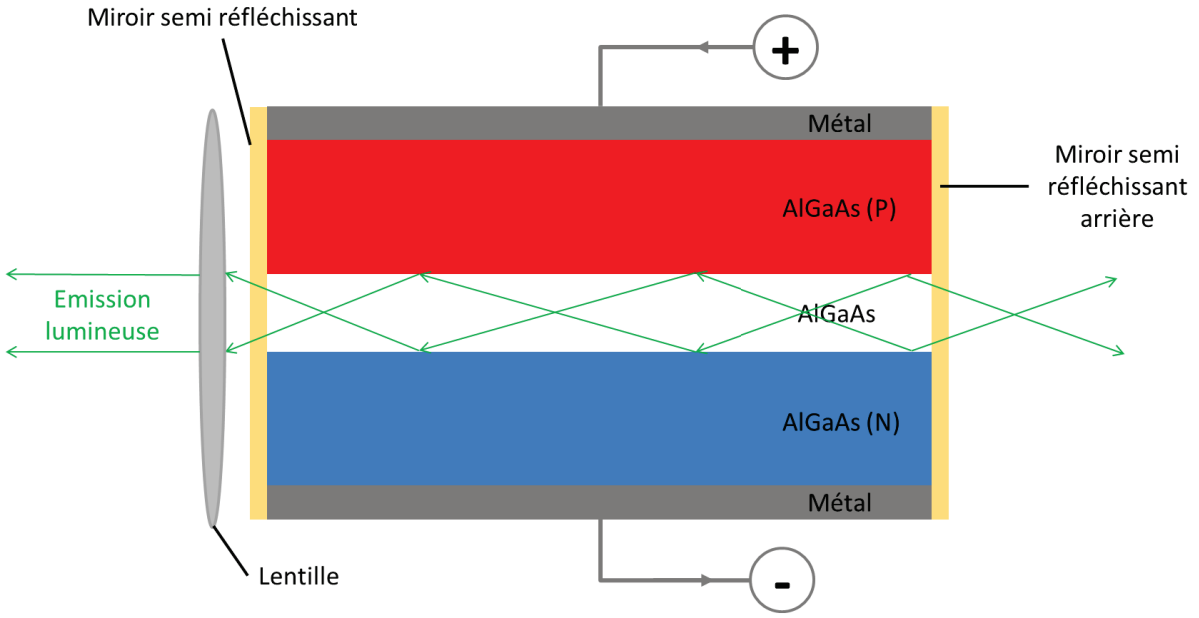


Figure I.6 : Coupe longitudinale d'une diode laser

Il est possible d'émettre une lumière monomode transverse mais uniquement à faible puissance. Des puissances optiques supérieures à 10 W peuvent être obtenues à partir d'une diode laser. Pour atteindre des puissances plus élevées, il est possible d'aligner ou d'empiler plusieurs diodes lasers sur un seul substrat lors de la fabrication [Moloney07]. Plusieurs dizaines de kilowatts en puissance moyenne peuvent ainsi être émis mais cette solution s'opère au détriment de la qualité spatiale du faisceau, le couplage incohérent ne permettant pas d'augmenter la brillance du rayonnement émis. De plus leur haute efficacité électro-optique (> 50 %) à haute puissance fait de ces diodes lasers d'excellents candidats comme source de pompe pour des systèmes laser à très haute puissance.

I.1.2. Avantages de la fibre optique

Rapidement après la démonstration du premier laser à rubis en 1960, l'exploitation d'une fibre optique comme milieu amplificateur a été étudiée puis réalisée par Elias Snitzer en 1961 en utilisant une fibre à saut d'indice dopée avec des ions terres rares de néodyne (Nd^{3+}) [Snitzer61a-b]. Aujourd'hui, l'emploi des fibres optiques comme milieu à gain présente plusieurs avantages vis-à-vis des autres technologies de lasers. Tout d'abord les fibres optiques offrent un niveau de contrôle de la distribution spatiale du faisceau émis élevé donc une bonne qualité ainsi qu'une bonne stabilité du faisceau. En raison de leur design les fibres présentent un ratio surface/volume bien plus élevé que les autres lasers, à l'exception des lasers à disques fins. Cela se traduit par une meilleure gestion des effets thermiques indésirables qui surviennent notamment lors de la montée en puissance tels que la génération d'une lentille thermique [Aggarwal05, Hansen11].

De plus, le verre (généralement de la silice) utilisé comme matrice hôte des ions actifs élargit fortement le domaine spectral des transitions lasers [Deloach93], ce qui confère une meilleure accordabilité des systèmes lasers à fibres et permet la génération d'impulsions ultra-courtes.

Les nombreuses recherches menées sur les procédés de fabrication des fibres optiques, notamment pour les télécommunications, ont conduit à une forte réduction des pertes de transmission de 20 dB/km en 1970 à moins de 0,2 dB/km dans les années 80. Bien que les procédés de fabrication des fibres actives requièrent l'insertion d'ions actifs, ces développements technologiques ont permis de réduire dans les mêmes proportions les pertes de fond dans les cavités des lasers à fibres.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Enfin les systèmes lasers à fibres sont compacts et robustes mécaniquement dans la mesure où il n'y a généralement pas de propagation optique en espace libre donc aucun souci de désalignement des optiques. De plus d'un point de vue industriel, les fibres ont un temps de vie supérieur aux autres milieux à gain et de ce fait, la durée de vie des systèmes lasers à fibres est généralement limitée par celle des sources de pompe (typiquement des diodes lasers).

I.1.3. Fondamentaux des lasers à fibres

Après la démonstration du premier laser à fibre par E. Snitzer, il fallut attendre plus de 20 ans et l'amélioration des techniques de purification de la silice liée à l'expansion des systèmes télécoms pour obtenir des niveaux de pertes linéiques raisonnables pour réaliser des cavités lasers performantes. En 1987 deux équipes de chercheurs menées respectivement par D. Payne et E. Desurvire développent en parallèle un amplificateur à fibre dopée aux ions d'erbium (Er^{3+}) avec de faibles pertes [Payne87, Desurvire87]. Ces travaux ont réellement ouvert la voie au développement des systèmes lasers et amplificateurs à fibres actuels.

I.1.3.1. Guidage par réflexion totale interne

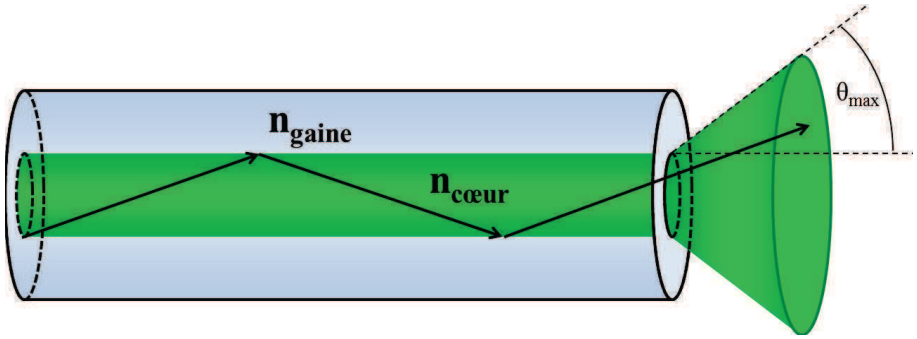


Figure I.7: Propagation par réflexion totale interne dans une fibre à saut d'indice. L'indice de réfraction $n_{cœur}$ est supérieur à n_{gaine}.

Une fibre optique est un barreau de verre étiré dans la longueur et qui a la propriété de guider un rayonnement électromagnétique. Les fibres optiques classiques, dites à saut d'indice, fonctionnent sur le principe de réflexion totale interne en suivant les lois de réfraction de Snell-Descartes. Une fibre est donc constituée d'un cœur caractérisé par un indice de réfraction $n_{cœur}$ supérieur à l'indice de réfraction n_{gaine} du matériau qui l'entoure. De fait, lorsqu'un rayon est injecté dans le cœur avec un angle suffisamment faible, il est réfléchi au niveau de l'interface cœur-gaine et continue donc sa propagation dans le cœur. La Figure I.7 illustre le mécanisme de guidage dans une fibre à saut d'indice. Une fibre est généralement caractérisée par la dimension de son cœur et par son ouverture numérique (*ON*), qui est défini le sinus de cet angle maximum θ_{max} au-delà duquel un rayon entrant dans le cœur n'est plus guidé.

$$ON = \sin(\theta_{max}) = \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2} \qquad \text{(I.2)}$$

Pour une longueur d'onde donnée, les fibres optiques peuvent être classées en deux catégories distinctes : les fibres monomodes (SMF) lorsqu'un seul mode est guidé dans le cœur et les fibres multimodes (MMF) lorsque plusieurs modes sont guidés. Les SMF à saut d'indice ont usuellement un diamètre de cœur relativement faible, de l'ordre de 9 µm et une ouverture numérique autour de 0,15 (0,22 pour des MMFs). Le mode guidé dans les SMF possède généralement une distribution spatiale transverse gaussienne indépendante des conditions d'injection dans la fibre tandis que le faisceau en sortie d'une MMF sera la somme des distributions spatiales transverses des modes excités et guidés et

Licence CC BY-NC-ND 3.0

pourra dépendre des conditions d'injection. On définit une longueur d'onde de coupure λ_c comme la longueur d'onde en dessous de laquelle une fibre n'est plus monomode. Ce paramètre est lié à la fréquence spatiale normalisée, notée *V*, calculée en fonction de l'ouverture numérique *ON* et du rayon du cœur *a* de la fibre pour une longueur donnée λ.

$$V = \frac{2\pi a ON}{\lambda} \tag{I.3}$$

Une fibre sera monomode à la longueur d'onde λ pour des valeurs de *V* inférieures à 2,405 et multimode au-delà, λ_c correspondant à *V*=2,405. Plus la fréquence spatiale normalisée est faible, plus la fibre est sensible aux pertes par micro-courbure, en revanche plus *V* est élevée, plus les pertes par diffusion sont importantes.

Un paramètre fréquemment utilisé dans le domaine des fibres optiques est l'aire effective d'un mode guidé. Ainsi l'aire effective A_{eff} d'un mode est définie comme :

$$A_{eff} = \frac{(\int I\, dA)^2}{\int I^2\, dA} \tag{I.4}$$

où *I* est l'intensité optique du mode et *A* la surface transverse complète de la fibre. Dans la suite, nous parlerons de MFA (Mode Field Area) pour une fibre monomode où le mode fondamental (FM) possède généralement un profil d'intensité quasi gaussien présentant une symétrie de révolution. Dans ce cas, un diamètre effectif, MFD (Mode Field Diameter) pourra être associé au MFA en considérant :

$$MFA = \frac{\pi \times MFD^2}{4} \tag{I.5}$$

I.1.3.2. Les fibres dopées avec des ions de terres rares

Le développement des lasers et amplificateurs à fibres optiques à partir de la fin des années 1980 avaient pour but de répondre aux besoins grandissants du marché des télécoms. Pour cette raison, les systèmes conçus à cette période utilisaient des fibres dont la matrice de silice constituant le cœur était dopée avec des ions de terres rares d'erbium qui ont une bande spectrale d'émission dans la troisième fenêtre télécom (1530-1605 nm). Les principaux ions terres rares utilisés pour le dopage des fibres optiques sont les ions Nd^{3+}, Yb^{3+}, Er^{3+}, Tm^{3+} et Ho^{3+}. La technologie de fabrication des fibres optiques la plus utilisée est le procédé MCVD de l'anglais "Modified Chemical Vapor Deposition" [Nagel82]. L'insertion des ions dans la matrice de silice au cours de ce procédé s'effectue principalement par la technique de dopage en solution [Townsend87], qui consiste à tremper le barreau en cours de fabrication dans une solution aqueuse riche en dopant et à laisser les ions actifs se diffuser dans la matrice de silice. Ensuite le barreau est séché et vitrifié, une nouvelle couche peut être déposée par MCVD. La Figure I.8 présente les différentes bandes spectrales d'émission dans l'infrarouge de ces principaux ions de terres rares dans une matrice de silice.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

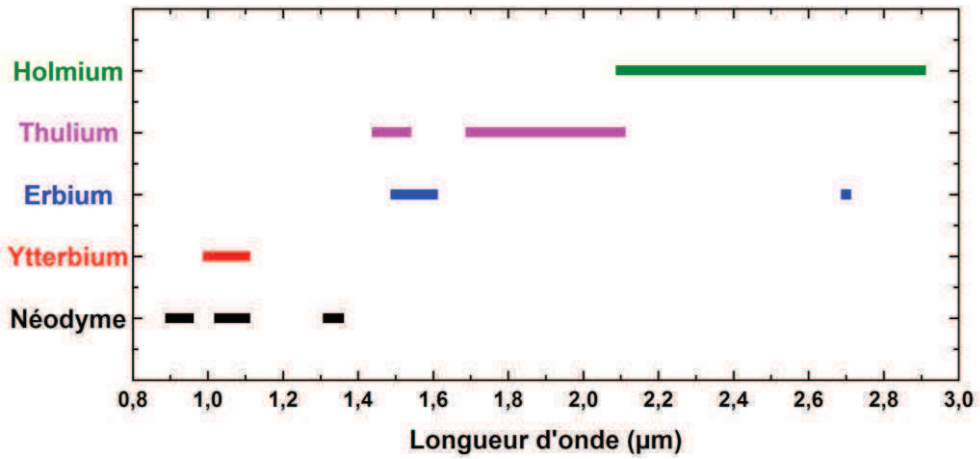


Figure I.8: Principales bandes spectrales d'émissions dans l'infrarouge des principaux ions de terres rares dans les fibres de silice

Le marché des lasers à fibre s'est par la suite diversifié pour répondre à de nouvelles applications (industrielles, médicales, militaires…). Notamment, la montée en puissance dans les systèmes est alors devenue un impératif pour répondre aux besoins de ces nouveaux domaines aussi variés que l'usinage industriel ou la fusion nucléaire. Les ions d'ytterbium Yb^{3+} se sont révélés les meilleurs candidats pour les lasers de puissance à fibres. L'ytterbium doit son succès à son faible défaut quantique [Yao14], ce qui autorise une efficacité élevée, jusqu'80% d'efficacité opto-optique [Zervas14], minimisant les effets thermiques survenant à haute puissance. De plus, comme le montre la Figure I.9, la bande spectrale d'émission des ions d'ytterbium dans la silice est relativement large permettant ainsi de réaliser des sources accordables ou de générer des impulsions ultra-courtes. La durée de vie des ions dans l'état métastable est relativement longue (≈840 µs). Enfin la section efficace d'absorption de l'ytterbium dans les fibres de silice possède un pic particulièrement élevé à 976 nm [Paschotta97] (10 fois supérieur au pic de l'ion d'erbium), longueur d'onde où il existe de nombreuses sources de pompe, notamment dans les diodes lasers très puissantes. Les fibres actives présentées et étudiées dans les chapitres suivants de ce manuscrit seront dopées avec des ions d'ytterbium.

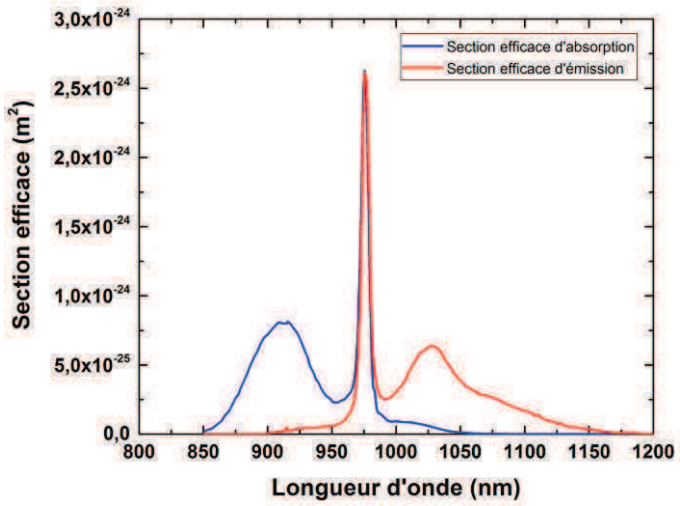


Figure I.9: Diagramme des sections efficaces d'absorption et d'émission des ions d'ytterbium dans la silice

Licence CC BY-NC-ND 3.0

I.1.3.3. Configuration des lasers à fibres

Le pompage dans les lasers à fibres s'effectue optiquement en utilisant une autre source laser, typiquement une ou plusieurs diodes lasers. La cavité est formée en utilisant deux miroirs qui peuvent être des miroirs massifs, la simple face clivée de la fibre ou encore des réseaux photo-inscrits (réseau de Bragg) directement dans la fibre. La Figure I.10 présente deux configurations usuelles pour le pompage des fibres optiques, ici avec deux ou quatre sources de pompe mais il est bien sûr possible de n'en utiliser qu'une. La Figure I.10(a) illustre un système de pompage exploitant des optiques en espace libre. La cavité laser est constituée d'un miroir hautement réfléchissant (HR) (coefficient de réflexion supérieur à 99%) et d'un miroir partiellement réfléchissant (PR). Le rayonnement de pompe est injecté dans la fibre grâce à une lentille convergente et un miroir dichroïque (DM), qui est hautement réfléchissant à la longueur d'onde de pompe et transparent à la longueur d'onde du signal. Il est possible d'utiliser des miroirs dichroïques inverses, réfléchissant le signal et transmettant la pompe, les chemins optiques de la pompe et du signal sont alors inversés. La configuration en espace libre nécessite un alignement soigneux des optiques pour injecter la pompe dans la fibre. La configuration tout fibré, représentée sur la Figure I.10(b), est plus compacte spatialement et plus robuste vis-à-vis des facteurs extérieurs ce qui la rend plus adaptée pour les utilisations industrielles [Norman07]. Dans ce cas, la cavité laser est formée d'un réseau de Bragg inscrit dans une fibre passive ou directement dans la fibre active, hautement réfléchissant à la longueur d'onde du signal et d'un réseau de de Bragg partiellement réfléchissant. Les faisceaux de pompe sont envoyés à travers ces réseaux et combinés dans la fibre en utilisant des multiplexeurs. Dans le cadre des caractérisations expérimentales à venir dans les chapitres II et III, une configuration en espace libre sera utilisée, les procédés de soudure avec les fibres étudiées n'étant pas encore élaborés.

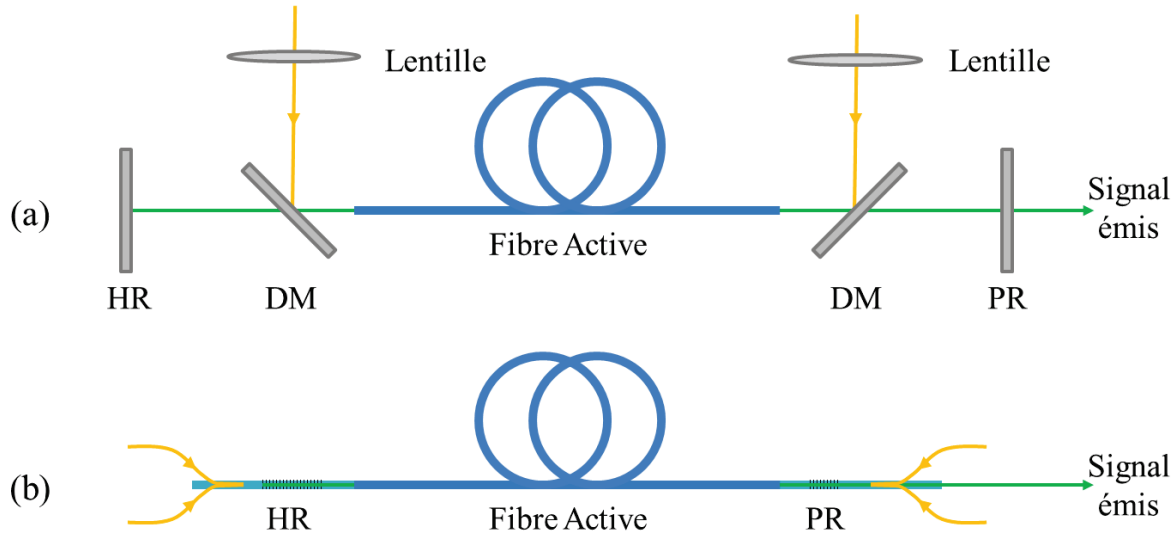


Figure I.10: Schéma de pompage dans des fibres optiques actives, (a) en espace libre, (b) en tout fibré. Les faisceaux de pompe sont représentés en jaune et le signal émis en vert. Abréviations : HR=miroir haute réflexion, PR=miroir réflexion partielle, DM= miroir dichroïque

Une grande difficulté associée aux fibres présentées précédemment est la capacité à injecter proprement le faisceau de pompe dans le cœur de la fibre qui a à la fois une taille et une ouverture numérique assez faible, ce qui empêche l'utilisation de source de pompe de haute puissance. En 1988 E. Snitzer propose une solution à ce problème consistant à injecter la pompe dans une gaine passive avec une dimension et une ouverture numérique plus élevées que le cœur [Snitzer88]. Comme illustré sur la Figure I.11, les rayons optiques injectés dans la gaine avec une plus grande ouverture numérique sont petit à petit absorbés par le cœur actif tout au long de leur propagation dans la fibre. Le signal émis reste confiné dans le cœur, seul lieu d'amplification et d'émission laser. L'intensité du faisceau

Licence CC BY-NC-ND 3.0

obtenu est alors plus importante que le faisceau de pompe car la puissance est condensée sur une surface moindre. La fibre est alors le lieu d'une conversion de longueur d'onde et de brillance. Dans la configuration de pompage fibrée présentée sur la Figure I.10(b), les multiplexeurs sont alors remplacés par des combineurs.

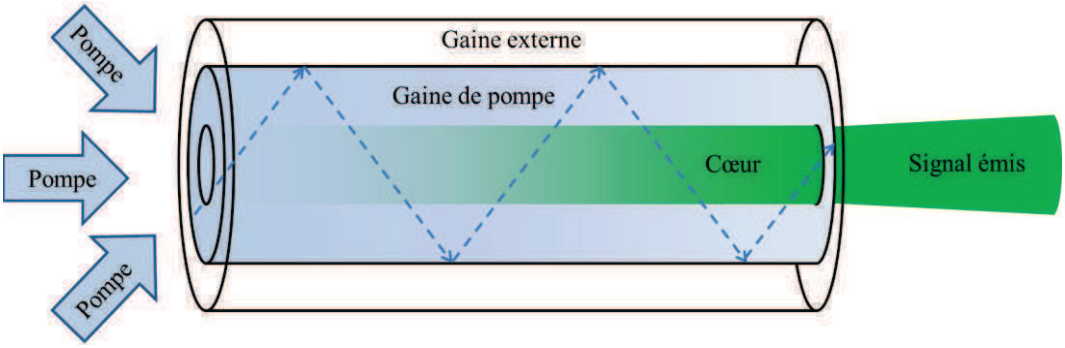


Figure I.11: Illustration du pompage double-gaine. La pompe est injectée dans la gaine de dimension et ouverture numérique plus élevée que le cœur. Le signal émis reste confiné dans le cœur.

L'efficacité de l'absorption de la pompe dans les fibres double-gaine dépend de l'amplitude de l'interaction entre les modes de pompe se propageant dans la gaine avec le cœur actif. Or dans le cas d'une gaine circulaire, de nombreux modes périphériques ne présentent pas d'interaction avec le cœur dopé. Ils correspondant aux « rayons optiques obliques », forment des caustiques et évitent le cœur lors d'une propagation fibre droite. Cela peut cependant être contrebalancé partiellement en courbant fortement la fibre, mais au risque de réduire le guidage du signal dans le cœur. L'optimisation de l'absorption peut aussi être obtenue en modifiant la géométrie de la gaine afin de forcer l'interaction des rayons obliques avec le cœur [Mortensen07]. Dans ce but, plusieurs designs de gaine ont été proposées pour perturber l'établissement de ces modes périphériques dans le cœur [Leproux01, Koska16], les plus représentatifs sont exposés sur la Figure I.12(a-c). La fibre à gaine hexagonale (Figure I.12(c)), soit 6 côtés tronqués, est souvent utilisée car simple à fabriquer et à mettre en œuvre dans une architecture entièrement fibrée. L'ouverture numérique de la gaine de pompe doit aussi être suffisamment élevée pour faciliter l'injection de la puissance de pompage dans la gaine. Du polymère bas indice peut servir de gaine externe conduisant à des ouvertures numériques maximum de 0,46. Dans ce cas, pour ne pas bruler le revêtement polymère, il est nécessaire d'être vigilant pour que la puissance de pompage ne soit pas rayonnée après injection. D'autre part, l'échauffement de la fibre avec le fonctionnement du laser devra être limité, un système de refroidissement peut quelques fois empêcher le polymère de chauffer jusqu'à combustion. Pour s'émanciper de ce problème, de la silice dopée fluor (bas-indice) est utilisée mais les ouvertures numériques obtenues alors sont relativement limitées, typiquement autour de 0,22. Une solution vis-à-vis de ces deux problématiques est d'introduire une gaine d'air (Figure I.12(d)). Cette gaine est constituée de trous d'air reliés par de fins ponts en silice ce qui permet d'atteindre des ouvertures numériques élevées, jusqu'à 0,8 [Wadsworth04]. La gaine d'air est généralement entourée d'une gaine externe de silice pour assurer sa résistance mécanique. Les fibres à très gros cœurs développées à XLIM possèdent une gaine d'air pour l'injection de la pompe.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

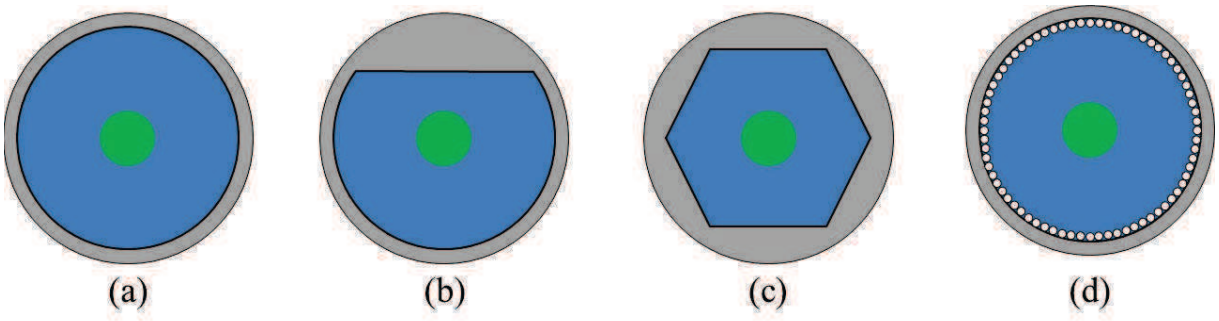


Figure I.12: Coupes transverses de différentes géométries de gaine pour le pompage double gaine. (a) gaine circulaire, (b) gaine dite en "D", (c) gaine hexagonale, (d) gaine circulaire avec gaine d'air supplémentaire. Le cœur actif est représenté en vert, la gaine en bleu, la gaine externe en silice ou polymère bas-indice (a-c) en gris et l'air en blanc.

Pour des systèmes lasers haut-puissance en configuration espace libre, il est possible que la densité de puissance à l'interface air/silice atteigne le seuil de claquage de la silice lors de la montée en puissance. Il est alors nécessaire d'ajouter un embout poli au niveau des faces de la fibre pour étendre spatialement le signal émit et diminuer la densité de puissance [Böhme12].

I.2. Laser à fibre de haute puissance

Les caractéristiques des fibres optiques en font des candidats compétitifs pour de nombreuses applications pour la recherche scientifique, les procédés industriels, la défense et la médecine. Certaines de ces applications nécessitent des puissances crêtes et/ou moyennes élevées. La montée en puissance laser extraite en sortie des fibres optiques au cours des dernières décennies a toutefois requis de s'affranchir de l'apparition d'effets non désirables.

I.2.1. Effets indésirables

La plupart des effets non-linéaires sont liés à l'intensité du faisceau propagé et la longueur de la fibre. Ils sont donc d'autant plus marqués dans les systèmes impulsionnels avec des puissances crêtes élevées. Cette section présente les effets néfastes qui ont lieu dans les fibres de puissances.

I.2.1.1. La diffusion Brillouin stimulée

La diffusion Brillouin, découverte en 1914 par L. Brillouin [Brillouin14], est la diffusion inélastique de la lumière par les ondes acoustiques d'un milieu. Un photon incident dans un milieu peut être converti en un photon de moindre énergie diffusé dans la direction inverse et un phonon. Un phonon est une quasi-particule fictive associée à une onde élastique qui représente le transfert d'énergie hv d'une onde élastique dans un milieu cristallin vibrant à la fréquence v, h étant la constante de Planck. La fréquence des photons rétrodiffusés est légèrement plus faible que celle du photon source. La différence de fréquence v_B correspond à la fréquence du phonon émis et dépend de l'indice effectif n_{eff} de l'onde guidée, de la longueur d'onde λ et de la vitesse acoustique v_a.

$$\nu_B = \frac{2n_{eff}v_a}{\lambda} \tag{I.6}$$

Le décalage fréquentiel est de l'ordre de 10 GHz dans la silice autour de 1 µm. Le phénomène physique majeur à la base de la diffusion Brillouin stimulée (SBS) est l'électrostriction qui se manifeste par la variation de la densité d'un milieu sous l'effet de la lumière. Les photons rétrodiffusés interfèrent avec les photons incidents et génèrent une onde acoustique par électrostriction. Cette onde acoustique a pour effet d'amplifier le faisceau rétrodiffusé ce qui augmente l'intensité des interférences

Licence CC BY-NC-ND 3.0

avec le faisceau incident. La puissance de seuil de la SBS peut être approximée grâce à l'équation (I.7) [Kobyakov10].

$$P_B \approx 21 \frac{A_{eff}}{g_B(\Delta\nu) L_{eff}} \quad \text{(I.7)}$$

où A_{eff} est l'aire effective du mode propagé, $g_B(\Delta\nu)$ est le coefficient de gain Brillouin dépendant de la largeur spectrale et L_{eff} est la longueur effective de la fibre. La SBS est hautement favorisée dans le cas de faisceau spectralement fin, et dans le cas d'une fibre longue avec une petite dimension de cœur comme le montre l'équation (I.7). Plusieurs méthodes sont utilisées pour contrecarrer ce phénomène comme par exemple agrandir la taille du cœur, diminuer la longueur de fibre ou élargir la largeur spectrale du signal au-delà du gain Brillouin. D'un autre côté le gain Brillouin peut être exploité pour concevoir des systèmes laser à fibres [Geng06].

I.2.1.2. La diffusion Raman stimulée

L'effet Raman, du nom de C. V. Raman qui l'a découvert en 1928, est la diffusion inélastique d'un photon par une molécule d'un milieu qui est excité à un niveau vibrationnel supérieur. L'interaction Raman conduit à deux états d'énergie possibles. Soit le milieu transparent absorbe de l'énergie et le photon diffusé possède une énergie inférieure au photon incident, soit le milieu perd de l'énergie (molécule déjà dans un état excité) et le photon diffusé possède une énergie supérieure au photon incident. Le premier cas est appelé diffusion Stokes Raman et le deuxième anti-Stokes Raman. La diffusion Stokes Raman est généralement plus importante que la diffusion anti-Stokes. Ce phénomène intervient lors de la propagation d'une puissance optique élevée dans un matériau. La puissance seuil d'apparition de la diffusion Raman est approximativement décrite dans l'équation (I.8) [Agrawal07] :

$$P_R \approx 16 \frac{A_{eff}}{G_R L_{eff}} \quad \text{(I.8)}$$

où A_{eff} représente l'aire effective du mode guidé, G_R le gain Raman du milieu et L_{eff} la longueur effective d'interaction du milieu. Quand l'intensité de l'onde Stokes générée devient suffisamment importante, celle-ci peut servir d'onde incidente pour la génération d'une nouvelle onde Raman, on parle alors de cascade Raman. L'effet Raman dans les lasers et amplificateurs impulsionnels de puissance peut s'avérer préjudiciable en décalant une fraction de l'énergie à une plage de longueur d'onde où l'amplification laser n'a pas lieu. Comme la SBS, la diffusion Raman peut être réduite en élargissant la dimension du cœur des fibres et en raccourcissant leur longueur. L'effet Raman peut aussi être exploité pour générer des lasers (lasers Raman) [Glick17] et trouve de nombreuses applications en spectroscopie [Buckley17].

I.2.1.3. L'effet Kerr

L'effet Kerr correspond à un changement instantané de l'indice effectif de réfraction d'un matériau en réponse à un champ électrique intense. Il a été découvert en 1875 par J. Kerr. Pour un faisceau d'intensité optique I, la variation Δn de l'indice du milieu est égale à :

$$\Delta n = n_2 I \quad \text{(I.9)}$$

où n_2 est le coefficient de réfraction non-linéaire. Dans la silice, ce coefficient est estimé à 3.10^{-16} cm²/W à la longueur d'onde de 1550 nm. Ce phénomène est à la source d'effets non-linéaires tels que l'automodulation de phase, le mélange à quatre ondes et l'autofocalisation par effet Kerr,

Licence CC BY-NC-ND 3.0

particulièrement lors de la propagation d'impulsions hautement énergétiques. Ces effets se traduisent par des variations temporelles et spectrales des impulsions. Une fois encore, l'augmentation des dimensions du cœur et la réduction de la longueur de la fibre permettent de restreindre fortement l'impact de l'effet Kerr.

I.2.1.4. Le photo-noircissement

Le photo-noircissement est le terme utilisé pour désigner l'augmentation des pertes de transmission d'un milieu optique dans le visible et le proche infrarouge sous l'effet de certains rayonnements optiques intenses qui vont permettre « d'arracher un électron au réseau », laissant un défaut appelé centre coloré [Dong95]. Cela entraine une diminution progressive de l'efficacité des systèmes lasers et amplificateurs. Les fibres actives dopées aux ions d'ytterbium sont particulièrement sensibles à ce phénomène, du fait de la région spectrale autour de 1 µm auxquelles les pompes et l'émission laser opèrent. Dans ces fibres, il a été montré que le taux d'augmentation des pertes est lié à la densité d'ions d'ytterbium excités [Koponen06]. Une matrice hôte présentant des défauts structurels (fort dopage terres rares et nombre de « sites » d'accueil insuffisants) sera particulièrement sensible au photo-noircissement.

Le photo-noircissement est toutefois réversible grâce à un procédé dit de photo-blanchiment consistant soit à fortement chauffer la fibre, soit à l'illuminer avec de la lumière ultraviolet ou visible. Bien que les détails des mécanismes à l'origine de la formation de ces dégradations ne sont pas entièrement connus, il apparaît expérimentalement que l'ajout de codopants tels que le phosphates ou le cérium dans la matrice de silice des fibres dopées aux ions d'ytterbium conduit à une diminution du phénomène [Lee08, Engholm09].

Le Tableau I.2 résume les effets indésirables présentés dans cette section, ainsi que leurs impacts sur le signal transmis ou amplifié et les solutions envisageables pour limiter ou repousser ces effets.

Tableau I.2 : Récapitulatifs des effets indésirables au cours de la propagation dans des fibres à haute puissance.

Effet	Impact	Solution
Diffusion Brillouin	Limitation de la puissance transmise dans une fibre optique	Agrandir la taille du cœur Diminuer la longueur de fibre Elargir le spectre du signal
Diffusion Raman	Transfert d'une partie de la puissance à une autre longueur d'onde Limitation de la puissance émise	Agrandir la taille du cœur Diminuer la longueur de fibre
Effet Kerr	Variations temporelles et spectrales des impulsions	Agrandir la taille du cœur Diminuer la longueur de fibre
Photo-noircissement	Augmentation des pertes de transmission	Blanchir la fibre Ajouter des codopants

Licence CC BY-NC-ND 3.0

I.2.2. Fibres à large-aire modale

Les records de puissance délivrée par des sources laser à fibre sont obtenus en régime continu. Ce sont alors principalement les effets thermiques qui posent problèmes alors que les effets non linéaires, bien que présents, ne sont généralement pas des obstacles pour les applications visées (soudure dans l'industrie par exemple). En régime impulsionnel en revanche, la montée en puissance des systèmes lasers et amplificateurs à fibres est très rapidement limitée par l'apparition des effets non-linéaires puisque des déformations temporelles ou spectrales, ou encore une rotation de polarisation seront néfastes, par exemple, à l'efficacité d'un doublage/triplage de fréquence utilisé pour le micro-usinage de microprocesseurs ou de cellules photovoltaïques. Or le seuil d'apparition de ces effets peut généralement être repoussé en agrandissant la dimension du cœur et en réduisant la longueur des fibres (excepté pour le photo-noircissement). Dans le cas des fibres à saut d'indice, l'extension de la taille du cœur d'une fibre se traduit selon l'équation I.3 par une augmentation du paramètre V et donc du nombre de modes guidés dans le cœur. Afin de conserver une émission monomode des fibres actives, il faut donc, toujours en suivant l'équation I.3, diminuer l'ouverture numérique soit selon l'équation I.2 la différence entre les indices de réfraction du cœur et de la gaine. Le procédé de fabrication des fibres optiques actives le plus utilisé est le dopage par voie liquide associé au procédé dit MCVD (pour Modified Chemical Vapor Deposition). Ce procédé permet un contrôle maximum de l'indice de réfraction de l'ordre de 5.10^{-4} [Beier16]. A partir des équations I.2 et I.3, le diamètre de cœur maximum pour une fibre de silice ($n_{core} \approx 1.45$) monomode à λ=1.03 µm avec un décalage d'indice cœur-gaine de 5.10^{-4} est d'environ 20 µm. Toutefois en jouant sur la courbure pour discriminer les modes d'ordre supérieur (HOMs) par les pertes, Jain *et al.* ont démontré une émission laser et une amplification monomode à partir d'une fibre à saut d'indice dopée aux ions d'ytterbium fabriquée par MCVD et possédant un diamètre de cœur de 35 µm [Jain15]. Dans ce cas, le rayon de courbure doit être totalement contrôlé, un rayon trop grand conduit à une émission multimode tandis qu'un rayon trop petit augmente drastiquement les pertes additionnelles et réduit l'efficacité du système laser. Afin d'atteindre des dimensions de cœur plus importantes, de nouvelles structures de fibres ont dû être développées.

I.2.2.1. Les fibres à cristaux photoniques

La première démonstration d'une fibre à cristaux photoniques (PCF pour Photonic crystal fiber) a été réalisée par Knight *et al.* en 1996 [Knight96]. Une fibre à cristaux photoniques, ou microstructurée, est constituée d'un arrangement périodique de petits trous d'air dans la silice tout le long de la fibre. Dans le cas de la fibre présentée par Knight *et al.* le cœur est alors réalisé en créant un défaut dans cette structure en enlevant un trou d'air au centre, comme il est visible sur la Figure I.13.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

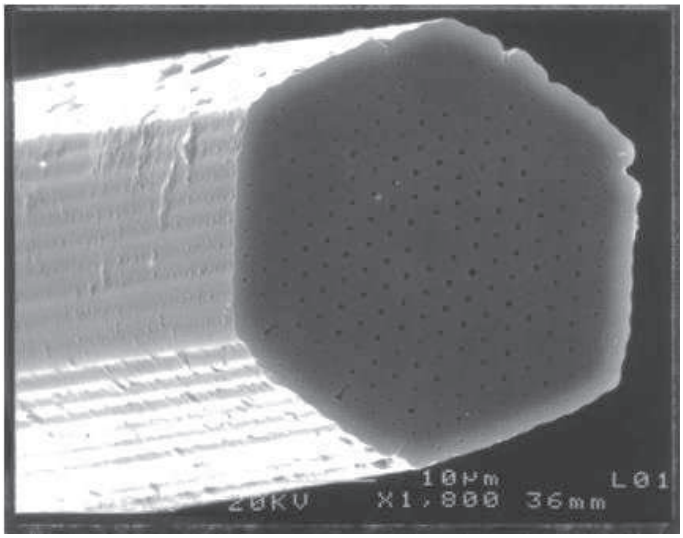


Figure I.13: Image au microscope électronique à balayage (MEB) de la PCF présentée par Knight *et al.* [Knight96]

Le guidage dans la fibre s'effectue alors par réflexion totale interne modifiée. De manière très approchée, il est admis que la lumière perçoit la structure de gaine comme un matériau d'indice moyen légèrement inférieur à celui du cœur, ce qui permet d'obtenir un confinement du rayonnement. Si la fibre n'est utilisée qu'à une longueur d'onde donnée, le guidage s'apparente alors à celui des fibres à saut d'indice standards. En contrôlant la taille des trous d'air, il est ainsi possible de contrôler la différence d'indice entre le cœur et la gaine. De manière plus large, ce sont les propriétés dispersives de ce matériau de gaine hétérogène qui procure aux PCFs un ensemble de propriétés hors normes que je ne développerai pas dans mon manuscrit [Zolla05]. Cependant, du fait de la discontinuité de l'interface cœur-gaine, on comprend intuitivement que contrairement à une fibre à saut d'indice classique, le guide laisse continument fuir une partie du rayonnement. Il apparaît alors un champ d'investigation très vaste qui a contribué à alimenter un des domaines de recherche les plus dynamique de ces 20 dernières années en photonique.

C'est en 1997 que la même équipe fabrique une géométrie de structure adaptée à l'obtention d'une propagation monomode sur une très grande plage spectrale [Birks97]. Un paramètre, prenant en compte le diamètre d d'un trou d'air et l'espacement périodique Λ entre deux trous adjacents centre à centre, est notamment mis en avant : d/Λ peut en effet être toujours ajusté pour obtenir une émission monomode. La propagation dans ces fibres sera toujours monomode pour un ratio d/Λ inférieur à 0,42 en considérant un seul défaut en guise de cœur [Kuhlmey02]. Cette valeur est réduite respectivement à 0,165 et 0,046 lorsque le cœur est constitué de respectivement 3 et 7 défauts [Saitoh05]. Plus le nombre de défaut est important plus le cœur sera grand, cependant le contrôle de la taille des trous d'air devient critique pour respecter le caractère monomode et le guidage devient sensible aux courbures à cause de la très faible ouverture numérique du cœur. Néanmoins une PCF active dopée aux ions d'ytterbium avec un cœur de 100 µm de diamètre a été réalisée par Brooks *et al.* en 2006 permettant une amplification monomode d'un signal en régime impulsionnel [Brooks06]. Pour contrecarrer la grande sensibilité aux courbures, une gaine externe de silice a été rajoutée de sorte que le diamètre externe de la fibre atteigne 1,5 mm. On parle alors de fibre rigide dite « rod type ».

La fabrication de PCF s'appuie sur la méthode "stack and draw" qui pourrait se traduire par "assembler et étirer". Cette méthode consiste à empiler des barreaux et des tubes de silice avec un diamètre externe de l'ordre du millimètre dans la configuration périodique désirée puis d'étirer la structure obtenue de façon homothétique à la taille souhaitée (éventuellement en deux étapes successives pour réduire davantage les dimensions). La dimension des trous d'air est contrôlée via un système de

Licence CC BY-NC-ND 3.0

gestion de la pression du gaz inséré dans ces canaux d'air lors du tirage. Pour obtenir des PCF actives, les barreaux de silice formant le cœur doivent être remplacés par des barreaux de silice dopée aux ions de terres rares. Or le dopage par des ions de terres rares rehausse l'indice de réfraction de la silice. Il est donc nécessaire d'ajouter des co-dopants passifs pour contrer cette augmentation de l'indice et obtenir un indice égal à celui de la silice environnante. Toutefois le contrôle de l'indice reste un paramètre limitant. Pour contrôler plus précisément l'indice du cœur, un assemblage de barreaux dopés activement et de barreaux dopés passivement (typiquement avec du fluor) est réalisé pour obtenir un cœur mixé [Wadsworth01]. Après deux ou trois étapes de "stack and draw" où les barreaux tirés sont à chaque fois de nouveau empilés ensemble (cf. Figure I.14), la microstructure obtenue possède des dimensions au moins 10 fois inférieures à la longueur d'onde de travail. Le milieu est donc considéré par la lumière comme homogène avec un indice de réfraction moyen.

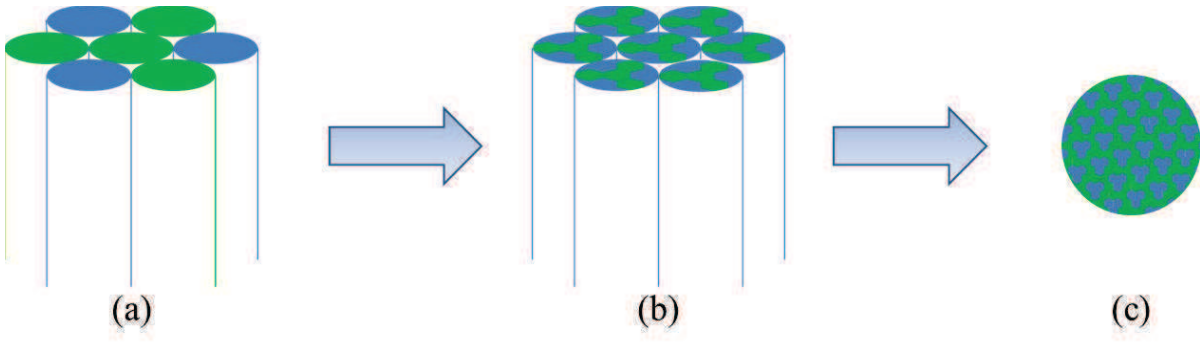


Figure I.14: Illustration du procédé de cœur mixé. En bleu la silice dopée passivement et en vert la silice dopée terres rares. (a) Premier empilement avant étirage, (b) ré-empilement des cannes étirées et (c) cœur mixé obtenu après 3 étapes de stack and draw avec un motif sub-longueur d'onde.

Les PCFs ont constitué la première étape vers des structures à très large aire modale. Cependant la quête vers des dimensions de cœur de plus en plus importantes s'accompagne de limites quant au contrôle de la dimension des trous d'air tout au long de la fibre ainsi que de la difficulté d'utilisation de ces fibres à cause de la sensibilité du guidage. Le concept de fabrication "stack and draw" associé à la fabrication de la zone active ouvre un panel de liberté sur l'architecture des fibres.

I.2.2.2. Les fibres à filtrage de mode

Basée sur les PCFs, une nouvelle architecture de fibres a été introduite en 2011 par Alkeskjold *et al.* [Alkeskjold11]. Cette architecture est représentée sur la Figure I.15(a). La particularité de ces fibres réside dans l'ajout d'anneaux résonnants haut-indice autour de certains trous d'air. Un exemple de résonateur est montré sur la Figure I.15(b) : il est constitué d'un trou d'air central entouré d'un anneau haut-indice, typiquement de la silice dopée avec des ions de germanium, le tout entouré d'un anneau de silice pure. Ces fibres combinent deux mécanismes de guidage, la réflexion totale interne modifiée et le guidage par bande photonique interdite. Les résonateurs permettent le couplage de certains HOMs du cœur à l'intérieur des anneaux haut-indice avec des modes propres des anneaux, améliorant ainsi la seule propagation du mode fondamental. Cette architecture filtre donc les HOMs, d'où le terme de fibres à filtrage de mode (DMF pour Distributed Mode Filtering). Comme pour les PCFs, l'indice de réfraction du cœur doit correspondre à l'indice de réfraction de la silice. De plus le contrôle du diamètre des trous d'air lors de la fabrication permet d'ajuster à la fois l'indice effectif de la gaine périodique et la dimension des anneaux haut-indice tout au long de la fibre. A ce jour, une fibre DMF avec un cœur actif dopé aux ions d'ytterbium a été réalisée avec un diamètre de cœur de 85 µm et un MFD estimé à 72 µm [Johansen15]. Ces fibres restent sensibles aux courbures et sont donc fabriquées avec un diamètre externe de l'ordre du millimètre ce qui les classe dans la catégorie des fibres rigides.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

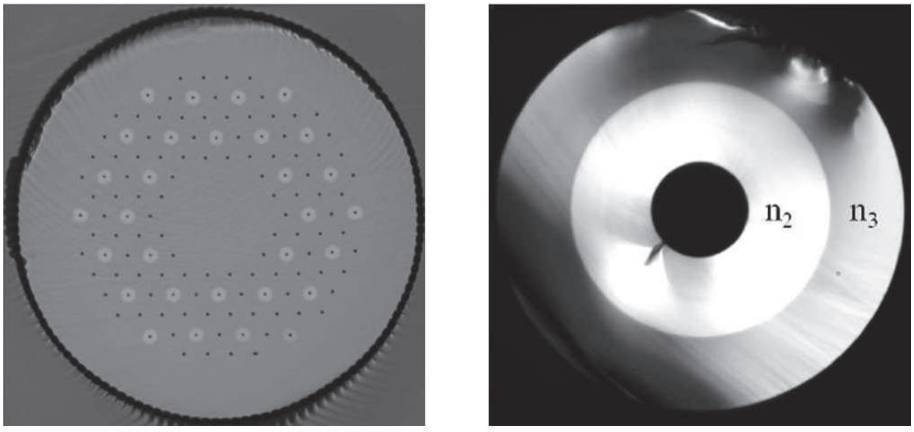


Figure I.15: (a) Image au microscope de la section transverse d'une fibre DMF [Johansen15] et (b) coupe transverse d'un résonateur avec l'indice $n_2 > n_3$ [Alkeskjold11].

I.2.2.3. Les fibres à "large-pitch"

Les PCFs présentent le désavantage de subir une réduction du diamètre des trous d'air difficile à contrôler à la fabrication lorsque le nombre de défaut dans le cœur augmente. Pour contrecarrer ce problème P. Russell a étudié en 2006 la possibilité de réaliser des fibres avec un écartement entre les trous d'air Λ plus élevé que la longueur d'onde afin d'obtenir des fibres large-cœur avec un seul défaut [Russell06]. Russell a déterminé que si Λ est supérieur à 10 fois la longueur d'onde, les modes d'ordre supérieur sont susceptibles de fuir dans les canaux de silice entre les trous d'air tandis que le FM ne peut fuir et reste guidé dans le cœur (cf. Figure I.16), le terme employé est alors celui de "passoire modale".

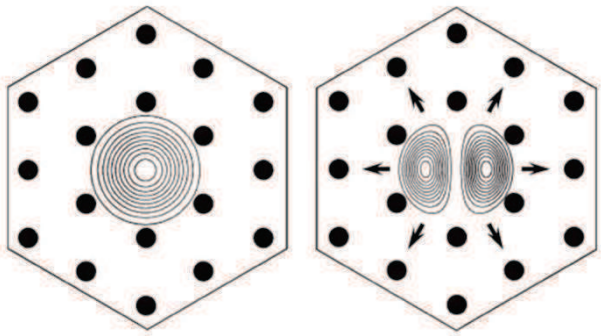


Figure I.16: Représentation numérique du phénomène de passoire modale, à gauche le FM est piégé dans le cœur, à droite le premier mode d'ordre supérieur fuit dans les canaux [Russell06]. Les ronds noirs représentent les trous d'air et les zones blanches la silice.

Cette catégorie de fibre, appelée "large-pitch fiber" (LPF), a été longuement étudiée et développée par l'équipe de J. Limpert de l'Université Friedrich-Schiller à Iéna à la fois théoriquement et expérimentalement. Le contrôle de l'indice de réfraction du cœur et de la gaine est une fois encore primordial, un indice de cœur supérieur à celui de la gaine en silice conduit à un reconfinement des HOMs dans le cœur tandis qu'une dépression de l'indice du cœur vis-à-vis de la gaine tend vers une perte du confinement du FM [Jansen10]. Par ailleurs, le positionnement d'une gaine d'air afin de réaliser des fibres actives double gaine a aussi été étudié [Jansen11]. La dimension de la gaine d'air doit être choisie de sorte d'éviter un phénomène de couplage entre le FM et un mode de gaine. La Figure I.17 issue de [Jansen11] illustre ce phénomène où le FM (mode 1) subit un couplage avec des modes de gaine (mode 2-4).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

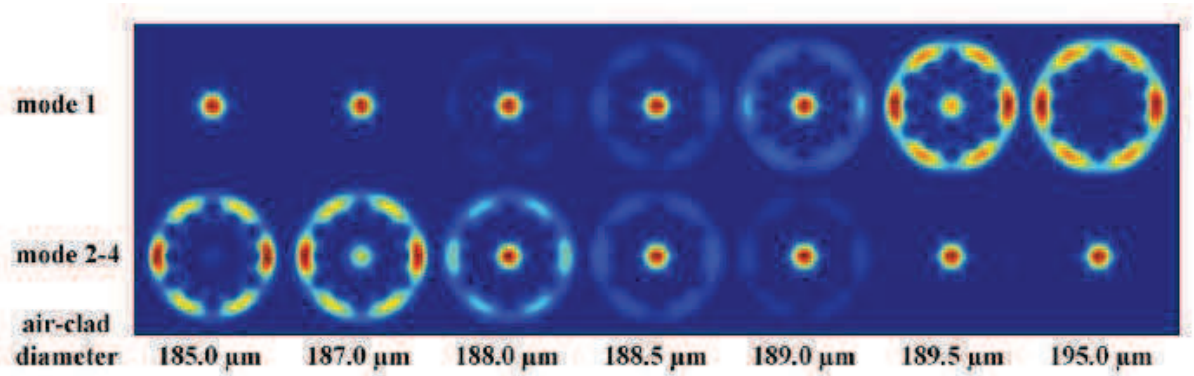


Figure I.17: Evolution théorique du couplage modal entre le FM et un mode de gaine en faisant varier le diamètre de la gaine d'air pour un diamètre de cœur fixe [Jansen11].

Les LPFs proposées par l'équipe de J. Limpert présentent seulement deux couronnes de trous d'air. La première couronne assure le confinement du FM et la fuite des HOMs tandis que la seconde limite le couplage du FM avec un mode de gaine quelconque. Une couronne supplémentaire est source d'une moins bonne discrimination des HOMs [Jansen10]. De plus les LPF voient leurs propriétés de guidage évoluer de façon homothétique via le ratio d/Λ lorsque la taille de cœur augmente. Ainsi il est possible de fabriquer plusieurs fibres avec des diamètres de cœur différents à partir d'une seule préforme. En 2010 une LPF active dopée aux ions d'ytterbium avec un diamètre de cœur de 108 µm a été démontrée par l'amplification d'impulsions d'une durée de 100 ps [Eidam11a]. Puis une LPF, toujours dopée aux ions d'ytterbium, a été réalisée avec un diamètre de cœur de 135µm et un MFD de 100 µm [Limpert12], le plus grand à ce jour.

I.2.2.4. Autres architectures de fibres à large-cœur

D'autres architectures de fibres ont aussi été développées proposant une émission monomode avec une grande aire modale. Les designs les plus notables ont été répertoriés sur la Figure I.18. Leur mécanisme de guidage diffère encore de ceux présentés précédemment. Les fibres LCF ont l'avantage d'offrir une relativement bonne résistance à la courbure, contrairement aux PCF, DMF et LPF, toutefois le MFD maximum atteint avec ces fibres est de 63 µm [Dong07]. Les CCCF aussi présentent une bonne résistance à la courbure mais n'ont exhibé qu'un MFD de 42 µm maximum. Quant aux fibres PBG, les HOMs sont discriminés par les pertes, notamment induites par la courbure. Le MFD optimal atteint avec une fibre PBG passive est 69 µm [Yehouessi16].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

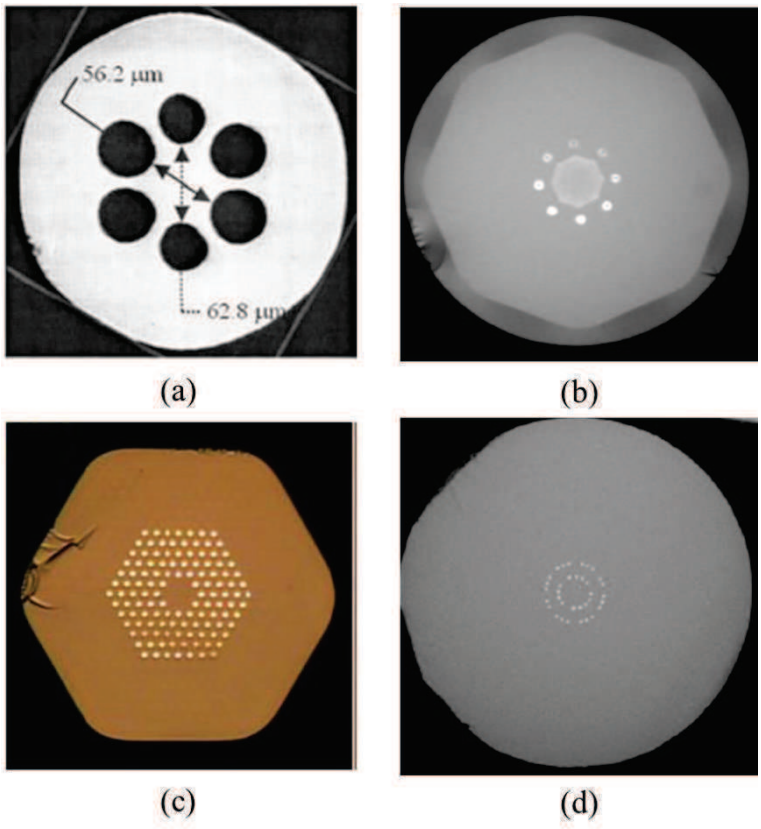


Figure I.18: Sections transverses d'autres architectures de fibres, (a) une fibre à canaux de fuite (LCF pour Leakage Channel Fiber) [Dong07], (b) une fibre CCCF (Chirally Coupled Core Fiber) [Ma14], (c) une fibre à bande photonique interdite (PBG) [Gu14] et (d) une Bragg pixélisée [Yehouessi16].

I.2.3. Montée en puissance : état de l'art

Grâce au développement de ces nouvelles structures de fibres, des puissances de faisceaux toujours plus importantes ont pu être émises dans des systèmes lasers et amplificateurs à fibres. Une telle montée en puissance n'est pas seulement due aux nouvelles architectures des fibres, mais est aussi issue i) de l'amélioration de la qualité des matériaux, notamment l'augmentation de l'efficacité des matériaux à gain, ii) des performances (brillance) grandissantes des diodes de pompage et iii) de nouvelles méthode de pompage (pompage tandem) [Codemard10] et de combinaison cohérente [Redmond12]. Les records de puissance laser et amplificateur à fibres ont jusqu'à maintenant été atteints via l'utilisation d'ions d'ytterbium comme dopant pour les milieux à gain. La Figure I.19 démontre la domination des ions d'ytterbium vis-à-vis des autres dopants [Zervas14].

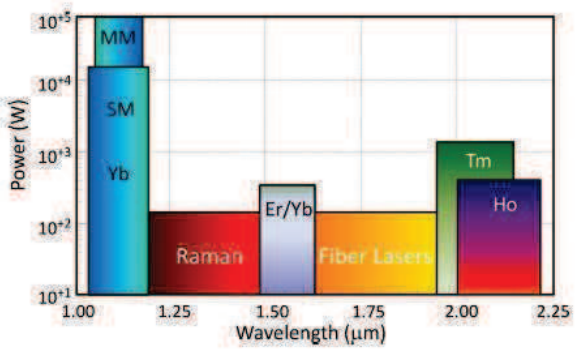


Figure I.19: Maximum de puissance optique émise en fonction de la longueur d'onde d'émission, état d'avancement en 2014 [Zervas14]

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Comme le montre le graphe de la Figure I.20, la montée en puissance des fibres dopées aux ions d'ytterbium depuis les années 1990 est quasi exponentielle. En 1999, 110 W de puissance moyenne en régime laser continu ont été obtenus à partir d'une fibre double gaine à saut d'indice [Dominic99]. Le signal émis est monomode mais la qualité spatiale du faisceau se dégrade avec la montée en puissance. Seulement cinq ans plus tard, la puissance maximale émise est multipliée par 10 [Jeong04], 1 kW en régime continu a été obtenu avec une fibre à saut d'indice ayant un diamètre de cœur de 43 µm. La puissance maximale extraite à partir d'une fibre a été atteinte en 2010 par Fomin *et al.*, 10 kW en régime continu avec une émission monomode mais une mauvaise qualité de faisceau [Fomin10]. En régime continu, une puissance moyenne de 320 W a été obtenue avec une bonne qualité de faisceau en 2006 [Limpert06] avec une fibre PCF longue de 58 cm exhibant un diamètre de cœur de 60 µm et un MFD de 50 µm. Une fibre LPF avec un MFD de 41 µm a atteint 239 W avec aussi une bonne qualité de faisceau [Stutzki11]. C'est en régime impulsionnel que les fibres microstructurées ont permis d'atteindre des résultats remarquables avec en particulier des puissances crêtes élevées en régime monomode et des qualités de faisceaux proches de la limite de diffraction, contrairement aux fibres à saut d'indice. Une puissance crête de 4.5 MW a ainsi été émise en amplification avec des impulsions de 1 ns, correspondant à une énergie de 4,3 mJ par impulsion [Brooks06]. Les fibres les plus prometteuses pour obtenir une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction avec une puissance crête élevée sont les fibres DMF et les LPFs. Des fibres DMF avec un MFD de 59 µm ont émis des impulsions de 21 ns avec une puissance crête de 200 kW, soit une énergie par impulsion de 2,7 mJ en configuration laser Q-switch [Laurila11]. Puis une fibre DMF avec un MFD de 72 µm a permis d'amplifier des impulsions de 30 ps avec une puissance moyenne de 292 W [Laurila12]. Une énergie de 26 mJ par impulsion de 60 ns a été obtenue en amplification avec une LPF exhibant un diamètre de cœur de 135 µm et un MFD d'environ 100 µm [Stutzki12]. Une émission laser en régime femtoseconde a aussi été démontrée dans une LPF [Deslandes13], avec une puissance crête émise de 1,1 MW pour des impulsions de 130 fs.

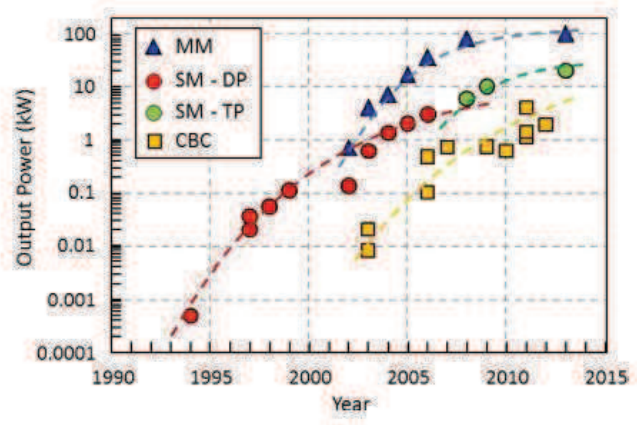


Figure I.20: Évolution de la puissance émise dans les systèmes lasers à fibres double gaine dopées Yb^{3+}
Abréviations : MM = émission multimode, SM – DP = émission monomode, pompage par diode,
SM – TP = émission monomode, pompage tandem, CBC = combinaison cohérente de faisceaux [Zervas14]

L'expansion vers des niveaux de puissance plus élevés fait face depuis 2010 à un phénomène connu sous le nom d'instabilités modales transverses (IMT ou TMI en anglais). Ce phénomène apparait dans les fibres à large-cœur lors de la montée en puissance, à partir d'une valeur de puissance émise seuil, la qualité spatiale du faisceau se dégrade et s'accompagne d'un battement temporel entre le FM et un HOM [Eidam11b]. Les mécanismes précis à l'origine de ce phénomène font encore l'objet d'études, toutefois, il est communément admis que le chargement thermique dans les fibres actives joue un rôle prépondérant. Contrairement à la plupart des effets non-linéaires mentionnés précédemment, le seuil

Licence CC BY-NC-ND 3.0

d'apparition des IMT diminue avec l'augmentation du MFD [Jauregui13, Malleville17]. Ainsi des stratégies doivent être adoptées afin d'atténuer les IMT et/ou de repousser leur seuil d'apparition.

I.3. Le développement de fibres LPF apériodiques

La montée en puissance des systèmes lasers basés sur l'utilisation de fibres optiques, notamment en régime impulsionnel, a mis en évidence le fort potentiel des architectures DMF et LPF comme solution pour atteindre des diamètres de cœur élevés, et donc de fortes puissances crêtes. Dans cette section, nous verrons les possibilités d'optimisation des structures LPF qui conduiront au développement d'un design original optimisé.

I.3.1. LPF solide par fabrication poudre

Dans les fibres DMF et les LPF, l'accord d'indice de réfraction entre le cœur dopé activement et le matériau de fond de la gaine environnante, typiquement de la silice pure, est un élément déterminant dans le mécanisme de guidage. Nous avons vu que les matériaux dopés étaient majoritairement fabriqués par la méthode MCVD. Cette méthode offre un contrôle de l'indice de réfraction limité à 5.10^{-4} [Beier16]. De plus, puisque l'ajout d'ions terres rares dans la silice augmente l'indice de réfraction, il est nécessaire d'effectuer plusieurs étapes de "stack and draw" en mélangeant des barreaux de silice dopés activement et des barreaux de silice dopés passivement bas-indice afin d'obtenir un indice de réfraction « effectif », équivalent à celui de la silice pure. On parle alors de cœur mixé. Ce procédé a le défaut d'être relativement complexe, d'être assez long et très coûteux. Par ailleurs, des défauts d'homogénéité de dopants dans le cœur d'une fibre est plus susceptible de générer du photo-noircissement. Afin de dépasser ces limitations, une solution alternative proposée en 2011 par l'Institute of Photonic Technology de Iéna est la synthèse de matériaux dopés par une méthode de fabrication poudre, appelée méthode REPUSIL. Ce procédé offre un contrôle de l'indice de réfraction plus élevé, la possibilité de produire des volumes jusqu'à 100 fois supérieurs à ceux produits par les méthodes traditionnelles (MCVD) ainsi qu'une meilleure homogénéité des dopants dans la silice [Langner08]. Ce procédé a montré assez tôt de bonnes performances pour la fabrication de fibre dopées aux ions d'ytterbium pour la haute puissance avec une pente d'efficacité laser de 80% à 41 W émis [Leich11]. Les fibres fabriquées avec la méthode REPUSIL ont aussi démontré une bonne résistance pour la forte puissance avec une faible dégradation temporelle de l'émission laser, une puissance optique transversalement multimode de 5 kW en régime continu a été atteinte [Langner13]. Sur la base de cette technologie, notre équipe de recherche a présenté en 2012 une LPF dont le cœur est constitué de 7 barreaux de silice dopés aux ions d'ytterbium [Dauliat12]. L'accord d'indice entre le cœur et la gaine est obtenu en dopant passivement la gaine afin de rehausser son indice de réfraction. Cette stratégie permet d'éviter de réaliser des cœurs mixés par étapes successives de "stack and draw", elle est donc moins coûteuse en termes de temps et d'argent. La concentration en dopants actifs dans le cœur est aussi plus homogène puisque les barreaux actifs n'ont pas été mixés avec des barreaux passifs. Pour un niveau d'absorption du cœur équivalent, la fibre souffrira donc moins des effets du photo-noircissement puisque la concentration en dopant sera plus homogène et localement moins élevée par rapport à celle d'un cœur mixé.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

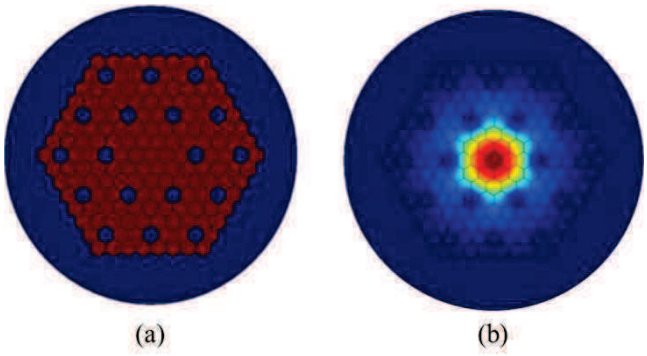


Figure I.21: (a) Coupe transverse théorique d'une LPF toute solide, en rouge les cannes dopées passivement ou activement dont l'indice de réfraction est rehaussé, en bleu les cannes de silice pure (b) Distribution d'intensité théorique du FM [Dauliat12]

Les trous d'air formant la structure des LPF classiques ont le désavantage d'augmenter la difficulté des processus de fusion pour intégrer ces fibres à des systèmes entièrement fibré. La fibre présentée par Dauliat *et al.* répond à cette problématique en remplaçant ces trous d'air par des inclusions de silice bas-indice vis-à-vis de la gaine. La structure est présentée sur la Figure I.21(a), une gaine de silice est ajoutée autour de la gaine haut-indice afin de faciliter l'injection du rayonnement de pompe tout en évitant un couplage modal entre le FM et un mode de gaine (cf. Figure I.12). Une gaine d'air, non représentée sur la figure I.20, entoure finalement cette silice. La Figure I.21(b) montre la distribution d'intensité transverse du FM du cœur, comme dans toute LPF, dû à la géométrie hexagonale de la structure, le mode n'est pas parfaitement circulaire mais légèrement hexagonal, comme pour les LPFs à trous d'air.

I.3.2. Réduction des symétries

Dans les fibres optiques classiques à saut d'indice à symétrie de révolution dont la différence indicielle entre le cœur et la gaine est faible, le calcul des modes guidés est simplifié et les modes obtenus sont appelés linéairement polarisés LP_{lm} où l est l'indice azimutale et m est l'indice radiale (à partir de 1). Le FM correspond au mode LP_{01}. La Figure I.22 représente les premiers modes calculés pour une fibre à saut d'indice multimode. Pour des valeurs de l différentes de 0, il existe deux solutions linéairement indépendantes.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

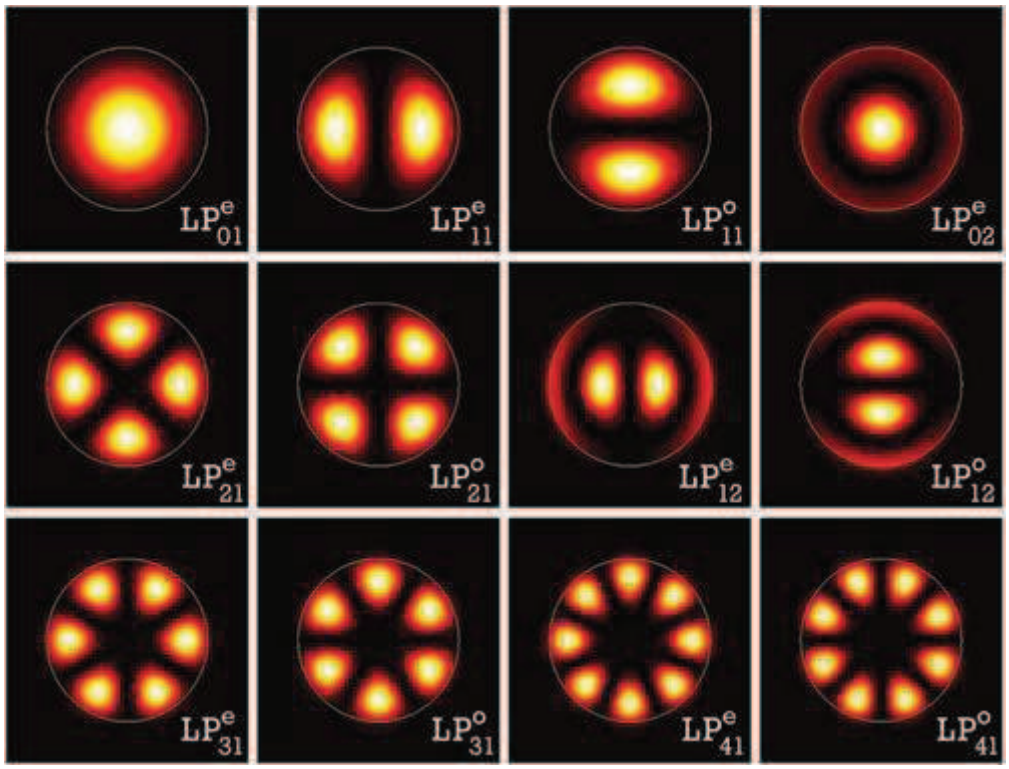


Figure I.22: Représentation des solutions numériques des modes LP_{lm} guidés dans une fibre, un exposant α (e ou o) où e=pair (even) et o=impair (odd) [Gomez−Castellanos07]. Pour un mode LP_{lm}, le nombre *l* correspond au nombre de minimums ou maximums qui se produisent dans la distribution d'intensité du mode lorsque l'angle azimutal varie de π, et m est le nombre de maximums dans la distribution d'intensité du mode qui se produisent sur une ligne radiale de 0 à l'infini.

Par extension, les modes guidés dans les fibres microstructurées sont aussi des modes LP_{lm}, cependant leur distribution d'intensité est susceptible de différer de ceux issus d'une fibre à saut d'indice. Comme nous l'avons vu, une LPF se compose typiquement de deux couronnes d'inclusions bas-indices (trous d'air ou silice bas-indice) autour du cœur hexagonal dopé avec des ions terres rares. En raison de leur conception, ces fibres sont intrinsèquement multimodes puisque la structure est capable de guider de nombreux modes du fait de la présence de la seconde gaine hexagonale et de la gaine d'air, cependant seul le FM est guidé dans le cœur tandis que les HOMs sont délocalisés dans la gaine, hors de la zone de gain. Ainsi le FM exhibe le meilleur taux de recouvrement avec la région active et est le seul à avoir une distribution d'intensité gaussienne, il sera donc susceptible de récupérer la majorité du gain laser. Ces fibres ont une propagation qui est considérée quasi-monomode et les sources laser associées peuvent émettre un rayonnement monomode du fait de la sélection par le gain. Pour un mode donné, le facteur de recouvrement Γ avec la zone active est définie par :

$$\Gamma = \frac{\iint_{A_{dopée}} |E|^2 \, dS}{\iint_{A_{tot}} |E|^2 \, dS} \tag{I.10}$$

$A_{dopée}$ et A_{tot} représentent respectivement l'aire de la zone dopée activement et l'aire totale de la surface de la fibre, E correspond au champ électrique, donc $|E|^2$ est l'intensité du champ électrique du mode guidé. Afin d'évaluer le caractère monomode de ces fibres, deux critères numériques sont déterminés [Jørgensen12] :

$$\Gamma_{FM} \geq 80\% \tag{I.11}$$

Licence CC BY-NC-ND 3.0

$$\Delta\Gamma = \Gamma_{FM} - \Gamma_{HOM} \geq 30\% \quad \text{(I.12)}$$

Le taux de recouvrement du FM, Γ_{FM}, avec la région de gain doit être supérieur à 80% pour assurer une bonne amplification du FM, et la discrimination modale $\Delta\Gamma$ entre le FM et le HOM le plus compétitif (soit le plus confiné dans le cœur) doit être supérieure à 30% afin d'assurer une discrimination par le gain lors de l'amplification laser. Généralement le HOM le plus compétitif correspond au mode considéré comme le LP_{11}. Plusieurs travaux basés sur la réduction des symétries dans la microstructure ont montré une amélioration du caractère monomode dans des LPF [Dauliat13, Stutzki14]. En effet, les modes guidés ont des symétries de résonances [McIsaac75], à part le FM qui n'a besoin d'aucune symétrie et s'adapte à la géométrie du cœur. En brisant la symétrie de la gaine, la résonance des HOMs est détériorée ce qui conduit à une délocalisation accentuée des HOMs hors du cœur. Les travaux menés par R. Dauliat *et al.* ont par ailleurs montré que le confinement du FM dépend principalement de la première couronne d'inclusions bas-indice. Ainsi le développement d'une structure totalement apériodique conduit à une amélioration du caractère monomode des LPFs.

I.3.3. Prise en compte des effets thermiques

La montée en puissance dans une fibre optique dopée activement induit un échauffement thermique dans la zone active dû au défaut quantique et au photo-noircissement. Comme il a été précisé antérieurement au §I.1, le phénomène d'émission stimulée correspond à l'absorption d'un photon de pompe puis à l'émission d'un photon de signal. Or ces deux photons ont des longueurs d'onde différentes, dans le cas d'une fibre dopée aux ions d'ytterbium, typiquement $\lambda_{pompe} = 976$ nm et $\lambda_{signal} = 1030$ nm. Le photon émis possède une énergie plus faible que le photon absorbé, cet écart d'énergie libérée dans la fibre correspond au défaut quantique, noté q, au sein de la zone active et est égal à :

$$q = h\nu_{pompe} - h\nu_{signal} = hc\left(\frac{1}{\lambda_{pompe}} - \frac{1}{\lambda_{signal}}\right) \quad \text{(I.13)}$$

Quant au photo-noircissement, expliqué précédemment au §I.2.1.4, il s'agit d'une absorption de photons sans émission radiative conduisant donc à un échauffement supplémentaire. Par effet thermo-optique, la densité de chaleur présente dans la fibre induit une augmentation quadratique de l'indice de réfraction dans le milieu à gain [Brown01]. Si cette variation peut être négligeable dans le cas de fibres à saut d'indice où le décalage indiciel entre le cœur et la gaine est largement supérieur au gradient d'indice engendré par effet thermique, ce n'est pas le cas dans les fibres à très large cœur DMF et LPF [Eidam11b, Laurila12]. Dans les LPF, cette augmentation d'indice conduit à un confinement des champs dans le cœur, compromettant le caractère quasi-monomode des émissions laser par la re-localisation des HOMs dans la région active. Une partie des travaux menés par D. Darwich durant sa thèse a porté sur l'optimisation d'une structure apériodique en tenant compte du chargement thermique. L'architecture finale, appelée "Fully-aperiodic large-pitch fiber" (FA-LPF), est représentée sur la Figure I.23 [Dauliat15]. Le cœur est constitué de 19 barreaux de silice dopée aux ions d'ytterbium, la structure apériodique est réalisée par 16 inclusions bas-indice dont le décalage indiciel avec le cœur est de -6.10^{-3}. La gaine adaptée en indice est obtenue en dopant passivement la silice avec des ions d'aluminium. En référence aux LPF classiques, un pas Λ est défini comme précisé sur la Figure I.23(a), de fait dans les FA-LPF le ratio d/Λ est égal à 0,33.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

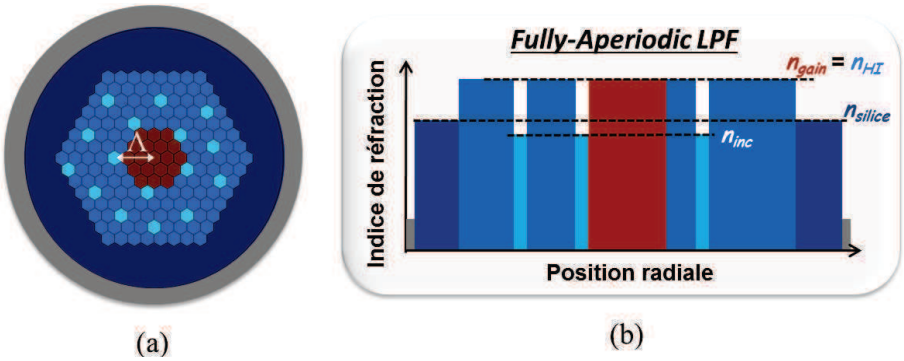


Figure I.23: (a) Section transverse théorique d'une FA-LPF et (b) le profil d'indice de réfraction. Le pas Λ est défini comme dans le cas d'une fibre LPF. La silice dopée aux ions ytterbium est en rouge, la gaine de silice dopée passivement est en bleu, les inclusions bas-indice sont en cyan, la silice pure est en bleu foncé et la gaine d'air est en gris.

L'impact de ce design apériodique sur le caractère quasi-monomode des fibres par rapport aux LPFs classiques est démontré sur la Figure I.24 où les LPFs sont comparées aux FA-LPFs. Pour les deux architectures, le ratio d/Λ est égal à 0,33. Dans les Figure I.24(a) et (b), les 300 premiers modes guidés respectivement dans une LPF et une FA-LPF avec un diamètre de cœur de 50 µm ont été calculés à une longueur d'onde de 1,032 µm, correspondant à la longueur d'onde d'émission des ions d'ytterbium. Les FA-LPFs, dont les canaux de fuite sont plus larges que ceux des LPFs, présentent un confinement du FM dans le cœur de la fibre légèrement plus faible avec une diminution du recouvrement de 89% à 84%. En parallèle il apparaît clairement que le HOM le plus compétitif dans les LPFs est le LP_{31}, ce mode est plus fortement délocalisé par la rupture de périodicité des FA-LPFs entraînant une augmentation de la discrimination jusqu'à 59% contre 36% chez les LPFs. La même étude a été effectuée en considérant un diamètre de cœur de 75 µm (un pas Λ de 45 µm) et en appliquant un chargement numériquement un chargement thermique dans le milieu à gain. Pour un chargement thermique donné, le gradient d'indice qui résulte est calculé et intégré dans le profil d'indice total. Le facteur de recouvrement du FM et la discrimination modale pour les deux architectures LPF et FA-LPF sont reportés sur le graphe de la Figure I.24(c). L'augmentation du chargement thermique provoque une intensification du confinement du FM dans le cœur. Le paramètre limitant le caractère quasi-monomode devient alors la discrimination modale et le re-confinement des HOMs. Cette limite est indiquée sur le graphe par une ligne rouge. Cette limite est atteinte pour une valeur de chargement thermique de 40 W/m pour l'architecture FA-LPF contre 20 W/m pour la LPF, soit un chargement thermique deux fois plus faible. Le design FA-LPF offre donc une meilleure résistance aux effets thermiques. Par ailleurs, dû à la forme pentagonale de la première couronne d'inclusions bas-indice dans la géométrie FA-LPF, le FM exhibe lui-aussi une distribution d'intensité pentagonale tout en conservant un profil transverse gaussien.

Ces travaux théoriques ont mené à la fabrication et l'utilisation en cavité laser et amplification des FA-LPF par notre équipe, la partie qui suit résume l'état de l'art obtenu avec ces fibres.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

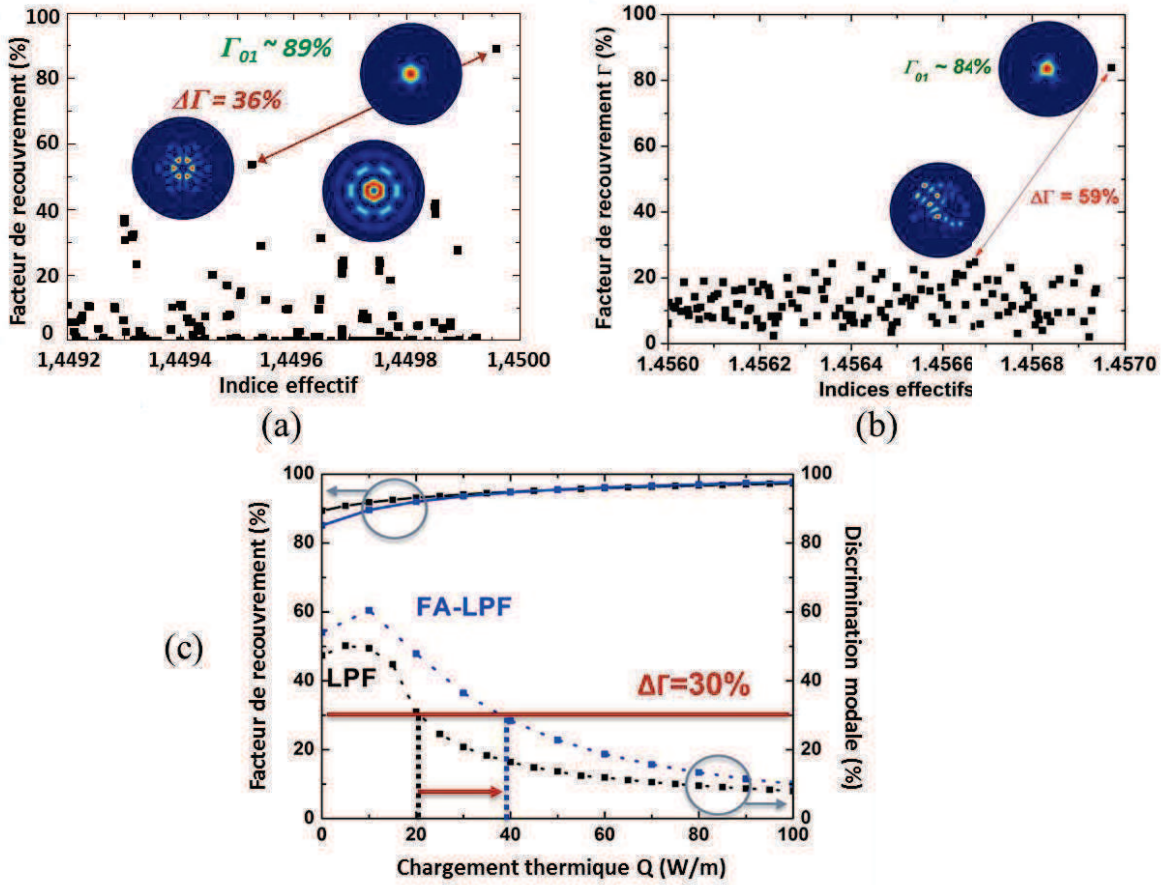


Figure I.24: Calcul du facteur de recouvrement des 300 premiers modes guidés dans la structure pour une fibre sans chargement thermique avec diamètre de cœur de 50 µm à 1,032 µm considérant (a) une LPF avec $d/\Lambda = 0{,}33$ et (b) une FA-LPF. (c) Comparaison du facteur de recouvrement du FM (en continu) et de la discrimination modale (en pointillés) pour une LPF (en noir) et une FA-LPF (en bleu) en considérant un pas Λ de 45 µm soit un diamètre de cœur de 75 µm à une longueur d'onde de 1,030 µm en fonction du chargement thermique.

I.3.4. État de l'art des FA-LPF

Le défi technologique majeur lors de la fabrication des fibres PCF actives est l'adaptation d'indice parfaite entre le cœur et la gaine environnante. Les FA-LPFs ne font pas exceptions à la règle et même en exploitant la méthode de fabrication poudre des matériaux, il est difficile de pouvoir fabriquer des fibres à très grand cœur avec une propagation quasi-monomode. La tolérance des FA-LPFs au décalage indiciel entre le cœur et la gaine est reportée sur la Figure I.25. Les critères utilisés pour considérer une propagation quasi-monomode sont toujours ceux des équations (I.11) et (I.12). Lorsque le cœur a un indice de réfraction supérieur à celui de la gaine, les HOMs sont confinés et compromettent l'émission d'un mode unique en réduisant l'efficacité de la sélection par le gain. Plus le contraste d'indice cœur actif-gaine sera élevé, plus notre critère de sélection modale sera dégradé et plus la dimension du cœur de la fibre devra être limitée. D'autre part, dans le cas inverse, *i.e.* lorsque l'indice du cœur est inférieur à celui de la gaine, la zone de gain tend à se comporter comme un anti-guide optique et dans ce cas, la dimension du cœur trouvera une nouvelle limite, celle imposée par le déconfinement du mode fondamental qui diminuera drastiquement le coefficient de gain et la qualité spatiale du mode émis. Ainsi pour obtenir une FA-LPF assurant une propagation quasi-monomode avec un diamètre de cœur de 50 µm, la différence d'indice Δn doit être comprise entre $+8.10^{-5}$ et

Licence CC BY-NC-ND 3.0

-4.10^{-5}. Ces valeurs sont inférieures à la précision des systèmes de mesure d'indice de réfraction actuels.

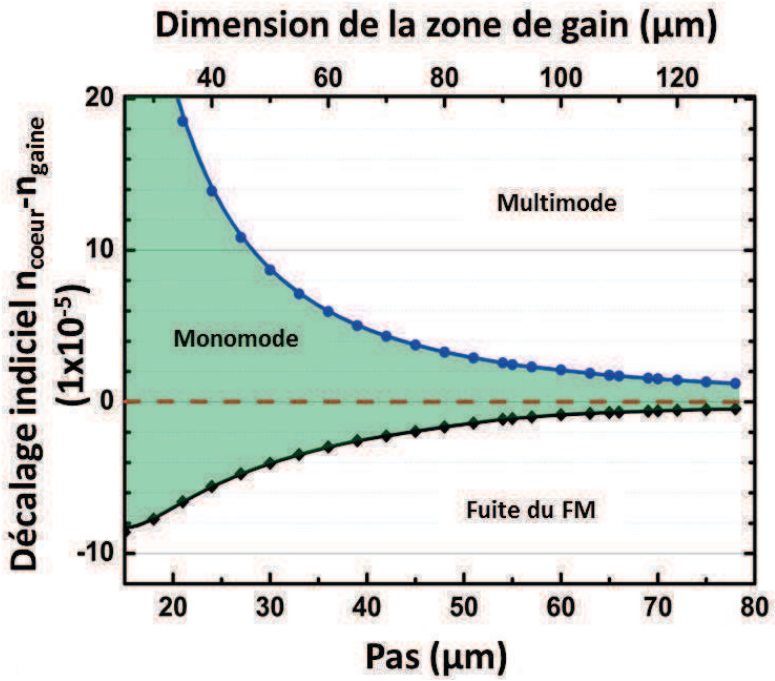


Figure I.25: Tolérance au contrôle de l'indice pour conserver une propagation quasi-monomode en fonction de la dimension du cœur ou du pas.

Des fibres FA-LPF actives ont été réalisées en utilisant la méthode poudre REPUSIL pour la fabrication des matériaux en collaboration avec l'institut de recherche IPHT de Iéna en Allemagne. Les matériaux sont obtenus sous forme de barreaux afin d'exploiter la méthode "stack and draw" pour la production des fibres. La coupe transverse observée au microscope d'une FA-LPF ainsi conçue est représentée sur la Figure I.26(a). Contrairement aux LPFs à motif hexagonal, il n'est pas possible de mesurer directement le diamètre du cœur de la fibre puisque les seuls points de repère sont les inclusions bas-indice. Ainsi un diamètre expérimental $Ø_{exp}$ est défini comme étant la moyenne des diagonales entres les cinq inclusions de la première couronne, comme illustré sur la Figure I.26(a). La valeur diffère du diamètre de cœur théorique (cf. Figure I.26(b)) par un facteur 1,23, *i.e.* $1{,}23 \times Ø_{exp} = Ø_{core}$. Dans la suite de ce manuscrit, les valeurs de diamètre de cœur qui seront mentionnées correspondront toujours au diamètre théorique.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

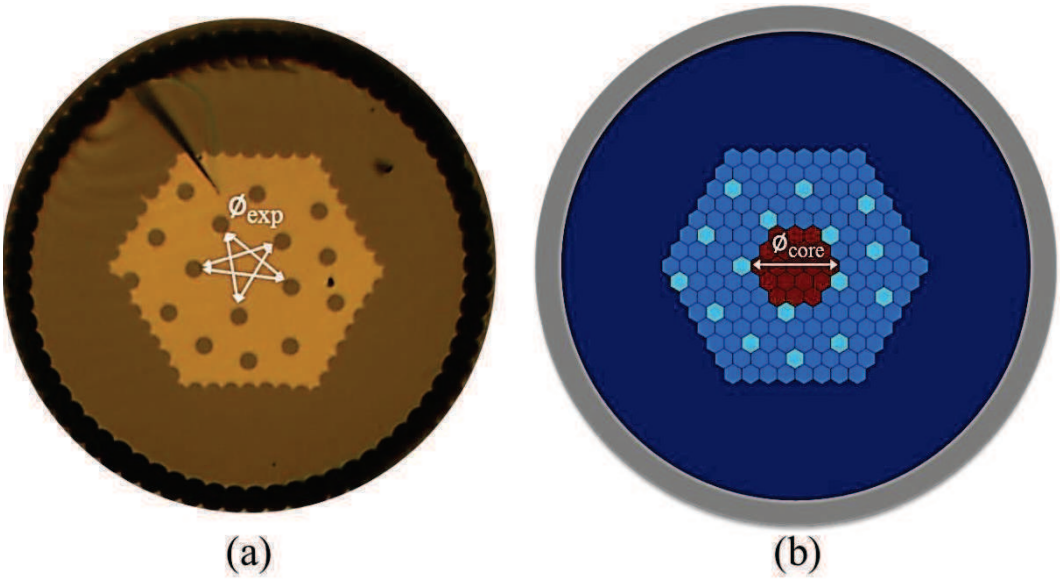


Figure I.26: Coupe transverse d'une FA-LPF (a) expérimentale et (b) théorique.

En 2016, de premiers résultats laser ont été obtenus avec une FA-LPF possédant un diamètre de cœur de 50 µm [Dauliat16]. Le décalage indiciel pour les matériaux utilisés est estimé à $1{,}4\times10^{-4}$. Pour un tel décalage et une telle dimension de cœur, les critères numériques d'unimodalité ne sont pas respectés et la fibre permet une propagation bi-mode. Toutefois, les simulations numériques ne prennent pas en compte la compétition en gain des différents modes guidés. Ainsi un échantillon de FA-LPF dopée aux ions ytterbium de 90 cm de long a été exploité comme milieu à gain dans une configuration laser en régime continu. Une émission quasi-monomode a été atteinte avec mesure de M^2 inférieure à 1,4 pour une puissance émise de 215 W, correspondant à une efficacité optique-optique de 63%. Cependant un seuil d'apparition des IMT a été observé à l'aide d'une photodiode à une puissance émise de 100 W. La même préforme a permis de fabriquer une fibre FA-LPF de dimension légèrement supérieure, soit un diamètre de cœur de 60 µm, pour réaliser une caractérisation en configuration amplification avec un échantillon long de 75 cm [Benoît17]. La dimension de cœur peut être augmentée en configuration amplification puisque lors de l'injection du signal source dans le cœur, une excitation sélective du FM est réalisée, améliorant fortement la discrimination des HOMs par le gain. Des puissances crêtes de 35 kW et 1,42 MW ont été obtenues en régime impulsionnel avec des durées d'impulsions respectives de 200 ps et 50 ps à des fréquences respectives de 15,5 MHz et 1 MHz. Dans les deux cas, la qualité de faisceau était bonne avec une valeur de M^2 inférieure à 1,2. Ces derniers résultats sont limités en puissance par la source de pompe émettant au mieux 175 W à 976 nm. Ces résultats, obtenus avec un décalage indiciel de $1{,}5\times10^{-4}$, démontrent la pertinence des FA-LPFs pour concevoir des systèmes lasers et amplificateurs de puissance.

Des FA-LPFs dopées aux ions d'ytterbium exhibant des diamètres de cœur plus importants ont été fibrées à partir d'autres jeux de matériaux dont le décalage indiciel entre le milieu à gain et la gaine varie entre à 4×10^{-5}et 13×10^{-5}. La précision du procédé de mesure du décalage indiciel est ici de $\pm5\times10^{-5}$. La réduction de ce décalage vis-à-vis de la génération précédente a permis de fabriquer des FA-LPFs avec un diamètre de cœur atteignant jusqu'à 100 µm [Malleville18]. Ces fibres ont été caractérisées en configuration laser et amplification, notamment afin d'étudier le seuil d'apparition des IMT qui est le phénomène limitant la montée en puissance dans les systèmes fibrés actuels. Les valeurs des seuils d'apparition des IMTs en configuration laser sont reportées dans le Tableau I.3. Cette étude a d'une part, confirmé que le seuil d'apparition de ce phénomène diminue lorsque la dimension du cœur augmente, et d'autre part, elle a démontré que ce seuil est cette fois repoussé lorsque l'adaptation d'indice entre le cœur et la gaine se rapproche du cas parfait. Ainsi plus la

Licence CC BY-NC-ND 3.0

délocalisation des HOMs est forte, plus le seuil d'apparition des IMT est repoussé, mettant en exergue la pertinence de l'architecture des FA-LPFs.

Tableau I.3: Mesures du seuil d'apparition des IMTs en configuration laser sur des fibres FA-LPF longues de 90 cm pour différents écarts indiciels et diamètres de cœur [Malleville18]

Δn	13×10^{-5}	8×10^{-5}			4×10^{-5}
$\emptyset_{cœur}$	65 µm	58 µm	84 µm	100 µm	62 µm
Seuil IMT	55-60 W	100-105 W	80-85 W	55-60 W	145-150 W

I.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré l'intérêt d'avoir recours à des fibres optiques comme milieu à gain dans des systèmes lasers et amplificateurs. L'accent a notamment été mis sur le dopage du cœur des fibres avec des ions d'ytterbium afin d'atteindre des puissances lasers élevées. La montée en puissance dans les systèmes à fibres requiert l'emploi de fibres à double gaine avec préférentiellement des diamètres de cœur important afin de palier à l'apparition des effets non-linéaires indésirables. Toutefois les IMT, dont les mécanismes d'apparition n'ont pas encore entièrement été expliqués, dégradent temporellement la qualité spatiale du faisceau émis. Le seuil d'apparition de ce phénomène diminue avec l'augmentation de la taille du cœur, des solutions doivent être trouvées pour contrebalancer cet inconvénient. Différentes architectures de fibres à large cœur ont été présentées avant de se focaliser plus particulièrement sur la structure des FA-LPF qui est développée au laboratoire XLIM de Limoges et sur l'amélioration de laquelle portent les travaux de thèse détaillés de la suite de ce manuscrit. Nous étudierons et améliorerons dans un premier temps la tolérance à la courbure des FA-LPFs, puis dans un second temps, nous nous intéresserons au contrôle de l'état de polarisation de la lumière au cours de la propagation dans les FA-LPFs.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Chapitre II. Tolérances à la courbure : simulations et démonstration laser

Dans le cadre du projet XCAN, l'objectif est la combinaison cohérente de 61 chaînes d'amplification en régime impulsionnel. Cette combinaison s'effectue, entre autres, en champ lointain en regroupant les extrémités des dernières fibres amplificatrices de chaque chaîne sur une matrice de microlentilles comme montré sur la photo de la Figure II.1. Jusqu'à présent dans XCAN, l'espacement entre les lentilles est de 3 mm [Le Dortz17], dans ce cas l'utilisation de fibres rigides pose des problèmes de réalisation pratique pour l'alignement optique des chaînes amplificatrices pour l'injection du signal d'entrée et de la puissance de pompage, ainsi que pour le maintien des fibres. Ainsi pour pouvoir exploiter les fibres FA-LPFs présentées dans le chapitre précédent, il est donc nécessaire d'étudier et d'améliorer la tolérance à la courbure de ces fibres afin d'obtenir des fibres flexibles capables de répondre à cette problématique.

Dans ce chapitre, nous allons dans un premier temps mener une étude numérique sur les tolérances aux courbures des FA-LPFs, puis développer une stratégie, toujours théorique, afin d'améliorer ces tolérances et enfin nous validerons nos simulations par une démonstration expérimentale.

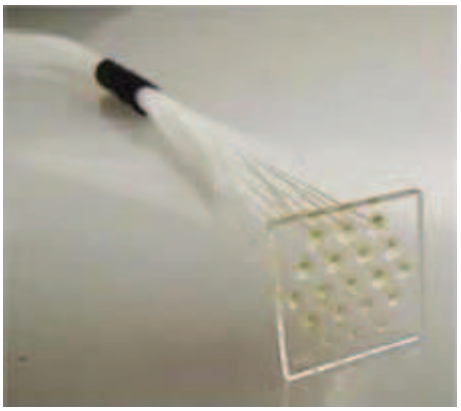


Figure II.1 : Photo issue de [Le Dortz17] présentant une matrice de microlentille sur laquelle sont soudées les extrémités des fibres pour réaliser de la combinaison cohérente.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

II.1. Etude numérique sur les FA-LPFs

Dans cette partie, nous allons modéliser les effets de la courbure sur le guidage dans les FA-LPFs. Fort de ces simulations, nous serons en mesure d'observer numériquement les limites de l'architecture actuelle vis-à-vis de la courbure.

II.1.1. Implémentation de la courbure dans le modèle numérique

Les simulations numériques sont réalisées via un logiciel basé sur la méthode des éléments finis (FEM) disponible sur le marché (Comsol Multiphysics ©). Dans un premier temps, la structure de fibre est générée et les paramètres opto-géométriques sont définis. Le maillage des simulations est choisi afin d'obtenir des résultats réalistes vis-à-vis du contenu modal de la fibre et de la distribution d'intensité de chaque mode. Pour ce faire, les équations d'Helmholtz, décrivant la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique, sont résolues dans le plan transverse, donnant ainsi accès au contenu des modes et à leurs constantes de propagation. Cependant, puisque les FA-LPFs sont des fibres basées sur le principe de passoire modale, aucune courbure n'était jusqu'alors implémentée dans le modèle. La première étape consiste donc à ajouter cette fonction au modèle.

II.1.1.1. Modélisation de la courbure

L'effet d'une courbure sur une fibre optique peut être assimilé à une modification radiale de son profil d'indice de réfraction, en considérant alors une fibre droite avec un profil d'indice équivalent [Marcuse82]. En considérant une courbure selon un axe x, comme illustré sur la Figure II.2 avec une fibre à saut d'indice, l'indice équivalent est défini par :

$$n_{eq}^2(x,y) = n^2(x,y)\left(1+\frac{2x}{R}\right) \qquad \text{(II.1)}$$

Où R est le rayon de courbure imposé à la fibre.

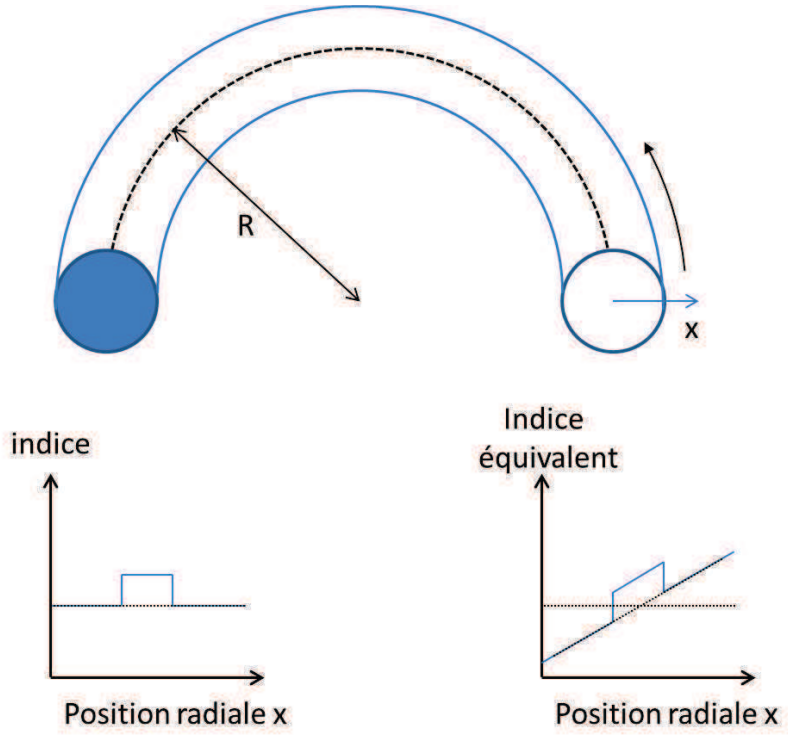


Figure II.2 : Représentation du profil d'indice équivalent induit par une courbure sur une fibre à saut d'indice

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Ainsi la courbure induit une modification du profile d'indice et on définit alors une fibre droite équivalente dont le profile présenterait une « pente » en plus du profile réel de la fibre. Cela traduit le fait que le chemin optique de la lumière sur l'extérieur de la courbure est allongé et celui sur l'intérieur est raccourci. Cela conduit à une distorsion de la distribution d'intensité des modes guidés et à une réduction des aires modales, notamment du FM. La « zone » d'indice élevée dans laquelle sera confinée le champ peut en effet être fortement réduite en cas de forte courbure. De plus, la lumière tend à être moins bien guidée et à fuir hors de la fibre via un couplage avec des modes de gaine. Toutefois, ce modèle décrit par Marcuse en 1982 sous la forme de l'équation (II.1) ne prend pas en compte les effets élasto-optiques ayant lieu dans la silice sous l'effet de la courbure. Il convient d'implémenter un rayon de courbure équivalent R_{eq} [Schermer07]. Dans la silice pure ce rayon est égal à 1,23×R. L'équation (II.1) devient alors :

$$n_{eq}^2(x,y) = n^2(x,y)(1+\frac{2x}{R_{eq}}) \quad \text{(II.2)}$$

Soit

$$n_{eq}(x,y) = n\,(x,y)\sqrt{1+\frac{2x}{R_{eq}}} \quad \text{(II.3)}$$

Le stress généré par l'extension de la silice sur la partie externe de la courbure et la compression de la silice sur la partie interne de la courbure contrecarre donc les effets de la courbure pure telle qu'elle aurait lieu dans une fibre creuse (sans stress donc), où R_{eq}=R. Dans notre modèle numérique de simulation, il est donc nécessaire dans un premier temps de définir le profil d'indice de la structure en configuration droite, puis d'implémenter l'équation (II.3) en prenant soin de fixer l'axe sur lequel la courbure sera appliquée et le rayon de courbure désiré. Généralement, l'équation récurrente dans la littérature correspond au développement limité à l'ordre 1 de l'équation (II.3) dans la mesure où $R_{eq} >> x$ [Fini06, Koška16], soit :

$$n_{eq}(x,y) = n\,(x,y)\,(1+\frac{x}{R_{eq}}) \quad \text{(II.4)}$$

La variation d'indice induite par la courbure dans le cœur dans le cas d'une fibre à très large aire modale (diamètre > 50 µm) est de l'ordre de 10^{-4} pour un rayon de courbure de 50 cm, ce qui est déjà élevée au regard de la tolérance des FA-LPF (cf. Figure I.25). Dans notre modèle, nous maintenons la formule de l'équation (II.3) puisque l'équation (II.4) perd légèrement en précision et n'apporte pas de simplification significative aux calculs.

II.1.1.2. Modélisation des pertes par courbure

Outre les distorsions sur les distributions d'intensité générées lors de la courbure, les pertes de confinement associées sont aussi un paramètre important à considérer. En effet, la lumière tend naturellement à fuir hors de la fibre sous l'effet de la courbure ce qui entraîne une atténuation de la puissance lumineuse guidée. La Figure II.3 illustre ce phénomène d'onde évanescente dans une fibre à saut d'indice, le rayon lumineux n'est que partiellement réfléchi sur la courbure extérieure du cœur.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

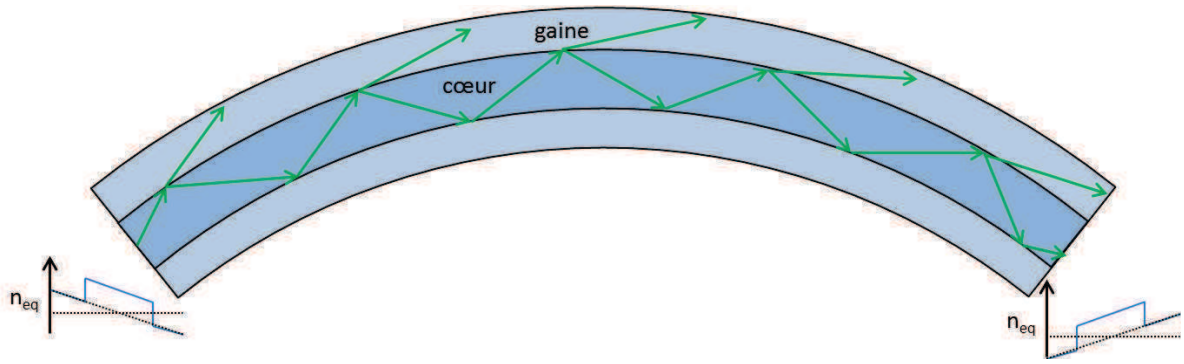


Figure II.3 : Réflexion partielle à l'interface cœur-gaine d'un rayon se propageant dans une fibre à saut d'indice courbée

L'augmentation des pertes induites par la courbure a aussi lieu dans les fibres microstructurées. De façon générale, les HOMs présentent des pertes dues à la courbure plus importantes que le FM. Cette différence peut être exploitée pour discriminer les HOMs et ainsi obtenir une émission laser monomode avec des fibres légèrement multimodes. Numériquement, les pertes sont déterminées en ajoutant une couche absorbante autour de la structure, appelée PML (Perfectly Matched Layer). Cet artifice de simulation possède le même indice de réfraction que la gaine et permet d'éviter d'avoir une réflexion totale à l'interface de la gaine. Un mode propagatif transverse se transforme en mode évanescent à l'intérieur de la PML. La Figure II.4 illustre schématiquement l'impact de l'ajout d'une PML sur la modélisation numérique d'une fibre à saut d'indice et l'absorption d'un mode par la couche absorbante.

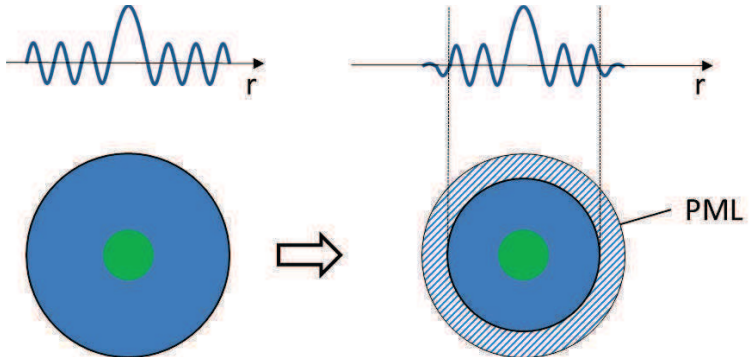


Figure II.4: Ajout numérique d'une PML artificielle sur une fibre à saut d'indice. Le mode transverse est absorbé par la PML de même indice que la gaine (en bleu)

Les modes qui se propagent en s'atténuant présentent un indice effectif complexe. Les pertes de confinement α_{dB} sont obtenues en dB/m à partir de la partie imaginaire de l'indice effectif en appliquant la formule :

$$\alpha_{dB} = \frac{20}{\ln(10)} \times \frac{2\pi}{\lambda} Im(n_{eff}) \qquad \text{(II.5)}$$

Le logiciel utilisé pour nos simulations permet d'implémenter une PML prédéterminée dans la modélisation. Cependant les résultats obtenus avec cette PML varient fortement en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante sélectionnée lorsque l'indice effectif des modes guidés est proche de l'indice de réfraction de la PML (~10^{-4}), ce qui est notre cas. En effet dans ce modèle, l'absorption peut ne pas être totale et une partie de l'onde est alors réfléchie sur l'interface externe de la gaine, faussant ainsi les résultats. Pour parer à ce problème, le choix a été fait d'exploiter un modèle de PML développé antérieurement au sein du laboratoire XLIM basé les travaux présentés dans [Fontaine00]. Dans ce modèle, la PML est considérée comme une transformation dans le plan complexe des

Licence CC BY-NC-ND 3.0

coordonnées, le but étant de créer une absorption de la lumière dans la PML afin d'éviter une réflexion artificielle à l'interface fibre-vide lors de la modélisation de la fibre. Dans cette couche absorbante, l'amplitude des ondes propagées décroit exponentiellement. Il faut noter que l'équation (II.3) correspondant à l'indice de réfraction équivalent dû à la courbure est aussi appliquée dans la PML afin d'obtenir une correspondance indicielle à l'interface gaine-PML. Avant d'implémenter cette PML à nos FA-LPFs, une validation du modèle avec des fibres microstructurées est nécessaire.

II.1.1.3. Validation du modèle numérique

La pertinence des deux modifications qui sont amenées à être insérées au modèle de simulation des FA-LPFs a été validée en se basant sur des résultats issus de la littérature. Une publication scientifique en particulier a été retenue traitant de simulations sur des fibres PBG publiée par Saitoh *et al.* [Saitoh10]. Cette référence présente l'avantage de donner en détails les dimensions et caractéristiques optiques des architectures étudiées, ce qui offre vraiment la possibilité d'effectuer un comparatif entre le modèle mis en place et celui de Saitoh *et al.*.

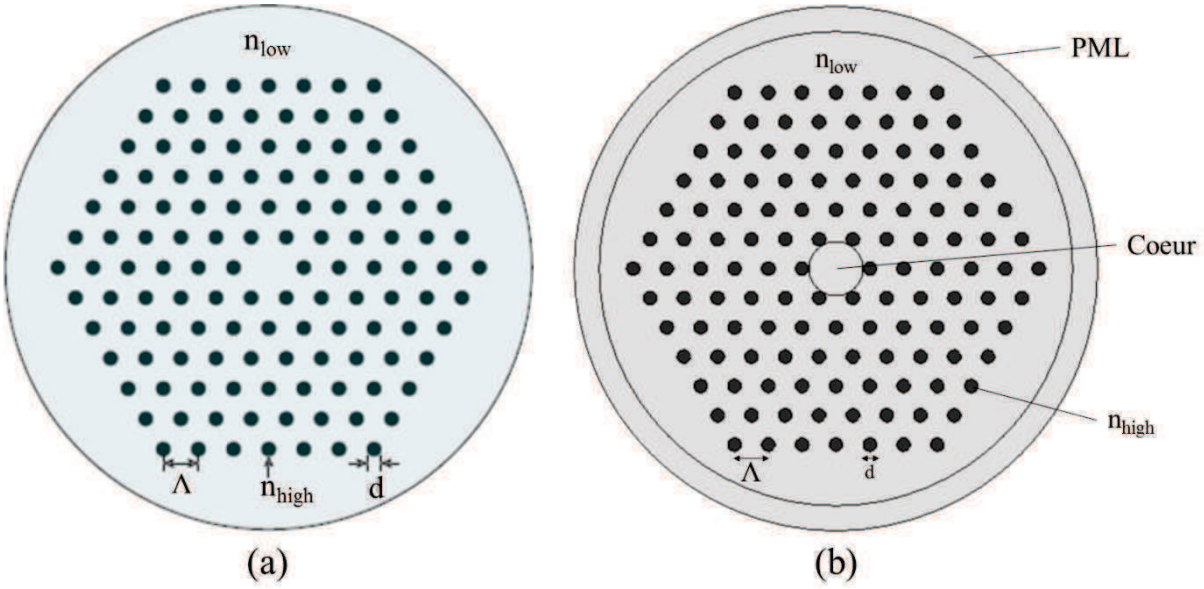


Figure II.5 : (a) Section transverse d'une fibre PBG avec un seul défaut constituant le cœur présenté par Saitoh *et al.*. Les plots haut-indice sont en noir, le matériau constituant le fond de la gaine optique et le cœur de même indice sont en bleu clair. (b) Section transverse de la structure modélisée. Une PML d'indice n_{low} a été implémentée autour du réseau. Le cœur de la fibre est délimité par une zone circulaire pour identifier le FM lors des calculs. L'espacement Λ entre les résonateurs haut-indice est de 6,75 µm et le diamètre d est 2,7 µm.

La Figure II.5 montre les sections transverses de la fibre PBG de référence présentée par Saitoh *et al* et celle modélisée sur Comsol Multiphyics ©. Le matériau bas-indice est de la silice pure (n_{low} = 1,45) et la structure haut-indice est obtenu avec de la silice dopée aux ions germanium. Dans un premier temps, les plots ont un diamètre d = 2,7 µm et le réseau possède un pas Λ = 6,75 µm. Les courbes de pertes de confinement sont représentées en fonction de la fréquence spatiale normalisée V définie par l'équation (II.6) :

$$V = \frac{\pi}{\lambda} d \sqrt{n_{high}^2 - n_{low}^2} \qquad \text{(II.6)}$$

Un paramètre Δ exprimant la différence indicielle relative entre les plots haut-indice et la silice pure est défini par Saitoh *et al.* selon l'équation :

Licence CC BY-NC-ND 3.0

$$\Delta = \frac{n_{high}^2 - n_{low}^2}{2n_{high}^2} \quad \text{(II.7)}$$

Les pertes du FM sont calculées en fonction de la fréquence spatiale normalisée pour $\Delta = 2\ \%$ en l'absence de courbure appliquée sur la fibre. Les graphes de la Figure II.6(a-b) présentes les résultats obtenus dans [Saitoh10] et ceux générés par notre modèle. La largeur de la PML utilisée est fixée à 5 µm. Pour chaque valeur de *V*, 200 modes sont calculés sur l'intégralité de la structure. Pour chaque mode, le facteur de recouvrement avec la zone de cœur est déterminé en reprenant la formule de l'équation (I.10). Le FM du cœur est le mode ayant le facteur de recouvrement avec la zone de cœur le plus élevé. Au niveau de la courbe de pertes du FM, il n'y a aucune indication dans le papier de référence sur la méthode employée pour calculer les pertes, *i.e.* définition et positionnement de la PML. Bien que la courbe produite par notre modèle soit moins lisse que celle de Saitoh *et al.*, les valeurs et tendances des deux graphes sont en adéquation, nous pouvons donc en conclure que le modèle de PML que j'utilise est valide en configuration droite.

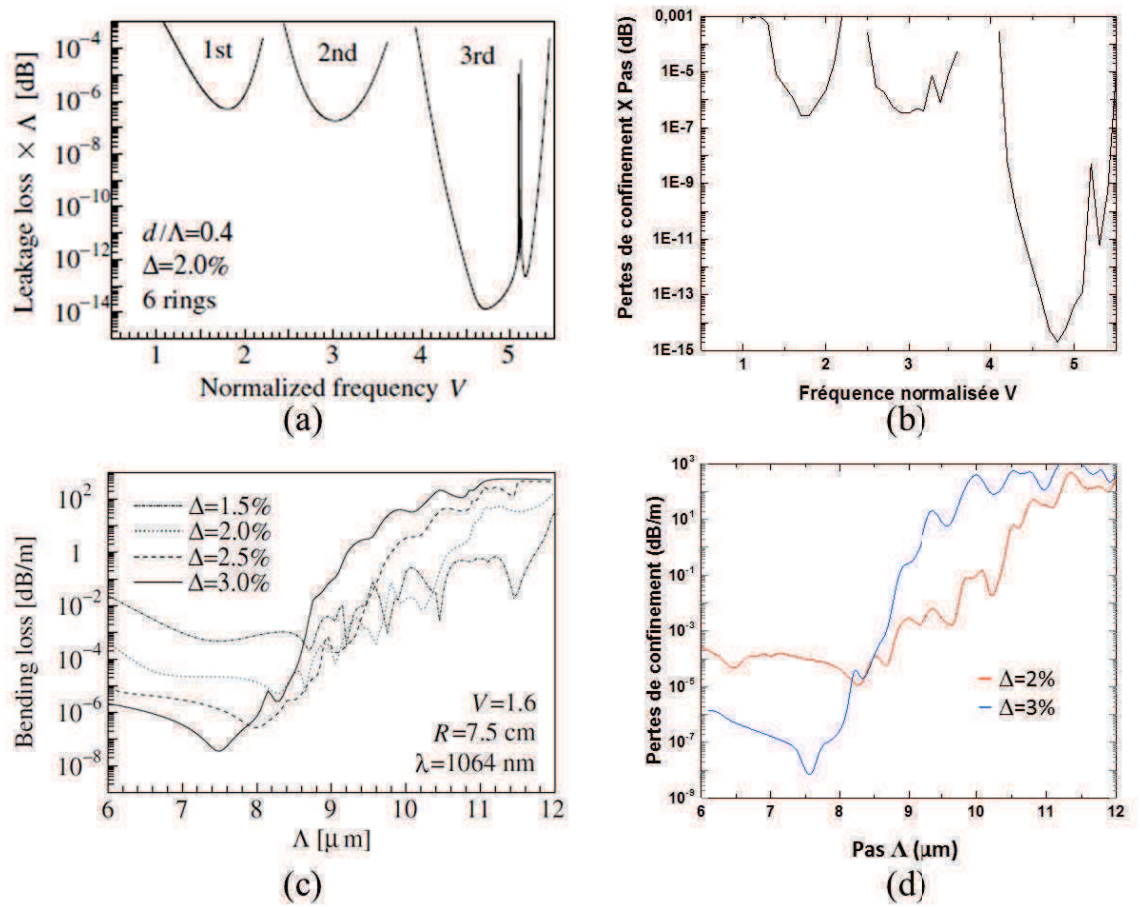


Figure II.6 : Graphes des pertes de confinement du FM en fonction de la fréquence normalisée (a) issu de [Saitoh10] et (b) obtenu à partir de notre modèle. Graphes des pertes de confinement liées à la courbure en fonction de l'espacement du réseau pour différentes valeurs d'indice relative (c) issu de [Saitoh10] et (d) obtenu à partir de notre modèle.

Ensuite les pertes de confinement liées à la courbure de la fibre sont modélisées en considérant un rayon $R = 7{,}5$ cm à 1064 nm. La Figure II.6(c) retranscrit le graphe obtenu par Saitoh *et al.* pour plusieurs différences indicielles relatives à la fréquence spatiale normalisée *V* constante égale à 1,6, soit *d* constant pour une valeur de différence indicielle donnée. Le facteur variable étant le pas du

Licence CC BY-NC-ND 3.0

réseau. Dans notre cas deux valeurs de Δ sont étudiées : 2% et 3%. La taille des inclusions est imposée par λ, V et Δ. Le paramètre variable est la distance Λ entre les inclusions haut-indice. Intuitivement, plus cette distance est importante, moins le FM du cœur est confiné par antirésonance et est donc plus sensible à la courbure. Les résultats obtenus avec notre modèle sont reportés sur les graphes de la Figure II.6(d). L'évolution des pertes de confinement avec le pas du réseau haut-indice présente le même ordre de grandeur et les mêmes variations (rebonds) que celles observées sur la figure montrée dans le papier de référence. Ces résultats confirment donc la validité de notre modèle.

II.1.2. Application aux FA-LPFs

A partir de notre modèle numérique, validé au paragraphe précédent concernant les perturbations apportées par la courbure, l'impact de cette dernière sur le mécanisme de guidage de l'architecture FA-LPF est étudié. Le cas considéré est donc celui où il y a un accord d'indice parfait entre le cœur et le matériau constituant le fond de la gaine environnante. La PML doit aussi être placée judicieusement pour pouvoir calculer les pertes sur le FM du cœur. Ainsi il n'y a aucun intérêt à mettre la PML au-delà de la gaine d'air (cf. Figure II.7(a)) puisque le champ du FM ne s'étend pas dans celle-ci. De même, positionner la PML au niveau de la gaine de silice pure (cf. Figure II.7(b)) ne permettra pas d'obtenir des résultats réalistes dans la mesure où seul le signal de pompe interagit avec cette zone. La PML doit donc être mise autour de la gaine haut-indice présentant un indice de réfraction égal à celui du cœur, en périphérie de la structure apériodique (cf. Figure II.7(c)).

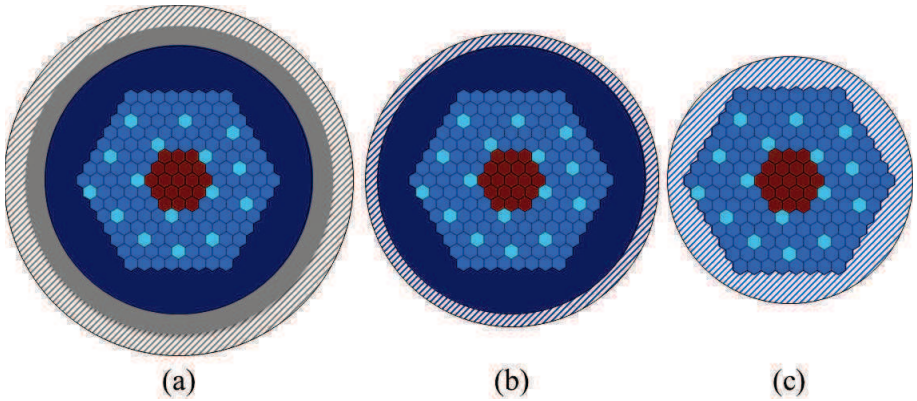


Figure II.7 : Différents positionnement de la PML (en hachuré) commentés (a) autour de la gaine d'air, (b) autour de la gaine de silice pure et (c) autour de la gaine haut-indice.

La coupe transverse de la structure modélisée est reportée sur la Figure II.8. Puisque les FA-LPFs ont une microstructure apériodique, le guidage n'est pas altéré de la même manière par la courbure en fonction de la direction selon laquelle la courbure est appliquée sur la fibre. Sur la Figure II.8, l'axe de courbure est illustré pour une direction de la courbure arbitrairement choisie comme correspondant à un angle de 0° (soit l'axe selon x de la représentation habituelle de l'architecture FA-LPF). Les trois autres angles cardinaux sont aussi marqués afin de notifier le sens de rotation de la structure lors des simulations à venir.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

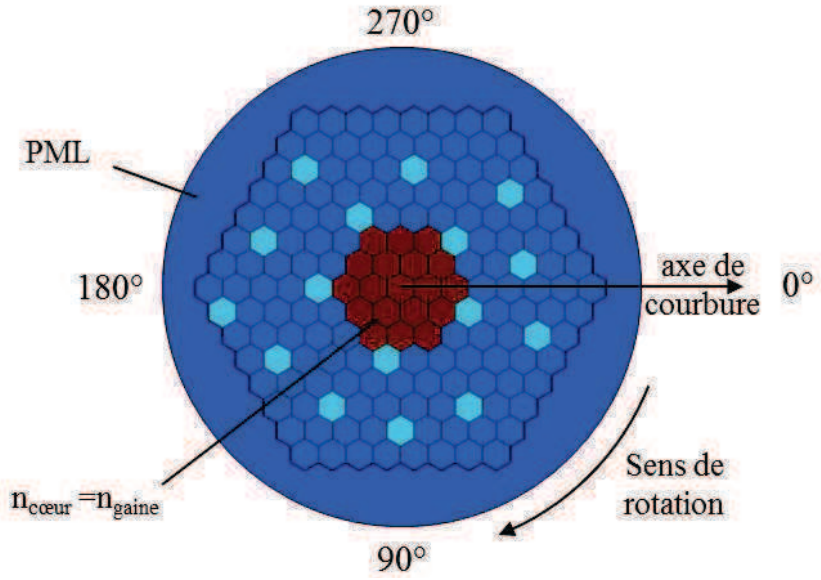


Figure II.8 : Coupe transverse numérique de la structure FA-LPF modélisée pour étudier les phénomènes liés à la courbure. Le cœur est représenté en rouge et possède un indice de réfraction égal à celui de la gaine, les inclusions bas-indice sont en cyan. La PML a été positionnée autour de la gaine et a un indice égal à celle-ci aussi. L'axe de courbure correspond au sens de variation de l'indice de réfraction, le sens de rotation définit l'évolution de l'axe de courbure au cours de l'étude

Afin d'évaluer la sensibilité de l'architecture FA-LPF aux courbures de façon primaire, l'axe correspondant à un angle de 0° a dans un premier temps arbitrairement été choisi. Le paramètre variable de l'étude est le rayon de courbure appliqué au design, et ce, pour quatre diamètres de cœur différents : 40, 50, 60 et 70 µm. La PML ajoutant de la complexité aux calculs, les simulations sont réalisées en calculant seulement les 100 premiers modes guidés. La longueur d'onde de travail est 1032 nm, correspondant au pic d'émission des ions d'ytterbium. L'indice du matériau de cœur est évalué à 1,4532 et l'indice des inclusions bas-indice est fixé à 1,4472. Ces valeurs sont issues des fabrications pratiques des FA-LPFs.

La plage de rayons de courbure prise pour les simulations s'étale de 10 cm à 10 m. Les évolutions du facteur de recouvrement et des pertes du FM sont reportées sur la

Figure II.9(a,b). Il apparaît clairement qu'à partir d'un certain rayon de courbure dit « critique », le FM fuit hors du cœur et son facteur de recouvrement avec la zone dopée devient inférieur à 80%, qui a été fixé comme valeur limite au chapitre I. Ce rayon de courbure critique dépend de la dimension du cœur de la fibre, plus le diamètre de cœur est important, plus le rayon critique est élevé. Ainsi pour un diamètre de cœur de 40 µm, le rayon critique est environ de 80 cm et pour un diamètre de cœur de 70 µm, le rayon critique est de 3,5 m. Les pertes de confinement demeurent faibles, *i.e.* < 0,1 dB/m, tant que le rayon de courbure est supérieur au rayon critique. Une fois ce cap franchi, les pertes augmentent avec des variations non régulières dues à l'apparition de couplages entre le FM et des modes de gaine. Ainsi les pertes par confinement ne sont pas le paramètre limitant lors de la courbure des FA-LPFs puisqu'elles deviennent préjudiciables uniquement lorsque le facteur de recouvrement ne respecte déjà plus le critère de confinement du FM ($\Gamma_{FM} > 80\%$). La fuite progressive du FM hors du cœur avec la diminution du rayon de courbure est illustrée sur la

Figure II.9(c) pour un diamètre de cœur de 40 µm. Les distributions d'intensité tendent à s'étaler dans la gaine orientée vers l'extérieur de la courbure. Pour un rayon de courbure de 40 cm, le mode est fortement délocalisé dans la gaine et est susceptible de subir un couplage modal.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

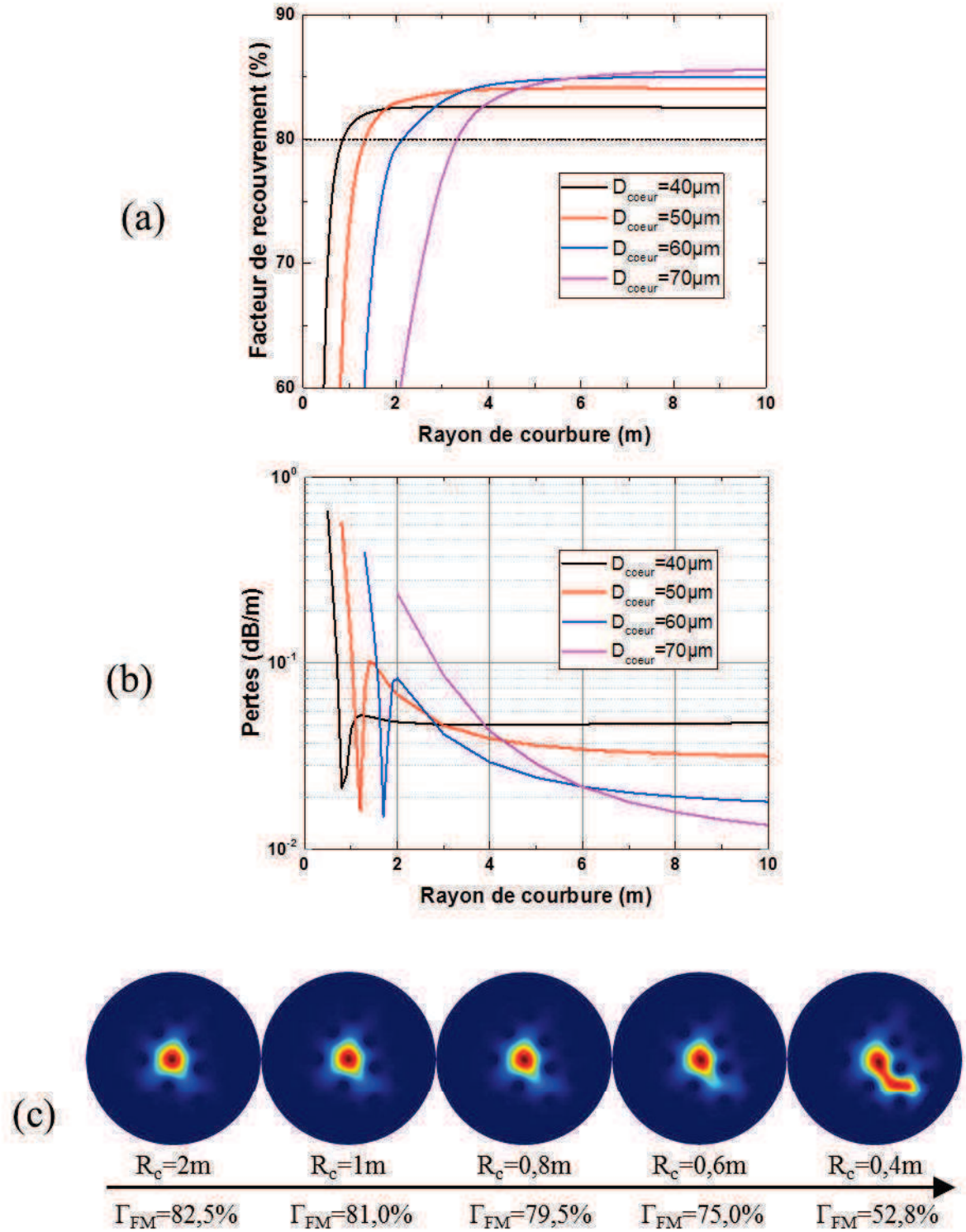


Figure II.9 : Graphes de l'évolution (a) du facteur de recouvrement du FM avec la zone de gain et (b) des pertes de confinement du FM en fonction du rayon de courbure imposé pour 4 diamètres de cœur en considérant la direction d'application de la courbure choisie précédemment et arbitrairement fixée à 0°. (c) Distributions d'intensité du FM pour une FA-LPF avec un diamètre de cœur de 40 µm pour différents rayons de courbure.

Ces résultats sont générés en considérant l'axe de courbure à 0° comme illustré sur la Figure II.8, or en raison de son apériodicité, le design FA-LPF devrait présenter une dépendance de la tolérance à la courbure en fonction de l'axe choisi. Des simulations ont donc été réalisées pour différents diamètres

Licence CC BY-NC-ND 3.0

de cœur en faisant tourner la direction selon laquelle est appliquée la courbure autour de l'axe optique de la fibre (rotation de 360°). Les rayons de courbure utilisés pour chaque diamètre sont proches du rayon critique déterminé à partir des résultats à 0°. L'évolution du facteur de recouvrement du FM est représentée en trait continu sur le graphe de la Figure II.10(a). Les facteurs de recouvrement en pointillés correspondent au HOM le plus compétitif pour chaque diamètre de cœur considéré. Pour les quatre configurations diamètre de cœur et rayon de courbure tracées, le facteur de recouvrement du FM est plus important autour de 325° (maximum) et plus faible autour de 100°. L'écart relatif des facteurs de recouvrement du FM, défini comme $(\Gamma_{FMmax}-\Gamma_{FMmin})/\Gamma_{FMmax}$, vaut respectivement 8,5 %, 7,3 %, 8,4 % et 11,3 % pour les diamètres respectifs de 40, 50, 60 et 70 µm et leur rayon de courbure associé. De plus le HOM le plus compétitif montre un facteur de recouvrement plus élevé lorsque le FM est moins confiné dans le cœur et un facteur de recouvrement minimal pour un axe de courbure autour de 0°. Pour le second critère de monomodalité, *i.e.* la discrimination modale ($\Gamma_{FM}-\Gamma_{HOM} > 30$ %), un compromis est aussi réalisé en fonction de l'axe de courbure. Globalement le FM est confiné et les HOMs sont délocalisés pour une direction de courbure comprise entre 300 et 360°. Le graphe de la Figure II.10(b) représente le facteur de recouvrement du FM en fonction du rayon de courbure pour une direction d'application de la courbure de 325° pour les quatre diamètres de cœur considérés. Même selon cette direction qui montre le meilleur facteur de recouvrement du FM, le rayon de courbure critique demeure sensiblement le même que pour la direction d'application de la courbure correspondant à un angle de 0°. Les rayons de courbure considérés ici restent importants vis-à-vis des rayons de courbures utilisés pour des fibres à large-cœur, généralement de quelques dizaines de centimètres.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

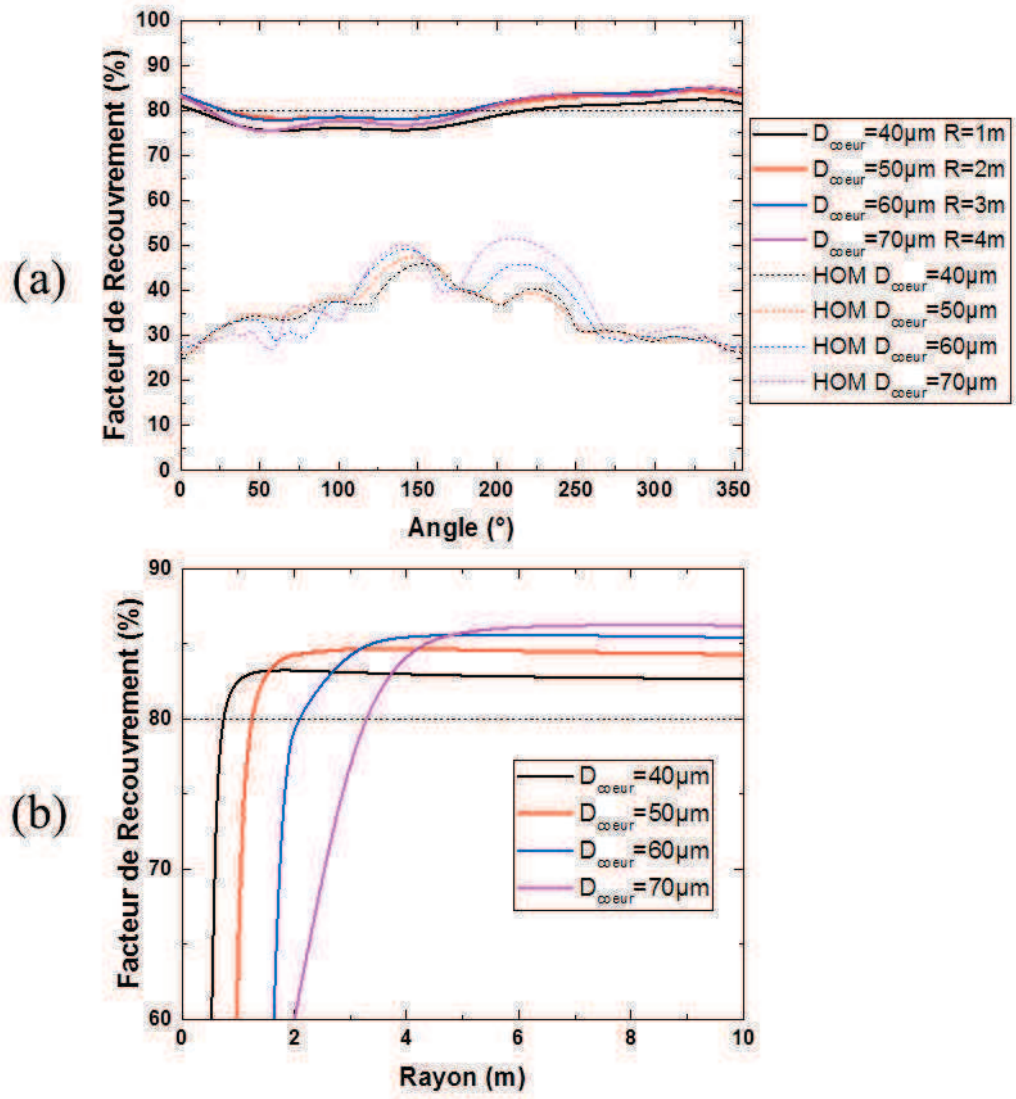


Figure II.10 : (a) Facteur de recouvrement du FM en continu et du HOM le plus compétitif en pointillés en fonction de l'axe de courbure pour les différents diamètres de cœur à un rayon proche du rayon critique à 0°. (b) Facteur de recouvrement du FM à une direction d'application de la courbure correspondant à un angle de 325° pour les 4 diamètres de cœur.

Cette étude démontre la nécessité d'améliorer la tolérance à la courbure des FA-LPFs pour atteindre des rayons de quelques dizaines de centimètres.

II.2. Optimisation des tolérances des FA-LPFs

Dans cette section, nous allons discuter de plusieurs méthodes employées pour améliorer la résistance à la courbure dans le domaine des fibres optiques. Ensuite nous détaillerons la stratégie adoptée dans notre configuration et procèderons à une étude théorique grâce au modèle étalonné précédemment.

II.2.1. Stratégies de mitigation existantes

Plusieurs phénomènes limitants apparaissent avec l'augmentation du diamètre de cœur des fibres optiques lorsqu'une courbure est appliquée. Le MFD du FM tend à être restreint à cause de la déformation de la distribution d'intensité du FM induite par la variation de l'indice de réfraction du milieu. En fonction du mécanisme de guidage exploité, le FM peut fuir hors du cœur, comme nous avons pu le voir avec les fibres à passoire modale et c'est le cas aussi des fibres à saut d'indice et des

Licence CC BY-NC-ND 3.0

PCFs. Il peut également subir des pertes de confinement élevées comme ça peut être le cas avec des fibres PBG. Nous allons présenter, de façon non exhaustive, plusieurs méthodes de mitigation mises en place pour contrecarrer ces effets.

II.2.1.1. Pré-compensation de l'indice de réfraction

Une première méthode pour s'émanciper des soucis liés à la courbure pour des fibres à large-cœur consiste à anticiper lors de la fabrication la variation d'indice équivalent induite lors de la courbure [Fini11]. Comme représenté sur la Figure II.11, dans le cas d'une fibre à saut d'indice l'objectif de cette méthode est d'obtenir le profil d'indice d'une fibre à saut d'indice classique en configuration courbée. Ainsi le FM n'est pas dégradé et les possibles HOMs subissent de fortes pertes de confinement.

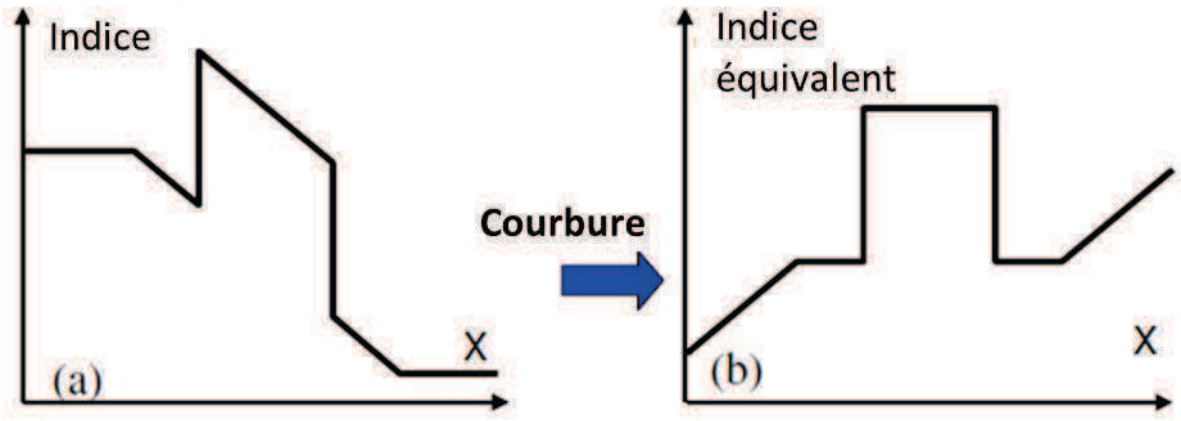


Figure II.11 : Coupe de l'indice de réfraction (a) de la fibre pré-compensée fabriquée et (b) indice équivalent lors de la courbure visée. Image adaptée de [Fini11].

Cette technique vise un rayon et une direction de courbure précis. Elle est facile à concevoir et conduit à de bonnes performances en modélisation toutefois, la fabrication d'un tel profil d'indice asymétrique est délicate, voire impossible avec les techniques de fabrication connues, et son utilisation requiert un contrôle fin de l'orientation de la fibre tout au long de la courbure. A partir de ce même principe, Fini *et al.* ont proposé une fibre à saut d'indice avec une pré-compensation symétrique de l'indice de la gaine entourant le cœur comme illustré sur la Figure II.11 [Fini13]. Les dimensions de cœur visées sont alors plus faibles (~30 µm) et dans ces conditions la variation d'indice du cœur ($\sim 5\times10^{-5}$) est négligeable par rapport au saut d'indice cœur/gaine ($\sim 5\times10^{-4}$) donc la distribution d'intensité du FM est peu impactée. La gaine est pré-compensée afin d'obtenir des pertes de confinement élevées pour les HOMs et faibles pour le FM indépendamment de l'orientation de la courbure appliquée sur la fibre. Cette technique peut aussi être appliquée à des fibres à cœur parabolique, avec un ratio des pertes entre le FM et les HOMs de 10^4.

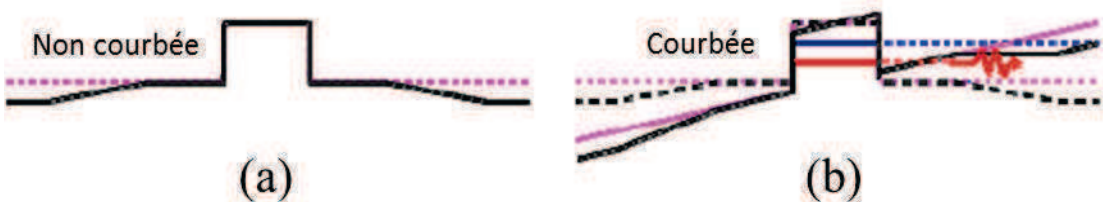


Figure II.12 : Profil de l'indice de réfraction d'une pré-compensation symétrique d'une fibre à saut d'indice (a) droite et (b) courbée. En bleu l'indice effectif du FM et en rouge celui du premier HOM. Le FM demeure dans le cœur tandis que l'HOM fuit dans la gaine. Image adaptée de [Fini13]

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La fabrication de telles fibres implique un contrôle rigoureux de l'indice avec des variations de l'ordre de 10^{-4}. Un tel contrôle est difficilement réalisable par la méthode MCVD. L'utilisation de fibre microstructurée avec un profil en escalier est en revanche possible mais nécessite aussi la fabrication d'un grand nombre de cannes avec des indices légèrement différents ce qui implique un coût de fabrication très élevé.

II.2.1.2. Guidage assisté par tranchée

Une autre technique pour réduire la fuite du FM et diminuer les pertes de confinement dans les fibres à saut d'indice est d'ajouter dans la gaine un anneau avec un indice soit inférieur à la gaine [Behera13], soit égal au cœur [Jain14]. Dans le premier cas, représenté sur la Figure II.13, le profil d'indice contraint le champ du FM dans le cœur et le piédestal et diminue les pertes par radiation dans la gaine. La distribution d'intensité du FM est déformée sous l'effet d'une courbure et s'appuie sur l'interface n_2/n_3. Plus la distance entre la tranchée et le cœur est grande, plus l'aire effective du FM est élevée mais son recouvrement avec le cœur sera plus faible, ce qui n'est pas souhaitable dans le cas d'une fibre active.

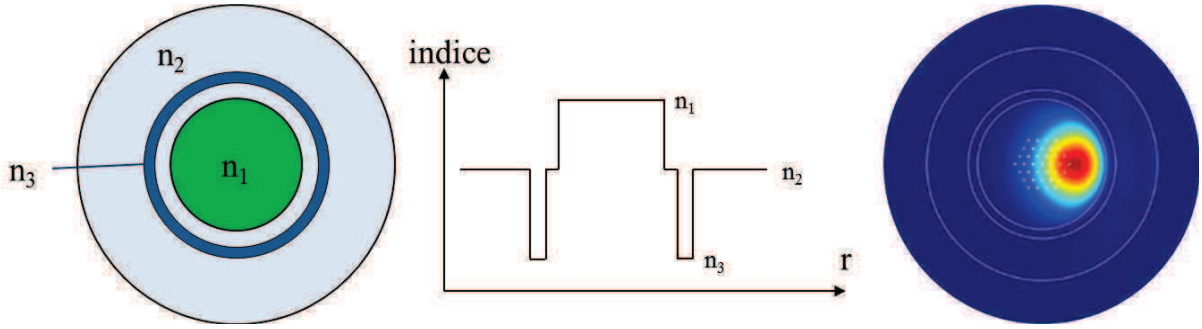


Figure II.13 : A gauche, coupe transverse théorique d'une fibre à saut d'indice assisté d'une tranchée et au milieu profil d'indice correspondant avec ici un indice de tranchée inférieur à la gaine et à droite distribution d'intensité du FM issue de [Behera13] s'appuyant sur la tranchée.

Dans le second cas, où n_3 est égal à l'indice du cœur ou compris entre la gaine et le cœur, l'anneau joue le rôle d'un résonateur. Ainsi sous l'effet d'une courbure, les HOMs du cœur subissent des pertes de confinement importantes et souffrent d'une délocalisation dans l'anneau tandis que le FM reste guidé dans le cœur par le saut d'indice avec la gaine et subit des pertes minimes. La distribution d'intensité du FM est légèrement perturbée mais son recouvrement avec le cœur demeure important.

Cette technique, efficace avec des fibres à saut d'indice, ne peut pas être implémentée dans des fibres microstructurées à passoire modale. En effet, placer un anneau directement en périphérie du cœur compromettrait le mécanisme de guidage, et placer un anneau en périphérie de la gaine apériodique n'aurait aucune influence sur la fuite du FM dans la gaine environnante.

II.2.1.3. Gaines asymétriques

La dernière technique de mitigation des effets néfastes de la courbure présentée ici repose sur la création d'une asymétrie volontaire dans la structure de fibres microstructurées. La Figure II.14 présente trois architectures de fibres microstructurées exhibant de faibles pertes de confinement sur le FM [Raja13, Islam14, Saini16].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

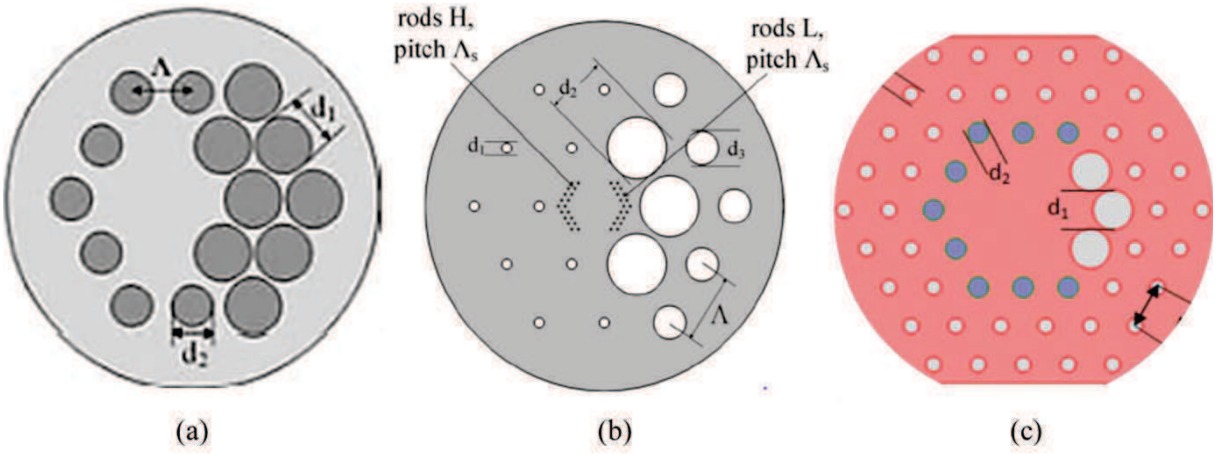


Figure II.14 : Coupes transverses de différentes fibres microstructurées à gaine asymétrique, (a) LCF issue de [Raja13], (b) LCF issue de [Islam14] et (c) PCF issue de [Saini16]

La fibre présentée dans [Raja13] est une LCF avec une double couronne de trous d'air agrandis dans la direction de courbure souhaitée et positionnés vers l'extérieur de la courbure. La première couronne de trous agrandis permet de conserver le guidage du FM dans le cœur tandis que la seconde réduit les pertes radiatives du FM. La fibre proposée dans [Islam14] reprend la même idée en ajoutant deux blocs d'inclusions, un haut-indice et l'autre bas-indice dans la direction de courbure, de part et d'autre du cœur afin de s'affranchir de la diminution de l'aire effective du FM. Le bloc d'inclusions bas-indice est situé à l'extérieur de la courbure alors que le bloc d'inclusions haut-indice est lui situé à l'intérieur de la courbure. La fibre PCF proposée dans [Saini16] possède une gaine constituée de trous d'air. Trois trous de la première couronne sont agrandis correspondant à la direction de courbure. Les autres inclusions de la première couronne sont remplacées par des inclusions de silice dopée fluor, donc bas-indice. Les trois trous agrandis confinent le mode fondamental tandis que les inclusions dopées aux ions de fluor réduisent le contraste d'indice moyen entre le cœur et la gaine conduisant à un élargissement du FM. Ces trois designs ont pour le moment été étudiés seulement numériquement, leur fabrication étant quelque peu contraignante.

II.2.2. FA-LPF assistée par saut d'indice

Les deux premières stratégies de mitigation des effets indésirables de la courbure reposent sur la modification du profil d'indice de la gaine environnant le cœur. La première méthode pourrait être exploitée avec des fibres à passoire modale mais la fabrication de matériau de gaine avec des indices légèrement différents deviendrait très onéreuse et chronophage. La seconde méthode n'est pas applicable non plus puisque le mécanisme même de guidage des LPFs est alors court-circuité. Enfin la dernière méthode préconise un axe de courbure et implique des éléments de dimension variable dans la gaine, de tels design sont difficilement réalisables avec une fibre solide où, de par le procédé de fabrication, tous les éléments possèdent généralement les mêmes dimensions comme c'est le cas avec les FA-LPFs. Ainsi il faut trouver une stratégie alternative pour améliorer la tolérance aux courbures des FA-LPFs.

II.2.2.1. Présentation du concept

Nous avons constaté dans le § II.1.2 que le facteur limitant des fibres FA-LPF sous l'effet d'une courbure est la fuite du FM hors du cœur. La stratégie mise en place doit donc principalement s'attacher au renforcement du confinement du FM. Idéalement il faudrait aussi éviter d'augmenter la

Licence CC BY-NC-ND 3.0

complexité et le coût de fabrication des fibres. Les différents matériaux pour la réalisation de fibres FA-LPF sont :

- ✓ de la silice pure (F300), en barreaux solides et en tubes
- ✓ de la silice dopée aux ions d'ytterbium et d'aluminium pour le cœur actif
- ✓ de la silice dopée aux ions d'aluminium pour la gaine de même indice que le cœur
- ✓ de la silice dopée aux ions de fluor (bas-indice) pour la structure apériodique

Les différentes silices dopées sont fabriquées par la méthode poudre REPUSIL. Tout d'abord des barreaux de silice dopée et de silice pure sont étirés au même diamètre. Puis ces barreaux sont assemblés pour former la structure sans la gaine d'air qui est étirée pour créer des cannes de FA-LPF. Enfin le tirage des fibres est effectué en assemblant les cannes de FA-LPF avec une gaine d'air et un tube de silice. Au cours de cette dernière étape, une surpression est maintenue au niveau de la gaine d'air. L'optimisation des tolérances à la courbure doit pouvoir s'inscrire dans ce processus de production. Dans cette optique il serait possible de modifier l'arrangement apériodique de la microstructure pour obtenir un axe privilégié comme pour les architectures de la Figure II.14 par l'ajout, le retrait ou le déplacement d'inclusions bas-indice. Toutefois une telle méthode tend à conserver aussi le confinement de HOMs indésirables en fibre droite et courbée. Dans notre cas nous souhaitons le plus possible conserver un guidage monomode en délocalisant les HOMs hors de la zone de gain. Puisque la modification de l'architecture est mise de côté, les seuls paramètres restants sont les matériaux utilisés. Lors de la fabrication, le paramètre critique est l'adaptation d'indice parfaite entre le cœur et la gaine dopée. Une désadaptation d'indice entraine soit une fuite du FM ($n_{cœur} < n_{gaine}$), soit le reconfinement des HOMs ($n_{cœur} > n_{gaine}$) comme illustré au chapitre I sur la Figure I.25 dans le cas d'une fibre droite. Outre le reconfinement de HOMs, le dernier cas conduit aussi à un confinement plus élevé du FM que dans le cas d'une adaptation parfaite. Ce dernier point est intéressant pour l'objectif actuel. Choisir volontairement une différence indicielle positive entre le cœur et la gaine permettrait une meilleure conservation du FM dans le cœur, et en considérant l'apériodicité de la structure, il devrait exister un axe privilégié permettant la re-délocalisation des HOMs. Une telle stratégie n'apporte ni complexité ni coût supplémentaire à la fabrication des fibres puisque seule la concentration initiale en dopant dans la gaine haut-indice est modifiée. Le guidage dans les FA-LPF s'effectuerait alors par passoire modale assistée d'un saut d'indice entre le cœur et la gaine. Ce double mécanisme de guidage est étudié numériquement dans le paragraphe suivant.

II.2.2.2. Étude numérique

L'étude de FA-LPF assistée par saut d'indice repose sur quatre paramètres variables : la dimension du cœur, le rayon de courbure, le décalage indiciel entre le cœur et la gaine dopée passivement et l'orientation de la courbure. L'objectif est de déterminer les possibilités de cette technique pour permettre un guidage monomode dans les FA-LPFs sous l'effet de la courbure. La coupe transverse des FA-LPFs est rappelée sur la Figure II.15(a) avec la définition des angles associés aux orientations de courbure. Le nouveau profil d'indice des FA-LPFs est illustré sur la Figure II.15(b).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

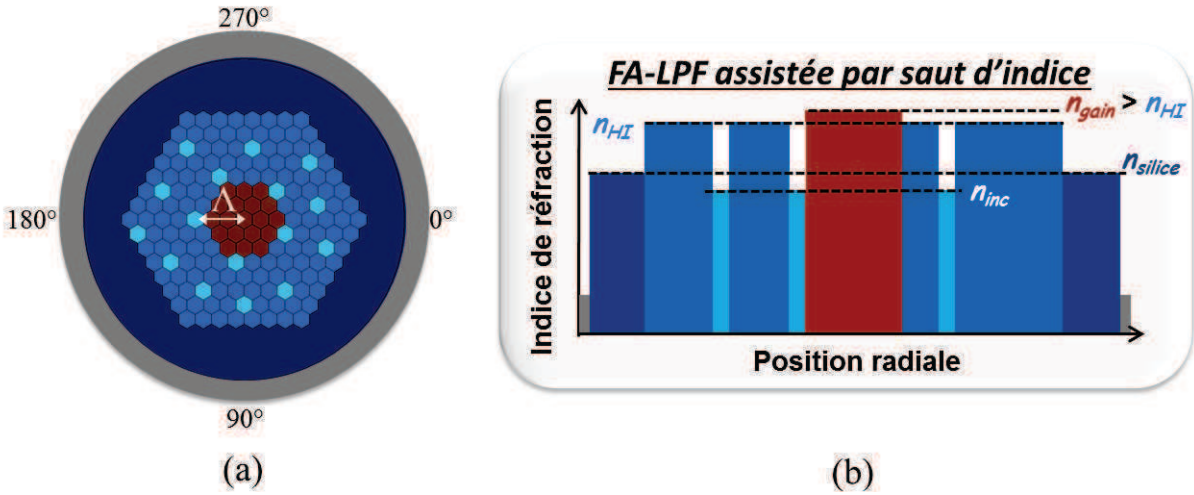


Figure II.15 : (a) Coupe transverse d'une FA-LPF avec le référencement des orientations de courbure. (b) Profil d'indice pour une FA-LPF assistée par saut d'indice. La silice dopée aux ions d'ytterbium est en rouge, aux ions d'aluminium en bleu clair, aux ions de fluor en cyan, la silice pure est en bleu marine et la gaine d'air est en gris.

Lors de la fabrication d'une fibre, le premier paramètre à évaluer est celui de la différence indicielle Δn entre le cœur et la gaine. Pour nos simulations, cette valeur est fixée à $1{,}5\times10^{-4}$ correspondant à la valeur mesurée pour la FA-LPF décrite dans [Dauliat16]. Une telle différence est donc maîtrisable avec la méthode REPUSIL et la dimension limite du cœur pour une propagation monomode en configuration droite (~ 40 µm) présente une faible variation (35 µm à 47 µm) pour la plage d'écart indiciel autour de $1{,}5\times10^{-4} \pm 5\times10^{-4}$ (cf. Figure I.25). Dans un premier temps, la dimension du cœur est choisie autour de la valeur limite pour ce décalage indiciel, soit un diamètre de cœur de 40 µm. Pour une telle fibre, le recouvrement du FM avec le cœur $\Gamma_{FM} = 95$ % et la discrimination modale $\Delta\Gamma = 21$ %. Le second critère de monomodalité n'est donc pas respecté ($\Delta\Gamma > 30$ %). Dans ce cas, sous l'effet de la courbure, le FM doit rester confiné dans le cœur tandis que les HOMs doivent être délocalisés dans la gaine. Cette fibre a été modélisée en considérant un rayon de courbure de 40 cm en faisant varier l'orientation de la courbure. Les simulations ont été effectuées en calculant les 200 premiers modes guidés dans la structure. L'évolution du facteur de recouvrement du FM (Γ_{FM}) et de l'HOM le plus compétitif (Γ_{HOM}) en fonction de l'orientation de l'axe de courbure est reportée sur le graphe de la Figure II.16(a). Le FM demeure confiné dans le cœur quelle que soit l'orientation considérée avec un recouvrement compris entre 91 % < T_{FM} < 94%. La délocalisation des HOMs, et donc la discrimination modale $\Delta\Gamma$, est plus sensible à l'axe de courbure. Ainsi on observe que celle-ci est comprise entre 22 % < $\Delta\Gamma$ <53 %. Donc le respect du second critère de monomodalité dépend de l'orientation de la courbure.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

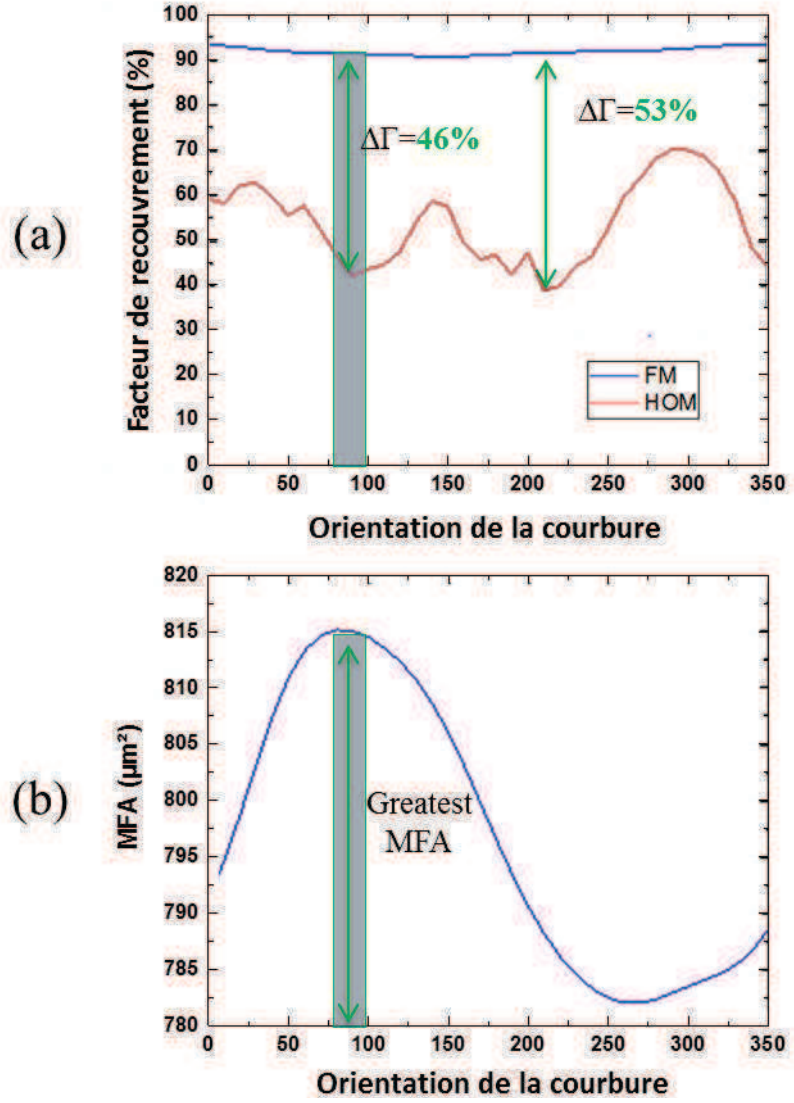


Figure II.16 : Modélisation d'une FA-LPF avec un cœur de diamètre 40 µm courbée à un rayon de 40 cm et ayant un décalage indiciel Δn=1,5×10^{-4}. Evolutions (a) du facteur de recouvrement du FM et de l'HOM le plus compétitif avec l'orientation de la courbure et (b) du MFA du FM. Les aires surlignées correspondent à la tolérance à ± 10°.

Afin de déterminer la meilleure orientation de courbure, l'évolution du MFA a aussi été calculée puisque l'objectif est d'obtenir des fibres à large-cœur pour réduire les effets non linéaires. Cette évolution est montrée sur le graphe de la Figure II.16(b). Le MFA présente une variation relative de 4% entre sa valeur optimale et son minimum. Le maximum de 815 µm², équivalent à un MFD de 32,2 µm, est atteint pour un angle de 90° correspondant à une bonne discrimination modale entre le FM et les HOMs (ΔΓ = 46 %). Ainsi l'axe optimum est identifié. De plus ces résultats présentent une bonne tolérance sur l'axe de courbure de ± 10° où ΔΓ varie de moins de 5% et le MFA est quasiment constant. A titre de comparaison, les distributions d'intensité numériques du FM et de l'HOM le plus compétitif pour différentes configurations sont montrées sur la Figure II.17. Le premier cas, à gauche, correspond à une adaptation d'indice parfaite pour une fibre non courbée, puis un décalage indiciel $\Delta n = 1{,}5\times10^{-4}$ est considéré en configuration non courbée, au centre, et courbée selon l'axe optimal (90°) à un rayon de 40 cm correspondant aux simulations décrites précédemment. En configuration droite, on constate que le FM tend moins à s'étaler dans la gaine lorsque le guidage est assisté par un saut d'indice et conserve un aspect pentagonal mais que le LP_{11} est bien présent dans le cœur. Sous

Licence CC BY-NC-ND 3.0

l'effet de la courbure, le LP_{11} est délocalisé et s'échappe par un des canaux de fuite dans la direction de la courbure (vers l'extérieur) tandis que le FM, très légèrement déformé s'appuie sur les inclusions bas-indice de la première couronne et reste confiné dans le cœur.

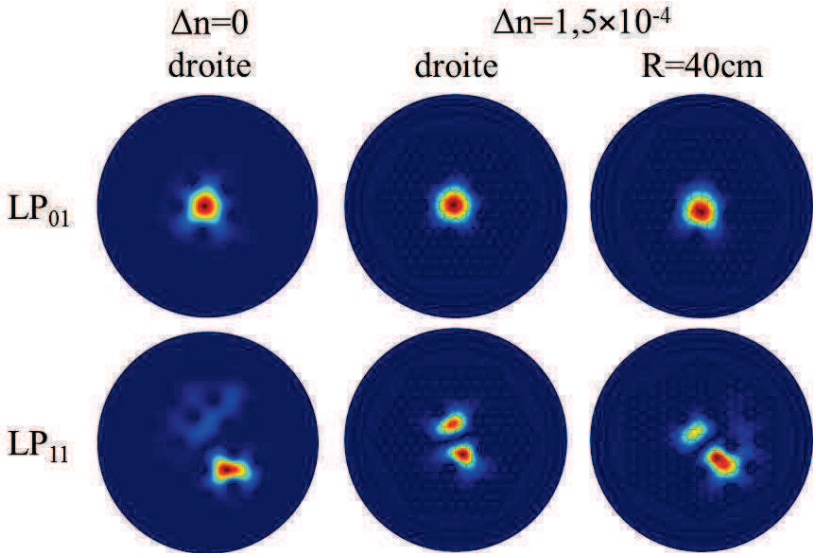


Figure II.17 : Distributions d'intensité théoriques du FM (LP_{01}) et du premier HOM (LP_{11}) pour une FA-LPF sans désadaptation d'indice droite, et avec un $\Delta n=1,5\times10^{-4}$ droite et courbée à un rayon de 40 cm selon l'axe optimal.

Basé sur l'axe de courbure correspondant à 90°, il convient d'observer l'impact des autres facteurs variables entrant en ligne de compte pour notre stratégie, à savoir la dimension du cœur, le rayon de courbure et la différence indicielle Δn. Dans cet esprit, une batterie de simulations a été réalisée pour quatre valeurs de Δn fixées en faisant varier à la fois le rayon de courbure et le diamètre de cœur des FA-LPFs. Les résultats sont présentés sur la Figure II.18 où les zones vertes surlignent les zones de fonctionnement monomode à la vue des deux critères de monomodalité définis au chapitre I ($\Gamma_{FM} > 80$ % et $\Delta\Gamma > 30\%$). Numériquement, trois régimes de fonctionnement sont identifiables :

i) La propagation est multimode, *i.e.* $\Gamma_{FM} > 80$ % et $\Delta\Gamma < 30\%$.

ii) La propagation est monomode, soit $\Gamma_{FM} > 80$ % et $\Delta\Gamma > 30\%$.

iii) Le FM fuit hors du cœur, soit $\Gamma_{FM} < 80$ %.

Plus l'écart indiciel diminue, plus la fibre tend naturellement à se comporter comme une FA-LPF classique et moins le FM est confiné dans le cœur pour un rayon de courbure donné. Cependant un saut d'indice élevé conduit à une valeur limite de diamètre de cœur au-delà duquel la propagation n'est pas monomode quel que soit le rayon de courbure imposé. Dans ce cas, lorsque le FM est confiné à plus de 80%, la discrimination modale, elle, est inférieure à 30%. Le rôle des inclusions bas indice dans la gaine et leur disposition devient alors négligeable, la fibre se comporte alors comme une fibre à saut d'indice classique. Ces graphes démontrent les limites théoriques de fonctionnement de la méthode de guidage assisté par un saut d'indice. La dimension du cœur des fibres est limitée par le rayon de courbure et inversement quel que soit le décalage indiciel entre le cœur et la gaine. Pour certain couple de diamètre de cœur et de rayon de courbure, par exemple 60 µm et 30 cm respectivement, il n'existe pas de valeur de décalage indiciel permettant une propagation monomode dans le cœur.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

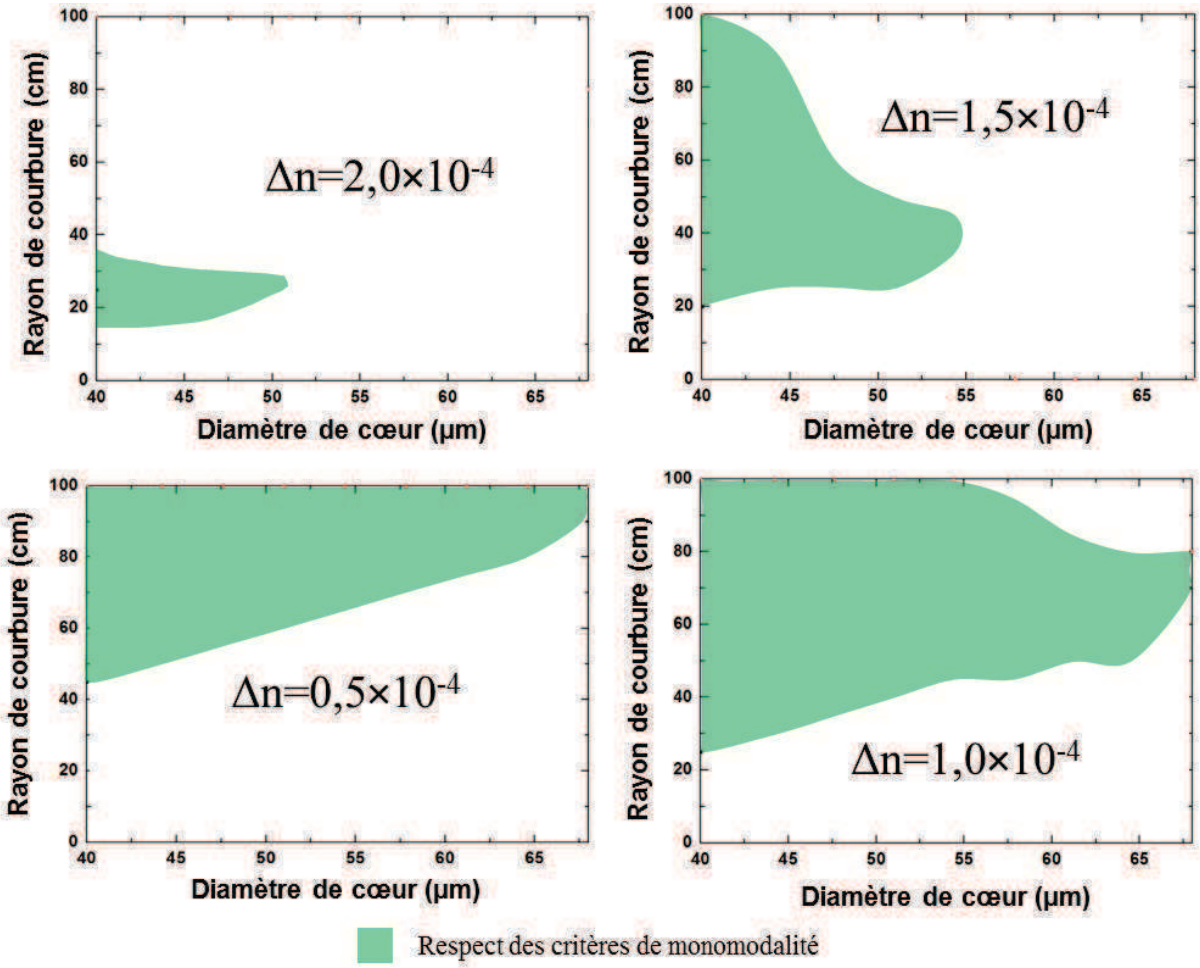


Figure II.18 : Respect des critères de monomodalité (zones vertes) sur une courbure à une orientation de 90° en fonction des configurations diamètre de cœur et rayon de courbure pour quatre valeurs de Δn.

Par ailleurs les graphes de la Figure II.19 représentent les plages de décalage indiciel pour lesquelles une FA-LPF courbée à un rayon de 50 cm, 70 cm et 100 cm à un angle de 90° et 0° (correspondant au plus faible recouvrement des HOMs dans le cas d'une fibre sans décalage indiciel, cf. Figure II.10) a une propagation effectivement monomode, multimode ou à fuite. Pour un rayon de courbure donné, les zones monomodes des directions de la courbure appliquée correspondant à un angle de 90° et 0° sont relativement proches. Il est cependant possible de noter que l'axe à 90° possède une délocalisation des HOMs plus efficace (limite supérieure) qu'à 0° mais aussi un confinement du FM plus faible (limite inférieure). Ainsi l'axe de courbure à 90° est optimal si le paramètre limitant est la discrimination modale et 0° est plus efficace si le confinement du FM est mis en péril. Plus le rayon de courbure est élevé, plus il est possible d'atteindre une dimension de la zone de gain importante.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

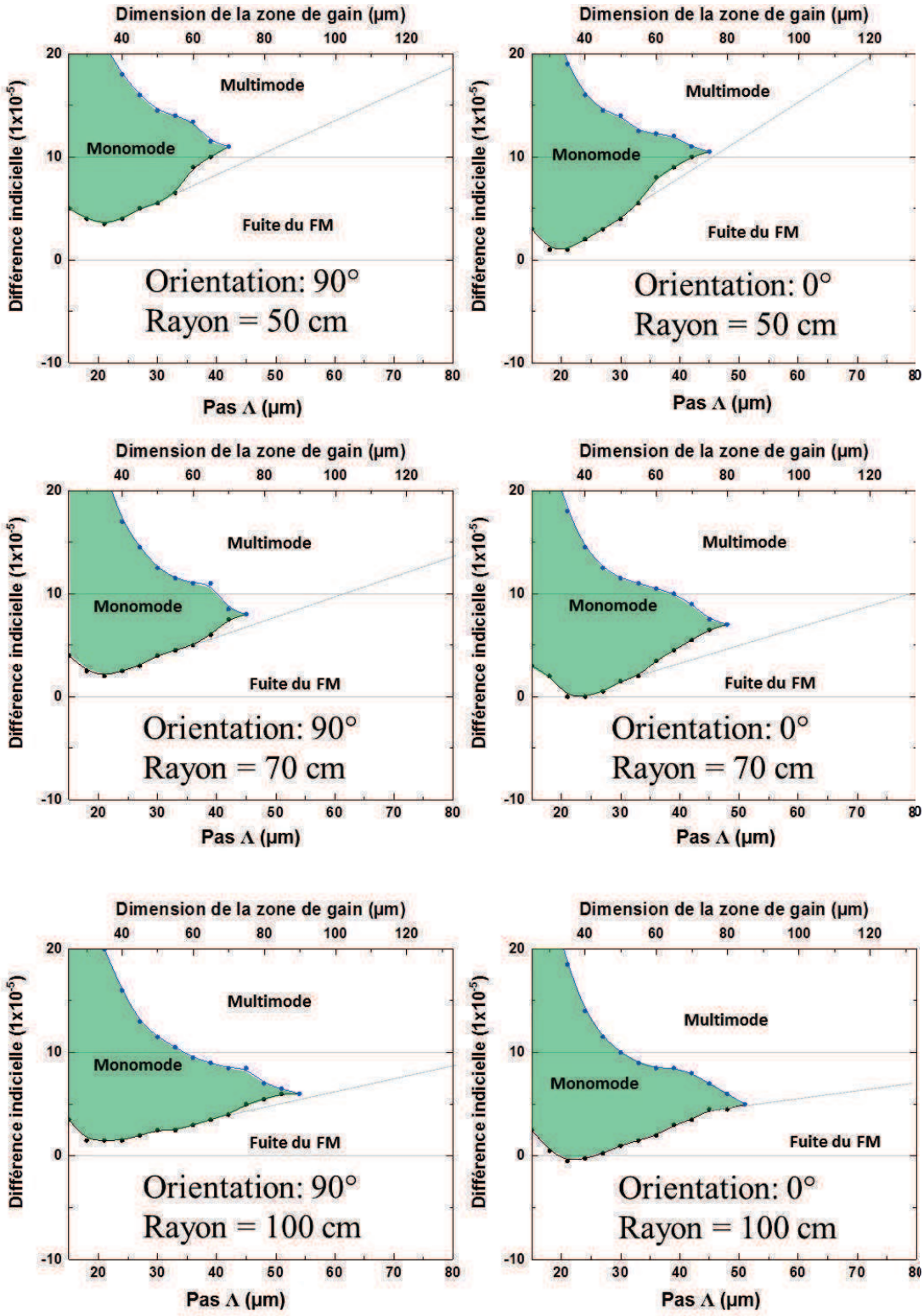


Figure II.19 : Graphes de tolérances des FA-LPF assistées par saut d'indice pour un rayon de courbure de 50 cm orienté selon l'axe associé à un angle de 90° à gauche et de 0° à droite.

Dans cette section, une nouvelle stratégie de mitigation a été présentée pour les FA-LPFs et étudiée théoriquement. Les influences de l'axe de courbure, du rayon, de la dimension de la fibre et du saut d'indice ont été caractérisées. Les simulations montrent qu'un rayon de courbure de quelques dizaines de centimètres limite la dimension maximum du cœur pour une propagation effectivement monomode. Cependant pour des tailles de fibres inférieures à ce maximum, une propagation monomode est réalisable grâce à la technique d'assistance par saut d'indice envisagée. En fonction du décalage

Licence CC BY-NC-ND 3.0

indiciel et de la taille de cœur, la fibre peut exhiber une propagation multimode en configuration droite. Ces résultats numériques requièrent une confrontation expérimentale pour valider notre méthode d'amélioration de la tolérance à la courbure.

II.3. Réalisation et démonstration expérimentale

Afin de confirmer les résultats des simulations obtenus dans la section précédente, des FA-LPFs assistées par saut d'indice dopées aux ions d'ytterbium ont été fabriquées et caractérisées. Cette section présente la fabrication de FA-LPF souples ainsi que la mise en place d'un montage de caractérisation en configuration laser et les résultats qui en découlent.

II.3.1. Fabrication de FA-LPF souples

Nous allons présenter les étapes de fabrication de FA-LPFs souples pour une étude expérimentale sur l'amélioration des tolérances à la courbure. Pour ce faire nous allons exploiter des cannes de FA-LPF fabriquées avant et pendant ma thèse et dont le décalage indiciel entre le cœur et la gaine a été estimé à $1{,}4\times10^{-4}$ et $2{,}1\times10^{-4}$ (n_{coeur}-n_{gaine}). Ces valeurs ont l'avantage d'être en adéquation avec les simulations réalisées. Les matériaux ont été fabriqués au Leibniz-Institüt für Photonische Technologien (IPHT) à Iéna avec la méthode REPUSIL développée dans leur laboratoire.

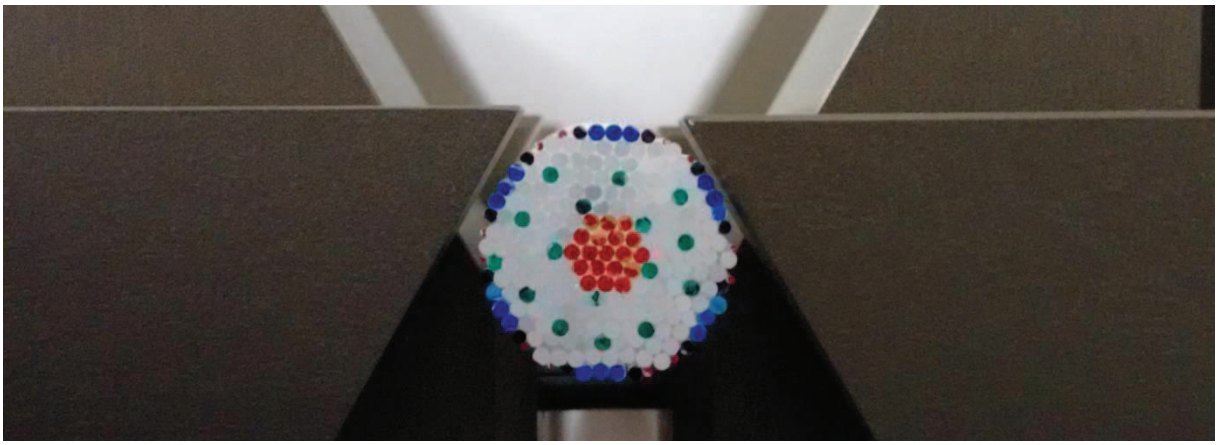


Figure II.20 : Photo du stack hexagonal réalisé avec les éléments dopés, aux ions d'ytterbium en rouge, aux ions de fluor en vert, et aux ions d'aluminium en blanc, des éléments de silice pure en bleu et en rouge et noir à des dimensions plus faibles sur la couche externe de l'hexagone pour insérer le stack dans un tube en silice pure.

La photo de la Figure II.20 a été prise au cours de l'étape d'assemblage, avant d'insérer le stack hexagonal dans un tube de silice pure pour étirer des cannes de FA-LPFs.

II.3.1.1. Correction de la vrille interne

Lors de l'étude numérique précédente, nous avons étudié l'impact de la direction selon laquelle est appliquée la courbure sur la tolérance à la courbure et montré que celle-ci joue un rôle prédominant, soit dans le confinement du FM, soit dans la délocalisation des HOMs, en fonction principalement du décalage indiciel. Pour effectuer une étude expérimentale, l'orientation de l'axe de courbure vis-à-vis de la structure doit donc être constante sur toute la longueur de la fibre. Or, au cours du fibrage, aucun appareil ne mesure une éventuelle torsion longitudinale des fibres. Un montage assez simple a donc été mis en place pour vérifier l'orientation de l'architecture aux deux extrémités d'une fibre rod-type. La Figure II.21 montre le montage mis en place. L'objectif est d'injecter la lumière issue d'une source blanche supercontinuum dans une extrémité de la fibre et d'observer la structure de l'autre côté avec une caméra CCD. Puis, sans toucher la fibre, d'imager l'autre extrémité de la fibre en changeant de

Licence CC BY-NC-ND 3.0

face d'injection grâce à un miroir amovible. En comparant les images ainsi récupérées, nous sommes en mesure d'évaluer, modulo 180°, la rotation axiale de la structure le long de la fibre. Les premières mesures obtenues ont indiqué une vrille axiale de la structure, variable, mais pouvant atteindre jusqu'à 90° pour 1 mètre de fibre. Une telle valeur est préjudiciable à notre étude expérimentale où, pour rappel, la tolérance sur l'axe de courbure a été fixée à ± 10°. De plus les mesures effectuées indiquent des degrés de rotation variables en fonction des tronçons mesurés donc la vrille induite lors du fibrage n'est pas constante au cours du temps.

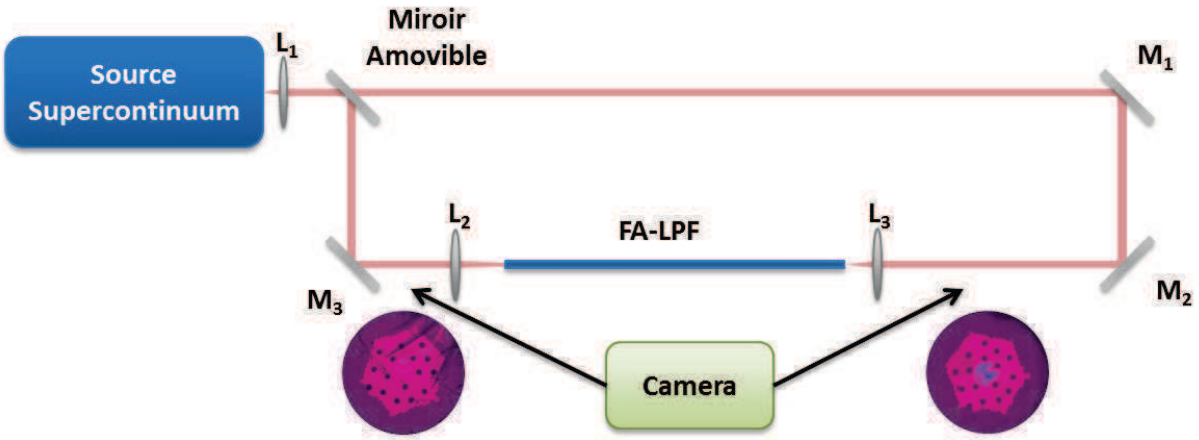


Figure II.21 : Schéma du montage expérimental de mesure de la vrille interne de la structure dans les FA-LPFs. L_1, L_2 et L_3 sont des lentilles plano-convexes, M_1, M_2 et M_3 sont des miroirs en argent. Deux images de la microstructure d'une fibre sont ajoutées, dans ce cas la vrille mesurée est de 39° sur la longueur de la fibre.

Avant d'être en mesure de réaliser une étude expérimentale basée sur les résultats obtenus en modélisation, il faut dans un premier temps contrôler et si possible supprimer la vrille induite lors du fibrage. Pour ce faire, il faut déjà pouvoir observer ou mesurer la rotation des fibres pendant le fibrage. Dans la mesure où plusieurs équipes du laboratoire exploitent la même tour de fibrage, la solution mise place doit être amovible et rapidement installable. Une possibilité ne nécessitant aucune modification sur la tour de fibrage serait l'utilisation de tube de silice externe en D, *i.e.* avec un côté plat reconnaissable lors du fibrage. Ainsi les fibres étirées présentent aussi un profil externe en D. Toutefois cette méthode a plusieurs inconvénients, tout d'abord il n'y a pas de tube en D dans le marché, il faut donc polir les tubes, ce qui est chronophage et limite la longueur des tubes à environ 30 cm. Ensuite, pour s'assurer que le méplat est bien transmis de la canne à la fibre, celui-ci doit représenter environ un quart du diamètre externe du tube, si le tube n'est pas suffisamment épais la gaine d'air risque d'être déformée au cours du fibrage. De plus il faut aussi être capable de visualiser à l'œil un méplat sur une fibre avec un diamètre inférieur à 1 mm.

Une solution alternative est l'utilisation d'une imprimante à jet d'encre pour le marquage industriel. La vrille peut être observée en marquant les fibres au début de leur descente en sortie du four puis en repérant l'évolution de l'axe du marquage pendant la descente le long de la tour et au niveau de la zone de clive. Il est alors facile de visualiser une éventuelle vrille en suivant le motif (traits verticaux) marqué par l'imprimante. Un schéma simplifié de la tour de fibrage utilisée pour étirer les cannes et les FA-LPFs est reporté sur la Figure II.21. L'imprimante envisagée présente l'avantage d'être facilement déplaçable et aisée à prendre en main. De plus son coût reste abordable. Dans le cas du tirage d'une fibre, la canne est placée dans un support motorisé au-dessus du four de fusion. La température du four est d'environ 2000°C, ainsi une fois la canne dans le four, la silice atteint un état malléable et peut être étirée. L'extrémité étirée est placée entre deux des patins de traction motorisés. Un très faible défaut d'alignement de ces patins, imperceptible à l'œil peut rapidement engendrer une torsion de la canne/fibre étirée. La dimension de la fibre obtenue à partir d'une canne dépend du ratio entre la

Licence CC BY-NC-ND 3.0

vitesse de descente de la préforme dans le four et la vitesse de tirage des patins. En cas de torsion constatée, une correction est possible en ajustant l'alignement des patins et en contrôlant la position de la fibre dans ces derniers.

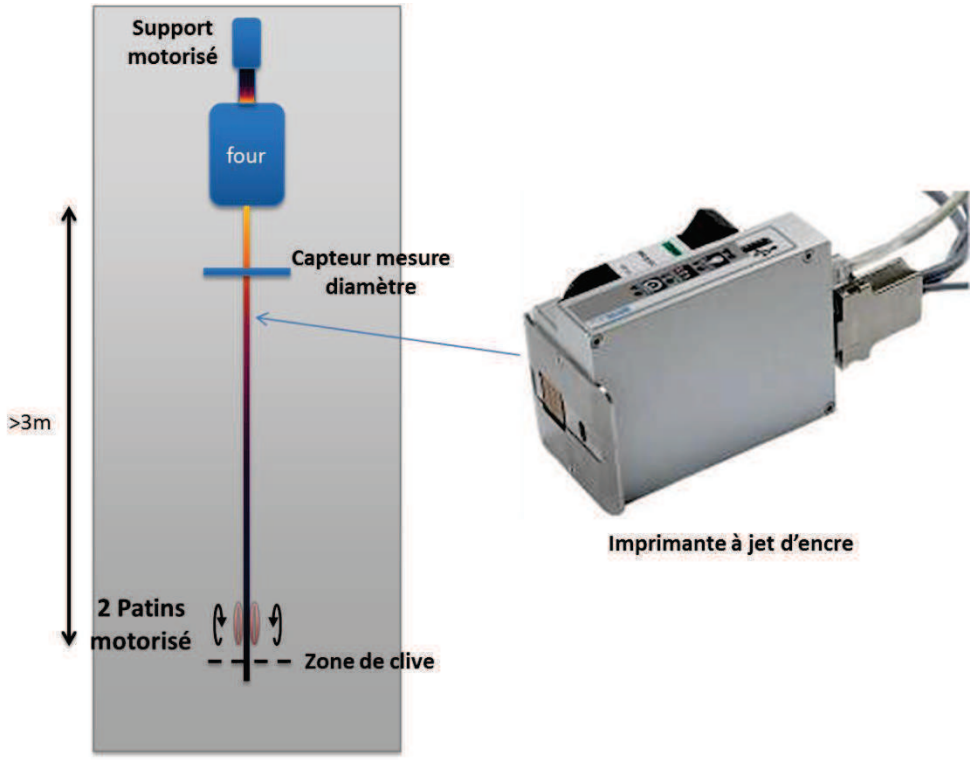


Figure II.22 : Schéma simplifié de la tour de fibrage utilisée pour le tirage des cannes et des fibres rigides et à droite une photo de l'imprimante à jet d'encre positionnée sous le mesureur de diamètre à une distance d'environ 2,5 m de la zone de clive.

Cette méthode a été mise en place et étalonnée sur des tronçons de silice pure avant d'être appliquée lors de la fabrication des fibres actives. Il a été possible d'obtenir une vrille interne inférieure à 10° sur des fibres longues de 1 m. De plus cette méthode montre une bonne répétabilité lors de différents fibrages. Toutes les fibres étirées et utilisées dans la suite de ce manuscrit sont fabriquées en exploitant cette technique et la vrille est systématiquement estimée à partir du montage présenté sur la Figure II.21.

II.3.1.2. Rupture mécanique

Lorsqu'une fibre optique est soumise à une courbure, la partie extérieure à la courbure subit une tension tandis que la partie intérieure subit une compression. Or sous l'effet d'une tension, un défaut mécanique à la surface externe (micro-fissures, bulles, inhomogénéités) est susceptible de se propager dans la fibre et de conduire à une rupture mécanique. Plus le diamètre externe de la fibre est élevé et le rayon de courbure est faible, alors plus la tension externe est importante et la fibre est amenée à casser. Le diamètre de courbure des FA-LPFs fabriquées en vue d'étudier la tolérance à la courbure doit être réduit afin de diminuer le risque de rupture mécanique des fibres. En considérant les dimensions des cannes et des tubes de silice pure, le diamètre externe le plus faible réalisable pour une FA-LPF avec un diamètre de cœur de 40 µm est environ 650 µm. D'après le graphe de la Figure II.23 issu de [Zervas18], le rayon de courbure minimal est évalué à 60 cm. Ce rayon minimal est trop élevé par rapport aux rayons de courbure désirés pour notre étude.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

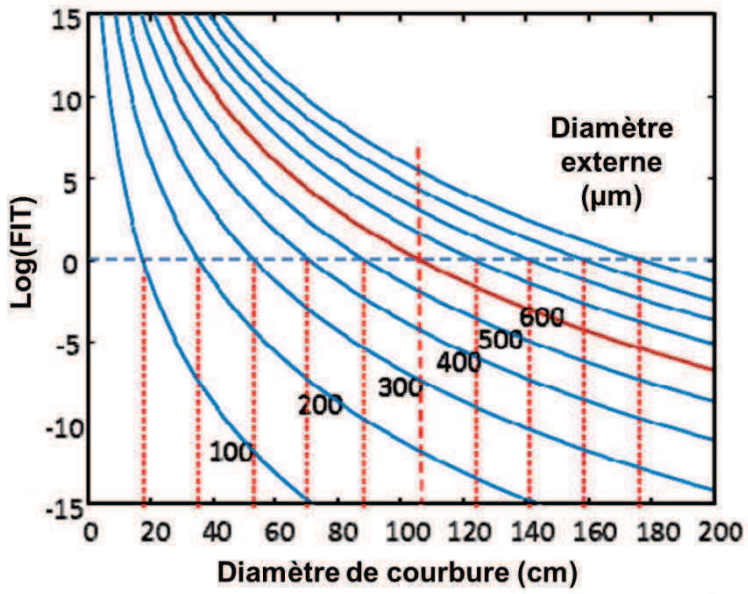


Figure II.23 : Nombre de casse sur 20 ans (FIT) en fonction du diamètre de courbure pour plusieurs diamètres externes de fibre. Graphe adapté de [Zervas18]

La rupture mécanique des fibres est directement liée à la propagation d'un défaut entrainant la perte des liaisons Si-O qui sont les liaisons principales dans la silice. Les liaisons Si-O sont susceptibles de se briser sous l'effet des molécules d'eau présentes dans l'air pour générer des molécules de SiOH. Une solution pour éviter ce désagrément est de protéger la silice de l'air ambiant. Une solution est d'ajouter une gaine de polymère autour de la fibre. Cette gaine permet d'isoler la silice de l'air et protège la fibre contre la création de fissures lors de sa manipulation. Typiquement pendant la fabrication de fibres souples, une gaine de polymère est ajoutée directement au cours du fibrage. Ce dispositif n'est pas en place sur la partie de la tour de fibrage conçue pour l'étirage des cannes et de fibres rigides. Le diamètre minimum espéré pour les FA-LPFs est trop important pour que celles-ci soient étirées sur la partie avec le système d'enduction du polymère. En attendant de pouvoir installer un tel système sur le dispositif de fibrage utilisé, ce qui est plus complexe qu'installer une imprimante à jet d'encre, le revêtement des FA-LPFs par du polymère doit être effectué post-fibrage. Le procédé a lieu après avoir identifié des tronçons de fibre de 1 mètre présentant une vrille interne inférieure à 10° en utilisant le montage de la Figure II.21. Le revêtement s'effectue en procédant manuellement avec des pièces mécaniques fabriquées au sein du laboratoire afin d'obtenir un diamètre externe de la couche de polymère de 1 mm. Le polymère choisi possède un indice de réfraction plus faible que celui de la silice afin de minimiser le rayonnement d'éventuelle fuite de la pompe à l'intérieur de la couche de polymère lors du montage laser.

II.3.2. Caractérisation laser

Une fois que les adaptations nécessaires dans le procédé de fabrication pour passer de fibres rigides vers des fibres souples sont prises en compte, des FA-LPFs souples dopées aux ions d'ytterbium ont été étirées pour être caractérisées. Les critères considérés pour mener une comparaison avec les résultats obtenus dans l'étude numérique sont la capacité du cœur à conserver le guidage du FM et la délocalisation des HOMs. Nous allons donc nous intéresser au contenu modal présent dans le cœur. Un montage en configuration amplification conduit à une excitation sélective des modes guidés dans le cœur, généralement du FM. Recourir à un tel montage ne permettra pas de différencier une excitation privilégiée du FM due à l'injection du signal source et une délocalisation des HOMs par la

Licence CC BY-NC-ND 3.0

courbure. Ainsi la configuration choisie pour caractériser les FA-LPFs assistée par saut d'indice est une configuration laser.

II.3.2.1. Montage laser

Afin de mettre en place ce banc de caractérisation laser, un support pour positionner les fibres a d'abord été réalisé. L'objectif de ce support en aluminium est, d'une part de contribuer au refroidissement des fibres par contact thermique, et d'autre part de permettre un contrôle strict du rayon de courbure et de son axe d'application tout au long de la fibre pour différent rayons de courbure. Pour pouvoir comparer l'influence de la courbure seule sur les performances lasers du montage, la puissance de pompe injectée dans la fibre doit être identique pour les différents rayons de courbure. Le système de caractérisation du signal laser émis (puissance et qualité spatiale) doit également être identique pour les différents rayons de courbure. Ainsi la fibre sous test doit être maintenue fixe du côté injection et caractérisation tandis que le côté fond de cavité est mobile. Le support en aluminium pour maintenir les fibres a été conçu aussi pour permettre cela. Il permet de caractériser des fibres en configuration droite, et pour des rayons de courbure de 30 à 100 cm (avec un pas de 10 cm). La longueur des fibres est établie à 85 cm proche des montages lasers des partenaires industriels et liée aux dimensions du support en aluminium qui sont limitées par l'espace disponible sur le banc expérimental. Le système de caractérisation se compose d'un module de mesure de la qualité du faisceau émis (M^2) et d'un mesureur de puissance. Les FA-LPFs sont pompées par une diode laser émettant jusqu'à 160 W à 976 nm. La cavité laser est formée d'un miroir hautement réfléchissant à 1030 nm et de la réflexion de Fresnel à 4% sur la face opposée de la fibre polie à 0°. Le montage laser est représenté sur le schéma de la Figure II.24, ainsi qu'une photo du montage montrant le support en aluminium réalisé.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

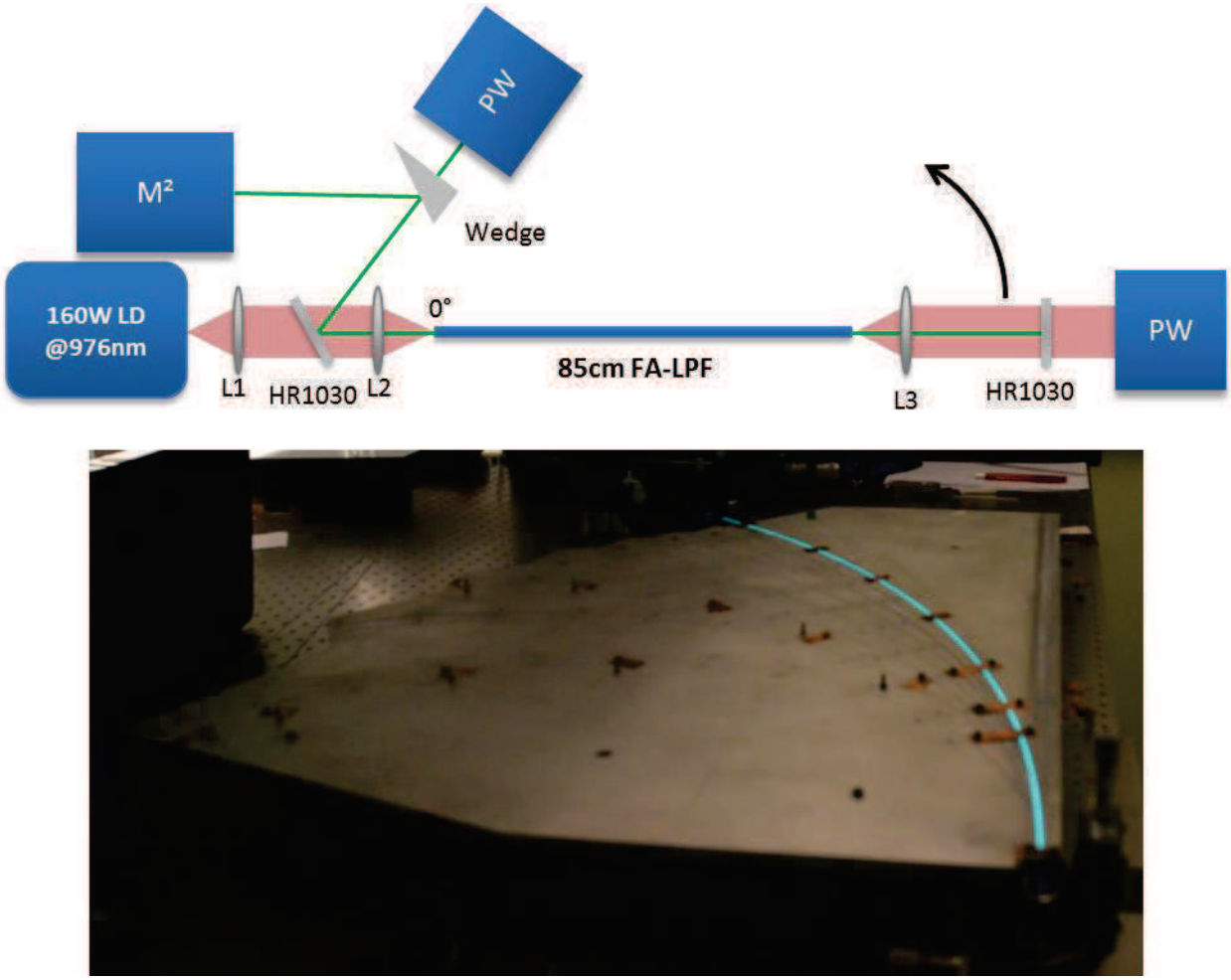


Figure II.24 : En haut, schéma du montage laser mis en place, LD: diode laser, PW: puissancemètre, M²: module de mesure du paramètre M², HR1030: miroir dichroïque hautement réfléchissant à 1030 nm et transparent à 976 nm. En bas, photo du montage avec le support en aluminium et une fibre courbée à un rayon de 100 cm.

La mesure de la qualité du faisceau émis est effectuée grâce à une caméra CCD associée à une platine de translation permettant de faire une caractérisation du facteur de M². Ce facteur est un paramètre sans dimension qui compare la divergence d'un faisceau à celui d'un faisceau gaussien parfait en limite de diffraction ayant la même dimension au waist. La Figure II.25 illustre le comportement d'un faisceau gaussien après transmission à travers une lentille convexe. Le faisceau est focalisé et présente un front d'onde plan et un diamètre minimum au niveau du waist. Un tel faisceau est caractérisé par son rayon w_0 au waist et sa divergence θ. La mesure du facteur M² du faisceau laser émis se fait en focalisant le faisceau et en imageant le spot laser sur une caméra CCD en translation sur l'axe z. Le rayon du spot est reporté pour plusieurs coordonnées en z. La courbe obtenue permet d'évaluer le waist et l'angle de divergence du faisceau laser. La valeur du M² est alors donnée par la formule de l'équation (II.8) :

$$M^2 = \frac{\pi \times \theta \times w_0}{\lambda} \qquad \text{(II.8)}$$

Licence CC BY-NC-ND 3.0

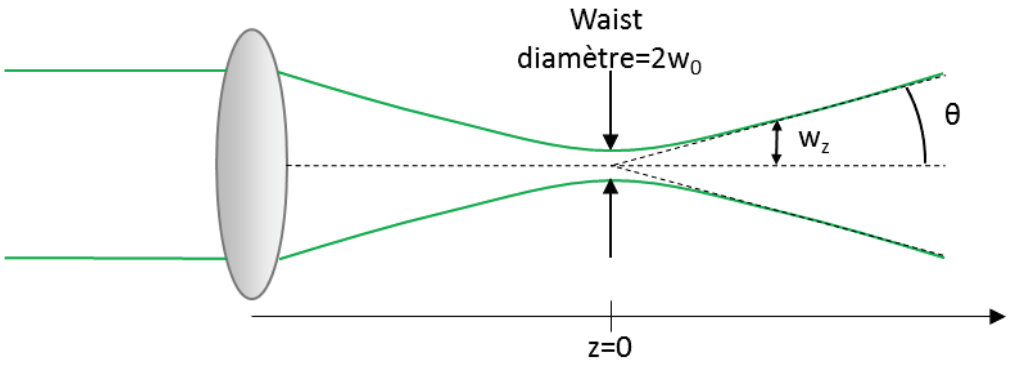


Figure II.25 : Focalisation d'un faisceau gaussien par une lentille convexe

La valeur de M² d'un faisceau gaussien parfait est donc de 1 et est supérieur à 2 pour des HOMs [Yoda06] et la valeur de M² d'un ensemble de modes dépend de l'intensité relative de chaque mode. De façon empirique, un faisceau peut être considéré comme monomode lorsque son M² est inférieur à 1,4et multimode pour des valeurs supérieures [Huang14, Marciante10].

La diode de pompe est refroidie à l'eau par un système de refroidissement externe. Or comme le montre le graphe de la Figure II.26, le spectre d'émission de la diode de pompe évolue légèrement en fonction de la température de refroidissement. Cette variation a un impact direct sur l'absorption de la puissance par les ions d'ytterbium présents dans le cœur de la fibre active. La température du système a donc été réglée afin que l'absorption de la pompe soit optimale à la puissance maximum de la diode de pompe.

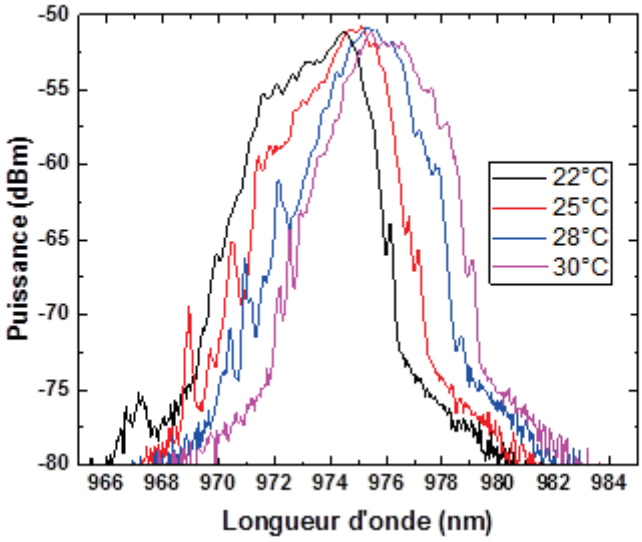


Figure II.26 : Évolution du spectre d'émission de la diode de pompe à pleine puissance en fonction de la température de refroidissement

II.3.2.2. Résultats et discussion

Dans le cadre des études menées au laboratoire XLIM, plusieurs jeux de matériaux de cœur dopé aux ions d'ytterbium et de gaine haut-indice dopé aux ions d'aluminium ont été fabriqués. Les valeurs estimées des sauts d'indice varient entre $2{,}1\times10^{-4}$ et -3×10^{-5} et sont reportées sur le graphe de la Figure II.27.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

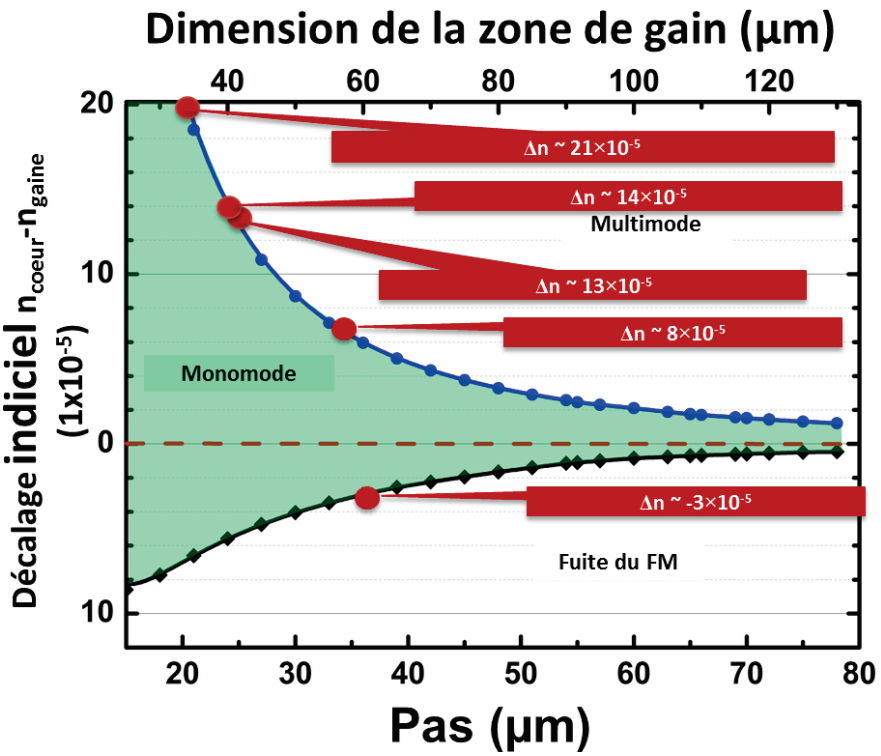


Figure II.27 : Positionnement des matériaux fabriqués vis-à-vis des tolérances au contrôle de l'indice pour conserver une propagation quasi-monomode en fonction de la dimension du cœur ou du pas.

De toutes évidences, le couple de matériaux avec un saut d'indice négatif n'a pas été testé dans le cadre de notre étude puisque cette valeur de décalage indiciel va à l'encontre de notre stratégie de mitigation des effets de la courbure. Le couple de matériaux avec un saut d'indice estimé à $+8\times10^{-5}$ n'a pas non plus été caractérisé en configuration courbure puisque les fibres étirées avec ces matériaux ont donné de bons résultats en configuration laser en fibre droite et de plus une déformation de la structure a eu lieu lors de la fabrication dans la région correspondant à la direction d'application de la courbure de 90°. Le chapitre III abordera plus en détails cette structure.

Pour un saut d'indice de $1,3\times10^{-4}$, les fibres présentent un phénomène anormal de guidage de la lumière en périphérie des inclusions bas-indice. Ce phénomène est observable en transmission (cf. Figure II.28(a)) et en émission laser (cf. Figure II.28(b)). Dans ces conditions, il n'est pas possible de réaliser des mesures de M^2 valides. Cet effet a été observé sur toutes les fabrications de fibres souples avec ces matériaux. Les raisons d'un tel effet n'ont pour l'instant pas pu être explicitées.

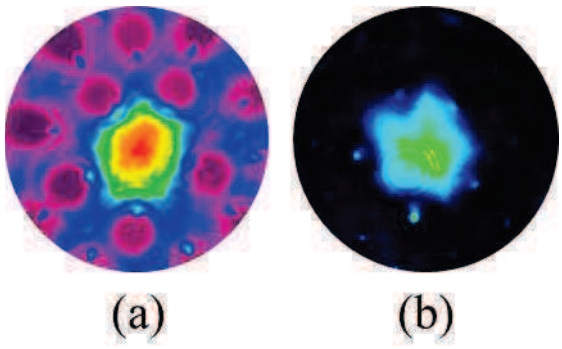


Figure II.28 : Observation à la caméra des distributions d'intensité en champ proche (a) en transmission à $\lambda = 1050$ nm et (b) en configuration laser à $\lambda \approx 1032$ nm pour une fibre avec un saut d'indice de $1,3\times10^{-4}$.

Les deux valeurs de saut d'indice restantes ont été caractérisées en configuration laser en fibre droite et pour plusieurs rayons de courbure. Nous allons dans un premier temps nous intéresser au couple de

Licence CC BY-NC-ND 3.0

matériaux présentant un saut d'indice de $2{,}1\times10^{-4}$. Cette valeur est élevée par rapport aux résultats numériques obtenus. Une fibre avec un diamètre de cœur de 52,9 µm, correspondant à un MFD théorique de 39 µm a été fabriquée. Le diamètre de la gaine d'air est mesuré à 212 µm. La vrille de la structure interne est estimée à 5° sur un tronçon de 1 m. Une gaine de polymère a été ajoutée. La fibre est supposée être multimode pour une telle dimension de cœur. Une première caractérisation en transmission, sans puissance de pompage, a été effectuée à λ= 1050 nm. Il est possible d'exciter un mode LP_{11} en désalignant l'injection Les images des distributions d'intensité en champ proche du FM et du LP_{11} sont reportées sur la Figure II.29.

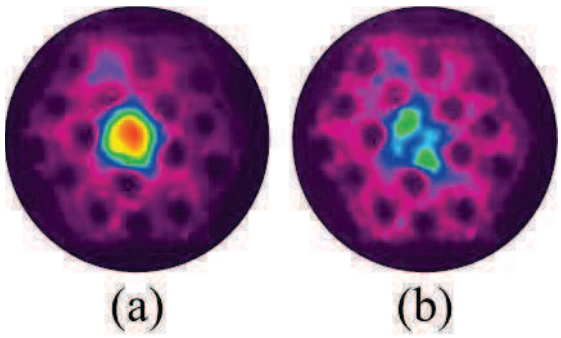


Figure II.29 : Distribution d'intensité en champ proche en transmission (a) du FM et (b) du LP_{11} pour une fibre avec un diamètre de cœur de 52,9 µm et un saut d'indice estimé à $2{,}1\times10^{-4}$.

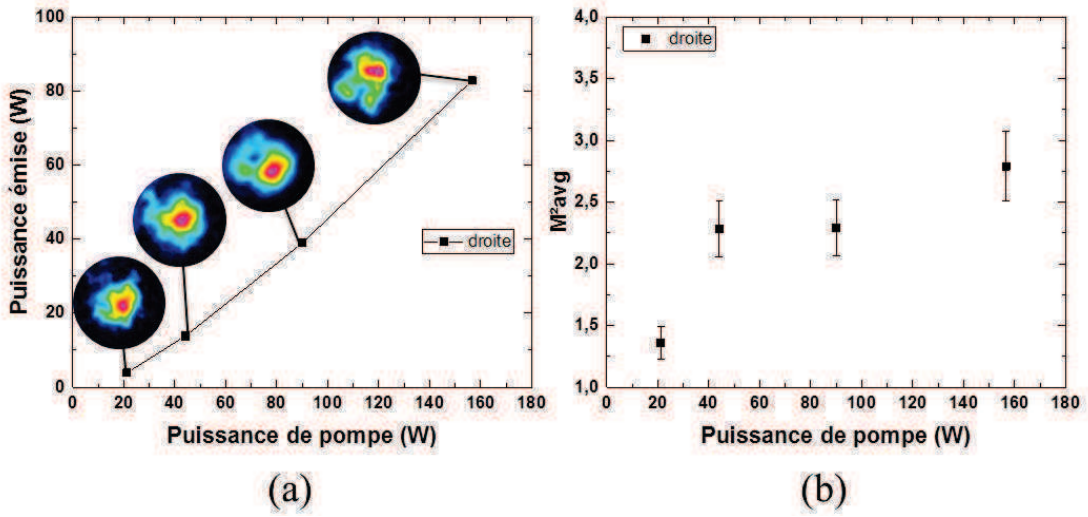


Figure II.30 : (a) Évolution de la puissance du signal émis en fonction de la puissance de pompe injectée en configuration fibre droite. En insert une vue au microscope de la coupe transverse de la fibre et les distributions d'intensité en champ lointain du faisceau émis pour les différentes puissances. (b) M² moyen sur les deux axes X et Y (horizontal et vertical) en fonction de la puissance de pompe injectée.

Cette fibre a été utilisée comme milieu à gain dans le montage laser illustré sur le schéma de la Figure II.24 présenté au paragraphe précédent. Dans un premier temps, la fibre est maintenue droite. Les mesures obtenues en termes de puissance émise et de valeur de M² sont reportées sur les graphes de la Figure II.30. Comme le prédit notre modèle numérique, la fibre est multimode, ce qui conduit à une qualité spatiale dégradée du faisceau émis et à des valeurs de M² supérieur à 2. La valeur minimale du M² de 1,36 est mesurée juste après l'apparition du seuil laser. Les mesures de M² sont données avec une marge d'erreur variable autour de ±0,3 ici correspondant à l'imprécision de mesure du système de caractérisation. Les valeurs de M² tendent à augmenter avec la puissance de pompage en raison de l'échauffement thermique du cœur qui conduit à un confinement accentué des HOMs. Puisqu'il est délicat d'aligner le miroir et la lentille de fond de cavité en se basant sur la distribution d'intensité du faisceau émis, l'alignement laser est effectué en cherchant à optimiser la puissance du signal émis en

Licence CC BY-NC-ND 3.0

sortie de la fibre. Les distributions d'intensité en champ lointain observées avec une caméra CCD sont ajoutées pour les différents points de mesure. L'efficacité optique du système laser, définie comme le rapport entre la puissance de signal émise et la puissance de pompe injectée, est de 53 % et l'efficacité optique de la fibre, définie comme le rapport entre la puissance de signal émise et la puissance de pompe absorbée (injectée moins la pompe résiduelle) est de 58 %. Cette valeur est relativement loin de l'efficacité maximale des fibres dopées aux ions d'ytterbium (jusqu'à 80 %). La longueur de la fibre n'est donc pas optimale, mais ce n'est pas le sujet de la présente étude.

Ces mesures ont été renouvelées en appliquant une courbure constante à la fibre dans la direction correspondant à un angle de 90° à ±10°et en prenant soin de ne pas déplacer le côté d'injection de la pompe et de caractérisation. Seuls la lentille et le miroir hautement réfléchissant à 1030 nm de fond de cavité ont suivi le déplacement de la fibre avec les différents rayons de courbure. Les résultats sont reportés sur les graphes de la Figure II.31. Les rayons de courbure appliqués sur la fibre sont 100, 80, 60 et 40 cm. Les valeurs de la puissance émise et les mesures de M^2 sont données et comparées à celles obtenues en fibre droite pour chaque rayon de courbure. L'efficacité du système laser n'est pas impactée par le rayon de courbure puisque la puissance émise pour une puissance de pompage donnée ne fluctue pas en fonction de la courbure appliquée. Cependant quel que soit le rayon de courbure testée, la qualité du faisceau émis est loin d'être monomode, il est même possible d'observer un mode LP_{11} à la puissance de pompe maximale pour un rayon de courbure de 80 cm. Les mesures de M^2 montrent qu'il n'y a peu ou pas d'amélioration du contenu modal du faisceau émis même pour un rayon de courbure de 40 cm. Expérimentalement, un saut d'indice estimé à $2{,}1\times10^{-4}$ est donc trop important pour obtenir une émission monomode avec des rayons de courbure supérieurs à 30 cm. Ces résultats sont en adéquation avec les prédictions numériques où pour un saut d'indice de $2{,}0\times10^{-4}$, le rayon de courbure doit être compris entre 20 et 30 cm et le de diamètre de cœur doit être inférieur ou égal à 50 µm (cf. Figure II.18).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

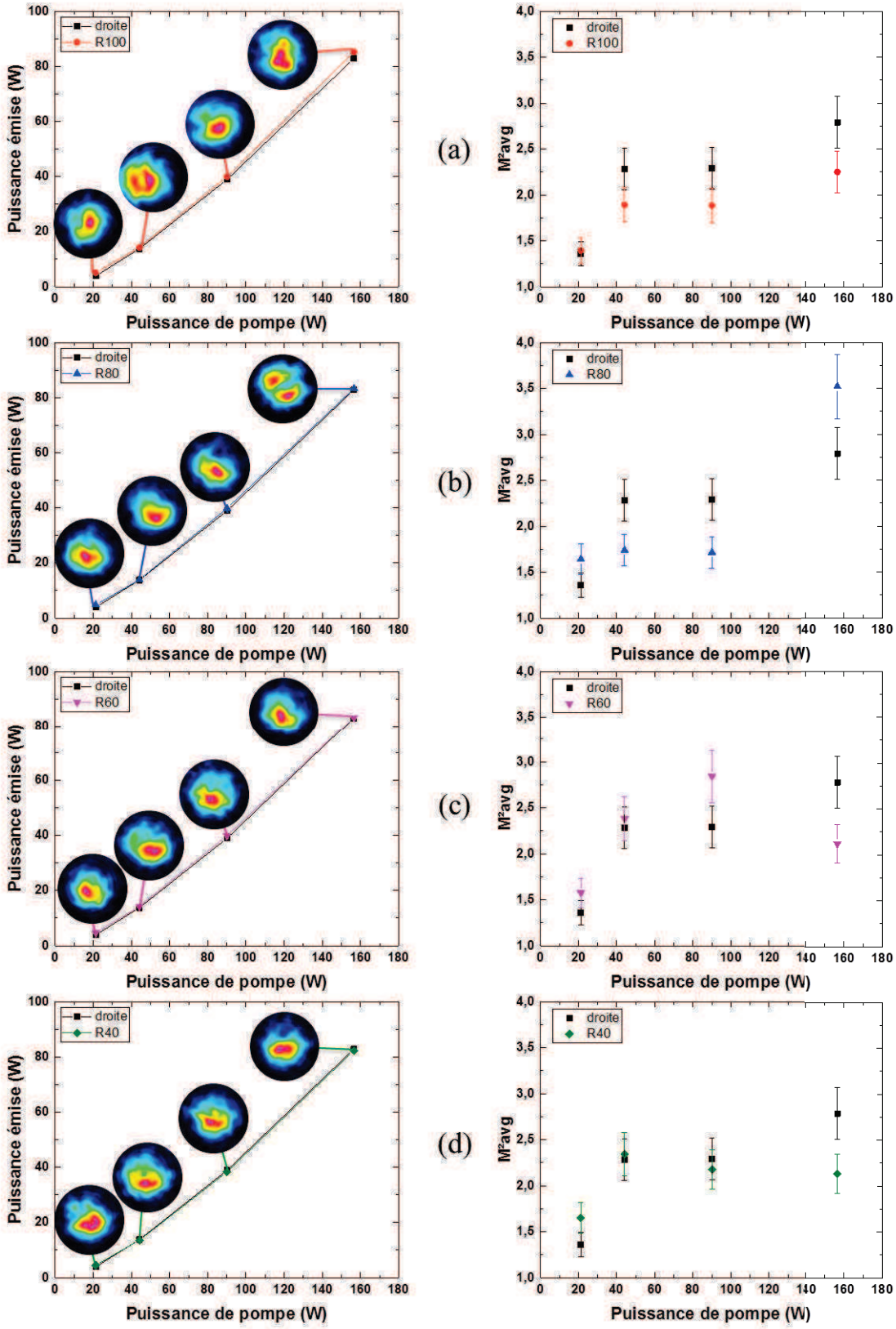


Figure II.31 : Graphes de puissance signal avec les champs lointains et de M² pour des rayons de courbure de (a) 100 cm, (b) 80 cm, (c) 60 cm et (d) 40 cm. Les mesures en fibre droite sont aussi tracées sur chaque graphe.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Des cannes de FA-LPF dont le décalage indiciel entre le cœur actif dopé aux ions d'ytterbium et la gaine est estimé à $1{,}4\times10^{-4}$ ont été étirées en fibres souples pour être testées sur le banc laser présenté dans la section précédente. Ces fibres ont déjà prouvé leur efficacité en configuration laser avec un diamètre de cœur de 49 µm pour un MFD théorique de 37 µm. Une émission monomode avec une valeur de M^2 inférieure à 1,3 pour des puissances de pompe inférieures à 200 W [Dauliat16] ont pu être obtenues en portant une attention particulière aux conditions d'utilisation de la fibre (re-injection très soignée sur le mode fondamental seul) bien que les résultats numériques prédisent un comportement multimode pour cette fibre. Cette fibre a été testée en propagation, c'est à dire sans puissance de pompage, avec un faisceau laser transversalement monomode à 1064 nm. Le FM et le LP_{11} ont bien été observés en champs proches comme le montre la Figure II.32. Dans notre cas, comme précédemment, nous avons donc choisi d'étudier des fibres avec des diamètres de cœur plus importants pour atteindre des MFD plus élevés et constater l'effet de la courbure sur la discrimination modale. La fibre fabriquée possède un diamètre de cœur égal à 64 µm, un diamètre de gaine de 307 µm et un diamètre en silice externe de 850µm. Dans ces conditions, le MFD théorique en fibre droite est 47,6 µm, le recouvrement du FM et la discrimination modale sont respectivement $\Gamma_{FM} = 97{,}3$ % et $\Delta\Gamma = 7$ %. La vrille interne est évaluée à 4° sur les 85 cm de fibre. Une gaine de polymère a été ajoutée comme expliqué au § II.3.1.2. L'absorption du signal de pompe dans la fibre en pompage gaine est estimée par calcul à 20dB/m. Comme précédemment, la fibre est tout d'abord caractérisée en configuration droite afin de servir de référence pour les tests en courbure.

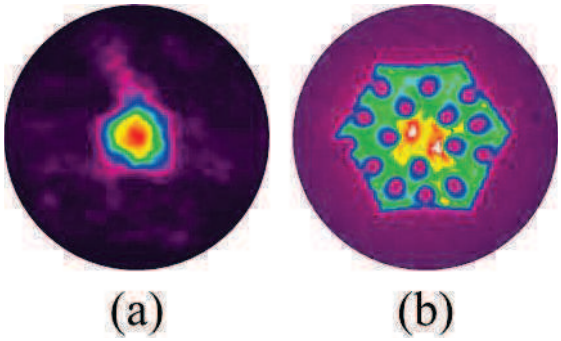


Figure II.32 : Champ proche (a) du FM et (b) du LP_{11} propagé dans une FA-LPF avec un diamètre de cœur de 49 µm et un décalage indiciel de $1{,}4\times10^{-4}$.

L'évolution de la puissance du faisceau émis en fonction de la puissance de pompe injectée est tracée sur le graphe de la Figure II.33(a). Les distributions d'intensité en champ lointain observées avec une caméra CCD sont ajoutées pour les différents points de mesure, ainsi que la coupe transverse prise au microscope de la fibre étudiée. L'efficacité optique du système laser est de 41 % et l'efficacité optique de la fibre est de 55%. Un exemple de spectre du faisceau émis est reporté sur le graphe de la Figure II.33(b). Ce spectre présente plusieurs pics lasers autour de 1030 nm, ce qui est normal dans la mesure où aucun élément n'a été placé dans la cavité pour sélectionner une longueur d'onde précise. Les distributions d'intensité montrent une dégradation de la qualité du faisceau émis lors de la montée en puissance. Pour chaque point de mesure, le M^2 a aussi été mesuré et la courbe obtenue est tracée sur le graphe de la Figure II.34(a).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

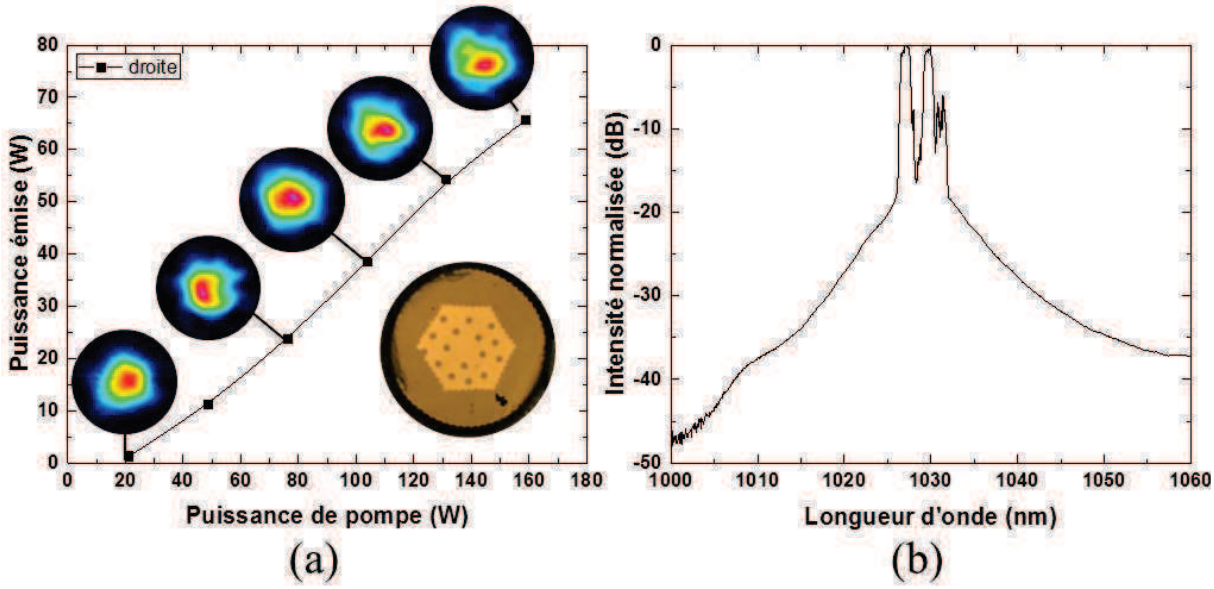


Figure II.33: (a) Évolution de la puissance du signal émis en fonction de la puissance de pompe injectée en configuration fibre droite. En insert une vue au microscope de la coupe transverse de la fibre et les distributions d'intensité en champ lointain du faisceau émis pour les différentes puissances. (b) Exemple de spectre mesuré du faisceau émis.

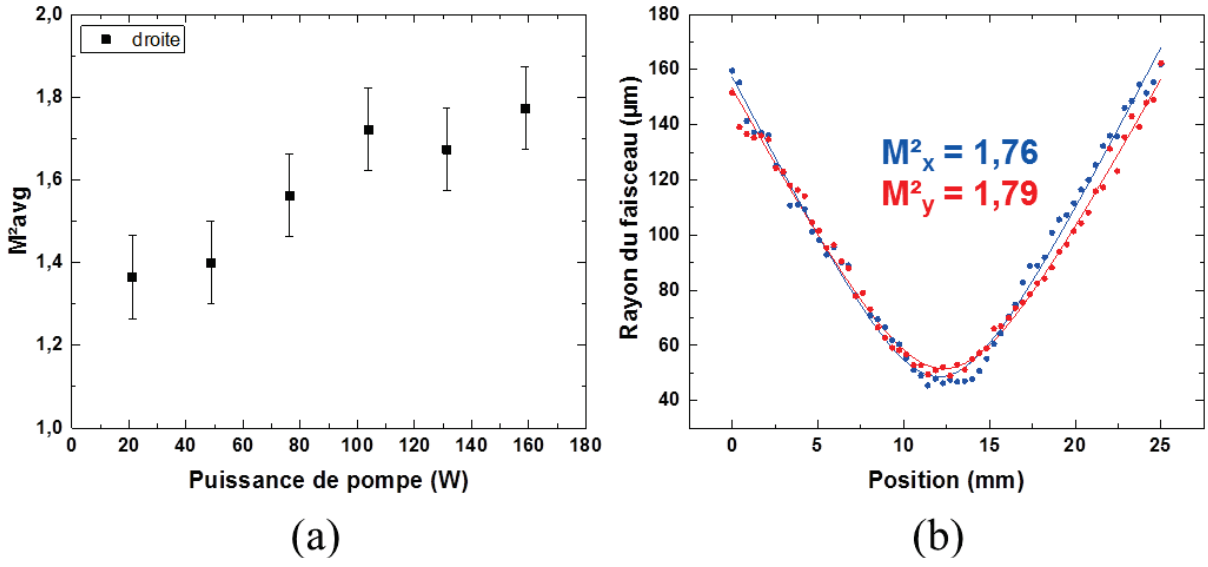


Figure II.34 : Mesure de la qualité de faisceau en fibre droite (a) M² moyen sur les deux axes X et Y (horizontal et vertical) en fonction de la puissance de pompe injectée et (b) Mesure de M² à la puissance maximale.

Les mesures de M² sont données avec une marge d'erreur de ±0,1 correspondant à l'imprécision de mesure du système de caractérisation (données vendeur). En adéquation avec la dégradation des distributions d'intensité en champ lointain du faisceau émis, la valeur du M² augmente avec la puissance de pompe, et donc du signal émis. Proche du seuil laser le M² est proche de 1,4 et le faisceau est quasi-monomode mais ensuite le M² est supérieur à 1,4 et atteint 1,8 à pleine puissance de pompe, les premiers HOMs sont aussi excités. Le graphe de la Figure II.34(b) montre un exemple de mesure du M² dans le cas où la puissance est maximale.

Ces mesures ont été renouvelées en appliquant une courbure constante à la fibre et en prenant soin de ne pas déplacer le côté d'injection de la pompe et de caractérisation. Seuls la lentille et le miroir

Licence CC BY-NC-ND 3.0

hautement réfléchissant à 1030 nm de fond de cavité ont suivi le déplacement de la fibre avec les différents rayons de courbure. L'orientation de l'axe selon lequel est appliquée la courbure correspond à un angle de 90°. Les évolutions de la puissance et du paramètre M^2 en fonction de la puissance de pompe injectée sont reportées sur les graphes de la Figure II.35. Pour chaque rayon de courbure, le comparatif est effectué avec les valeurs obtenues en configuration fibre droite. Pour des rayons de courbure de 100, 80 et 60 cm, l'efficacité optique du système laser est conservée avec des différences liées au réglage du miroir et de lentille de fond de cavité. La courbure ne perturbe donc toujours pas l'absorption de la pompe par le milieu à gain. De plus la qualité du faisceau émis est améliorée comme il est possible de le constater sur les distributions d'intensité des faisceaux émis et comme cela est confirmé par les mesures de M^2 montrant des valeurs oscillant autour de 1,2 quelle que soit la puissance de pompe injectée. L'émission laser peut donc être considérée comme monomode à ces rayons de courbure. Pour un rayon de courbure de 50 cm, on constate une diminution de l'efficacité laser avec une puissance émise divisée par 2 par rapport aux puissances précédentes et un seuil laser deux fois plus élevé. De plus la qualité du faisceau semble dégradée avec de la lumière observée dans la gaine apériodique. Les valeurs de M^2 sont chaotiques et plus importantes par rapport à la fibre maintenue droite. La présence de puissance optique dans la gaine semble indiquer que le FM commence à fuir et qu'une partie de l'émission laser n'est plus guidée dans le cœur. Cette puissance parasite perturbe les mesures de M^2, il est donc normal d'obtenir des valeurs aussi chaotiques et élevées. Pour des rayons de courbure inférieurs à 50 cm, aucun seuil laser n'a pu être observé, ce qui confirme la fuite du FM hors du cœur.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

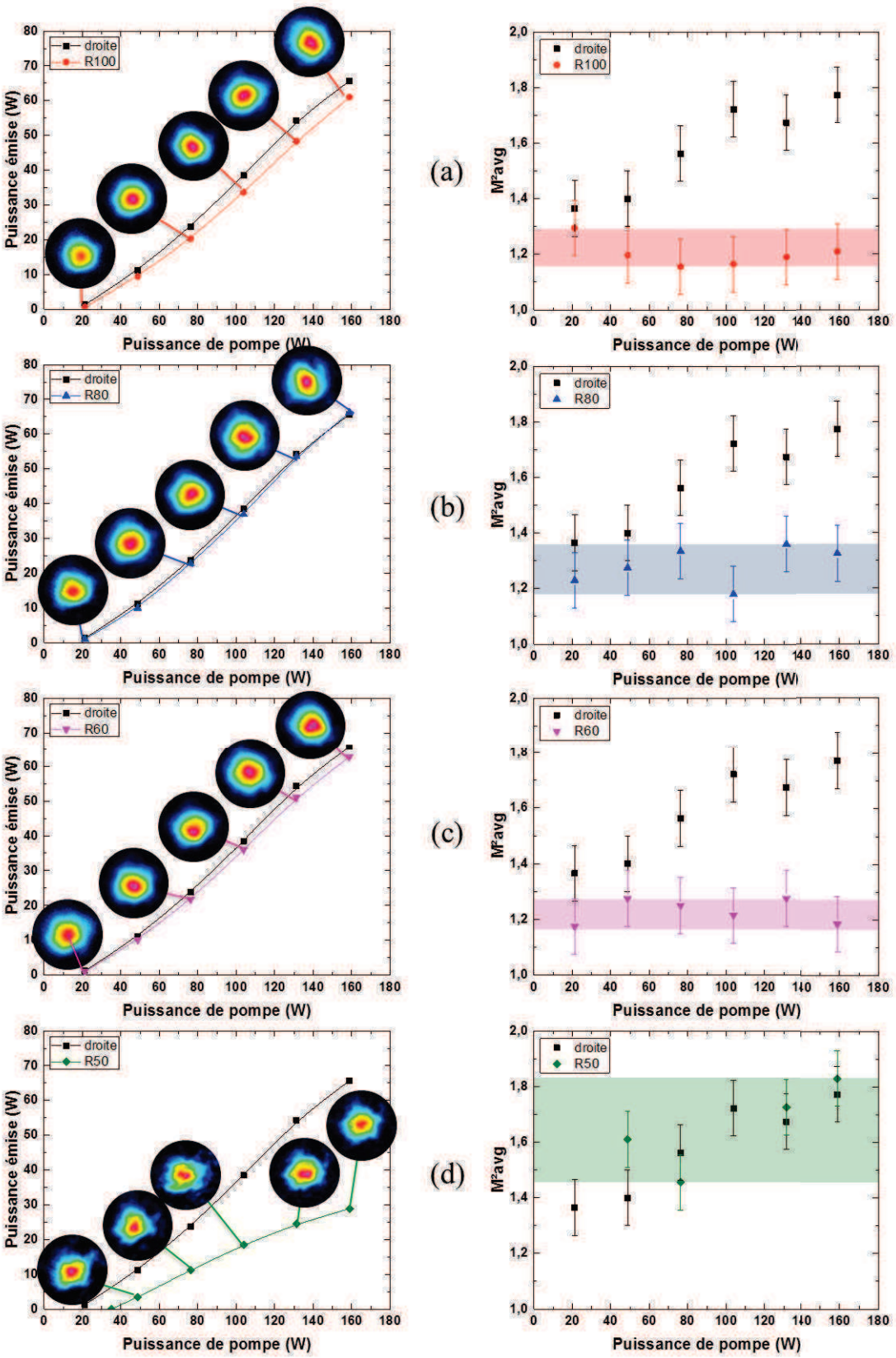


Figure II.35 : Graphes de puissance signal avec les champs lointains et de M² pour des rayons de courbure de (a) 100 cm, (b) 80 cm, (c) 60 cm et (d) 50 cm. Les mesures en fibre droite sont aussi tracées sur chaque graphe.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Ces résultats illustrent les trois régimes de fonctionnement mis en avant au cours de l'étude théorique avec la diminution du rayon de courbure, tout d'abord le guidage est multimode puis monomode et enfin le FM fuit hors du cœur et il n'y a donc plus de guidage. Cependant les résultats expérimentaux ne correspondent pas aux attentes issues des modélisations numériques en termes de dimension de cœur associée au décalage indiciel. En effet, les calculs prédisent une propagation multimode en configuration droite et sous l'effet d'une courbure, la discrimination modale n'étant pas suffisante. Par ailleurs la fibre FA-LPF avec un diamètre de cœur de 49 µm et un décalage indiciel de $1{,}4\times10^{-4}$ présentée dans [Dauliat16] est supposée être multimode, mais l'émission laser obtenue est monomode pour une puissance inférieure à 100 W. Deux facteurs peuvent expliquer les différences entre les données expérimentales et théoriques. Tout d'abord la précision de la mesure du saut d'indice entre le cœur et la gaine est estimée à $\pm\ 5\times10^{-5}$, or les calculs numériques montrent que le comportement modal est fortement impacté par un tel décalage. Ensuite, notre modèle de simulation ne prend pas directement le gain en compte mais se base sur la discrimination modale pour favoriser le FM vis-à-vis des HOMs. Une étude théorique menée par l'université de Parme a récemment démontré que même si les critères de discrimination ($\Gamma_{FM} > 80\ \%$ et $\Delta\Gamma > 30\ \%$) que nous utilisons sont des paramètres valident pour la propagation monomode, la longueur des fibres ainsi que le schéma de pompage sont des facteurs clés pour obtenir une émission monomode [Molardi17]. Ainsi une amplification monomode est réalisable sans respecter le second critère. La fuite du FM hors du cœur à partir d'un rayon de courbure de 50 cm rapproche les résultats expérimentaux de la courbe théorique de la Figure II.18 avec un décalage indiciel entre le cœur et la gaine de $1{,}0\times10^{-4}$ au lieu de la valeur de $1{,}5\times10^{-4}$ estimée à partir de la mesure d'indice.

II.4. Conclusion

Dans ce chapitre, l'impact de la courbure sur le mécanisme de guidage des fibres a été étudié. Notre modèle numérique a été adapté pour prendre en compte à la fois la variation d'indice équivalente induite par la courbure ainsi que le calcul des pertes de confinement qui tendent naturellement à augmenter avec la diminution du rayon de courbure. Ce nouveau modèle a été validé en se référant à un exemple trouvé dans la littérature suffisamment détaillé. Ensuite, plusieurs stratégies de mitigation des effets indésirables dus à la courbure ont été présentées. Nous en avons conclu qu'aucune n'est applicable aux FA-LPFs donc une nouvelle stratégie devait être développée. Après avoir passé en revue les paramètres modifiables dans l'architecture des FA-LPFs, une méthode d'augmentation des tolérances assistée par saut d'indice a été mise en place. Cette nouvelle technique a donné lieu à une étude théorique pour déterminer les combinaisons de décalage indiciel, de rayons de courbure, de diamètres de cœur et d'orientation de l'axe de courbure susceptible de fournir les meilleurs résultats en termes de guidage monomode. Basé sur ces données, un montage expérimental a été réalisé pour caractériser des FA-LPFs actives dopées aux ions d'ytterbium. Deux fibres avec des décalages indiciels estimés à $2{,}1\times10^{-4}$ et $1{,}4\times10^{-4}$ et possédant un diamètre de cœur respectivement de 52,9 µm et de 64 µm ont été testées sur ce banc. Les fibres ont été préparées après correction de la rotation interne de la structure apériodique le long des fibres lors du fibrage et l'ajout d'une gaine de polymère afin d'éviter une rupture mécanique lors de la courbure. Les fibres ont été caractérisées en configuration droite et à plusieurs rayons de courbure allant de 100 à 50-40 cm. Expérimentalement, un décalage indiciel de $2{,}1\times10^{-4}$ s'est révélé être trop élevé pour obtenir une émission laser monomode même pour un rayon de courbure de 40 cm. D'un autre côté, cette caractérisation a démontré la pertinence de la stratégie mise en place pour un décalage indiciel de $1{,}4\times10^{-4}$ avec une émission monomode sans perte d'efficacité optique par rapport au cas standard en fibre rigide. Cependant le rayon de courbure minimale a été atteint avec une perte du confinement du FM dans le cœur pour un rayon de courbure

Licence CC BY-NC-ND 3.0

de 50 cm et inférieur. Pour obtenir une amplification monomode en configuration fibre droite jusqu'à un rayon de 40 cm, ce qui serait idéal dans le cas du projet XCAN, il faudrait utiliser un diamètre de cœur légèrement plus faible en conservant le décalage indiciel de $1{,}4\times10^{-4}$ pour assurer le guidage du FM dans le cœur. L'unimodalité du signal en sortie serait d'autant plus aisée que les FA-LPF assistées par saut d'indice seraient exploitées en configuration amplification, conduisant à une excitation sélective du FM.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Chapitre III. Contrôle de la polarisation dans les FA-LPFs

Le second axe de mon travail de thèse a été, toujours basé sur l'architecture FA-LPF développée au sein du laboratoire XLIM, d'implémenter le contrôle de la polarisation dans ces fibres à très large cœur. La combinaison cohérente de faisceaux est en effet d'autant plus efficace que les différents faisceaux possèdent le même état de polarisation. Nous avons vu que la distribution de la lumière guidée au sein du guide d'onde se déclinait suivant des modes LP_{lm} dit linéairement polarisés. Chaque mode LP_{lm} se compose de plusieurs modes dégénérés. En particulier, le LP01 qui nous intéresse particulièrement est composé de deux modes dégénérés, *i.e.* de même indice effectif, polarisés linéairement suivant deux axes de polarisation orthogonaux. En pratique les fibres ne sont jamais parfaites et les modes sont dit non-dégénérés car ils présentent des indices effectifs légèrement différents. La lumière propagée dans une fibre peut alors subir des couplages de polarisation ou dans le cas d'impulsions intenses, une rotation non-linéaire de polarisation. Dans ce chapitre, les différents états de polarisation d'une onde monochromatique sont abordés ainsi que la propagation de la lumière dans des fibres dites biréfringentes et nous verrons comment l'état de polarisation de la lumière est géré dans les fibres à très large cœur. Ensuite, à partir d'un modèle numérique, une stratégie sera développée pour permettre la propagation d'une seule onde linéairement polarisée tout au long d'une FA-LPF et plusieurs designs seront proposés et expérimentalement comparés dans une étude en propagation passive. Enfin sur la base des résultats obtenus avec des structures de fibres passives, des FA-LPFs actives dopées aux ions d'ytterbium avec des éléments permettant le contrôle de la polarisation ont été fabriquées et testées en configuration laser et amplification. L'ensemble des résultats est synthétisé dans ce chapitre.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

III.1. Le contrôle de la polarisation dans les fibres

Dans cette partie, nous allons présenter les états de polarisation de la lumière et les variations induites lors de la propagation dans des milieux, sans entrer dans le détail des formalismes de Jones ou Müller. Puis, le cas des fibres optiques sera abordé avant de faire place à un bref état de l'art du contrôle de la polarisation dans les fibres destinées à l'émission de signal avec une haute puissance optique.

III.1.1. Etats de polarisation de la lumière

La polarisation d'une onde électromagnétique porte sur la variation dans le temps et dans l'espace du vecteur champ électrique, le champ électrique étant orthogonal à la direction de propagation. La lumière considérée dans cette section est monochromatique et se propage suivant une direction z (selon les z croissants) dans un repère cartésien de coordonnées (x, y, z). Les composantes complexes du vecteur champ électrique sur les axes x et y peuvent s'écrire :

$$\overline{E_x} = E_{0x} e^{i(\omega t + \phi_x)} \quad \text{(III.1)}$$

$$\overline{E_y} = E_{0y} e^{i(\omega t + \phi_y)} \quad \text{(III.2)}$$

E_{0x} et E_{0y} sont les amplitudes réelles du champ électrique selon les composantes x et y, ω est la pulsation optique de l'onde, ϕ_x et ϕ_y sont les termes de phases selon les axes x et y. Pour déterminer la trajectoire du sommet du vecteur du champ électrique au cours du temps, il faut exprimer le champ réel E_x en fonction de E_y (ou inversement). A partir des équations (III.1) et (III.2), on obtient :

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos(\Delta\phi) = \sin^2(\Delta\phi) \quad \text{(III.3)}$$

avec $\Delta\phi = \phi_x - \phi_y$ le déphasage de la composante selon l'axe O_x par rapport à celle selon l'axe O_y. L'équation (III.3) est celle d'une ellipse inclinée tracée dans le plan transverse (x, y) et de côtés $2E_{0x}$ et $2E_{0y}$ comme illustré sur la Figure III.1(a). L'état de polarisation est donc une ellipse dépendante de trois paramètres : les amplitudes E_{0x} et E_{0y} et le déphasage $\Delta\phi$ entre les projections du champ électrique sur les axes x et y. Deux cas particuliers sont notables, la polarisation linéaire et la polarisation circulaire (cf. Figure III.1(b-c)). Dans le cas particulier où le déphasage $\Delta\phi$ est un multiple de π, la trajectoire obtenue est une section de droite telle que $E_y = \frac{E_{0y}}{E_{0x}} E_x$. Si E_{0y} (resp. E_{0x}) est nul, la polarisation est horizontale (resp. verticale). Une polarisation circulaire est obtenue lorsque le déphasage $\Delta\phi$ est un multiple impair de $\pi/2$ et que les amplitudes E_{0x} et E_{0y} sont égales.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

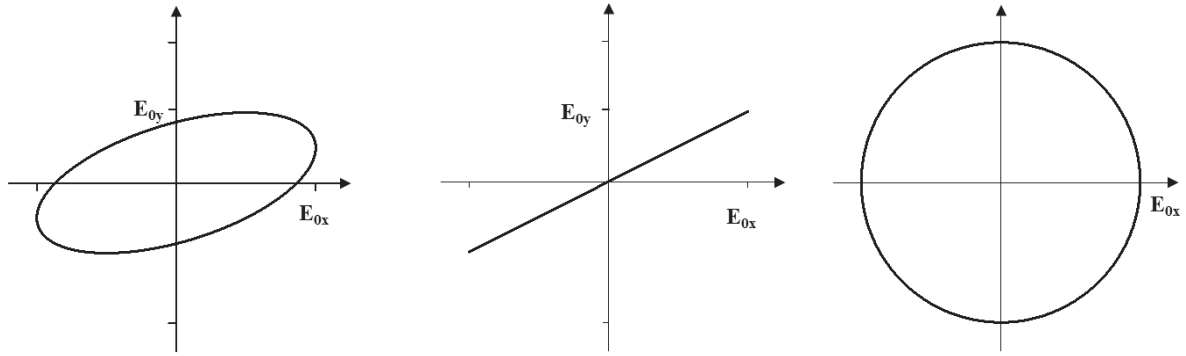


Figure III.1 : (a) Polarisation elliptique, (b) polarisation rectiligne et (c) polarisation circulaire

En fonction du milieu dans lequel l'onde lumineuse se propage, l'état de polarisation de la lumière peut être maintenu ou modifié. Il est possible de distinguer trois configurations différentes :

i) Un matériau isotrope : dans ce milieu, les propriétés de la lumière sont indépendantes de la direction du champ électrique. Donc le ratio entre les amplitudes du champ électrique et le déphasage $\Delta\phi$ ne sont pas altérés pendant la propagation. L'état de polarisation en sortie du milieu est alors identique à celui en entrée.

ii) Un milieu linéairement biréfringent : dans ce milieu, il existe deux axes orthogonaux pour lesquels une lumière polarisée linéairement parallèlement à un de ces deux axes conserve le même état de polarisation tout au long de la propagation dans le milieu. Ces axes sont propres au milieu et sont appelés les axes neutres. Une onde incidente polarisée linéairement entrante sur un axe différent des axes neutres ne conserve pas son état de polarisation au cours de la propagation. En effet les constantes de propagation des axes neutres sont différentes, donc la lumière ne se propage pas à la même vitesse sur les axes ce qui entraine un déphasage additionnel lors de la propagation.

iii) Un milieu aléatoirement biréfringent : dans ce milieu, les axes neutres ne sont pas constants et varient aléatoirement au cours de la propagation de la lumière, il n'est donc pas possible de prédire à priori le déphasage induit lors de la propagation.

Dans le cas d'une lumière polychromatique, comme celle émise par le soleil, il est parfois impossible de déterminer un état de polarisation, le champ électrique peut varier aléatoirement dans le plan transverse à cause de l'effet des différentes longueurs d'onde. La lumière est alors qualifiée de dépolarisée.

III.1.2. Biréfringence dans les fibres optiques

Les effets de l'interaction de la lumière avec un milieu sur l'état de polarisation d'une onde incidente dépendent de la biréfringence du milieu (nulle, linéaire ou aléatoire). Dans les fibres optiques monomodes, un mode transverse appelé LP_{01} est guidé ou plus exactement, ce sont deux modes dégénérés LP_{01x} et LP_{01y} qui sont guidés et leurs polarisations sont linéaires et parallèles respectivement aux axes x et y dans le plan cartésien. Les indices effectifs des deux modes sont parfaitement égaux. Toutefois cette égalité repose sur un concept théorique considérant un matériau parfaitement isotrope, une structure symétrique parfaite et une absence de contraintes externes (stress, courbures …) qui ne peut pas être atteinte en pratique à cause des imperfections associées à la fabrication et à la mise en œuvre. De fait les modes LP_{01x} et LP_{01y} présentent des indices effectifs très proches mais légèrement différents. Les fibres optiques ont donc une biréfringence naturelle et ne sont donc pas des milieux isotropes. Une fibre standard peut être assimilée à un milieu aléatoirement

Licence CC BY-NC-ND 3.0

biréfringent. La biréfringence de phase (B) décrite dans ce manuscrit est définie comme la différence entre les indices effectifs des deux états de polarisation du mode LP_{01}: $B = |n_x - n_y|$. Les deux axes neutres sont distingués par la vitesse de propagation de la lumière suivant chaque axe, l'axe lent correspond à l'indice effectif le plus élevé et l'axe rapide à l'indice effectif le plus faible. Si la biréfringence est constante le long d'une fibre de longueur L (la fibre étant alors linéairement biréfringente), le déphasage absolu $\Delta\phi$ entre les deux axes neutres ajouté par la biréfringence pour une longueur d'onde λ est :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} BL \tag{III.4}$$

On appelle longueur de battement L_B, la longueur de fibre pour laquelle l'état de polarisation en sortie est identique à l'état en entrée, autrement dit la longueur correspondant à un déphasage de 2π. Si la biréfringence B est constante le long de la fibre, la longueur de battement est égale à :

$$L_B = \frac{\lambda}{B} \tag{III.5}$$

Pour des fibres monomodes standards, la longueur de battement est généralement comprise entre 1 et 50 mètres. Plusieurs facteurs sont susceptibles d'induire de la biréfringence dans une fibre, en voici quelques-uns :

i) Une géométrie non circulaire : casser la symétrie de révolution du cœur, ou de la gaine dans le cas de fibres microstructurées ou à saut d'indice entraine une biréfringence géométrique.

ii) La présence de contraintes mécaniques : la présence de contraintes mécaniques dans le cœur ou la gaine d'une fibre figées au cours de la fabrication induit par effet élasto-optique une variation locale de l'indice de réfraction.

iii) La courbure : comme mentionné au chapitre II, sous l'effet de la courbure, une partie de la fibre subit une compression tandis que l'autre partie subit une extension. Il en résulte une variation de l'indice due à ces contraintes.

iv) Une torsion : imposer une torsion à une fibre génère une biréfringence circulaire proportionnelle au niveau de rotation de la fibre, seules les polarisations circulaires sont alors propagées sans déformation.

Ainsi si aucune biréfringence n'est volontairement imposée dans le cœur d'une fibre, celle-ci est probablement répartie aléatoirement tout au long de la fibre. En conséquence les axes neutres aussi ne sont pas constants et évoluent avec la biréfringence. Cela entraine un phénomène appelé couplage de mode de polarisation. Une fibre optique peut être perçue comme une concaténation de sections uniformes présentant chacune des axes neutres différents, donc des vitesses de propagation et de déphasages distincts. Un mode issu d'une section de fibre est projeté sur les deux axes neutres de la section suivante, conduisant à un couplage des modes de polarisation. Si une impulsion lumineuse est injectée dans une telle fibre, celle-ci est temporellement étirée, voir peut se séparer en deux impulsions au cours de sa propagation à cause de la variation des vitesses de propagation, cet effet est désigné sous le terme de dispersion de mode de polarisation.

Afin d'éviter ces phénomènes et contrôler l'état de polarisation de la lumière en sortie de fibre, la biréfringence doit être constante tout le long de la fibre et insensible aux facteurs extérieurs (courbure, champ magnétique, température…). Cette problématique est résolue avec l'emploi de fibres dites à maintien de polarisation (PM). Dans les fibres PM, une forte biréfringence linéaire est générée en introduisant une forte asymétrie par effet élasto-optique par l'implémentation de verres avec des

Licence CC BY-NC-ND 3.0

propriétés mécaniques différentes afin de générer des contraintes lors de la fabrication. Les configurations les plus classiques pour des fibres PM à saut d'indice sont illustrées sur la Figure III.2. Il existe alors deux axes neutres linéaires orthogonaux entre eux et constant qui propagent les modes dégénérés du FM sans déformation, il n'y a donc pas de couplage de mode de polarisation. Une onde lumineuse polarisée linéairement parallèle à un de ces axes possède le même état de polarisation après propagation dans la fibre PM. La polarisation de la lumière est donc choisie linéaire et propagée sur un axe neutre pour être conservée. Les valeurs typiques des longueurs de battement dans les fibres PM sont de l'ordre de quelques centimètres, ce qui permet d'éviter des couplages de mode de polarisation sous l'effet d'une torsion ou d'une courbure pour un rayon supérieur à 10 cm. Dans les fibres PM en silice, le verre utilisé pour induire du stress est généralement de la silice dopée aux ions de bore, ce dopage augmente le coefficient de relaxation thermique de la silice et réduit la température de fusion. Un champ de stress est figé dans le cœur lors du refroidissement rapide de la fibre pendant le fibrage en sortie du four [Noda86].

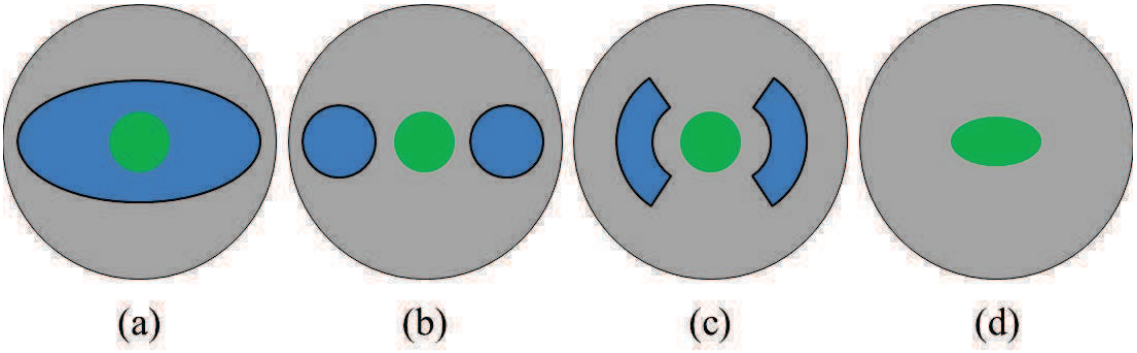


Figure III.2 : Design de fibres PM standards (a) à gaine elliptique, (b) type Panda, (c) type Bow-Tie et (d) une fibre à cœur elliptique. En vert, le cœur des fibres, en bleu le verre avec des propriétés thermo-mécaniques différentes du matériau environnant et en gris la gaine optique.

III.1.3. Fibres biréfringentes à large cœur

Le principe de fibres biréfringentes peut bien sûr être appliqué aux fibres actives monomodes. Dans les fibres à double-gaine pour l'injection des rayonnements de pompes, la seconde gaine de pompe doit être située au-delà de la zone comprenant les éléments permettant la biréfringence, comme par exemple les barreaux de contrainte. Architecturalement, la biréfringence peut être introduite soit géométriquement soit par effet élasto-optique, or la biréfringence de forme décroit rapidement avec le diamètre de cœur, ainsi pour des fibres à large cœur, la biréfringence est obtenue essentiellement par l'utilisation de barreaux de contrainte. Il est possible de reproduire le design Panda dans une fibre microstructurée (cf. Figure III.3) mais la biréfringence présente dans le cœur est deux fois plus faible que pour une fibre standard à saut d'indice avec les mêmes barreaux de contrainte [Folkenberg04]. Cet écart est imputé aux trous d'air de la microstructure qui diminuent la transmission du champ de stress jusqu'au cœur.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

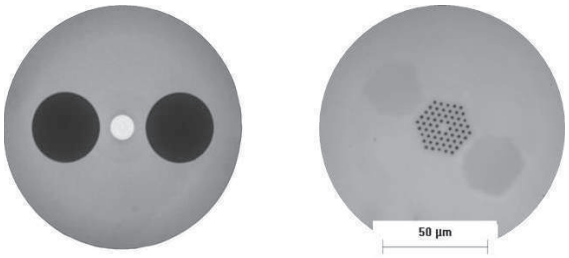


Figure III.3 : Fibre PM (a) Panda à saut d'indice dopée aux ions d'ytterbium avec une biréfringence de 3×10^{-4} et (b) Panda microstructurée avec une biréfringence de $1{,}5\times10^{-4}$ [Folkenberg04]

Toutefois l'augmentation de la taille du cœur implique une augmentation équivalente des barreaux de contrainte, conduisant à une consommation importante de matériau et un diamètre de gaine de pompe élevé donc une absorption par le cœur de la puissance de pompe plus faible à cause de la réduction du rapport cœur/gaine. Pour résoudre ce problème, les barreaux de contrainte doivent donc être rapprochés du cœur et insérés dans la microstructure. La Figure III.4 présente trois fibres PM à large cœur dont les barreaux de contrainte sont situés dans la microstructure voire même dans la zone de cœur de la fibre. La Figure III.4(a) est une fibre de Bragg, les barreaux de contrainte sont en bleu à l'intérieur du cœur, deux barreaux supplémentaires de silice dopée aux ions de fluor sont ajoutés pour obtenir une propagation monomode [Aleshkina11]. La Figure III.4(b) est une fibre à mode aplati dans laquelle les barreaux de contrainte remplacent des trous d'air [Gouriou15]. Dans ce cas, pour ne pas perturber le mécanisme de guidage, l'indice de réfraction des barreaux de contrainte et l'indice moyen de la gaine microstructurée doivent être égaux. La Figure III.4(c) est la section transverse d'une LCF PM, deux trous d'air ont été substitués par des barreaux de contrainte composés de silice dopée aux ions de bore [Peng07]. L'indice de réfraction des barreaux est alors plus faible que celui de la silice pure puisque la présence des ions de bore dans la matrice de silice réduit l'indice de réfraction. Ces exemples montrent que l'ajout des barreaux de contrainte dans les microstructures requiert un soin particulier pour ne pas interférer dans les mécanismes de guidage relativement sensibles des fibres à large cœur. Pour des cas extrêmes, l'amplitude de la variation locale d'indice apporté par la contrainte peut être comparable ou même supérieure à le différence d'indice de réfraction cœur-gaine.

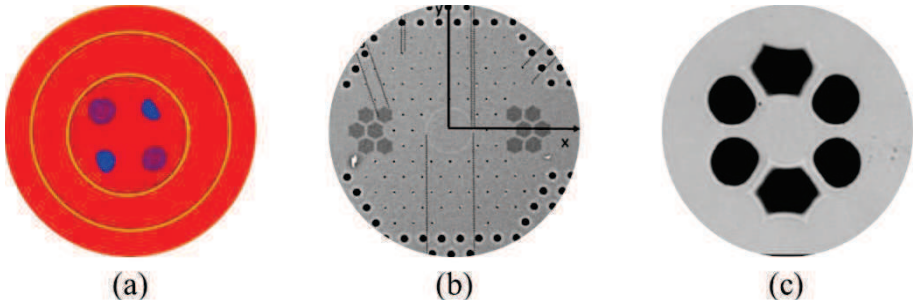


Figure III.4 : Exemple de fibres biréfringentes à large cœur avec des barreaux de contraintes dans la microstructure. (a) Fibre de Bragg avec les barreaux de contraintes en bleu situés dans le cœur et des barreaux de silice dopée aux ions de fluor en violet sont également ajoutés [Aleshkina11]. (b) Fibre à mode aplati avec des barreaux de contrainte à la place de trous d'air [Gouriou15]. (c) Une LCF où deux trous d'air ont été remplacés par des barreaux de contrainte [Peng07].

Dans les fibres microstructurées, deux catégories de fibres biréfringentes sont distinguables : les fibres PM et les fibres à polarisation unique (PZ) qui guident la lumière uniquement sur un seul de leur axe neutre. Ces dernières sont rendues possibles par la suppression de l'état de polarisation du FM porté par un des deux axes neutres, soit par une sensibilité plus élevée à la courbure [Aleshkina11, Schreiber05a], soit par couplage dans la gaine [Kong15], soit en abaissant son indice effectif en dessous de l'indice moyen de la gaine [Schmidt08]. En effet la différence d'indice effectif entre les

Licence CC BY-NC-ND 3.0

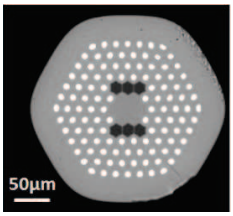
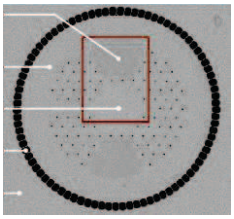
deux polarisations linéaires du FM conduit à un comportement et une distribution d'intensité disjoints qui peuvent être exploités pour la réalisation de fibres PZ. En configuration laser, les fibres PZ présentent l'avantage de ne pas nécessiter d'élément polarisant dans la cavité laser pour que le signal émis soit polarisé linéairement ce qui simplifie les montages optiques. En configuration amplification, les fibres PZ renforcent le degré de polarisation des signaux amplifiés et corrigent les défauts d'alignement entre les axes neutres et la polarisation linéaire du faisceau injecté et assurent donc une polarisation linéaire du faisceau amplifié. Un soin doit tout de même être apporté à l'alignement de la polarisation linéaire du faisceau en entrée avec l'axe neutre guidant car un désalignement induit une perte de l'efficacité du système d'amplification. Il est donc intéressant de développer des fibres à large cœur PZ. Le degré de polarisation d'un faisceau est mesuré via le ratio d'extinction de polarisation (PER pour Polarization Extinction Ratio) défini par l'équation :

$$PER = 10 \times \log(\frac{P_{max}}{P_{min}}) \quad \text{(III.6)}$$

P_{max} et P_{min} sont les puissances optiques mesurées en échelle linéaire en sortie de fibre dans les deux directions de polarisation, P_{max} correspondant à la direction privilégiée. Une lumière peut être considérée comme linéairement polarisée si son PER est supérieur ou égal à 13 dB [Aleshkina11, Schmidt08], soit un facteur 20 entre les puissances optiques en échelle linéaire des deux directions de polarisation. Le Tableau III.1 résume les résultats expérimentaux obtenus avec des fibres large-cœur PZ dopées activement aux ions d'ytterbium pour une émission laser autour de 1035 nm. Les puissances données sont les puissances optiques en régime continu des faisceaux émis en configuration laser. Les fibres PCF 40/200 et 70/200 forment la base des fibres à large-cœur PZ commerciales qu'il est possible de trouver sur le marché industriel. Les fibres PCF 40/200 sont actuellement les fibres utilisées dans les derniers niveaux des chaînes d'amplification du projet XCAN. Leur utilisation nécessite un rayon de courbure entre 25 et 40 cm. Dans ces fibres, l'indice effectif du mode porté par l'axe rapide est abaissé en dessous de l'indice de réfraction de la gaine sous l'effet du champ de stress. Dans le cas de la fibre PBG, l'indice effectif de l'axe rapide est proche de l'indice effectif d'un mode de gaine et est donc à même de subir des couplages modaux [Kong15]. La biréfringence dépend du nombre de barreaux de contrainte, ici de la silice dopée aux ions de bore pour les trois fibres, et de la concentration en ions de bore. La valeur de PER obtenue n'est pas liée à la valeur de biréfringence et tend à diminuer quand le diamètre de cœur augmente. Cela est notamment comparable avec les fibres PCF dont la géométrie est semblable.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Tableau III.1 : Fibres PZ dopées aux ions d'ytterbium présentant les meilleurs résultats expérimentaux

Fibre	Section transverse	MFD (µm)	PER (dB)	Biréfringence modale
PCF 40/200 [Schreiber05a]		29	15,5	5×10^{-5}
PBG [Kong15]		27	21	$3{,}2\times10^{-4}$
PCF 70/200 [Schmidt08]		54	> 11	$3{,}1\times10^{-4}$

III.2. Développement de FA-LPFs biréfringentes

Dans l'optique de développer des fibres FA-LPFs pour remplacer les fibres PCF 40/200 de la compagnie NKT dans le projet XCAN, la possibilité d'implémenter le contrôle de la polarisation dans les FA-LPFs a été étudiée. Une caractérisation expérimentale sur des FA-LPFs passives a rapidement démontré qu'il n'existe pas d'axes neutres intrinsèques et qu'une lumière incidente polarisée linéairement ne conserve pas son état de polarisation au cours de la propagation malgré l'asymétrie de la structure. L'objectif étant la fabrication de FA-LPF dopées activement aux ions d'ytterbium et permettant le contrôle de la polarisation, les barreaux de contraintes sont constitués de silice dopée aux ions de bore avec une concentration de 19 mol% correspondant à des matériaux disponibles dans les réserves au début de ma thèse.

III.2.1. Modélisation numérique

Dans le cas des fibres biréfringentes, la modélisation se fait en deux étapes par la méthode des éléments finis. Tout d'abord le champ de stress induit lors de la fabrication des fibres doit être calculé puis il est nécessaire de résoudre les équations d'Helmholtz en tenant compte de la modification de l'indice de réfraction généré par le stress sur le profil d'indice de la structure.

Pour calculer le champ de stress, il faut d'abord estimer le coefficient d'expansion thermique α_T en K^{-1} des barreaux de contraintes, *i.e.* de la silice dopée aux ions de bore, qui est le paramètre principal de la génération du stress dans la structure. Ce coefficient est donné par l'équation (III.7) :

$$\alpha_T = (5{,}6 + 1{,}04\, m) \times 10^{-7} \qquad \text{(III.7)}$$

Licence CC BY-NC-ND 3.0

où *m* est la concentration en ions de bore dans la silice en mol% [Noda86]. La variation de température à considérer ensuite pour calculer le champ de stress est le refroidissement des fibres entre la température de ramollissement de la silice dopée aux ions de bore et la température ambiante. Dans notre cas, la température ambiante est d'environ 25°C et la température de ramollissement est d'environ 1180°C. Cette dernière est faible par rapport à la température de ramollissement de la silice pure (~1715°C), un soin particulier doit donc être apporté pendant le fibrage au maintien de la structure. Le champ de stress σ est alors modélisé par la méthode des éléments finis en utilisant le logiciel commercial Comsol Multiphysics ©.

Une fois le champ de stress défini, son impact sur la variation d'indice via des effets élasto-optiques est reporté sur le second module de Comsol Multiphysics. Le champ de stress est projeté dans le plan transverse (x,y). Les indices de réfraction sur le plan transverse (x,y) deviennent alors :

$$n_x(x,y) = n_{0x}(x,y) - C_1\sigma_x(x,y) - C_2(\sigma_y(x,y) + \sigma_z(x,y)) \quad \text{(III.8)}$$

$$n_y(x,y) = n_{0y}(x,y) - C_1\sigma_y(x,y) - C_2(\sigma_x(x,y) + \sigma_z(x,y)) \quad \text{(III.9)}$$

C_1 et C_2 sont les constantes photoélastiques de la silice, n_{0x} et n_{0y} sont les indices de réfraction en l'absence de stress, et σ_z est la projection du champ de stress selon l'axe longitudinal dont l'influence est ici quasi-négligeable, et σ_x *et* σ_y sont les projections du champ de stress selon les axes x et y aux coordonnées (x,y). Le Tableau III.2 résume les paramètres physiques entrant en ligne de compte pour le calcul du stress et la variation de l'indice de réfraction. Il est à noter que la variation du module d'Young et du ratio de Poisson entre la silice pure et les barreaux de contrainte est faible et a une influence quasi-nulle sur le champ de stress, le paramètre principal étant le coefficient d'expansion thermique. Les valeurs numériques de la silice dopée aux ions de bore sont données pour une concentration en dopants de 19mol%. La concentration maximale de la silice dopée aux ions de bore dans le commerce est typiquement de 20mol%. Une concentration supérieure est réalisable mais augmente significativement le risque de formation de bulles lors de la fabrication.

Tableau III.2 : Paramètres physiques intervenant dans la modélisation du champ de stress et la variation d'indice par effet élasto-optique.

Paramètre	Silice Pure	Silice dopée aux ions de bore pour une concentration de 19 mol%
Module d'Young (Pa)	72×10^9	$67{,}44\times10^9$
Ratio de Poisson	0,17	0,1827
Coefficient d'expansion thermique (K^{-1})	$0{,}55\times10^{-6}$	$2{,}54\times10^{-6}$
Constante photoélastique C_1 (Pa^{-1})	$4{,}2\times10^{-12}$	
Constante photoélastique C_2 (Pa^{-1})	$0{,}65\times10^{-12}$	
Indice de réfraction à 1030 nm	1,45	1,4405

Une fois notre modèle numérique validé en regard à la littérature [Guan05, Schreiber05b], une stratégie a été mise en place dans le but d'obtenir des FA-LPFs à polarisation unique puisque ces fibres présentent les avantages cités précédemment par rapport aux fibres simplement PM. Toutefois l'implémentation du guidage d'une polarisation unique ne doit pas altérer la délocalisation des HOMs

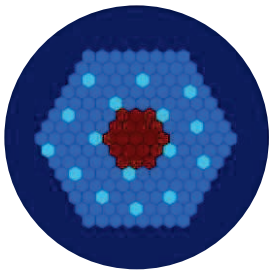
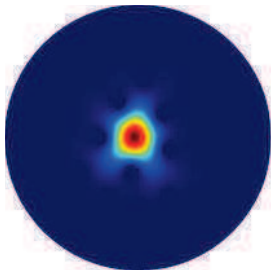
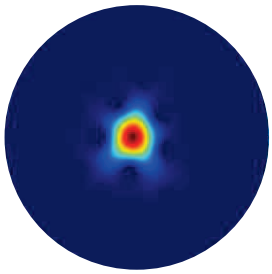
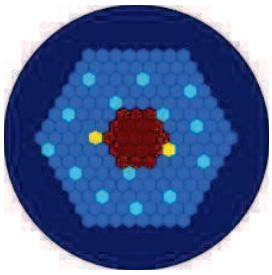
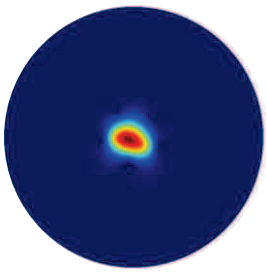
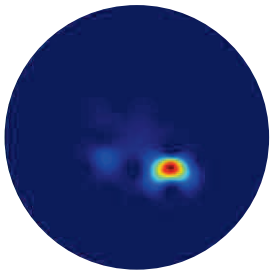
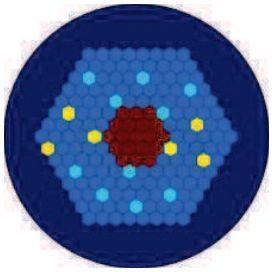
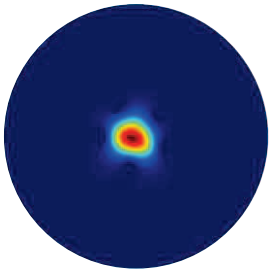
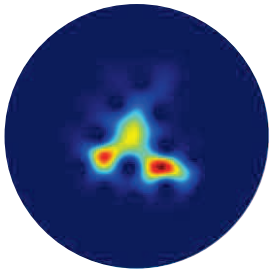
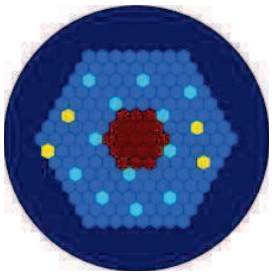
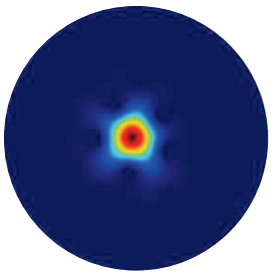
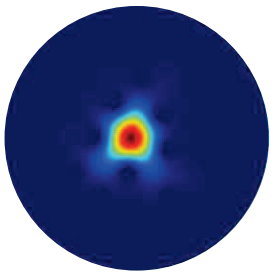
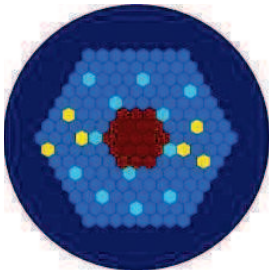
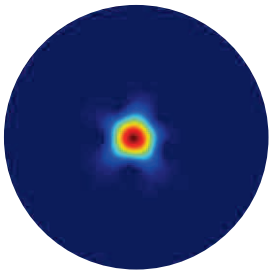
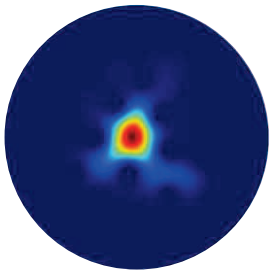
Licence CC BY-NC-ND 3.0

hors de la zone de gain. A l'instar des ions de fluor, le dopage de la silice par des ions de bore diminue l'indice de réfraction (cf. Tableau III.2), l'approche numérique consiste donc à remplacer des inclusions de silice dopée aux ions de fluor (ces dernières assurant le guidage du FM et la bonne délocalisation des HOMs) par des barreaux de contrainte de même dimension. Ainsi le mécanisme de guidage est peu modifié du point de vue du profile d'indice de réfraction sans prise en compte du stress. Simultanément, l'objectif est de délocaliser une des deux polarisations linéaires du FM en dehors du cœur grâce à un couplage modal avec un mode de la gaine. Pour ce faire, l'indice effectif de l'état de polarisation à délocaliser doit être proche de l'indice effectif d'un mode de gaine et avoir un recouvrement spatial avec ce mode. Le nombre et la position des barreaux de contrainte nécessitent d'être choisis judicieusement pour discriminer suffisamment les deux états de polarisation du FM tout en ayant un impact mineur sur la distribution d'intensité et le MFA de la polarisation linéaire guidée. Les deux critères d'unimodalité présentés dans le chapitre I et définis par les équations (I.11) et (I.12) sont donc à nouveau utilisés : le facteur de recouvrement du FM avec la zone de gain (Γ_{FM}) doit être supérieur à 80 % et la discrimination modale ($\Delta\Gamma$) doit être supérieure à 30 %. La biréfringence de la fibre PZ présentée dans [Schreiber05a] est de 5×10^{-5}, nos modélisations révèlent que pour des FA-LPFs, une biréfringence plus importante tend à reconfiner le mode LP_{11} dans la zone de gain, plus particulièrement pour de grandes dimensions de cœur. Les critères de monomodalité sont donc mis en péril, notamment la discrimination modale. Cette problématique est à considérer lors du design des FA-LPFs PZ. Au cours des études numériques menées, l'objectif n'est donc pas de maximiser la valeur de la biréfringence, mais plutôt d'introduire une discrimination suffisante entre les deux états de polarisation du FM pour assurer un couplage sélectif de l'un de ces deux états de polarisation avec un mode de gaine.

La section transverse d'une FA-LPF active est rappelée sur le Tableau III.3, ainsi que les distributions d'intensité des deux états de polarisation du LP_{01}, dans ce cas ces distributions sont identiques et il n'existe pas d'axe neutre. L'indice de réfraction de la silice haut-indice dopée aux ions d'aluminium et de la silice dopée activement est supérieur à l'indice de la silice pure de 4×10^{-3}. Les fibres biréfringentes présentent généralement une symétrie axiale des barreaux de contrainte vis-à-vis du cœur pour obtenir une dissymétrie du champ de stress. Dans notre cas cela n'est pas possible strictement puisque la stratégie consiste à remplacer des inclusions bas-indice réparties sur un motif apériodique mais cette symétrie est recherchée dans la mesure du possible. Parmi les différentes possibilités envisagées, quatre architectures ont été retenues et sont présentées dans le Tableau III.3. Ces designs sont dénommés FA-LPF 2 SAP, 4 SAP, 6 SAP et 4+2 SAP en fonction du nombre de barreaux de contrainte implémentés (SAP = Stress Applying Part). Les distributions d'intensité des deux états de polarisation du mode LP_{01} sont reportées pour chaque design pour une fibre possédant un diamètre de cœur de 60 µm à une longueur d'onde de 1030 nm. L'axe lent est parallèle à l'axe des barreaux de contrainte, l'axe rapide est orthogonal à l'axe des barreaux de contrainte. Les valeurs numériques de la biréfringence modale sont aussi transposées dans le tableau. Ces valeurs, de l'ordre de quelques 10^{-5}, sont typiquement plus faibles que celles des fibres PZ présentées dans la section précédente, toutefois elles sont suffisantes pour discriminer les deux états de polarisation du mode LP_{01}.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Tableau III.3 : Section transverse d'une FA-LPF active et des architectures retenues pour être caractérisées expérimentalement, la silice pure est en bleu marine, la silice dopée aux ions de fluor est en cyan, la silice dopée activement est en rouge, la silice haut-indice dopée aux ions d'aluminium est en bleu clair et la silice dopée aux ions de bore est en jaune. Les distributions d'intensité des deux états de polarisation du LP_{01} sont représentées, et les valeurs numériques de la biréfringence modale calculée sont données en considérant un diamètre de cœur de 60 µm à la longueur d'onde de 1030 nm.

Nom	Section transverse	LP_{01} Axe lent	LP_{01} Axe rapide	Biréfringence modale
FA-LPF active				0
FA-LPF 2 SAP				$4{,}1\times10^{-5}$
FA-LPF 6 SAP				$5{,}3\times10^{-5}$
FA-LPF 4 SAP				$1{,}65\times10^{-5}$
FA-LPF 4+2 SAP				$3{,}75\times10^{-5}$

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Le design FA-LPF 2 SAP est le plus simple des designs présentés dans le Tableau III.3 avec seulement l'insertion de deux barreaux de contrainte sur la première couronne d'inclusions bas-indice de part et d'autre du cœur. L'état de polarisation porté par l'axe rapide a clairement la quasi-totalité de sa puissance dans la gaine et subit fortement un couplage modal avec un mode de gaine. La distribution d'intensité du LP_{01} guidé selon l'axe lent est en revanche légèrement déformé et paraît écrasé par rapport au LP_{01} d'une FA-LPF classique, le MFA est donc réduit. Dans le design FA-LPF 6 SAP, quatre barreaux de contrainte supplémentaires sont ajoutés dans la seconde couronne d'inclusions bas-indice pour homogénéiser le champ de stress dans le cœur. Le pourcentage de puissance dans la gaine du mode dont la polarisation portée par l'axe rapide est moins important bien que la biréfringence soit plus élevée et la distribution d'intensité du mode de polarisation linéaire guidée selon l'axe lent est toujours aplatie. La déformation est donc due à la présence immédiate des barreaux de contrainte à proximité du cœur qui entraine des variations d'indice de réfraction localisées sur une partie du cœur seulement et donc une inhomogénéité qui modifie le confinement du champ. Ils sont donc retirés dans le design des FA-LPF 4 SAP. La valeur de la biréfringence modale décroit et la distinction entre les distributions d'intensité des deux états de polarisation du FM est assez faible. Toutefois il existe un mode de gaine qui présente un recouvrement spatial avec l'état de polarisation du FM porté par l'axe rapide, laissant présager un couplage possible. Enfin un dernier design est présenté où deux barreaux de contrainte sont implémentés juste derrière les deux inclusions bas-indice de la première couronne délimitant la zone de cœur et situé le long de l'axe lent de la structure FA-LPF 4 SAP. De fait ces barreaux rehaussent à la fois la biréfringence et le couplage de la polarisation linéaire du LP_{01} sur l'axe rapide avec un mode de gaine. De plus leur impact sur le mécanisme de guidage est plus faible puisque situés plus loin du cœur à la limite des canaux de fuite. En conséquence, la distribution d'intensité de du mode de polarisation du FM guidé est très peu modifiée.

La Figure III.5 illustre le phénomène de couplage pour le design FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 60 µm à une longueur d'onde de 1030 nm en fonction de la concentration en ions de bore dans les barreaux de contrainte. Les indices effectifs des deux états de polarisation du FM divergent avec l'augmentation de la concentration en ions de bore, la polarisation linéaire portée par l'axe rapide a son indice effectif qui diminue et se rapproche de l'indice effectif d'un mode de gaine (trait plein en noir). Dans cette configuration le couplage est optimal pour une concentration supérieure à 25 mol%. Les distributions d'intensité pour une concentration de 19 mol% d'ions de bore sont représentées car cela correspond à la concentration des matériaux en stock en vue de la fabrication de fibres PZ.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

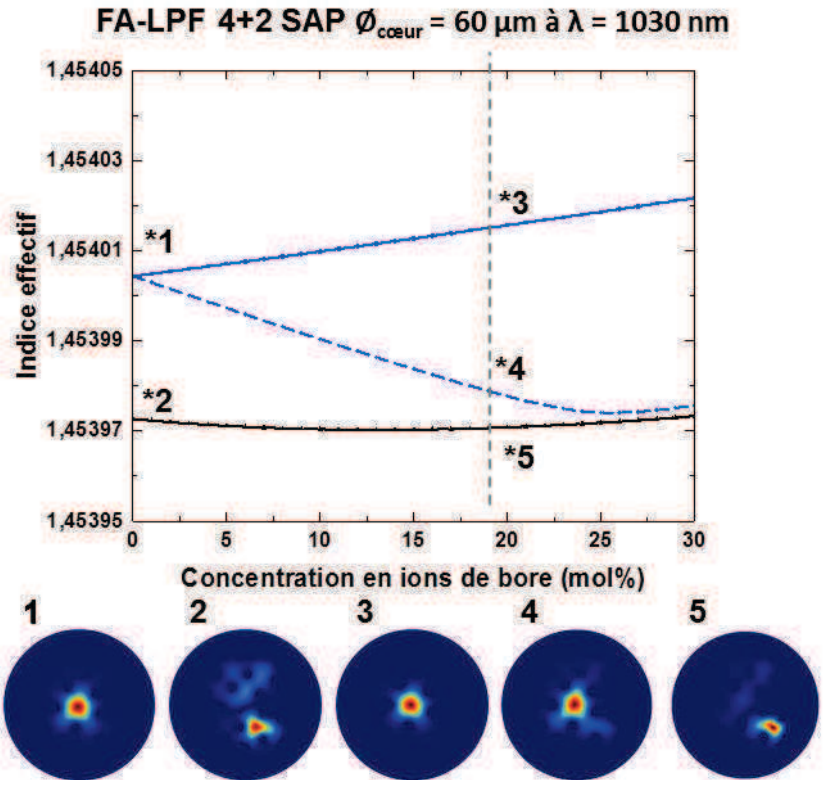


Figure III.5 : Evolution de l'indice effectif des deux états de polarisation linéaire du mode LP_{01} (en bleu) et d'un mode de gaine (en noir) intervenant dans le phénomène de couplage en fonction de la concentration en ions de bore dans les barreaux de contrainte. Les distributions d'intensité des états de polarisation du FM et du mode de gaine sont reportées pour des concentrations de 0 mol% et 19 mol%.

III.2.2. Fabrication de FA-LPFs PZ passives

Les quatre designs présentés dans le Tableau III.3 ont été fabriqués et plusieurs échantillons de fibres avec des diamètres de cœur différents ont été tirés pour être caractérisés. Pour s'affranchir du possible décalage indiciel entre le cœur et le matériau de fond constituant la gaine engendré lors de la fabrication de fibres actives, l'étude expérimentale a été menée ici sur des fibres passives pour une validation de principe peu coûteuse. La structure FA-LPF considérée est donc constituée entièrement de silice pure (cœur et fond de la gaine optique) avec le motif apériodique bas-indice formé d'inclusion de silice dopée aux ions de fluor. La biréfringence est légèrement différente par rapport au cas actif modélisé dans le paragraphe précédent puisque l'indice de réfraction du cœur passif est plus faible. L'absence d'une gaine hexagonale haut-indice au niveau de la microstructure risque de provoquer des couplages supplémentaires entre le FM et des modes de gaine hors de la microstructure en fonction des dimensions de cœur. Pour limiter ce phénomène, le stack hexagonal contenant la microstructure a été inséré dans un tube de silice d'indice de réfraction légèrement inférieur à celui de la silice choisie pour le matériau de fond de la gaine. Les diamètres de cœur étirés sont 40 µm, 60µm, 80 µm, 100 µm et 140 µm excepté pour l'architecture FA-LPF 6 SAP où le diamètre maximal est 80 µm à cause d'inconvénients survenus lors du fibrage. Un exemple d'assemblage (stack) réalisé pour le design FA-LPF 4+2 SAP est reporté sur la Figure III.6 (a). Des images au microscope de fibres étirées pour les 4 architectures sont aussi présentées sur la Figure III.6(b-e). Sur ces photos, les barreaux de contrainte sont facilement identifiables par leur géométrie légèrement déformée par rapport aux hexagones attendus et un contraste plus élevé avec le cœur et la gaine que les inclusions bas-indice.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

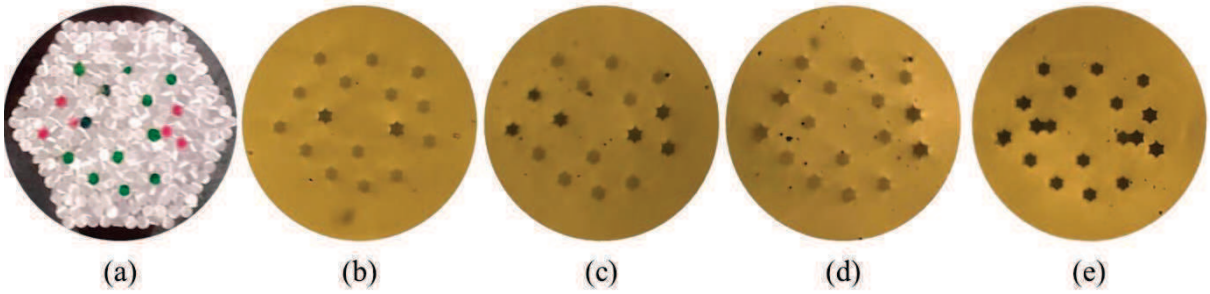


Figure III.6 : (a) Photo du stack hexagonal réalisé pour tirer les FA-LPF 4+2 SAP, les inclusions de silice dopée aux ions de fluor ont été marquées en vert et les barreaux de contrainte en rouge. (b-e) Images au microscope des 4 designs de fibres FA-LPF PZ fabriquées.

Des échantillons de fibres longs de 1 mètre ont été caractérisés en transmission en utilisant une source de laser supercontinuum émettant un faisceau transversalement monomode non-polarisé sur un spectre étendu de 600 à 1700 nm. La polarisation de la lumière en sortie de la source supercontinuum a été caractérisée à l'aide d'une lame polarisante avant d'être collectée dans une fibre multimode pour être injectée dans un analyseur de spectre optique. Le spectre transmis par la lame polarisante a été mesuré pour une rotation de 180° du polariseur, les spectres sont reportés sur la représentation graphique de la Figure III.7. Les écarts entres les maxima et les minima sont faibles (~3 dB) entre les différentes mesures. La source blanche peut donc être considérée comme non-polarisée. Le montage expérimental pour la caractérisation des FA-LPF avec des barreaux de contrainte est représenté sur le schéma de la Figure III.8. La caractérisation consiste à injecter la lumière issue de la source supercontinuum et d'observer la distribution d'intensité en champ proche en sortie de la fibre avec une caméra CCD. Une lame polarisante est insérée dans la trajectoire du faisceau avant l'injection dans la fibre et des filtres passe-bande de largeur spectrale 10 nm sont utilisés pour effectuer une étude spectrale comme décrit dans la Figure III.8. L'objectif de cette étude sur les quatre designs à chaque diamètre de cœur est :

i) d'observer la distribution d'intensité en champ proche du FM en sortie de la fibre afin de déterminer si celle-ci est déformée.

ii) de vérifier si la fibre permet la propagation d'un ou plusieurs HOMs en décalant volontairement l'injection du faisceau incident dans le plan transverse afin de valider la propagation quasi-monomode dans le cœur.

iii) de déterminer l'état de polarisation du faisceau émis après propagation dans la fibre.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

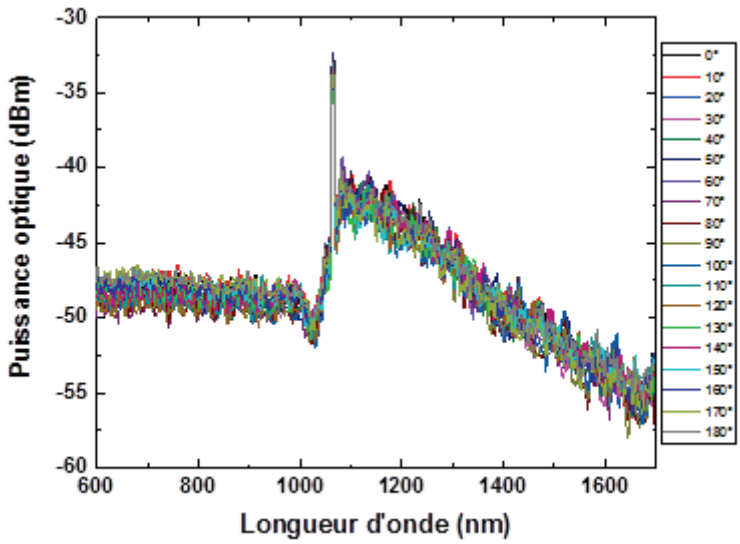


Figure III.7 : Spectres de la lumière émise par la source blanche après passage par une lame polarisante pour différents angles de la lame.

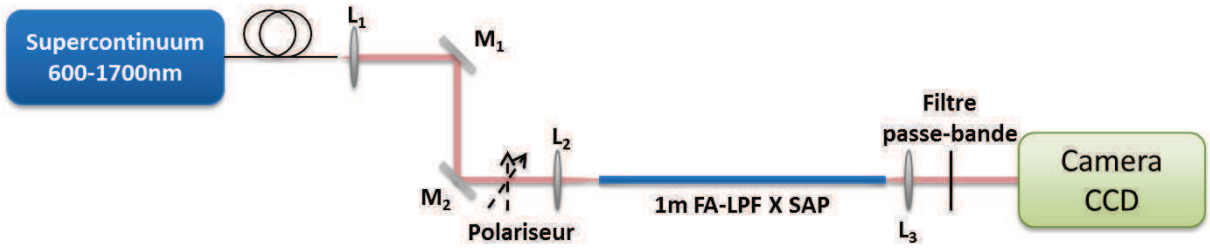


Figure III.8 : Schéma du montage de caractérisation des FA-LPFs avec des barreaux de contrainte

La Figure III.9 présente, en exemple, les images de la distribution d'intensité mesurée en champ proche du FM pour une FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 60 µm et un filtre passe-bande centré à 1000 nm. Les angles indiqués sur la figure correspondent à la rotation du polariseur avant la lentille d'injection dans la fibre sous test. Contrairement à des fibres PM, la fibre sous test ne nécessite pas l'utilisation à la fois d'un polariseur et d'un analyseur en sortie de fibre pour observer une extinction de la lumière extraite du cœur mais seulement l'utilisation d'un des deux. La fibre sous test fonctionne donc comme un filtre polarisant. Une telle observation valide le caractère PZ recherché. En effet la lumière injectée dans la fibre sous test est polarisé linéairement avec un axe de polarisation dépendant de la rotation de la lame polarisante. En faisant varier cet axe, la lumière injectée est soit totalement couplée sur un axe neutre soit répartie entre les deux axes neutres. Si les deux axes neutres guident la lumière dans le cœur, il n'y aurait pas de variation de puissance à la sortie de la fibre. Or ici on observe une alternance entre une extinction de la puissance optique et un maximum tous les 90°, soit l'écart entre les deux axes neutres. On peut en conclure qu'un axe neutre guide la lumière dans le cœur tandis que l'autre axe éjecte la lumière dans la gaine. Cette observation a été effectuée sur les quatre designs en fonction du diamètre du cœur et de la longueur d'onde centrale du filtre passe-bande. La vérification du caractère monomode de la fibre sous test est réalisée en translatant volontairement la lentille d'injection L_2 et en observant la variation de la distribution d'intensité en champ proche. Pour une fibre monomode, cette translation entraine une perte d'intensité sans déformation du faisceau, pour une fibre multimode cela force l'excitation des HOMs et une déformation de la distribution d'intensité apparait.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

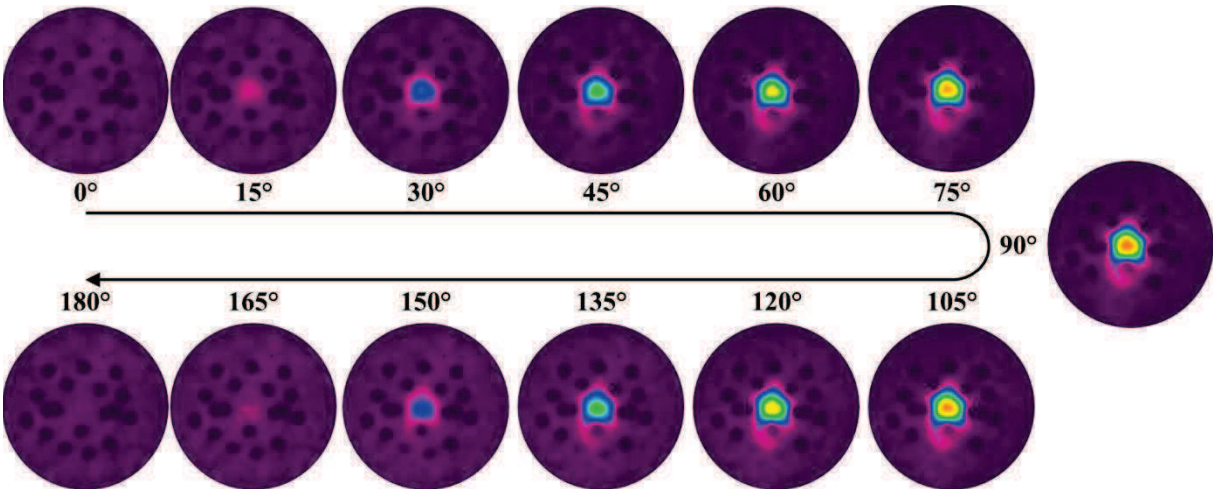


Figure III.9: Evolution de la distribution d'intensité mesurée en champ proche du FM pour une FA-LPF 4+2 SAP avec un cœur de 60 µm à la longueur d'onde de 1 µm en fonction de l'angle de rotation du polariseur.

Pour chaque design de fibre et diamètre de cœur, la distribution d'intensité en champ proche du faisceau guidé est mesurée à la sortie de la fibre dans la configuration du montage de la Figure III.8 pour plusieurs filtres passe-bande dont les longueurs d'onde centrales varient entre 600nm et 1600 nm. Les résultats sont résumés sur la Figure III.10 où, pour chaque graphe, les points noirs représentent les couples diamètre de cœur/longueur d'onde testés. Les mesures faites avec le design FA-LPF 6 SAP ne sont pas réalisées à des diamètres de cœur supérieurs à 80 µm car, pour rappel, des impondérables survenus pendant le fibrage ont limité la quantité de fibres étirées. Des images en champ proche des distributions d'intensité en sortie de fibre sont montrées pour surligner le comportement modal aux couples de longueurs d'onde et de diamètres de cœur correspondants. Pour le diamètre de cœur minimal testé, 40 µm, les quatre architectures se comportent comme des fibres monomodes sur toute la plage de longueur d'onde de l'étude. Mais lorsque le ratio diamètre de cœur/longueur d'onde augmente, le faisceau en sortie correspondant à la polarisation linéaire guidée du FM est déformé, jusqu'à ce que la lumière soit confinée en périphérie des barreaux de contrainte les plus proches du cœur au lieu de rester guidée dans le cœur. En effet, au cours de la fabrication, le stress crée une modification locale de l'indice de réfraction qui, lorsque le diamètre du cœur augmente, devient capable de surpasser le guidage dans le cœur. C'est particulièrement le cas pour les designs FA-LPF 2 SAP et 6 SAP dont les barreaux de contrainte sont à la limite de la zone du cœur. Pour la FA-LPF 2 SAP, cet effet est visible à $\lambda = 700$ nm avec un diamètre de cœur de 80 µm et la déformation du mode guidé est par exemple visible à $\lambda = 1200$ nm avec un diamètre de cœur de 100 µm. Grâce à toutes ces mesures, un domaine spectral de fonctionnement monomode PZ est mis en avant pour chaque design, représenté par une zone verte sur les graphes de la Figure III.10. Dans cette zone de fonctionnement, aucune variation de la distribution d'intensité n'a été observée quelles que soient les conditions d'injection (translation de la lentille d'injection) du faisceau incident dans la fibre sous test. Comme prévu par les modélisations numériques, les designs FA-LPF 2 SAP et 6 SAP provoquent une déformation plus importante de l'état de polarisation guidé que les deux autres designs, toutefois le confinement de la lumière autour des barreaux de contrainte n'avait pas été prédit. L'architecture présentant la zone de fonctionnement la plus large est la FA-LPF 4+2 SAP atteignant notamment une propagation monomode PZ à $\lambda = 1400$ nm avec un diamètre de cœur de 140 µm. La suite de l'étude a donc été dirigée plus particulièrement sur ce design.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

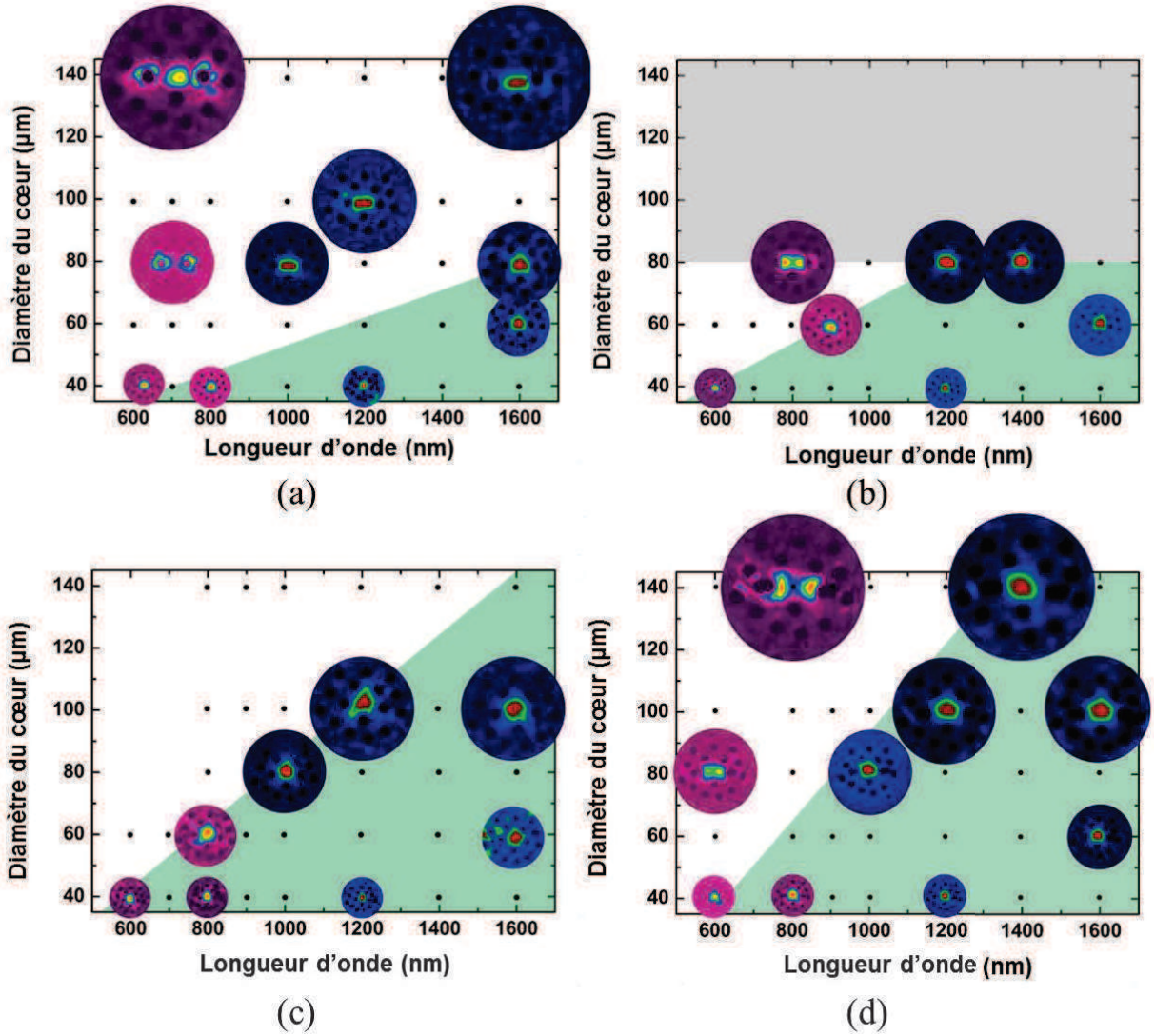


Figure III.10 : Cartographie des distributions d'intensité mesurées en champ proche du faisceau guidé après propagation dans 1 m de fibre pour plusieurs diamètres de cœur et longueurs d'onde de travail pour les FA-LPF (a) 2 SAP, (b) 6 SAP, (c) 4 SAP et (d) 4+2 SAP. Chaque point noir représente une configuration de mesure et les zones vertes représentent les domaines spectraux où la fibre se comporte comme une fibre PZ monomode.

La valeur du PER, défini comme le ratio des puissances optiques propagées par les polarisations linéaires orthogonales du FM, a été examinée pour le design FA-LPF 4+2 SAP. L'étude s'est concentrée sur un diamètre de cœur de 60 µm puisque ce dernier permet de rentrer dans la gamme des fibres à très large cœur (> 50 µm) et présente un comportement monomode et PZ sur une large fenêtre spectrale. Dans un premier temps, le montage utilisé est celui présenté sur le schéma de la Figure III.12(a). Pour contrôler la direction de la polarisation linéaire du faisceau incident, la lumière blanche est injectée dans la fibre après avoir traversé une lame polarisante rotative avec un ratio d'extinction maximum de 80 dB centré à 900 nm, le taux de transmission ainsi que le ratio d'extinction de la lame polarisante en fonction de la longueur d'onde sont reportées sur la Figure III.11. Afin de collecter uniquement la lumière issue du cœur de la fibre, un filtrage spatial est réalisé en exploitant une fibre monomode (SMF) de diamètre de cœur 9 µm qui est ensuite connectée à un analyseur de spectre optique. La mesure de PER a été réalisée sur un échantillon de 1 mètre de fibre à plusieurs longueurs d'onde de 800 nm à 1600 nm correspondant à la zone spectrale de fonctionnement définie sur le graphe de la Figure III.10(d). Les résultats de PER obtenus sont présentés par des carrés noirs sur le graphe de la Figure III.12(c). Pour chaque mesure de PER, il est nécessaire de préciser qu'une

Licence CC BY-NC-ND 3.0

optimisation de la puissance optique injectée et collectée à la longueur d'onde de mesure est effectuée. La structure FA-LPF 4+2 SAP se comporte comme une fibre PZ avec un PER supérieur à 15 dB sur une plage spectrale s'étendant de 800 nm à 1500 nm, atteignant ainsi une largeur spectrale normalisée $\Delta\lambda/\lambda$ de 60 %. En particulier, le PER s'élève à une valeur de 20,2dB à $\lambda = 800$ nm. Cependant, l'utilisation de filtres spectraux passe-bandes avec une largeur spectrale de 10 nm pour sélectionner la longueur d'onde de travail et effectuer une étude spectrale peut perturber les mesures à cause de la relativement large fenêtre spectrale conduisant à un moyennage de l'intensité autour de la longueur d'onde étudiée. De plus ces valeurs décroissent aussi avec la diminution du ratio d'extinction de la lame polarisante. Pour pallier les incertitudes citées plus tôt et combler la rigueur perfectible du protocole de mesure large bande spectrale, deux autres mesures plus rigoureuses ont donc été effectuées à partir du montage décrit dans la Figure III.12(b). Dans ce montage, la source blanche supercontinuum est remplacée par deux sources laser à spectre fin émettant respectivement à 1030 nm et 1550 nm, la largeur spectrale du signal émis est égale à 0,3 nm dans les deux cas. Puisque les faisceaux émis sont polarisés linéairement, une lame quart d'onde est placée avant la lentille d'injection pour obtenir une polarisation circulaire du faisceau incident en entrée de la fibre sous test afin d'exciter avec des puissances optiques identiques les deux polarisations linéaires du FM. Un analyseur est positionné en sortie de la fibre avant de collecter le faisceau propagé dans une fibre multimode avec un diamètre de cœur de 62,5 µm pour caractériser le signal avec un analyseur de spectre optique. La fibre multimode de collection a été choisie pour avoir un diamètre de cœur s'approchant au plus près de celui de la fibre sous test. Des valeurs de PER de 19,1 dB et 18,8 dB ont été obtenues respectivement à 1030 nm et 1550 nm et sont reportées sur le graphe de la Figure III.12(c) (cf. étoiles bleues). Pour ces mesures, la lame quart d'onde et l'analyseur choisis étaient parfaitement adaptés à chaque longueur d'onde de travail. Ces résultats plus fiables et précis ne remettent cependant pas en question ceux issus des mesures en lumière blanches et permettent de les valider. Même si la biréfringence théorique est plus faible que les autres fibres PZ issues de la littérature et présentées dans le Tableau III.3, la structure FA-LPF 4+2 SAP garantit la propagation d'un unique mode de polarisation robuste sur une large fenêtre spectrale via un couplage discriminant un des états de polarisation du FM avec un mode de gaine.

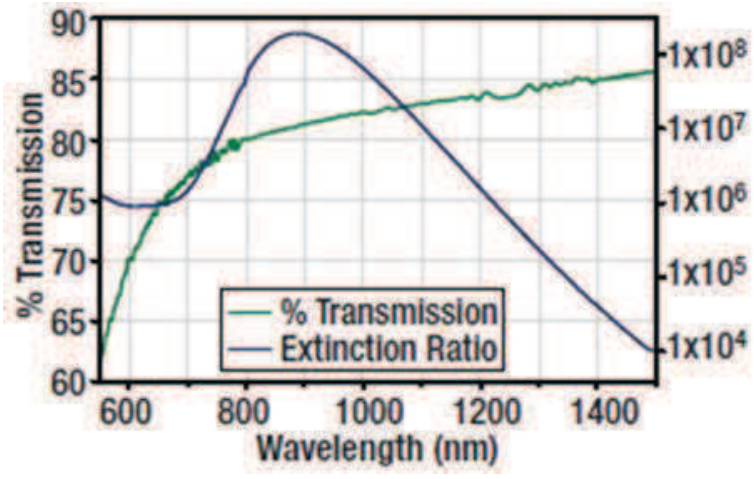


Figure III.11 : Graphe du taux de transmission et de ratio d'extinction spectraux de la lame polarisante utilisée, données issues du fabricant.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

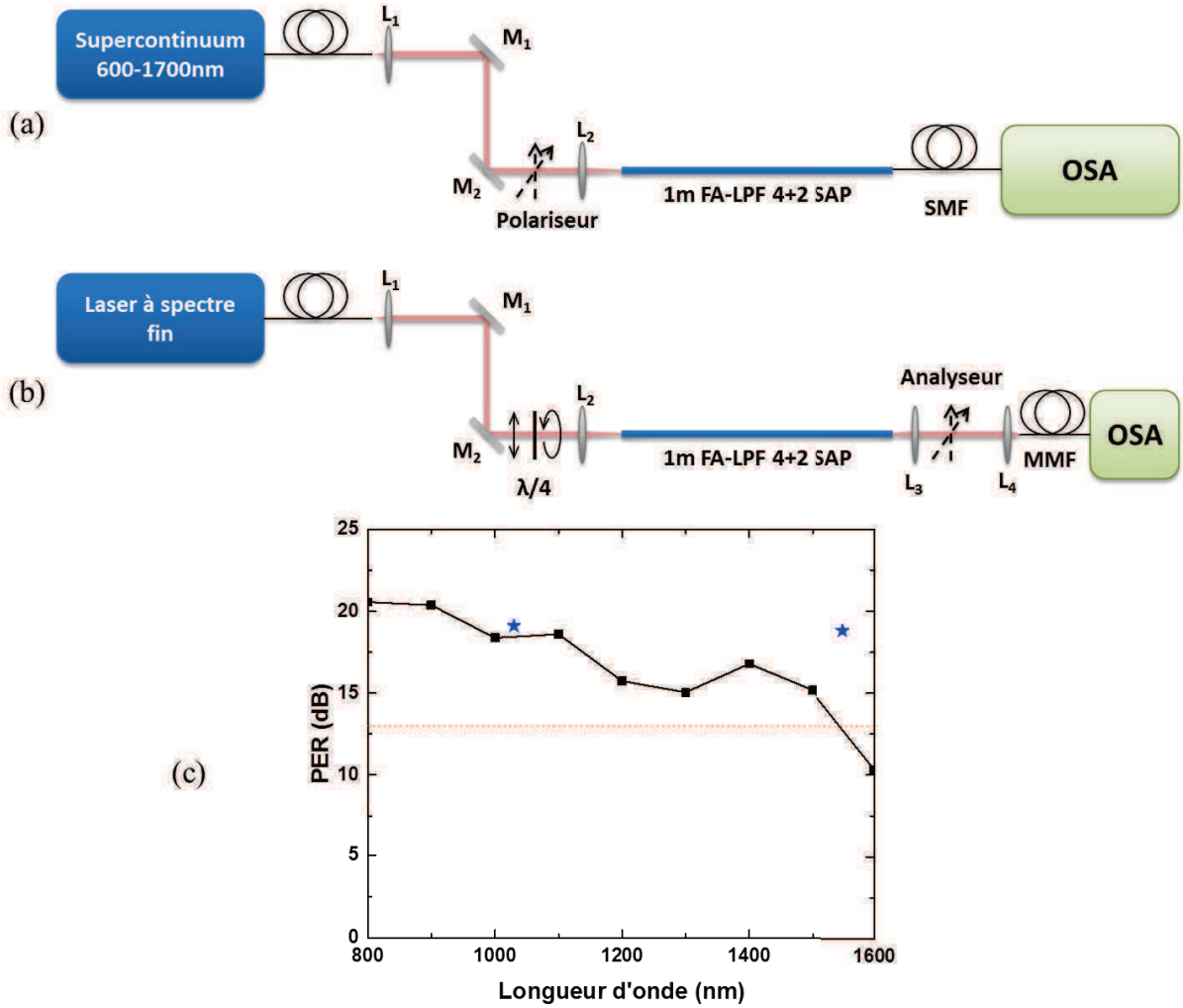


Figure III.12 : Montages expérimentaux pour la mesure du PER avec (a) une source supercontinuum blanche et (b) une source laser à spectre fin (émettant à 1030 nm ou 1550 nm). (c) Valeurs de PER mesurées (carrés noirs et étoiles bleues) pour un échantillon de 1 m de FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 60 µm. Les carrés noirs (resp. étoiles bleues) correspondent aux points de mesure en utilisant la source blanche associée à des filtres passes bandes (resp. sources lasers à spectre fin) avec une résolution de 10 nm (resp. 0,3 nm). La ligne pointillée rouge marque la valeur référence de 13 dB. Abréviations : SMF = fibre monomode, MMF = fibre multimode, OSA = analyseur de spectre optique, λ/4 = lame quart d'onde.

Une étude a aussi été menée sur cette fibre en diminuant petit à petit la longueur de l'échantillon. La source blanche a été utilisée pour cette mesure à λ = 1050 nm. Les résultats sont reportés sur le graphe de la Figure III.13. La fibre a une longueur initiale de 1 m et les mesures sont effectuées tous les 10 cm jusqu'à une longueur de 40 cm en clivant manuellement l'extrémité en sortie de la fibre. Des longueurs inférieures de fibre sont inadaptées à la réalisation pratique de la caractérisation. Puisqu'il s'agit d'une fibre rigide, l'injection du faisceau en entrée doit être réitérée après chaque clive. On constate que le PER varie légèrement mais est supérieur à 13 dB même pour une longueur de fibre de 40 cm. Cela démontre que le phénomène de couplage a lieu au cours de la propagation dans les premiers centimètres de la fibre.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

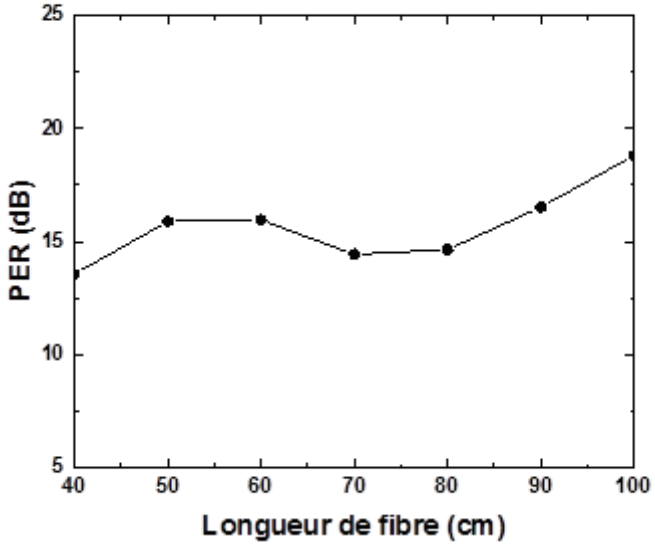


Figure III.13 : Evolution de la valeur du PER avec la longueur de la fibre pour une FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 60 µm à λ = 1050 nm.

Des mesures de PER menées sur des diamètres de cœur de 40 µm et 140 µm avec la source en lumière blanche (montage de la Figure III.12(a)) ont démontré un PER supérieur à 10 dB sur toute la zone spectrale de fonctionnement monomode PZ respective pour chaque diamètre et sont reportées sur la Figure III.14. La principale source de perturbation des mesures est la lumière présente dans la gaine de la fibre. En effet, un bruit de fond demeure et n'est pas évacué en dehors de la microstructure à cause d'une différence indicielle entre la silice utilisée comme matériau de fond (cf. la photo du stack Figure III.6(a)) et le tube de silice dans lequel le stack a été inséré. Ainsi, outre la lumière non couplée dans le cœur, la puissance de la polarisation linéaire couplée avec un mode de gaine reste dans la microstructure, limitant les valeurs de PER.

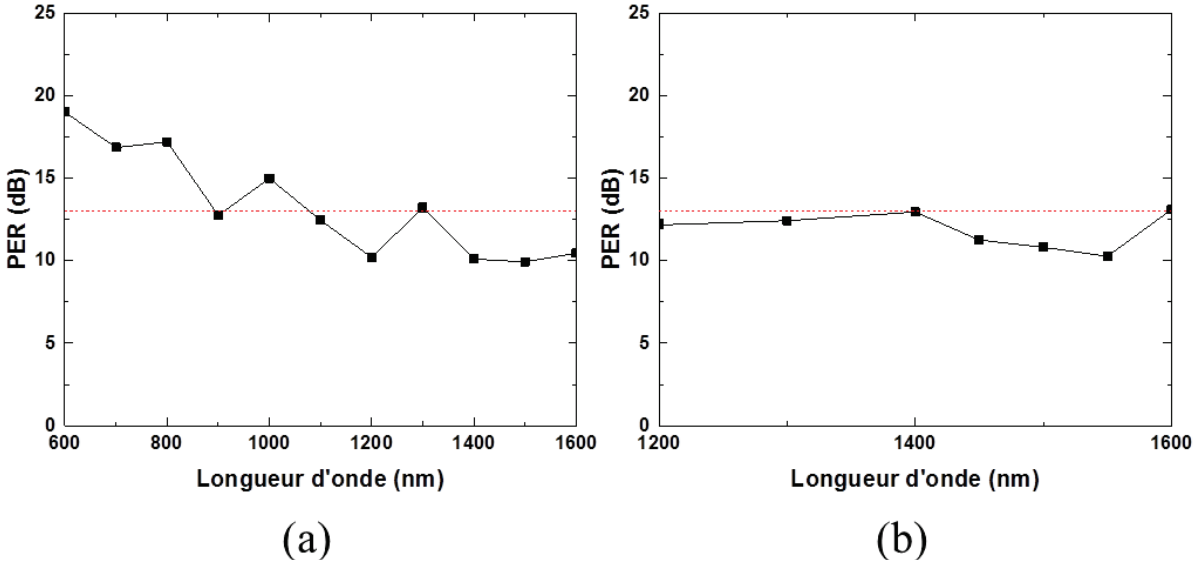


Figure III.14 : Mesures de PER sur un échantillon de 1 m de FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de (a) 40 µm et (b) 140 µm sur leur gamme spectrale de monomodalité respective. Ligne rouge : PER = 13 dB.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

III.2.3. Extension à 2 µm

Suite aux résultats obtenus avec l'architecture FA-LPF 4+2 SAP, sa caractérisation expérimentale passive a été étendue à $\lambda = 2\,\mu m$ en collaboration avec Dia Darwich, doctorant de l'équipe, correspondant à la longueur d'onde d'émission des ions de thulium. La caractérisation est effectuée avec un laser fabriqué au laboratoire et exploitant une fibre active dopée aux ions thulium émettant à 1942 nm [Darwich16b]. Le montage du banc de caractérisation est présenté sur le schéma de la Figure III.15. Dans un premier temps, une émission laser est générée à 1942 nm en pompant une fibre monomode dopée aux ions de thulium avec une diode laser à 793 nm. La cavité laser est formée par la réflexion de Fresnel à 4% sur la face de la fibre préparée à angle droit et par un réseau de Bragg (FBG) à 1942 nm. Le signal émis est séparé de la pompe par un miroir dichroïque (M_1) qui transmet la longueur d'onde de pompe et réfléchit la longueur d'onde du signal. Le faisceau est ensuite couplé dans un tronçon de fibre FA-LPF 4+2 SAP à l'aide d'un jeu de deux miroirs (M_2 et M_3) et d'une lentille (L_3) puis est analysé avec une caméra pyro-électrique et un analyseur de spectre optique (OSA). Les deux observations sont réalisées simultanément en séparant le faisceau en sortie de la fibre sous test à l'aide d'une lame séparatrice (LS). Pour des raisons d'espace disponible sur le banc de caractérisation, la longueur de la fibre FA-LPF 4+2 SAP sous test est réduite à 45 cm. Le spectre du faisceau émis par la fibre dopée aux ions de thulium est présenté sur le graphe de la Figure III.16. Le pic laser est bien centré à 1942 nm comme attendu avec l'utilisation du réseau de Bragg, la largeur spectrale à mi-hauteur (-3 dB) est inférieure à 0,5 nm. La distribution d'intensité du faisceau laser à 1942 nm est insérée dans la Figure III.16 exhibant une distribution gaussienne. Puisque aucun élément polarisant n'est présent dans la cavité laser, il n'y a aucune information sur l'état de polarisation du faisceau incident injecté dans la fibre sous test. Avant de procéder à l'étude sur les FA-LPF 4+2 SAP, le degré de polarisation du signal laser à 1942 nm a alors été mesuré entre le miroir M_3 et la lentille L_3, soit avant injection dans la fibre sous test. Les mesures réalisées avec une lame polarisante rotative ont montré que l'écart maximum de puissance entre deux polarisations linéaires est inférieur à 3 dB (sans que nous sachions s'il s'agit de deux modes de polarisation couplés ou indépendants). Les conditions sont donc comparables à celles utilisées avec la source blanche du montage de Figure III.12(a).

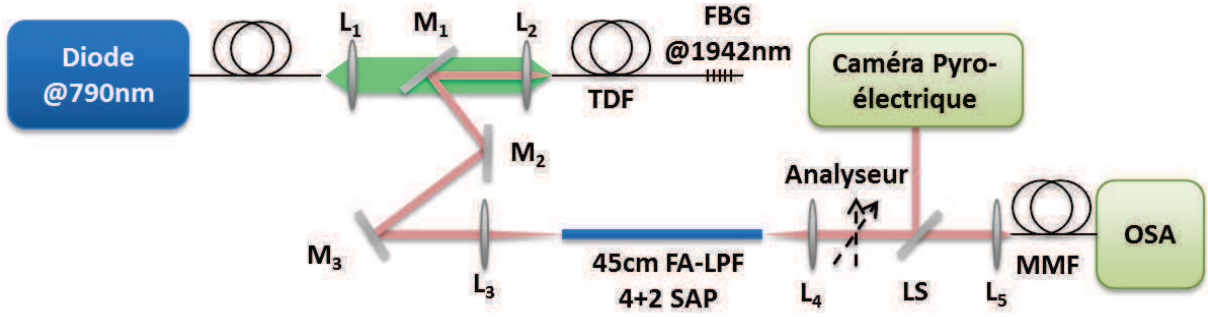


Figure III.15 : Schéma du montage de caractérisation du design FA-LPF 4+2 SAP à λ = 1942 nm. Abréviations : TDF = fibre dopée aux ions de thulium, FBG = réseau de Bragg 100% réfléchissant à 1942 nm, L = lentille, M = miroir, LS = lame séparatrice, MMF = fibre multimode, OSA = analyseur de spectre optique.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

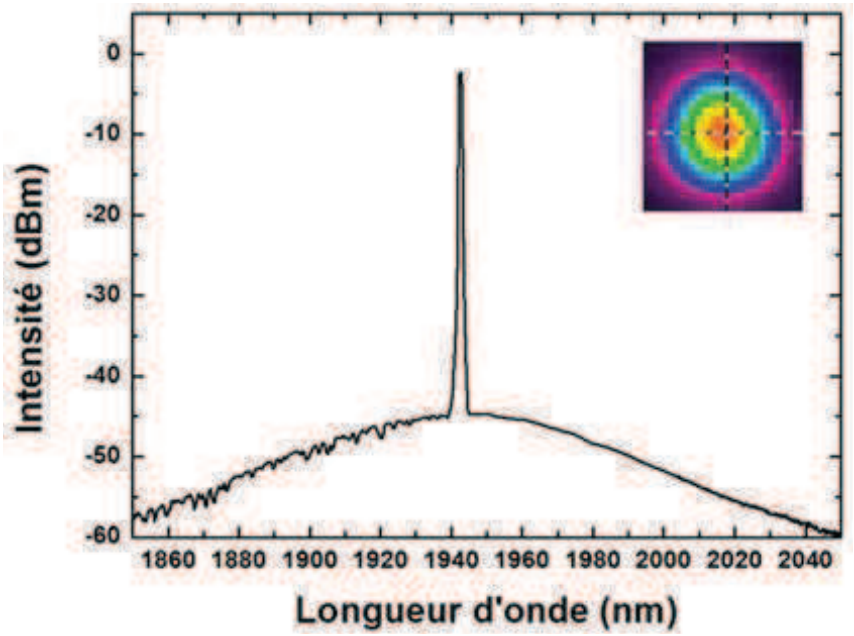


Figure III.16 : Spectre du signal laser émis par la fibre dopée aux ions de thulium. Une distribution d'intensité du faisceau émis obtenue avec une caméra pyro-électrique est ajoutée en insert.

La procédure suivie est identique aux caractérisations précédentes. Le caractère monomode du faisceau propagé dans la fibre sous test est vérifié en translatant volontairement la lentille d'injection pour exciter d'éventuels HOMs. Les tests sont réalisés pour des diamètres de cœur de 60 µm et 140 µm. Dans chaque cas, la fibre sous test présente un comportement monomode PZ. Les valeurs de PER sont mesurées respectivement à 19,5 dB et 16,5 dB pour les diamètres de cœur respectifs de 60 µm et 140 µm et ce malgré la longueur réduite des fibres. Ces valeurs sont dans la continuité de celles obtenues avec la source blanche et les deux sources à spectre fin à 1030 nm et 1550 nm.

L'architecture FA-LPF 4+2 SAP permet donc une émission monomode PZ sur une bande spectrale de 800 nm à 2 µm pour un diamètre de cœur de 60 µm, la rendant intéressante pour le dopage par des ions d'ytterbium, d'erbium et de thulium. Avec ces dernières mesures la largeur spectrale normalisée de fonctionnement $\Delta\lambda/\lambda$ s'élève dorénavant à 85 % qui est à notre connaissance le plus élevé atteint avec une même architecture de fibre.

III.3. Application à des FA-LPFs dopées aux ions d'ytterbium

Parmi les designs de fibre FA-LPF PZ proposés numériquement et validés avec des fibres passives, la structure FA-LPF 4+2 SAP a donné des résultats prometteurs pour la réalisation de fibres actives PZ monomodes à large cœur. Une réalisation avec des fibres dopées aux ions d'ytterbium a donc été effectuée afin d'évaluer le potentiel de cette architecture. Cette section présente la fabrication de FA-LPF 4+2 SAP actives et leur caractérisation en configuration laser et amplification.

III.3.1. Réalisation de FA-LPF actives

Outre le projet XCAN, ces travaux de thèse sont aussi, pour rappel, effectués dans le cadre du projet collaboratif EATLase dont un des objectifs est l'obtention d'une adaptation d'indice quasi-parfaite entre le cœur et la gaine des FA-LPFs. Au cours de ce projet plusieurs couples de matériau de cœur et de matériau fond de la gaine optique sont réalisés avec des concentrations en dopants qui varient légèrement pour arriver, par dichotomie et en contrôlant chaque étape de fabrication de la méthode REPUSIL, à une adaptation d'indice quasi-parfaite (idéalement à 10^{-5} près) dans les FA-LPFs.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

L'architecture FA-LPF 4+2SAP a ainsi été conçue pour un couple de matériaux présentant un décalage indiciel inférieur à 1×10^{-4}. La section transverse théorique d'une FA-LPF 4+2 SAP active est illustrée sur la Figure III.17(a). Le décalage indiciel entre les matériaux de cœur et de gaine pour la fabrication des fibres est estimé à 8×10^{-5} à $\pm\,3\times10^{-5}$. Une photo obtenue sous microscope d'une telle fibre fabriquée est montrée sur la Figure III.17(b). La microstructure présente sur certains bords une déformation liée au déplacement de certains barreaux de silice pure et dopés haut-indice lors du stack. Cette déformation est constante longitudinalement sur tous les échantillons fabriqués. Le guidage du FM est peu perturbé tant que la fibre est maintenue droite, par contre la répartition des HOMs n'est plus la même, ce qui peut nuire au couplage recherché pour obtenir un comportement PZ. Il faut aussi noter que le dopage en ions d'ytterbium dans le cœur est de 0,12mol% ce qui est plus faible que celui des fibres actives utilisées dans le chapitre II pour la courbure. L'absorption de la puissance de pompe est donc moindre pour des dimensions de fibre identiques.

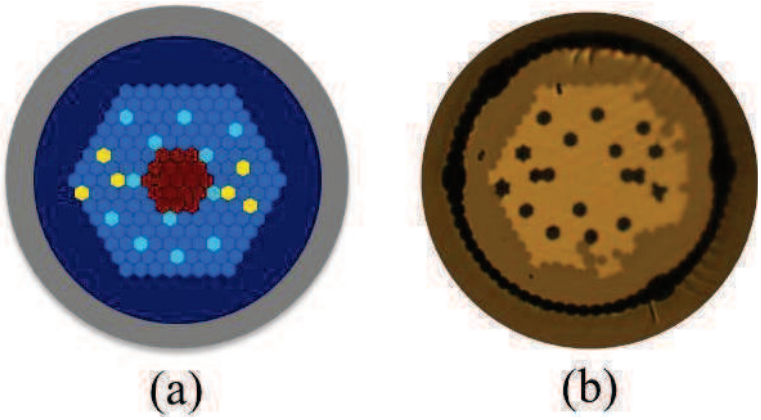


Figure III.17 : Section transverse d'une FA-LPF 4+2 SAP active (a) théorique et (b) fabriquée (image obtenue sous microscope). Sur le profil d'indice 2D de gauche, la gaine d'air est en gris, la silice pure en bleu marine, la silice dopée aux ions d'aluminium en bleu clair, la silice dopée aux ions d'ytterbium en rouge, la silice dopée aux ions de fluor en cyan et les barreaux de contrainte constitués de silice dopée aux ions de bore en jaune.

S'ajoutant à la déformation de la microstructure, compte tenu du décalage indiciel entre le cœur et la gaine, la fibre possède un léger saut d'indice au niveau du cœur (8×10^{-5}) qui est estimé supérieur à la valeur de biréfringence modale calculée ($3{,}75\times10^{-5}$ à 1030 nm pour un diamètre de cœur de 60 µm). Dès lors les deux états de polarisation du FM ont des indices effectifs en théorie supérieurs aux indices des modes de gaine, ce qui contrecarre l'une des conditions pour obtenir un couplage modal et donc un comportement PZ. Toutefois la discrimination entre les polarisations linéaires du FM est suffisante pour assurer une propagation PM sur la longueur des fibres. Les distributions d'intensité des deux états de polarisation du FM d'une FA-LPF 4+2 SAP ont été calculées dans une structure tenant compte d'une part de la déformation observée expérimentalement dans la gaine microstructurée et d'autre part du léger saut d'indice dans le cœur pour une fibre ayant un diamètre de cœur de 60 µm et à la longueur d'onde de 1030 nm. Les résultats sont représentés sur la Figure III.18. Dans cette configuration, il est clair que les deux polarisations linéaires du FM sont guidées dans le cœur. La valeur de la biréfringence est aussi légèrement modifiée et est numériquement évaluée à $3{,}54\times10^{-5}$ au lieu de $3{,}75\times10^{-5}$ dans le cas parfait. De plus ce décalage indiciel induit un reconfinement des HOMs, notamment des modes LP_{11} réduisant la discrimination modale à $\Delta\Gamma = 16{,}4\%$, soit en dessous de la limite des critères de monomodalité.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

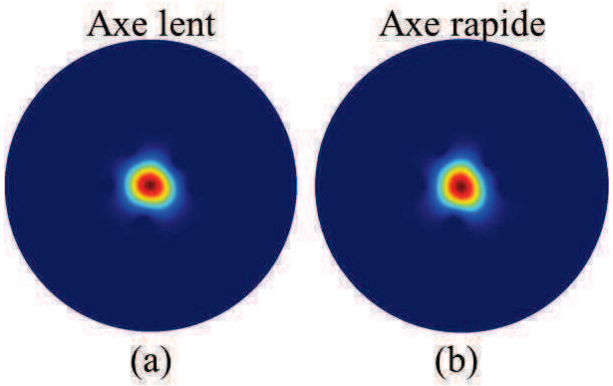


Figure III.18: Distribution d'intensité calculée du FM suivant (a) l'axe lent et (b) l'axe rapide pour une architecture FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 60 µm à λ = 1030 nm. La structure modélisée intègre ici la déformation observée dans la gaine microstructurée de la fibre fabriquée et aussi le décalage indiciel dans le cœur de $\Delta n = +8\times10^{-5}$.

Les fibres actives ont été étirées pour trois diamètres de cœur différents : 36 µm, 58 µm et 79 µm. Les diamètres des gaines d'air respectives sont 100 µm, 160 µm et 220 µm. Comme pour les fibres assistées par saut d'indice, la vrille interne de la structure a été minimisée lors du fibrage en utilisant une imprimante à jet d'encre. Les fibres à barreaux de contrainte étudiées dans la suite de ce manuscrit ont donc une vrille interne inférieure à 10°/m. Un test préliminaire en transmission d'une FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 58 µm a montré que les deux états de polarisation du FM sont bien guidés, toutefois l'un des deux subit une forte déformation de sa distribution d'intensité comme montré sur les observations en champ proche en utilisant une source laser émettant à la longueur d'onde λ = 1030 nm insérées dans la Figure III.19. Cette déformation ne correspond pas aux résultats des modélisations. Puisque les deux états de polarisation sont propagés même si l'un est déformé, il est possible de mesurer la biréfringence de la fibre en utilisant la méthode dite du spectre cannelé. Le schéma expérimental est présenté sur la Figure III.19.

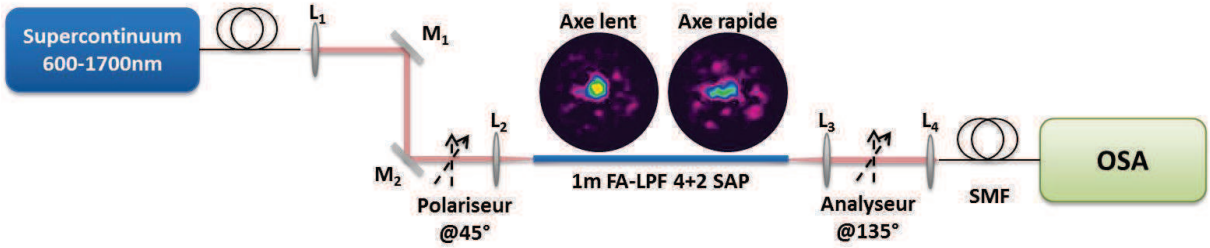


Figure III.19 : Schéma du montage expérimental pour la mesure de la biréfringence par la méthode du spectre cannelé. Le polariseur et l'analyseur sont croisés et leurs axes sont à 45° par rapport aux axes neutres de la fibre. Les observations en champ proche des deux états de polarisation du FM d'une FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 58 µm sont ajoutées à λ = 1030nm.

Le principe de cette méthode est d'injecter une lumière à spectre large linéairement polarisée à 45° des axes neutres de la fibre, la puissance optique est donc répartie équitablement sur les deux axes neutres. Au cours de la propagation pour une longueur d'onde donnée λ, la lumière guidée par l'état de polarisation suivant l'axe x subit un déphasage égal à $(2\pi/\lambda)\times n_x L$ et la lumière propagée sur l'axe y un déphasage égal à $(2\pi/\lambda)\times n_y L$, où L est la longueur de la fibre. Un analyseur est positionné en sortie de fibre à 90° du polariseur en entrée. L'intensité du champ traversant l'analyseur est alors définie par l'équation (III.10) :

$$I = I_0\left(1 - \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} B \times L\right)\right) \qquad \text{(III.10)}$$

Licence CC BY-NC-ND 3.0

où $B = n_x - n_y$. L'intensité du champ électrique est nulle pour $B = (\lambda/L) \times m$ et atteint un maximum pour $B = (\lambda/L) \times (2m+1)/2$ où m est un entier naturel. Le spectre mesuré post-analyseur présente donc des variations d'intensité liées à la valeur de biréfringence B à partir de l'équation (III.11) :

$$B = \frac{\lambda^2}{L\Delta\lambda} \tag{III.11}$$

Une mesure de spectre cannelé a donc été effectuée sur une FA-LPF 4+2 SAP d'une longueur de 1 m et un diamètre de cœur de 58 µm. La longueur d'onde centrale choisie est 1200 nm afin que l'absorption des ions d'ytterbium ne perturbe pas la mesure. La largeur spectrale est de 200 nm et la résolution de l'analyseur de spectre optique est de 0,5 nm. Le spectre cannelé obtenu est reporté sur le graphe de la Figure III.20. La présence de cannelures est clairement visible donc la fibre est bien biréfringente et guide les deux états de polarisation du FM. À partir de ce graphe, la biréfringence est estimée à $3{,}24\times10^{-5}$ en appliquant la formule de l'équation (III.11). Cette valeur est inférieure à celle obtenue à partir des modélisations numériques, que ce soit pour la structure parfaite ($B = 3{,}75\times10^{-5}$) ou pour la structure présentant une différence d'indice cœur gaine de 8×10^{-5} sans déformation ($B = 3{,}54\times10^{-5}$). Afin d'aller plus loin, la modélisation de la structure FA-LPF 4+2 SAP a été reprise en intégrant la déformation de la gaine microstructurée et cette fois-ci en choisissant arbitrairement un décalage indiciel entre le cœur actif et la gaine nul. Les distributions d'intensité du FM sont reportées sur la Figure III.21. Dans ce cas la valeur de la biréfringence calculée est de $3{,}2\times10^{-5}$ et l'état de polarisation guidé par l'axe rapide est effectivement déformé et semble fuir dans la gaine. A partir de ces observations, il est donc possible de supposer que le décalage indiciel réel entre le cœur et la gaine est plus faible que la valeur estimée pour notre couple de matériaux (8×10^{-5}). La mesure de la différence indicielle entre le cœur et la gaine ne peut pas être effectuée directement sur les fibres ou les cannes fabriquées. Elle est faite à partir d'un échantillon de chaque préforme étiré ensemble. Or l'indice de réfraction sur chaque préforme n'est pas parfaitement homogène, ce qui peut induire expliquer une différence indiciel entre la mesure et les fibres réalisées.

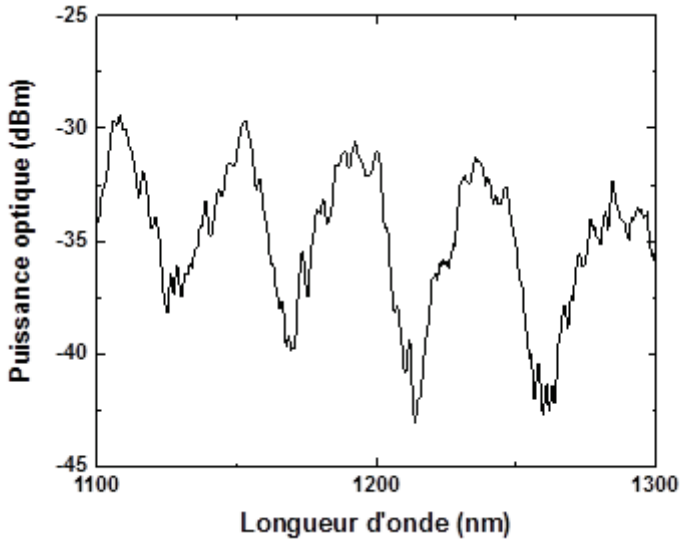


Figure III.20 : Spectre cannelé autour de λ = 1200 nm obtenu avec un mètre de FA-LPF 4+2SAP avec un diamètre de cœur de 58 µm.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

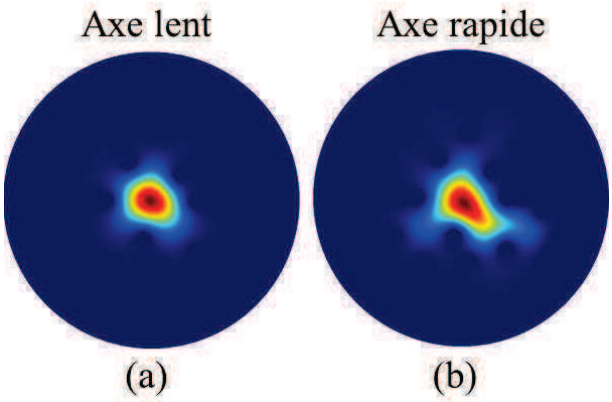


Figure III.21 : Distribution d'intensité théorique du FM suivant (a) l'axe lent et (b) l'axe rapide pour une architecture FA-LPF 4+2 SAP déformée avec un diamètre de cœur de 60 µm à λ = 1030 nm et $n_{coeur} = n_{gaine}$.

Les fibres fabriquées avec des diamètres de cœur de 58 µm et 79 µm (à très large cœur) ont dans un second temps été caractérisées en configuration laser et amplification. Les fibres avec un diamètre de cœur de 30 µm possèdent un diamètre de gaine trop faible pour le système d'injection du faisceau de pompe.

III.3.2. Caractérisation en configuration laser

Cette section présente la caractérisation des FA-LPFs 4+2SAP en configuration laser. Le montage du banc est illustré sur le schéma de la Figure III.22.

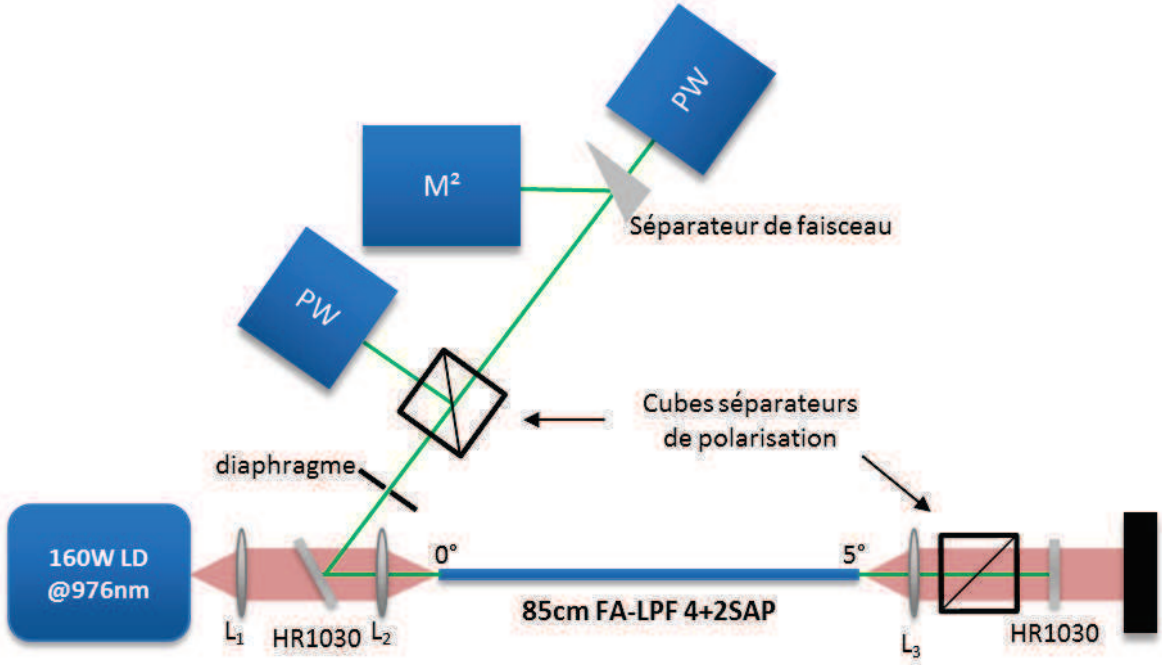


Figure III.22 : Schéma du montage du banc laser pour la caractérisation des FA-LPF 4+2 SAP. Abréviations : PW = mesureur de puissance, M² = système de mesure de M², LD = diode laser, HR1030 = miroir dichroïque hautement réfléchissant à λ = 1030nm et transparent à λ = 976nm.

La diode laser utilisée pour le faisceau de pompe est la même que celle présentée dans le chapitre II, de même le support de fibre en aluminium conçu pour l'étude de la courbure (cf. chapitre II) est réutilisé mais seulement en configuration fibre droite. La longueur de la fibre sous test est donc fixée à 85 cm. La cavité laser est formée d'un miroir dichroïque plan hautement réfléchissant autour de

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1030 nm et transparent à 976 nm et de la réflexion de Fresnel à 4 % à l'interface silice-air au niveau de la face opposée de la fibre polie à 0°. Le signal émis est extrait à l'aide d'un second miroir dichroïque hautement réfléchissant à 1030nm pour un angle de 22,5° par rapport au faisceau incident. L'état de polarisation du faisceau émis est analysé grâce à un cube séparateur de polarisation fonctionnant autour de 1030 nm et de deux mesureurs de puissance. Une lame séparatrice peut aussi être ajoutée pour étudier le comportement monomode du faisceau via une mesure de M^2. Enfin un second cube séparateur de polarisation identique au premier mais monté sur un support rotatif peut éventuellement être inséré dans la cavité laser pour sélectionner une seule polarisation, de manière à forcer l'émission d'une unique polarisation linéaire. La seconde face de la fibre sous test est polie avec un angle de 5 % afin d'éviter la création d'une sous-cavité laser. Il est important de noter que les deux miroirs dichroïques ont des coefficients de réflexions quasi-identiques (à 0,1 % près) pour les polarisations linéaires *s* et *p* (*i.e.* polarisation respectivement perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence) mais que des déphasages différents sont constatés en fonction de l'orientation de la polarisation incidente, cet aspect est étudié dans l'annexe 1. Dans notre cas les axes neutres de la fibre et ceux du cube séparateur de polarisation sont alignés, aussi bien que possible sur la direction verticale et horizontale respectivement. Du fait du déphasage différent induit sur le miroir dichroïque, un faisceau incident linéairement polarisé orienté selon un axe différent de l'axe horizontal ou vertical sera elliptique après réflexion. Ce choix d'architecture laser nous impose d'orienter avec soins les axes de la fibre sous test de sorte que les axes neutres de la fibre au niveau de la face à 0° soient horizontaux et verticaux. Tout décalage entraînerait une altération de la mesure de l'état de polarisation du signal émis en sortie de fibre.

Dans un premier temps, une FA-LPF sans barreaux de contrainte dont les matériaux de gaine et de cœur sont issus de la même fabrication que les fibres actives avec barreaux de contrainte est caractérisée. Le diamètre de cœur de la fibre est de 58 µm. La caractérisation est réalisée sans insérer de cube séparateur de polarisation dans la cavité laser. La montée en puissance ainsi que les mesures de PER correspondantes sont reportées sur le graphe de la Figure III.23. L'efficacité laser obtenue est comparable à celle des fibres testées en courbure au chapitre II, la concentration en ions d'ytterbium plus faible est compensée par un ratio cœur/gaine plus élevé. Les valeurs de PER sont inférieures à 3 dB et fluctuent de manière assez aléatoire. Nous n'avons pas réalisé d'analyse de l'état de polarisation de la lumière émise mais la valeur de PER mesurée indique qu'il n'est donc absolument pas linéaire en l'absence de barreaux de contrainte dans la structure de la fibre et d'élément sélectif dans la cavité laser.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

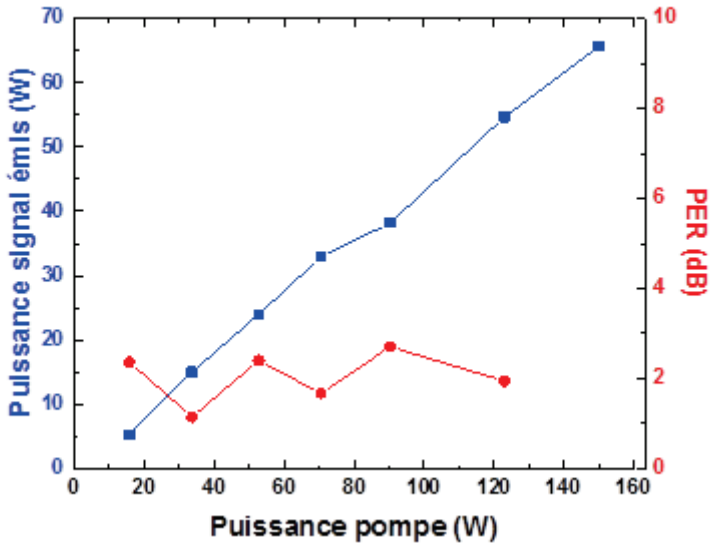


Figure III.23 : Puissance optique de signal émis (en bleu) et PER (en rouge) en fonction de la puissance de pompe injectée pour une FA-LPF sans barreaux de contrainte avec un diamètre de cœur de 58 µm.

Les mesures ont ensuite été effectuées avec les FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 58 µm et 79 µm. Dans un premier temps, il n'y a pas de cube séparateur de polarisation dans la cavité laser, donc les fibres optiques sous test sont les seuls éléments possiblement polarisants dans la cavité laser. Les résultats sont reportés sur les graphes de la Figure III.24. Les efficacités du système laser sont équivalentes à celle obtenue lorsqu'il n'y a pas de barreaux de contrainte dans la fibre. Contrairement à ce qui est attendu par rapport aux observations issues des Figure III.18 et Figure III.19 où les deux états de polarisation sont guidés bien que celui porté par l'axe rapide est déformé, l'émission laser présente des valeurs de PER supérieures à 12 dB pour des puissances de signal émis inférieures à 30 W pour les deux diamètres de cœur. Le signal émis est donc polarisé linéairement, au moins partiellement. Cela confirme que la forte déformation subie par un état de polarisation du FM suffit à favoriser l'état de polarisation porté par l'axe lent. L'augmentation de la puissance de pompage et du gain disponible entraîne une chute des valeurs du PER et réduit donc la linéarité de la polarisation du faisceau émis (les deux modes de polarisation dépassent le seuil laser). Il est également possible que l'échauffement du cœur de la fibre par effet thermique contribue à diminuer cette discrimination en re-confinant le second mode de polarisation. Un diaphragme a été ajouté avant de passer dans le cube séparateur de polarisation pour filtrer une partie de la puissance optique présente dans la gaine. La présence de cette lumière dans la gaine laisse supposer qu'une partie de la puissance de l'état de polarisation du FM porté par l'axe rapide est effectivement couplée dans la gaine. Cette puissance parasite est plus importante pour le diamètre de cœur de 79 µm.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

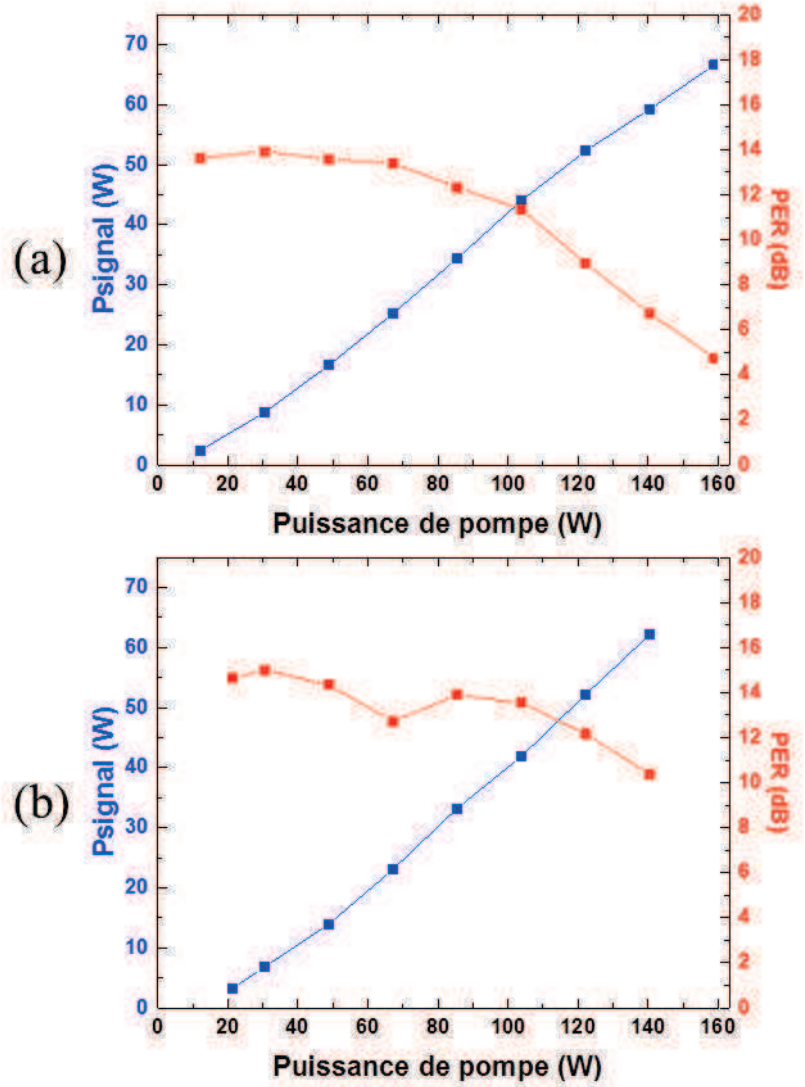


Figure III.24 : Puissance optique de signal émis (en bleu) et PER (en rouge) en fonction de la puissance de pompe injectée pour une FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur (a) de 58 µm et (b) de 79 µm sans cube séparateur de polarisation dans la cavité laser.

En parallèle, la FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 79 µm présente une polarisation linéaire légèrement plus robuste à la montée en puissance que celle avec un diamètre de cœur de 58 µm. Les valeurs de M^2 ont été aussi mesurées puisque les fibres sont supposées être multimodes pour de telles sections de cœur. La fibre avec un diamètre de cœur de 58 µm exhibe des valeurs de M^2 légèrement inférieures à 1,4 sur toute la plage de puissance du signal émis, l'émission peut donc être considérée comme presque monomode, tandis que le faisceau laser émis par la fibre avec un diamètre de cœur de 79 µm a des valeurs de M^2 autour de 1,5-1,65, donc légèrement multimode. Ces mesures sont réalisées avec la présence du diaphragme qui filtre une grande partie de la puissance parasite présente dans la gaine (représentant 10 % de la puissance totale), toutefois la totalité de cette puissance n'est pas coupée afin de s'assurer de ne pas altérer les mesures de PER en bloquant une partie de la puissance d'un des états de polarisation du FM. Ainsi il reste de la lumière parasite lors des mesures de M^2 ce qui conduit à des valeurs sous-estimées de la qualité modale. Comme dans le chapitre II, le spectre du signal émis présente plusieurs pics laser variant avec la puissance émise puisque aucun élément optique de sélection d'une longueur d'onde n'est inséré dans la cavité laser.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

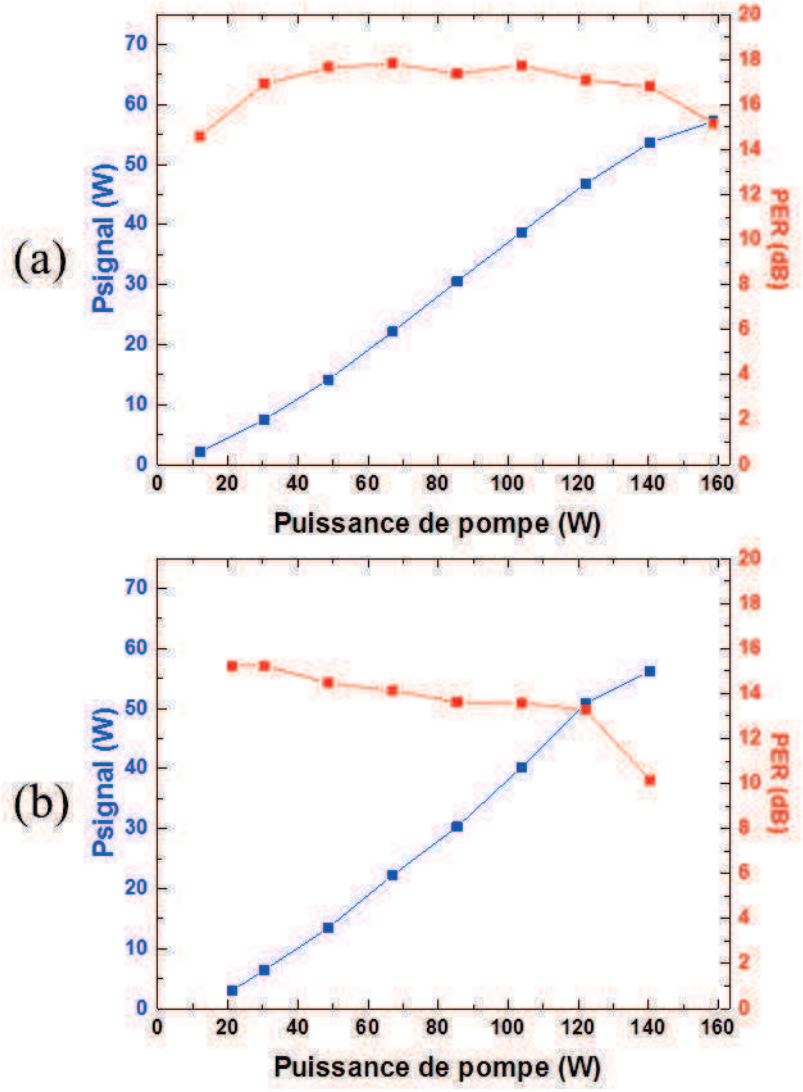


Figure III.25 : Puissance optique de signal émis (en bleu) et PER (en rouge) en fonction de la puissance de pompe injectée pour une FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur (a) de 58 µm et (b) de 79 µm avec un cube séparateur de polarisation dans la cavité laser.

Pour les deux diamètres de cœur étudiés, les mesures ont été renouvelées avec cette fois la présence d'un cube séparateur de polarisation dans la cavité laser. Le cube est monté sur un support rotatif afin d'être aligné sur l'un des axes neutres de la fibre. La face de sortie de la fibre sous test (face clivée à 0°) étant fixée et positionnée manuellement pour que ses axes neutres coïncident avec la verticale et l'horizontale du miroir dichroïque, la vrille résiduelle (<10°) impose de pouvoir aligner le cube. Les mesures obtenues sont présentées sur les graphes de la Figure III.25. L'efficacité est légèrement diminuée à cause des pertes d'insertion ajoutées dans la cavité par le double passage dans le cube séparateur de polarisation. Les valeurs de PER sont par contre plus élevées, atteignant 17 dB avec un diamètre de cœur de 58 µm. Pour ce diamètre, le PER est supérieur à 15 dB sur toute la plage de puissance de la diode de pompe, le signal émis est donc polarisé linéairement et est bien plus robuste que précédemment. L'amélioration des valeurs de PER avec la fibre qui présente un diamètre de cœur de 79 µm est moins marquée même si la courbe présente globalement la même dynamique que précédemment. Avec la montée en puissance de la diode de pompe, une chute du PER à 10 dB à 140 W de pompe injectée est observée, probablement à cause de la présence d'HOMs dans le signal laser. Le positionnement de la fibre étant très délicat, il est possible que cette différence puisse être

Licence CC BY-NC-ND 3.0

imputée à un défaut d'alignement des axes neutres de la fibre avec ceux du miroir dichroïque et du cube séparateur de polarisation. Le filtrage moins efficace des HOMs dans cette fibre à grand cœur peut également expliquer cette baisse de PER.

Les FA-LPF 4+2 SAP dopées aux ions d'ytterbium avec un décalage indiciel cœur-gaine estimé inférieur à 8×10^{-5} ont donc démontré un comportement PZ pour de faibles puissances de pompe, c'est-à-dire pour un échauffement thermique peu élevé ou tant que le gain sur l'état de polarisation porté par l'axe rapide n'est pas suffisant pour obtenir un seuil laser sur cet axe, et un comportement PM lorsqu'un élément polarisant aligné sur l'axe lent est inséré dans la cavité laser. Une émission monomode polarisée linéairement a été obtenu avec un diamètre de cœur de 58 µm soit un MFD du FM de 45 µm. Pour un diamètre de cœur de 79 µm, correspondant à un MFD du FM de 58 µm, l'émission laser est légèrement multimode.

III.3.3. Caractérisation en configuration amplification

Les deux fibres à barreaux de contrainte ont ensuite été testées en configuration amplification, qui se rapproche plus du cadre du projet XCAN. Le banc de caractérisation laser a été adapté en banc d'amplification en pompage contra-propagatif plus simple à mettre en œuvre à partir du banc laser que le pompage co-propagatif, comme illustré sur la Figure III.26. La partie caractérisation du signal amplifié est donc identique à celle présentée dans la section précédente.

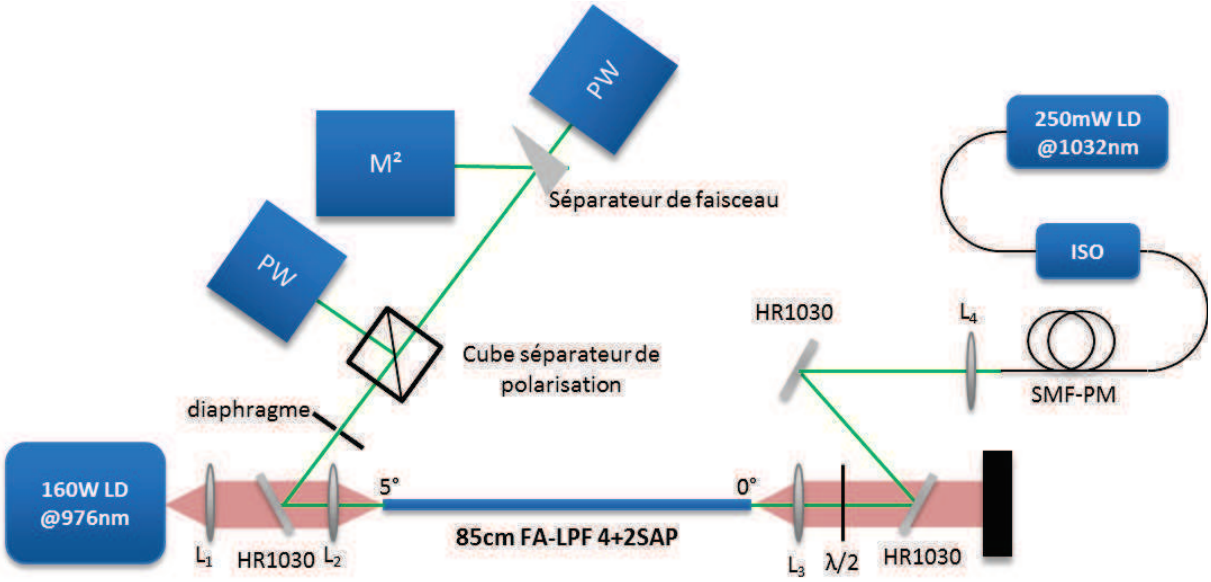


Figure III.26 : Schéma du montage du banc d'amplification pour la caractérisation des FA-LPF 4+2 SAP. Abréviations : PW = mesureur de puissance, M² = système de mesure de M², LD = diode laser, HR1030 = miroirs dichroïques hautement réfléchissant à λ = 1030nm et transparent à λ = 976nm, ISO = isolateur optique à 1030 nm, λ/2 = lame demi-onde à 1030 nm, SMF-PM = fibre panda monomode à saut d'indice.

Les fibres étudiées sont les mêmes que précédemment, le côté poli à 5° est cette fois positionné du côté de la diode de pompe afin d'éviter un retour du signal amplifié par la réflexion à 4 % à l'interface air-silice. La fibre pourrait être polie à 5° sur sa seconde face afin d'éviter cette réflexion à 4 %, mais l'impact de celle-ci est négligeable au niveau de puissance de notre étude. Le faisceau laser incident est injecté dans la fibre active à l'aide de deux miroirs dichroïques hautement réfléchissant à λ = 1030 nm et de la lentille L_3. La diode laser à λ = 1032 nm émet un signal polarisé linéairement en régime continu et est soudée à un isolateur optique fibré afin de protéger la diode laser d'un éventuel retour. Le rayonnement laser est amené par une fibre panda PM monomode à saut d'indice avec un diamètre de cœur de 6 µm et un MFD d'environ 7 µm. Le spectre du signal émis par la diode laser est reporté

Licence CC BY-NC-ND 3.0

sur la Figure III.27. Le signal émis par cette diode est continu et la puissance maximale est 250 mW. Le PER du signal émis en sortie de la fibre SMF-PM a été mesuré égal à 25 dB.

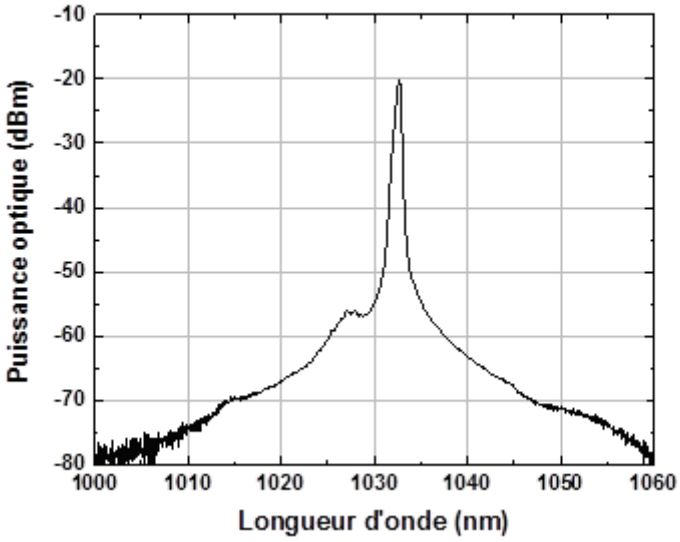


Figure III.27 : Spectre du signal émis par la diode laser à λ = 1032 nm

La fibre SMF-PM est fixée sur un support rotatif afin d'orienter l'axe de la polarisation linéaire en sortie suivant l'axe vertical ou horizontal pour que les réflexions sur les deux miroirs dichroïques apportent un déphasage minimum entre les composantes du champ électrique et donc avoir une polarisation la plus linéaire possible en entrée de la fibre sous test. Une lame demi-onde travaillant à 1030 nm est placée avant l'injection pour permettre la rotation de la polarisation linéaire en entrée et effectuer un alignement de celle-ci avec les axes neutres de la fibre sous test. Pour rappel ces derniers sont orientés manuellement selon la verticale et l'horizontale du côté sortie du signal et sont donc légèrement décalés en entrée en présence d'une vrille interne résiduelle figée lors de la fabrication. En entrée de la fibre sous test, la puissance optique est égale à 200 mW en raison des pertes engendrées par l'isolateur et le PER vaut 21 dB suite aux réflexions sur les deux miroirs dichroïques.

Les mesures sont réalisées en injectant le signal sur l'axe lent de la fibre sous test. Les résultats obtenus sont reportés sur les graphes de la Figure III.28. Dans un premier temps, aucun diaphragme n'est inséré dans le montage de caractérisation pour les deux diamètres étudiés. La fibre FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 58 µm présente un gain d'amplification maximum de 23,6 dB et un PER relativement constant autour de 17 dB. La qualité du faisceau est aussi améliorée puisque les valeurs de M^2 mesurées pour ce diamètre de cœur sont de 1,2 grâce à l'excitation sélective du FM possible en configuration amplification. Un spectre du signal amplifié à pleine puissance est présenté sur le graphe de la Figure III.29 avec la même dynamique spectrale que le signal source. Pour la FA-LPF 4+2 SAP possédant un diamètre de cœur de 79 µm, le gain est plus important et s'élève à 24,5 dB mais le PER présente des variations plus importantes, notamment des valeurs plus faibles à basse puissance de pompe. De la lumière parasite est encore observée dans la gaine microstructurée de la fibre sous test ce qui perturbe les mesures et explique que la valeur du PER augmente rapidement avec la montée en puissance jusqu'à atteindre les 17,5 dB à 30 W émis et 16 dB à 55 W de puissance optique du signal amplifié.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

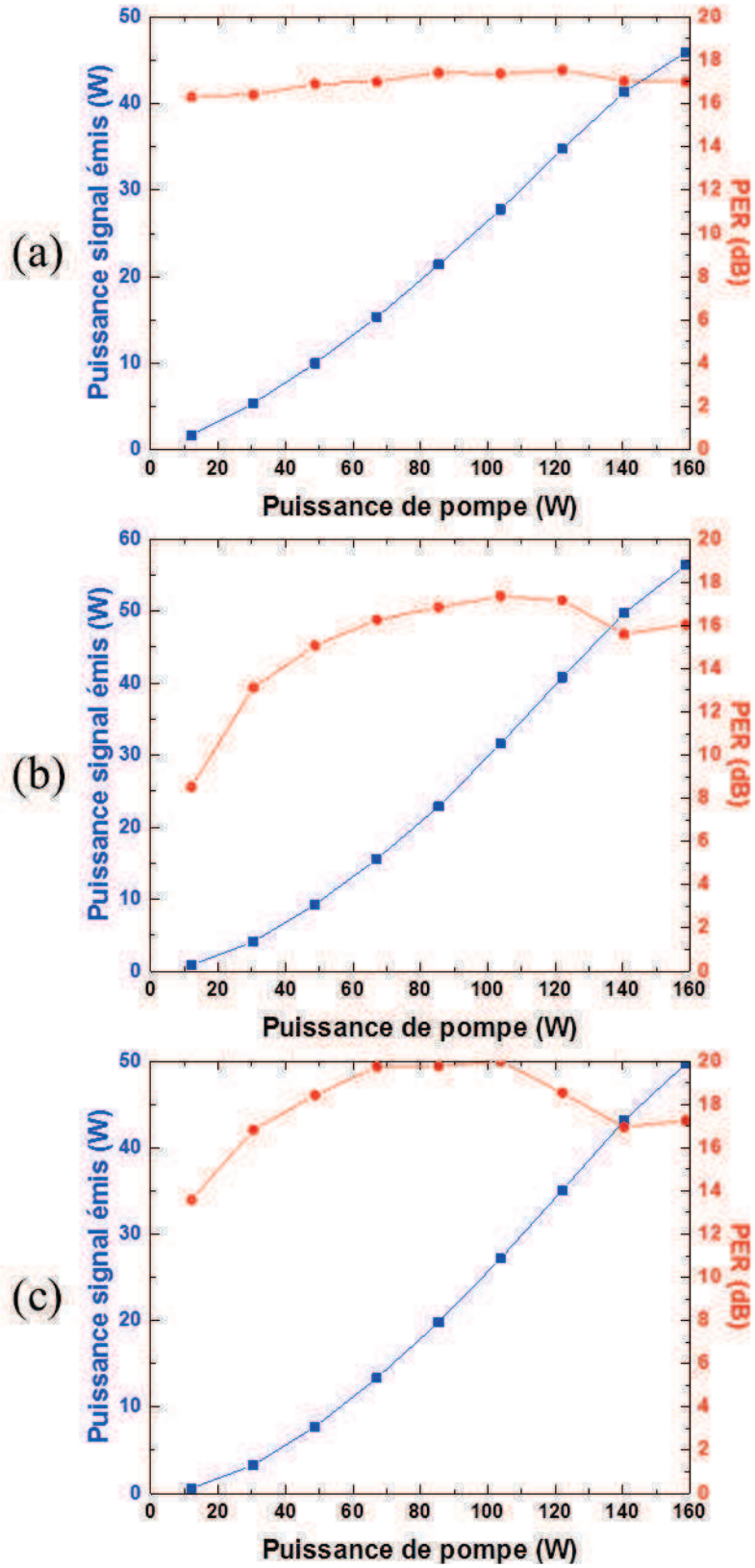


Figure III.28 : Puissance optique de signal émis (en bleu) et PER (en rouge) en fonction de la puissance de pompe injectée pour une FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur (a) de 58 µm et (b) de 79 µm sans diaphragme et (c) un diamètre de cœur de 79 µm avec diaphragme.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

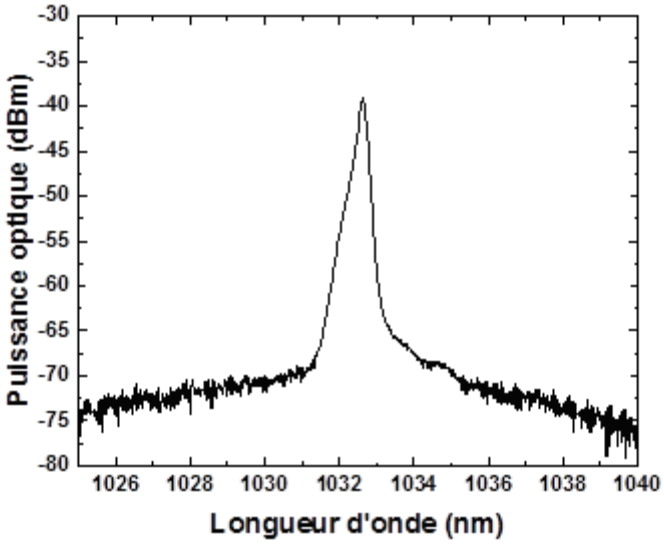


Figure III.29 : Spectre mesuré du signal amplifié par une FA-LPF 4+2 SAP avec une dimension de cœur de 58 µm au maximum de la puissance émise

Pour diminuer l'influence de cette lumière parasite, un diaphragme a été placé dans le trajet du faisceau optique émis afin de bloquer une partie de la lumière présente dans la gaine microstructurée en prenant soin de ne pas couper la puissance de la zone de gain. Les mesures obtenues sont présentées sur le graphe de la Figure III.29(c). L'efficacité est légèrement réduite avec un gain de 24 dB et la courbe du PER suit la même dynamique puisque toute la lumière de la gaine microstructurée n'est pas bloquée, mais avec des valeurs plus élevées atteignant les 20 dB à son maximum pour une puissance du signal émis de 27 W. A la puissance de signal maximal, le PER est égal à 17 dB. La qualité du faisceau a aussi été évaluée avec une valeur de M^2 de 1,2 à 50 W du signal amplifié. L'excitation sélective du FM lors de l'injection du signal source permet encore d'obtenir une amplification monomode tout au long de la fibre.

Ces mesures ont été réalisées avec un diamètre de cœur de 79 µm en alignant la polarisation linéaire du signal source avec l'axe lent des fibres. Lorsque l'alignement a lieu sur l'axe rapide, on observe à la fois une légère chute du gain laser et une réduction significative du PER (~3 dB) dès 5 W de signal émis. Cette observation rejoint les résultats en laser obtenus sans élément polarisant dans la cavité pour lesquels la polarisation linéaire portée par l'axe rapide des fibres était discriminé par rapport à la polarisation portée par l'axe lent.

Ainsi, malgré un décalage indiciel estimé inférieur à 8×10^{-5} entre le cœur et la gaine de la fibre active, l'amplification monomode d'un signal à 1032 nm sur l'axe lent de deux FA-LPF 4+2 SAP avec des diamètres de cœur de 58 µm et 79 µm a été démontré. Une fibre FA-LPF polarisante peut donc être réalisée en provoquant un couplage du mode de polarisation non souhaité vers les modes d'ordre plus élevés.

III.4. Conclusion

Dans ce chapitre, la problématique du contrôle de l'état de polarisation de la lumière dans les fibres FA-LPF a été abordée. Après un bref état de l'art des fibres à très large cœur PZ, notre étude s'est portée sur l'implémentation d'un comportement PZ dans les FA-LPFs tout en prenant soin de conserver les avantages de cette structure. Quatre architectures ont été proposées pour être fabriquées

Licence CC BY-NC-ND 3.0

et évaluées sous la forme de fibres passives dans un premier temps. Une étude effectuée sur une large gamme spectrale, de 600 nm à 1600 nm et pour des diamètres de cœur de 40 µm à 140 µm a été menée sur chaque design et a démontré les possibilités et les limites d'une propagation monomode PZ en fonction du diamètre de cœur, de la longueur d'onde et de l'architecture considérée. Un design en particulier, dénommé FA-LPF 4+2 SAP, a donné des résultats en propagation passive intéressants pour la réalisation de fibres rigides PZ à très large-cœur recouvrant la bande d'émission des ions d'ytterbium, d'erbium et de thulium. Avec cette architecture, une propagation monomode PZ a notamment été obtenue pour un diamètre de cœur de 140 µm à 1400 nm et à 2 µm. Une version active avec le cœur dopé aux ions d'ytterbium de ce design a été fabriquée. Toutefois les fibres conçues diffèrent du design théorique et passif par un décalage indiciel entre le cœur et la gaine estimé au maximum à 8×10^{-5}, le cœur ayant un indice supérieur à la gaine, et par une déformation de la microstructure survenue au cours de la fabrication. Cela modifie le mécanisme de guidage et le champ de stress et par conséquent le phénomène de couplage recherché .Une caractérisation en configuration laser et amplification en régime continu pour deux diamètres de cœur (58 µm et 79 µm) distincts a été menée. Les résultats en laser ont montré qu'en l'absence d'échauffement thermique significatif, les fibres ont un comportement PZ, monomode pour un diamètre de cœur de 58 µm et légèrement multimode pour un diamètre de cœur de 79 µm. L'ajout d'un élément polarisant dans la cavité laser permet l'émission d'une lumière linéairement polarisée en sortie de la cavité laser (PER > 15 dB). De même l'état de polarisation d'un signal linéairement polarisé parallèle à l'axe lent est conservé lors de l'amplification tout au long des fibres. Des valeurs de PER de 17 dB et 20 dB sont atteintes pour les deux diamètres de fibre pour une amplification monomode sur l'axe lent à environ 50 W de signal en régime continu tandis qu'une amplification sur l'axe rapide entraine une chute du PER. Ces résultats sont très prometteurs pour le projet XCAN dans lequel ces fibres pourraient servir au dernier étage d'amplification et où conserver une polarisation linéaire est important pour la combinaison cohérente des faisceaux issus des différentes chaînes d'amplification.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Conclusion Générale

L'objet de cette thèse est le développement d'une structure de fibre pour l'amplification à haute puissance d'impulsions à la longueur d'onde de 1 µm avant la combinaison cohérente de dizaines de faisceaux amplifiés. Un des objectifs est notamment d'être en mesure de remplacer les fibres commerciales PCF 40/200 actuellement vendues par l'entreprise NKT Photonics. La structure des fibres étudiées ici s'appuie sur une architecture de fibres dopées aux ions d'ytterbium à très large cœur précédemment développée au laboratoire XLIM, les FA-LPFs. Le mécanisme de guidage dans ces fibres repose sur une délocalisation des HOMs en dehors de la zone de gain, délocalisation optimisée par un design totalement apériodique de la microstructuration de la gaine optique. En raison de ce guidage par "passoire modale", les FA-LPFs sont sensibles à l'application d'une courbure et sont donc conçues avec un diamètre externe relativement important, de l'ordre du millimètre, pour obtenir des fibres rigides dites "rod-type".

Or ce manque de flexibilité des FA-LPFs devient problématique lorsque plusieurs chaines d'amplification doivent être combinées via un réseau de lentilles. Le chapitre II de ce manuscrit s'est donc orienté sur l'étude de la tolérance à la courbure des FA-LPFs et sur les stratégies possibles pour améliorer ces tolérances et obtenir des fibres souples. Afin d'étudier théoriquement les limites des FA-LPFs vis-à-vis de la courbure, notre modèle numérique a dû être retravaillé pour prendre en compte les modifications induites par l'application d'une courbure sur le mécanisme de guidage. Ces modifications se traduisent notamment par une altération du profil d'indice de réfraction équivalent et par une augmentation des pertes de confinement de la lumière. Ce modèle a été validé à partir d'une fibre PBG décrite dans un article scientifique suffisamment détaillé pour permettre une comparaison pertinente. Il apparait que les FA-LPFs perdent rapidement leur capacité à confiner le FM dans le cœur pour des dimensions de la zone de gain supérieures à 50 µm sous l'effet d'une courbure. De plus, à cause de leur design apériodique, la direction selon laquelle une courbure est aussi un paramètre à prendre en compte pour déterminer le rayon de courbure maximal atteignable. Après un tour d'horizon des techniques existantes de mitigation des effets de la courbure issues de la littérature, une nouvelle stratégie propre aux FA-LPFs a été mise en place. En implémentant volontairement un saut d'indice très faible de l'ordre de quelques 10^{-5} entre le cœur et le matériau constituant le fond de la gaine optique environnante, il est possible d'améliorer le confinement du FM dans le cœur et donc d'atteindre des rayons de courbure inférieurs à un mètre. Pour valider cette hypothèse, après avoir adapté le procédé de fabrication pour obtenir des fibres souples, des FA-LPFs assistées par un saut d'indice ont été fabriquées avec un diamètre de cœur de 64 µm et un saut d'indice de $1{,}4\times10^{-4}$. Le diamètre de mode est alors de 47 µm, supérieur aux 31 µm des fibres PCF 40/200 de l'entreprise NKT Photonics. Testée en configuration laser, cette fibre a démontré une conservation de l'efficacité laser en l'absence et lors de l'application d'une courbure avec une puissance du signal émis de 65 W. Un rayon de courbure minimal de 60 cm a été atteint ce qui est une nette amélioration par rapport au rayon de 2 m minimal dans le cas sans d'indice. La gamme de fonction des PCF 40/200 est, elle, pour des rayons de courbure situés entre 25 et 40 cm. La réduction du diamètre de cœur doit permettre d'atteindre un rayon de courbure de 40 cm, et un montage en configuration amplification permet de fortifier la discrimination des HOMs vis-à-vis du FM.

Le second axe de développement associé aux besoins de la combinaison cohérente de faisceaux est le contrôle de l'état de polarisation du signal amplifié. En effet cet état de polarisation doit être identique sur chaque chaine d'amplification afin que l'efficacité de la combinaison soit optimum. Cet aspect a donc été abordé dans le chapitre III de ce manuscrit. Les PCF 40/200 sont des fibres PZ avec un PER estimé >15 dB à 1064 nm. Le contrôle doit être implémenté dans les FA-LPFs aussi. La seule stratégie

Licence CC BY-NC-ND 3.0

possible est l'ajout de barreaux de contrainte constitués de silice dopée aux ions de bore dans la microstructure apériodique des fibres. Suite à une étude numérique, quatre architectures de FA-LPF ont été retenues pour permettre une propagation monomode PZ par couplage modal entre l'un des états de polarisation du FM et un mode de gaine. Dans un premier temps, ces quatre architectures ont été étirées en configuration passive (sans ions d'ytterbium). Des caractérisations en lumière blanche ont démontré un comportement PZ avec notamment une propagation monomode PZ à 1400 nm pour un diamètre de cœur de 140 µm. Pour une dimension de la zone de gain de 40 µm, les fibres ont démontré une propagation monomode PZ sur une gamme spectrale allant de 600 nm à 2 µm. Ces résultats sont prometteurs pour la réalisation de fibres dopées aux ions d'ytterbium, mais aussi aux ions d'erbium et de thulium pour atteindre d'autres domaines d'application. Sur les quatre designs testés, un en particulier a présenté une capacité de propagation monomode PZ supérieure aux autres et a donc été choisi pour être fabriqué en configuration active avec un dopage par des ions d'ytterbium. A la différence des fibres passives, les fibres actives réalisées ont de légers défauts de la structure issus de l'étape de fabrication et du profil d'indice. Ces défauts mettent en péril le caractère PZ des fibres. Deux diamètres de cœur, valant 58 µm et 79 µm, ont été fabriqués et caractérisés en configuration laser et amplification en régime continu. Les résultats en laser ont montré qu'en l'absence d'échauffement thermique significatif, les fibres ont un comportement PZ, monomode pour un diamètre de cœur de 58 µm et légèrement multimode pour un diamètre de cœur de 79 µm. L'ajout d'un élément polarisant dans la cavité laser permet l'émission d'une lumière linéairement polarisée en sortie de la cavité laser. Des valeurs de PER de 17 dB sont atteintes sur les deux designs pour une amplification monomode d'un signal source linéairement polarisé à environ 50 W de signal en régime continu avec un gain de l'ordre de 24 dB. D'un point de vue contrôle de polarisation de la lumière dans les FA-LPFs, des fibres PM à très large cœur ont été obtenues.

A défaut d'être PZ les FA-LPFs avec des barreaux de contraintes ont un comportement PM lorsqu'un décalage indiciel existe entre le cœur et la gaine. Il est donc raisonnable de penser que les modifications apportées pour l'amélioration des tolérances à la courbure peuvent être associées à l'architecture mise en place pour le contrôle de la polarisation. Toutefois, la déformation induite sur la structure des FA-LPFs PM lors de la fabrication n'a pas permis de valider ce point puisque située principalement sur la direction optimale de la courbure. Néanmoins, si les procédés de fabrication de ces fibres arrivent à atteindre une reproductibilité suffisante, les FA-LPFs améliorées seront raisonnablement en mesure de concurrencer les fibres PCF 40/200.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Références bibliographiques

[Abramski89] K. M. Abramski, A. D. Colley, H. J. Baker and D. R. Hall, *"Power scaling of large-area transverse radio frequency discharge CO_2 lasers"*, Appl. Phys. Lett. **54**, 1833 (1989)

[Aggarwal05] R. L. Aggarwal, D. J. Ripin, J. R. Ochoa and T. Y. Fan, "Measurement of thermo-optic properties of $Y_3Al_5O1_2$, $YAlO_3$, $LiYF_4$, BaY_2F_8, and $KY(WO_4)_2$ laser crystals in the 80-300 K temperature range", J. of Appl. Phys. **98**, 103514 (2005)

[Agrawal07] G. P. Agrawal, *"Nonlinear Fiber Optics"*, 4th edn., Academic Press, New York (2007)

[Aleshkina11] S. S. Aleshkina, M. E. Likhachev, A. D. Pryamikov, D. A. Gaponov, A. N. Denisov, M. M. Bubnov, M. Y. Salganskii, A. Y. Laptev, A. N. Guryanov, Y. A. Uspenskii, N. L. Popov and S. Février, *"Very-large-mode-area photonic bandgap Bragg fiber polarizing in a wide spectral range"*, Opt. Lett. **36** (18), 3566 (2011)

[Alkeskjold11] 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), 7398 (2011)

[Behera13] B. L. Behera, A Maity, S. K. Varshney and R. Datta, "Theoretical investigations of trench-assisted large mode-area, low bend loss and single-mode microstructured core fibers", Opt. Communications **307**, 9 (2013)

[Beier16] F. Beier, C. Hupel, J. Nold, S. Hein, J. Ihring, B. Sattler, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt and A. Tünnermann, *"Narrow linewidth, single mode 3kW average power from a directly diode pumped ytterbium-doped low NA fiber amplifier"*, Opt. Exp. **24** (6), 6011 (2016)

[Benoît17] A. Benoît, M. A. Malleville, R. du Jeu, R. Dauliat, D. Darwich, R. Jamier, S. Grimm, J. Kobelke, K. Schuster and P. Roy, *High peak-power fiber laser based on a non filamented-core fully-aperiodic large pitch fiber"*, Proc. of SPIE **10083**, 100831F (2017)

[Birks97] T. A. Birks, J. C. Knight and P. St. J. Russell, *"Endlessly single-mode photonic crystal fiber"*, Opt. Lett. **22** (13), 961 (1997)

[Brillouin14] L. Brillouin, "Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène", Comptes Rendus **158**, 1331 (1914)

[Brooks06] C. D. Brooks a,d 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**, 111119 (2006)

[Brown01] D. C. Brown and H. J. Hoffman, "Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber lasers", IEEE J. of Quant. Elec. **37** (2), 207 (2001)

[Böhme12] S. Böhme, S. Fabian, T. Schreiber, R. Eberhardt and A. Tunnermann, *"End cap splicing of photonic crystal fibers with outstanding quality ofr high power applications"*, Proc. SPIE **8244**, 824406 (2012)

[Buckley17] K. Buckley and A. Ryder, "Applications of Raman spectroscopy in biopharmaceutical manufacturing: a short review", Appl. Spectroscopy **71** (6), 1085 (2017)

[Codemard10] C. A. Codemard, J. K. Sahu and J. Nilsson, *"Tandem cladding-pumping for controm of excess gain in ytterbium-doped fiber amplifier"*, IEEE J. of Quant. Elec. **46** (12), 1860 (2010)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[Darwich16a] D. Darwich, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoît, K. Schuster and P. Roy, "Precompensation of the thermal-induced refractive index changes into a fully aperiodic LPF for heat load resilience", Appl. Opt. **55** (29), 8213 (2016)

[Darwich16b] D. Darwich, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoît, J-L. Auguste, S. Grimm, J. Kobelke, A. Schwuchow, K. Schuster and P. Roy, *"50,4% slope efficiency thulium-doped large-mode-area fiber laser fabricated by powder technology"*, Opt. Lett. **41** (2), 384 (2016)

[Dauliat12] 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"*, International Conference on Fiber Optics and Photonics, TPo.7 (2012)

[Dauliat13] R. Dauliat, D. Gaponov, A. Benoît, 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. **21** (16), 18927 (2013)

[Dauliat15] R. Dauliat, D. Darwich, A. Benoît, R. Jamier, S. Grimm, K. Schuster, F. Salin and P. Roy, *"All-solid aperiodic large pitch fibers for operation in high power regime"*, IEEE 17th International Conf. on Transparent Optical Network, Mo.C6;5, (2015)

[Dauliat16] R. Dauliat, A. Benoît, D. Darwich, R. Jamier, J. Kobelke, S. Grimm, K. Schuster and P. Roy, *"Demonstration of a homogenous Yb-doped core fully aperiodic large-pitch fiber laser"*, Appl. Opt. **55** (23), 6229 (2016)

[Deloach93] L. D. Deloach, S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway and W. F. Krupke, *"Evaluation of absorption and emission properties of Yb^{3+} doped crystals for laser applications"*, IEEE J. of Quant. Elec. **29** (4), 1179 (1993)

[Deslandes13] 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), 10731 (2013)

[Desurvire87] E. Desurvire, J. R. Simpson and P. C. Becker, *"High-gain erbium-doped travelling-wave fiber amplifier"*, Opt. Lett. **12** (11), 888 (1987)

[Dominic99] V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts, S. Sanders, S. Bicknese, R. Dohle, E. Wolak, P. S. Yeh and E. Zucker, *"110W fibre laser"*, Elec. Lett. **35** (14), 1158 (1999)

[Dong95] L. Dong, J. L. Archambault, L. Reekie, P. St. J. Russell and D. N. Payne, *"Photoinduced absorption change in germansilicate preforms: evidence for the color-center model of photosensitivity"*, Appl. Opt. **34** (18), 3436 (1995)

[Dong07] L. Dong, X. Peng and J. Li, *"Leakage channel optical fibers with large effective area"*, J. Opt. Soc. Am. B **24** (8), 1689 (2007)

[Eidam11a] 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), 255 (2011)

[Eidam11b] 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), 13218 (2011)

[Engholm09] M. Engholm, P. Jelger, F. Laurell and L. Norin, *"Improved photodarkening resistivity in ytterbium-doped fiber lasers by cerium codoping"*, Opt. Lett. **34** (8), 1285 (2009)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[Fini06] J. M. Fini, "Bend-resistant design of conventional and microstructured fibers with very large mode area", Opt. Exp. **14** (1), 69 (2006)

[Fini11] J. M. Fini, "Large-mode area fibers with asymmetric bend compensation", Opt. Exp. **19** (22), 21866 (2011)

[Fini13] J. M. Fini and J. W. Nicholson, "Bend compensated large-mode-area fibers: achieving robust single-modedness with transformation optics", Opt. Exp. **21** (16), 19173 (2013)

[Folkenberg04] J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, N. A. Mortensen, C. Jakobsen and H. R. Simonsen, *"Polarization maintaining large mode area photonic crystal fiber"*, Opt. Exp. **12** (5), 956 (2004)

[Fomin10] V. Fomin, M. Abramov, A. Ferin, A. Abramov, D. Mochalov, N. Platonov and V. Gapontsev, *"10 kW single-mode fiber laser"*, in Proc. of 5th International Symposium on High-Power Fiber Lasers and their Applications, St. Petersburg, Russia, Session HPFL-1.3 (2010)

[Geng06] J. Geng, S. Staines, Z. Wang, J. Zong, M. Blake and S. Jiang, *"Highly stable low-noise Brillouin fiber laser with ultranarrow spectral linewidth"*, IEEE Photon. Techno. Lett. **18** (17), 1813 (2006)

[Giesen94] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch and H. Opower,*"Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers"*, Appl. Phys. B **58**, 363 (1994)

[Glick17] Y. Glick, V. Fromzel, J. Zhang, N. Ter-Gabrielyan and M. Dubinski, *"High-efficiency, 154 w CW, diode-pumped Raman fiber laser with brightness enhancement"*, Appl. Opt. **56** (3), B97 (2017)

[Gomez-Castellanos07] I. Gómez-Castellanos and R. M. Rodriguez-Dagnino, "Intensity distributions and cutoff frequencies of linearly polarized modes for a step-index elliptical optical fiber", Optical Enineering **46** (4), 45003 (2007)

[Gouriou15] P. Gouriou, F. Scol, B. Sevigny, C. Valentin, Y. Quiquempois, L. Bigot, R. Habert, A. Cassez, O. Vanvincq, E. Hugonnot and G. Bouwmans, *"Polarization maintaining single-mode fiber delivering a flat top intensity profile"*, Opt. Exp. **23** (25), 32496 (2015)

[Gu14] G. Gu, F. Kong, T. Hawkins, J. Parsons, M. Jones, C. Dunn, M. T. Kalichevsky, K. Saitoh and L. Dong, *"Ytterbium-doped large-mode-area all-solid photonic bandgap fiber lasers"*, Opt. Exp. **22** (11), 13962 (2014)

[Gu15] G. Gu, F. Kong, T. W. Hawkins, M. Jones and L. Dong, *"Extending mode areas of single-mode all-solid photonic bandgap fibers"*, Opt. Exp. **23** (7), 9147 (2015)

[Guan05] R. Guan, X. Wang, X. Wang, D. Huang and S. Liu, "Finite element analysis on stress-induced birefringence of polarization-maintaining optical fiber", Chinese Opt. Lett. **3** (1), 42 (2005)

[Hall62] 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** (9), 366 (1962)

[Hansen11] K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng and J. Laegsgaard, *"Thermo-optical effects in high-power ytterbium-doped fiber amplifiers"*, Opt. Exp. **19** (24), 23965 (2011)

[Huang14] L. Huang, W. Wang, J. Leng, S. Guo, X. Xu and X. Cheng, *"Experimental investigation on evolution of the beam quality in a 2-kW high power fiber amplifier"*, IEEE Photon. Techno.Lett. **26** (1), 33 (2014)

[Islam14] Md. A. Islam and M. S. Alam, "An extremely large mode area microstructured core leakage channel fiber with low bending loss", J. of Lightwave Techn. **32** (2), 250 (2014)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[Jain14] D. Jain, Y. Jung, M. Nunuez-Velazquez and J. K. Sahu, *"Extending single-mode performance of all-soid large-mode-area single trench fiber"*, Opt. Exp. **22** (25), 31078 (2014)

[Jain15] D. Jain, Y. Jung, P. Barua, S. Alam and J. K. Sahu, "Demonstration of ultra-low NA rare-earth doped step-index fiber for applications in high power fiber lasers", Opt. Exp. **23** (6), (2015)

[Jansen10] F. Jansen, F. Stutzki, H-J. Otto, M. Baumgartl, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, *"The influence of index-depression in core pumped Yb-doped large pitch fibers"*, Opt. Exp. **18** (26), 26834 (2010)

[Jansen11] F. Jansen, F. Stutski, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, *"Avoided crossings in photonics crystal fibers"*, Opt. Exp. **19** (14), 13578 (2011)

[Jauregui13] C. Jauregui, H-J. Otto, F. Stutzki, J. Limpert and A. Tünnermann, *"On the power threshold of mode instabilities"*, Conf. on Lasers and Electro-Optics, paper CJ_3_2 (2013)

[Javan61] A. Javan, W. R. Bennett Jr. And D. R. Herriott, "Population inversion and continuous optical maser oscillation in agas discharge containing a HE-NE mixture",Phys. Rev. Lett.. **6** (3), 106 (1961)

[Jeong04] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne and J. Nilsson, *"Ytterbium-doped large-core fibre laser with 1kW of continuous wave output power"*, Elec. Lett. **40** (8), (2004)

[Johansen15] M. M. Johansen, M. Michieletto, T. Kristensen, T. T. Alkeskjold and J. Lgsgaard, *"85 µm core rod fiber amplifier delivering 350 W/m"*, Proc. of SPIE **9728**, 972801 (2015)

[Jørgensen12] M.M. Jørgensen, S. R. Petersen, M. Laurila, J. Lægsgaard and T. T. Alkeskjold, *"Optimizing single mode robustness of the distributed modal filtering rod fiber amplifier"*, Opt. Exp. **20** (7), 7263 (2012)

[Knight96] 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), 1547 (1996)

[Kobyakov10] A. Kobyakov, M. Sauer and D. Chowdhury, *"Stimulated Brillouin scattering in optical fibers"*, Advances in Opt. and Photon. **2**, 1 (2010)

[Koponen06] J. J. Koponen, M. J. Söderlund and H. J. Hoffman, *"Measuring photodarkening fom single-mode ytterbium doped silica fibers"*, Opt. Exp. **14** (24), 11539 (2006)

[Kong15] F. Kong, G. Gu, T. W. Hawkins, J. Parsons, M. Jones, C. Dunn, M. T. Kalivhevsky-Dong, B. Pulford, I. Dajani, K. Saitoh, S. P. Palese, E. Cheung and L. Dong, *"Polarizing ytterbium-doped all-solid photonic bandgap fiber with ~1150µm² effective mode area"*, Opt. Exp. **23** (4), 4307 (2015)

[Koška16] P. Koška, P. Peterka and V. Doya, *"Numerical modeling of pump absorption in coiled and twisted double-clad fibers"*, IEEE J. of Quant. Elec. **22** (2), 4401508 (2016)

[Kuhlmey02] B. T. Kuhlmey, R. C. McPhedran and C. M. de Sterke, *"Modal cutoff in microstructured optical fibers"*, Opt. Lett. **27** (19), 1684 (2002)

[Laurila11] M. Laurila, J. Saby, T. T. Alkeskjold, L. Scolari, B. Cocquelin, F. Salin, J. Broeng and J. Læsgsaard, *"Q-switching and efficient harmonic generation from a single-mode LMA photonic bandgap rod fiber laser"*, Opt. Exp. **19** (11), 10824 (2011)

[Laurila12] M; Laurila, M. M. Jørgensen, K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng and J. Lægsgaard, *"Distributed mode filtering rod fiber amplifier delivering 292 W with improved mode stability"*, Opt. Exp. **20** (5), 5742 (2012)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[Langner08] A. Langner, G. Schötz, M. Such, T. Kayser, V. Reichel, S. Grimm, J. Kirchhof, V. Krause and G. Rehmann, *"A new material for high power laser fibers"*, Proc. of SPIE **6873**, 687311 (2008)

[Langner13] A. Langner, M. Such, G. Schötz, F. Just, M. Leich, S. Grimm, J. Dellith, M. Jäger, H. Zimer, M. Kozak, B. Wedel, G. Rehmann, C. Bachert and V. Krause, *"Design evolution, long term performance and application tests of extra large mode area (XLMA) fiber lasers"*, Proc. of SPIE **8601**, 86010G-2 (2013)

[Le Dortz17] J. Le Dortz, A. Heilmann, M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, I. Fsaifes, L. Daniault, S. Bellanger, C. Simon Boisson, E. Lallier and A. Brignon, *"Highly scalable femtoseond coherent beam combining demonstrated with 19 fibers"*, Opt. Lett. **42** (10), 1887 (2017)

[Lee08] Y. W. Lee, S. Sinha, M. J. F. Digonnet, R. L. Byer and S. Jiang, *"Measurement of high-photodarkening resistance in heavily Yb^{3+}-doped phosphate fibres"*, Electron. Lett. **44** (1) 14 (2008)

[Leich11] 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), 1557 (2011)

[Leproux01] P. Leproux, S. Février, V. Doya, P. Roy and D. Pagnoux, *"Modeling and optimization of double-clad fiber amplifier using chaotic propagation of the pump"*, Optical Fiber Tech. **6**, 324 (2001)

[Limpert06] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber and A. Tünnermann, *"Extended single-mode photonic crystal fiber laser"*, Opt. Exp. **14** (7), 2715 (2006)

[Limpert12] 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 delocalization"*, Light Science and Appl. **1** (e8), (2012)

[Ma14] X. Ma, C. Zhu, I-N. Hu, A. Kaplan and A. Galvanauskas, *"Single-mode chirally-coupled-core fibers with larger than 50 μm diameter cores"*, Opt. Exp. **22** (8), 9206 (2014)

[Maiman60] T. H. Maiman, *"Stimulated optical radiation in ruby"*, Nature **187**, 493 (1960)

[Malleville17] M-A. Malleville, R. Dauliat, A. Benoît, B. Leconte, D. Darwich, R. du Jeu, R. Jamier, K. Schuster and P. Roy, *"Experimental study of the mode instability onset threshold in high-power FA-LPF lasers"*, Opt. Lett. **42** (24), 5230 (2017)

[Malleville18] M-A. Malleville, R. Dauliat, A. Benoît, B. Leconte, D. Darwich, R. du Jeu, R. Jamier, A. Schwuchow, K. Schuster and P. Roy, *"Experimental investigation of the transverse modal instabilities onset in high power Fully-Aperiodic Large-Pitch Fiber lasers"*, Proc. of SPIE **10512**, 10512-5 (2018)

[Marciante14] J. R. Marciante, R. G. Roides, V. V. Shkunov and D. A. Rockwell, *"Near-diffraction-limited operation of step-index large-mode-area fiber lasers via gain filtering"*, Opt. Lett. **35** (11), 1828 (2010)

[Marcuse82] D. Marcuse, "Influence of curvature on the losses of doubly clad fibers", Appl. Opt. **21** (23), 4208 (1982)

[McIsaac75] P. R. McIsaac, *"Symmetry-induced modal characteristics of uniform waveguides"*, IEEE Transaction on microwave theory and techniques, **MTT-23** (5), 421 (1975)

[Molardi17] C. Molardi, F. Poli, L. Rosa, S. Selleri and A. Cucinotta, "Mode discriminiation criterion for effective differential amplification in Yb-doped fiber design for high power operation", Opt. Exp. **25** (23), 29013 (2017)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[Moloney07] J. V. Moloney, Jörg Hader and Stephan W. Koch, *"Quantum design of semiconductor active materials: laser and amplifier applications"*, Laser & Photon. Rev. **1** (1), 24 (2007)

[Mortensen07] N. A. Mortensen, "Air-clad fibers: pump absorption assisted by chaotic wave dynamics", Opt. Exp. **15** (14), 8988 (2007)

[Mourou13] G. Mourou, B. Broclesby, T. Tajima and J. Limpert, *"The future is fibre accelerators"*, Nature Phot. **7**, 258 (2013)

[Nagel82] S. R. Nagel, J. B. Mac Chesney and K. L. Walker, *"An overview of the modified chemical vapor deposition (MCVD) process and performance"*, IEEE Trans. on Microwaves Theory and Techniques. **18** (4), 305 (1982)

[Noda86] J. Noda, K. Okamoto and Y. Sasaki, *"Polarization-maintaining fibers and their applications"*, J. of Lightwave Techn. **4** (8), 1071 (1986)

[Norman07] S. Norman and M. N. Zervas, *"Fiber lasers prove attractive for industrial applications"*, Laser Focus World **43** (8), 93 (2007)

[Paschotta97] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper and D. C. Hanna, *"Ytterbium-doped fiber amplifier"*, IEEE J. of Quant. Elec. **33** (7), 1049 (1997)

[Payne87] D. N. Payne, R. J. Mears, L. Reekie and I. M. Jauncey, *"High gain rare-earth-doped fiber amplifier at 13.54µm"*, (1987)

[Overton17] G. Overton, A. Nogee, D. Belforte and C. Holton, *"Annual laser market review and forecast: where have all the laser gone"*, Laser Focus World (2017)

[Raja13] G. T. Raja and S. K. Varshney, "Large mode area leakage channel fibers with low bending and higher differential losses", Journal of Opt. **16** (1), (2013)

[Redmond12] S. M. Redmond, D. J. Ripin, C. X. Yu, S. J. Augst, T. Y. Fan, P. A. Thielen, J. E. Rothenberg and G. D. Goodno, *"Diffractive coherent combining of a 2.5 kW fiber laser array into a 1.9 kW Gaussian beam"*, Opt. Lett. **37** (14), 2832 (2012)

[Russell06] P. St. J. Russell, *"Photonic crystal fibers"*, J. of Lightwave Techno. **24** (12), 4729 (2006)

[Saini16] T. S. Saini, A. Kumar and R. K. Sinha, "Asymmetric large-mode-area photonic crystal fiber structure with effective single-mode operation: design and analysis", Appl. Opt. **55** (9), 2306 (2016)

[Saitoh05] K. Saitoh, Y. Tsuchida, M. Koshiba and N. A. Mortensen, *"Endlessly single-mode holey fibers: the influence of core design"*, Opt. Exp. **13** (26), 10833 (2005)

[Saitoh10] K. Saitoh, T. Murao, L. Rosa and M. Koshiba, "Effective area limit of large-mode-area solid-core photonic bandgap fibers for fiber laser applications", Opt. Fiber Techno. **16**, 409 (2010)

[Schermer07] R. T. Schermer and J. H. Cole, *"Improved bend loss formula verified for optical fiber by simulation and experiment"*, IEEE J. of Quant. Elec. **43** (10), 899 (2007)

[Schmidt08] O. Schmidt, J. Rothhardt, T. Eidam, F. Röser, J. Limpert, A. Tünnermann, *"Single-polarization ultra-large-mode-area Yb-doped photonic crystal fiber"*, Opt. Exp. **16** (6), 3918 (2008)

[Schreiber05a] T. Schreiber, F. Röser, O. Schmidt, J. Limpert, R. Iliew, F. Lederer, A. Petersson, C. Jacobsen, K. P. Hansen, J. Broeng and A. Tünnermann, *"Stress-induced single-polarization single-transverse mode photonic crystal fiber with low nonlinearity"*, Opt. Exp. **13** (19), 7621 (2005)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[Schreiber05b] T. Schreiber, H. Schultz, O. Schmidt, F. Röser, J. LImpert and A. Tünnermann, *"Stress-induced birefringence in large-mode-area micro-structured optical fibers"*, Opt. Exp. **13** (10), 3637 (2005)

[Siegman86] A. E. Siegman, *"Lasers"*, University Science Books, Mill Valley, CA (1986)

[Snitzer61a] E. Snitzer, *"Proposed fiber cavities for optical masers"*, J. of Appl. Phys. **32** (1), 36 (1961)

[Snitzer61b] E. Snitzer, *"Optical maser action of Nd3+ in a barium crown glass"*, Phys. Rev. Lett. **7** (12), 444 (1961)

[Snitzer88] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli and B. C. McCollum, *'Double-clad, offset core Nd fiber laser"*, Opt. Fiber Commun. Conf., New Orleans, LA, (1988)

[Stutzki11] F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, A. Steinmetz, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, *"High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation"*, Opt. Lett. **36** (5), 689 (2011)

[Stutzki12] 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), 1073 (2012)

[Stutzki14] F. Stutzki, F. Jansen, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, *"Non-hexagonal Large-Pitch Fibers for enhanced mode discrimination"*, Proc. of SPIE **8961**, 89611N-1(2014)

[Sutter99] D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, U. Keller, V. Scheuer, G. Angelow and T. Tschudi, *"Semiconductor saturable-absorber mirror-assisted Kerr lens modelocked Ti:sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime"*, Opt. Lett. **24** (9), 631 (1999)

[Townsend87] J. E. Townsend, S. B. Poole and D. N. Payne, *"Solution-doping technique for fabrication of rare-earth-doped optical fibres"*, Electro. Lett. **23** (7), 329 (1987)

[Wadsworth01] W. J. Wadsworth, J. C. Knight, P. St. J. Russell, *"Large-mode area photonic crystal fiber laser"*, CLEO, paper CWC1, USA (2001)

[Wadsworth04] W. J. Wadsworth, R. M. Percival, G. Bouwmans, J. C. Knight, T. A. Birks, T. D. Hedley and P. S. J. Russel, *"Very-high numerical aperture fibers"*, IEEE Photon. Tech. Lett. **16** (3), 843 (2004)

[Yao14] T. Yao, J. Ji and J. Nilsson, *"Ultra-low quantum-defect heating in ytterbium-doped aluminoscilicate fibers"*, J/ of Lightwave Tech. **32** (3), 429 (2014)

[Yehouessi16] J-P. Yehouessi, O. Vanvincq, A. Cassez, M. Douay, Y. Quiquempois, G. Bouwmans et L .Bigot, *"Extreme large mode area in single-mode pixelated Bragg fiber"*, Opt. Exp. **24** (5), 4761 (2016)

[Yoda06] H. Yoda, "Beam quality factor of higher order modes in a step-index fiber", J. of Lightwave Techno. **24** (3), 1350 (2006)

[Zervas14] M. N. Zervas and C. A. Codemard, *"High power fiber lasers: a review"*, IEEE J. of selected topics in Quant. Elec. **20** (5), 0904123 (2014)

[Zervas18] M. N. Zervas, "Power scaling limits in high power fiber amplifiers due to transverse mode instability, thermal lensing, and fiber mechanical reliability", Proceedings of SPIE, San Francisco, **10512**, 1051205-1 (2018)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[Zolla05] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmey, S. Guenneau and D. Felbacq, *"Foundations of Photonic Crystal Fibres"*, published by Imperial College Press, London, (2005)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Annexes

Annexe 1. Réflexion d'un signal linéairement polarisé sur un miroir dichroïque 128
Annexe 1.1. Etude théorique 128
Annexe 1.2. Mesure expérimentale 129

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Annexe 1. Réflexion d'un signal linéairement polarisé sur un miroir dichroïque

Dans cette annexe l'impact de la réflexion par un miroir sur l'état de polarisation de la lumière est étudié.

Annexe 1.1. Etude théorique

Nous considérons un faisceau lumineux se propageant dans un milieu d'indice n_0 et incident sur un milieu d'indice n_1. Le schéma du trajet du faisceau optique est illustré sur la Figure A-1 1(a)Le faisceau incident est polarisé linéairement et la trajectoire de son vecteur champ électrique est caractérisée par un angle α_i comme montré sur la Figure A-1 1(b).

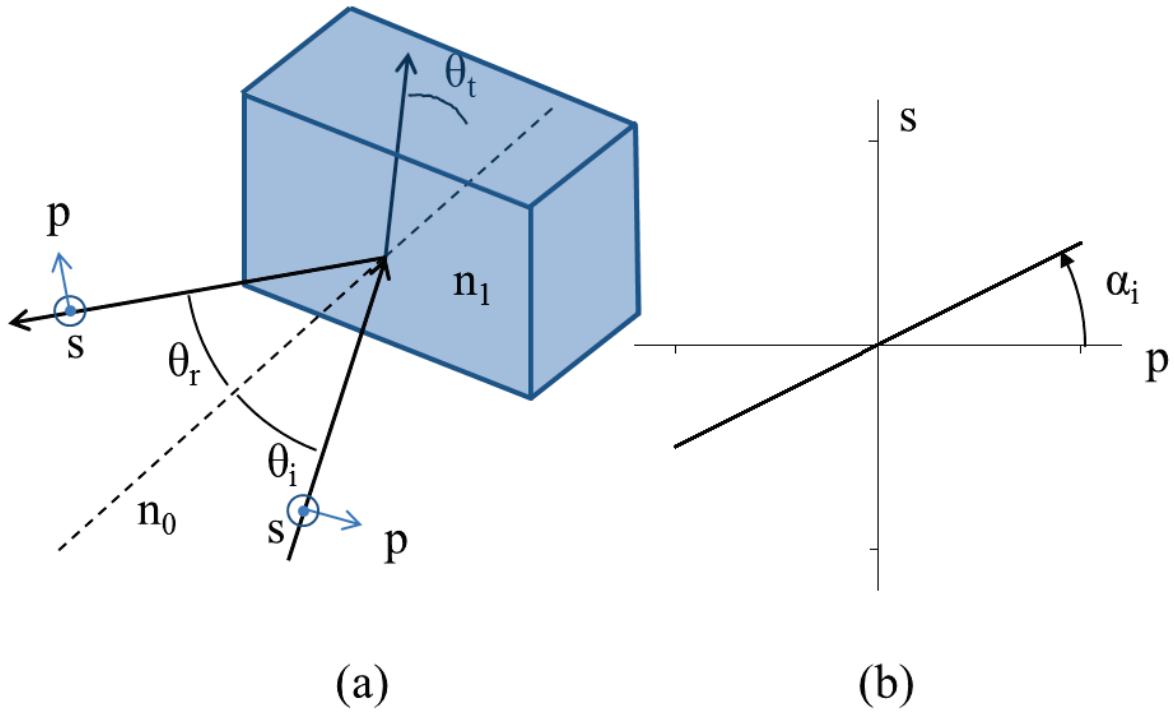


Figure A-1 1 : (a) Schéma de la réflexion et de la réfraction d'une onde incidente sur un dioptre plan. (b) Etat de polarisation de l'onde incidente en fonction des polarisations *s* et *p*.

Les lois de Snells-Descartes relient les indices des milieux aux angles d'incidences θ_i et de réfraction θ_t de l'onde lumineuse sur le dioptre plan par l'équation :

$$n_0 \sin(\theta_i) = n_1 \sin(\theta_t) \tag{A1.1}$$

Les indices de réfraction peuvent être des nombres complexes. Pour un champ électrique incident dont les amplitudes sur les axes de polarisation *s* et *p* (s = perpendiculaire au plan d'incidence et p = parallèle au plan d'incidence) sont notées respectivement A_s et A_p, les amplitudes du champ réfléchi A_s^r et A_p^r sont données par :

$$A_{p,s}^r = r_{p,s} \times A_{p,s} \tag{A1.2}$$

Dans l'équation (A1.2), les coefficients de réflexion des amplitudes r_s et r_p sont égaux à :

Licence CC BY-NC-ND 3.0

$$r_p = \frac{n_1 \cos(\theta_i) - n_0 \cos(\theta_t)}{n_1 \cos(\theta_i) + n_0 \cos(\theta_t)} = \frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)} \quad \text{(A1.3)}$$

$$r_s = \frac{n_0 \cos(\theta_i) - n_1 \cos(\theta_t)}{n_0 \cos(\theta_i) + n_1 \cos(\theta_t)} = -\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \quad \text{(A1.4)}$$

Les coefficients de réflexions des amplitudes du champ électriques sont généralement complexes et peuvent donc s'écrire :

$$r_p = \rho_p e^{i\phi_p} \quad \text{(A1.5)}$$

$$r_s = \rho_s e^{i\phi_s} \quad \text{(A1.6)}$$

Une onde linéairement polarisée comme décrite sur la Figure A-1 1(b) se décompose sur les axes de polarisation *s* et *p* et elle peut être caractérisé par un angle azimutal α_i défini par l'équation :

$$\tan(\alpha_i) = \frac{A_s}{A_p} \quad \text{(A1.7)}$$

L'onde réfléchie correspondante aura alors un angle azimutal α_r obéissant à la relation :

$$\tan(\alpha_r) = \frac{A_s^r}{A_s^r} = Pe^{-i\Delta}\tan(\alpha_i) \quad \text{(A1.8)}$$

avec

$$P = \frac{\rho_s}{\rho_p} \quad \text{(A1.9)}$$

et

$$\Delta = \phi_p - \phi_s \quad \text{(A1.10)}$$

Lorsque que la différence des retards de phase Δ n'est pas un multiple de π, tan(α_r) est alors un nombre complexe. La réflexion induit donc une différence de phase sur les deux composantes *s* et *p* de l'onde réfléchie. L'onde réfléchie devient alors elliptique. Trois cas sont notables où l'onde réfléchie demeure linéairement polarisée :

- L'incidence est normal au plan, soit $\theta_i = 0°$, alors P = 1 et Δ = -π.
- L'incidence est rasante, soit $\theta_i = 90°$, alors P = 1 et Δ = 0.
- La polarisation linéaire est alignée sur la direction *s* ou *p*, alors $\alpha_r = 0$ ou 90° respectivement.

Annexe 1.2. Mesure expérimentale

Un des miroirs dichroïques à 22,5° utilisés dans le montage laser et amplification présentés dans le chapitre III a été caractérisé. L'objectif est d'observé l'impact de la réflexion d'un faisceau incident linéairement polarisé sur le degré de polarisation du faisceau réfléchi. Le montage est illustré sur le schéma de la **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**. Un signal linéairement polarisé à λ = 1030 nm é mis par une diode laser est réfléchi par le miroir dichroïque hautement réfléchissant à 1030 nm. Le signal réfléchi est ensuite analysé à l'aide d'un polariseur et est injecté dans un analyseur de spectre optique. Une lame demi-onde placée avant le miroir dichroïque permet de faire varier l'orientation de la polarisation linéaire du faisceau incident sur le miroir. La lame demi-onde est progressivement tournée de 45°, soit une rotation totale de 90° de la polarisation linéaire du faisceau incident pour

Licence CC BY-NC-ND 3.0

passer d'une polarisation incidente *s* à *p*. Pour chaque position de la lame, le polariseur est ajusté afin d'obtenir le maximum et le minimum de puissance.

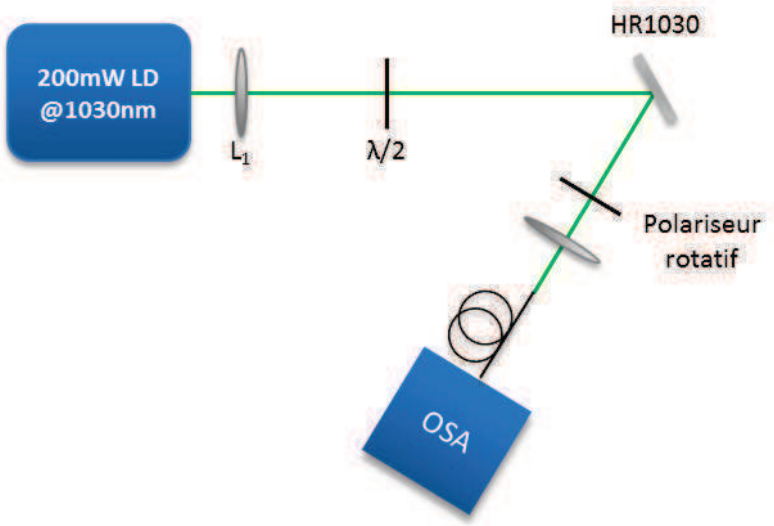


Figure A-1 2 : Schéma du montage expérimental pour la caractérisation des effets de la réflexion par un miroir dichroïque sur la polarisation de l'onde réfléchie.

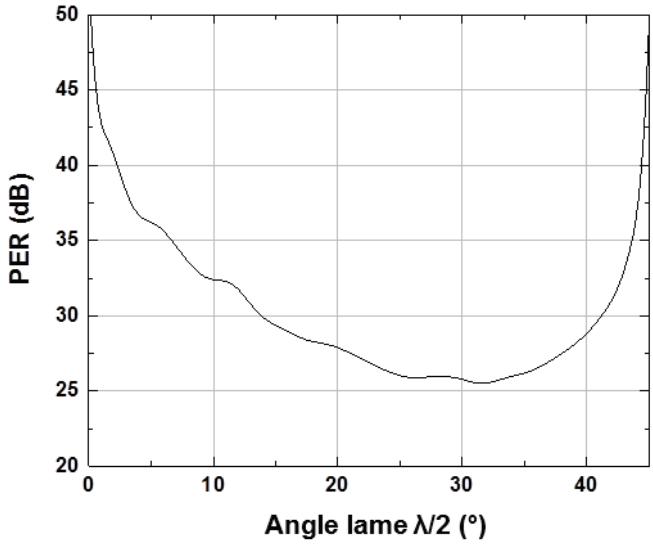


Figure A-1 3 : Graphe de l'évolution du PER mesuré de l'onde réfléchie en fonction de la rotation de la lame demi-onde avant le miroir.

Le graphe de la Figure A-1 3 montre les valeurs de PER mesurées après réflexion sur le miroir en fonction de la rotation de la lame demi-onde. On constate qu'en fonction de l'angle d'incidence de la polarisation linéaire, le PER du faisceau réfléchie fluctue entre 25,5 dB et plus de 50 dB. Soit une chute du PER de 25 dB. La pente de la courbure est particulièrement importante pour des directions de polarisation linéaire proches des directions *s* et *p*. Ces mesures démontrent qu'un désalignement entre les axes neutres de la fibre et les polarisations s et p des miroirs dichroïque entraine une chute drastique de la linéarité de la polarisation réfléchie par les miroirs.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Tables des illustrations

Figure I.1: Parts du marché des systèmes lasers en 2016 [Overton17] 13

Figure I.2: Revenus du marché du laser de 2013 à 2016 et les prévisions pour 2017 [Overton17]. 13

Figure I.3: Exemple d'une architecture laser 14

Figure I.4: Illustration énergétique des phénomènes d'émission spontanée et stimulée lors de la désexcitation d'atome vers un niveau d'énergie moindre. 15

Figure I.5: Illustration de la gestion des effets thermiques en fonction du ratio surface de refroidissement/volume pour (a) un cristal massif, (b) une fibre optique et (c) un disque fin. 16

Figure I.6 : Coupe longitudinale d'une diode laser 17

Figure I.7: Propagation par réflexion totale interne dans une fibre à saut d'indice. L'indice de réfraction $n_{cœur}$ est supérieur à n_{gaine}. 18

Figure I.8: Principales bandes spectrales d'émissions dans l'infrarouge des principaux ions de terres rares dans les fibres de silice 20

Figure I.9: Diagramme des sections efficaces d'absorption et d'émission des ions d'ytterbium dans la silice 20

Figure I.10: Schéma de pompage dans des fibres optiques actives, (a) en espace libre, (b) en tout fibré. Les faisceaux de pompe sont représentés en jaune et le signal émis en vert. Abréviations : HR=miroir haute réflexion, PR=miroir réflexion partielle, DM= miroir dichroïque 21

Figure I.11: Illustration du pompage double-gaine. La pompe est injectée dans la gaine de dimension et ouverture numérique plus élevée que le cœur. Le signal émis reste confiné dans le cœur. 22

Figure I.12: Coupes transverses de différentes géométries de gaine pour le pompage double gaine. (a) gaine circulaire, (b) gaine dite en "D", (c) gaine hexagonale, (d) gaine circulaire avec gaine d'air supplémentaire. Le cœur actif est représenté en vert, la gaine en bleu, la gaine externe en silice ou polymère bas-indice (a-c) en gris et l'air en blanc. 23

Figure I.13: Image au microscope électronique à balayage (MEB) de la PCF présentée par Knight *et al.* [Knight96] 27

Figure I.14: Illustration du procédé de cœur mixé. En bleu la silice dopée passivement et en vert la silice dopée terres rares. (a) Premier empilement avant étirage, (b) ré-empilement des cannes étirées et (c) cœur mixé obtenu après 3 étapes de stack and draw avec un motif sub-longueur d'onde. 28

Figure I.15: (a) Image au microscope de la section transverse d'une fibre DMF [Johansen15] et (b) coupe transverse d'un résonateur avec l'indice $n_2 > n_3$ [Alkeskjold11]. 29

Figure I.16: Représentation numérique du phénomène de passoire modale, à gauche le FM est piégé dans le cœur, à droite le premier mode d'ordre supérieur fuit dans les canaux [Russell06]. Les ronds noirs représentent les trous d'air et les zones blanches la silice. 29

Figure I.17: Evolution théorique du couplage modal entre le FM et un mode de gaine en faisant varier le diamètre de la gaine d'air pour un diamètre de cœur fixe [Jansen11]. 30

Figure I.18: Sections transverses d'autres architectures de fibres, (a) une fibre à canaux de fuite (LCF pour Leakage Channel Fiber) [Dong07], (b) une fibre CCCF (Chirally Coupled Core Fiber) [Ma14], (c) une fibre à bande photonique interdite (PBG) [Gu14] et (d) une Bragg pixélisée [Yehouessi16]. . 31

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Figure I.19: Maximum de puissance optique émise en fonction de la longueur d'onde d'émission, état d'avancement en 2014 [Zervas14] 31

Figure I.20: Évolution de la puissance émise dans les systèmes lasers à fibres double gaine dopées Yb^{3+} Abréviations : MM = émission multimode, SM – DP = émission monomode, pompage par diode, SM – TP = émission monomode, pompage tandem, CBC = combinaison cohérente de faisceaux [Zervas14] 32

Figure I.21: (a) Coupe transverse théorique d'une LPF toute solide, en rouge les cannes dopées passivement ou activement dont l'indice de réfraction est rehaussé, en bleu les cannes de silice pure (b) Distribution d'intensité théorique du FM [Dauliat12] 34

Figure I.22: Représentation des solutions numériques des modes LP_{lm} guidés dans une fibre, un exposant α (e ou o) où e=pair (even) et o=impair (odd) [Gomez−Castellanos07]. Pour un mode LP_{lm}, le nombre *l* correspond au nombre de minimums ou maximums qui se produisent dans la distribution d'intensité du mode lorsque l'angle azimutal varie de π, et m est le nombre de maximums dans la distribution d'intensité du mode qui se produisent sur une ligne radiale de 0 à l'infini. 35

Figure I.23: (a) Section transverse théorique d'une FA-LPF et (b) le profil d'indice de réfraction. Le pas Λ est défini comme dans le cas d'une fibre LPF. La silice dopée aux ions ytterbium est en rouge, la gaine de silice dopée passivement est en bleu, les inclusions bas-indice sont en cyan, la silice pure est en bleu foncé et la gaine d'air est en gris. 37

Figure I.24: Calcul du facteur de recouvrement des 300 premiers modes guidés dans la structure pour une fibre sans chargement thermique avec diamètre de cœur de 50 µm à 1,032 µm considérant (a) une LPF avec $d/\Lambda = 0,33$ et (b) une FA-LPF. (c) Comparaison du facteur de recouvrement du FM (en continu) et de la discrimination modale (en pointillés) pour une LPF (en noir) et une FA-LPF (en bleu) en considérant un pas Λ de 45 µm soit un diamètre de cœur de 75 µm à une longueur d'onde de 1,030 µm en fonction du chargement thermique. 38

Figure I.25: Tolérance au contrôle de l'indice pour conserver une propagation quasi-monomode en fonction de la dimension du cœur ou du pas. 39

Figure I.26: Coupe transverse d'une FA-LPF (a) expérimentale et (b) théorique. 40

Figure II.1 : Photo issue de [Le Dortz17] présentant une matrice de microlentille sur laquelle sont soudées les extrémités des fibres pour réaliser de la combinaison cohérente. 43

Figure II.2 : Représentation du profil d'indice équivalent induit par une courbure sur une fibre à saut d'indice 44

Figure II.3 : Réflexion partielle à l'interface cœur-gaine d'un rayon se propageant dans une fibre à saut d'indice courbée 46

Figure II.4: Ajout numérique d'une PML artificielle sur une fibre à saut d'indice. Le mode transverse est absorbé par la PML de même indice que la gaine (en bleu) 46

Figure II.5 : (a) Section transverse d'une fibre PBG avec un seul défaut constituant le cœur présenté par Saitoh *et al.*. Les plots haut-indice sont en noir, le matériau constituant le fond de la gaine optique et le cœur de même indice sont en bleu clair. (b) Section transverse de la structure modélisée. Une PML d'indice n_{low} a été implémentée autour du réseau. Le cœur de la fibre est délimité par une zone circulaire pour identifier le FM lors des calculs. L'espacement Λ entre les résonateurs haut-indice est de 6,75 µm et le diamètre *d* est 2,7 µm. 47

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Figure II.6 : Graphes des pertes de confinement du FM en fonction de la fréquence normalisée (a) issu de [Saitoh10] et (b) obtenu à partir de notre modèle. Graphes des pertes de confinement liées à la courbure en fonction de l'espacement du réseau pour différentes valeurs d'indice relative (c) issu de [Saitoh10] et (d) obtenu à partir de notre modèle..... 48

Figure II.7 : Différents positionnement de la PML (en hachuré) commentés (a) autour de la gaine d'air, (b) autour de la gaine de silice pure et (c) autour de la gaine haut-indice..... 49

Figure II.8 : Coupe transverse numérique de la structure FA-LPF modélisée pour étudier les phénomènes liés à la courbure. Le cœur est représenté en rouge et possède un indice de réfraction égal à celui de la gaine, les inclusions bas-indice sont en cyan. La PML a été positionnée autour de la gaine et a un indice égal à celle-ci aussi. L'axe de courbure correspond au sens de variation de l'indice de réfraction, le sens de rotation définit l'évolution de l'axe de courbure au cours de l'étude..... 50

Figure II.9 : Graphes de l'évolution (a) du facteur de recouvrement du FM avec la zone de gain et (b) des pertes de confinement du FM en fonction du rayon de courbure imposé pour 4 diamètres de cœur en considérant la direction d'application de la courbure choisie précédemment et arbitrairement fixée à 0°. (c) Distributions d'intensité du FM pour une FA-LPF avec un diamètre de cœur de 40 µm pour différents rayons de courbure. 51

Figure II.10 : (a) Facteur de recouvrement du FM en continu et du HOM le plus compétitif en pointillés en fonction de l'axe de courbure pour les différents diamètres de cœur à un rayon proche du rayon critique à 0°. (b) Facteur de recouvrement du FM à une direction d'application de la courbure correspondant à un angle de 325° pour les 4 diamètres de cœur..... 53

Figure II.11 : Coupe de l'indice de réfraction (a) de la fibre pré-compensée fabriquée et (b) indice équivalent lors de la courbure visée. Image adaptée de [Fini11]. 54

Figure II.12 : Profil de l'indice de réfraction d'une pré-compensation symétrique d'une fibre à saut d'indice (a) droite et (b) courbée. En bleu l'indice effectif du FM et en rouge celui du premier HOM. Le FM demeure dans le cœur tandis que l'HOM fuit dans la gaine. Image adaptée de [Fini13] 54

Figure II.13 : A gauche, coupe transverse théorique d'une fibre à saut d'indice assisté d'une tranchée et au milieu profil d'indice correspondant avec ici un indice de tranchée inférieur à la gaine et à droite distribution d'intensité du FM issue de [Behera13] s'appuyant sur la tranchée..... 55

Figure II.14 : Coupes transverses de différentes fibres microstructurées à gaine asymétrique, (a) LCF issue de [Raja13], (b) LCF issue de [Islam14] et (c) PCF issue de [Saini16] 56

Figure II.15 : (a) Coupe transverse d'une FA-LPF avec le référencement des orientations de courbure. (b) Profil d'indice pour une FA-LPF assistée par saut d'indice. La silice dopée aux ions d'ytterbium est en rouge, aux ions d'aluminium en bleu clair, aux ions de fluor en cyan, la silice pure est en bleu marine et la gaine d'air est en gris. 58

Figure II.16 : Modélisation d'une FA-LPF avec un cœur de diamètre 40 µm courbée à un rayon de 40 cm et ayant un décalage indiciel Δn=1,5×10^{-4}. Evolutions (a) du facteur de recouvrement du FM et de l'HOM le plus compétitif avec l'orientation de la courbure et (b) du MFA du FM. Les aires surlignées correspondent à la tolérance à ± 10°. 59

Figure II.17 : Distributions d'intensité théoriques du FM (LP_{01}) et du premier HOM (LP_{11}) pour une FA-LPF sans désadaptation d'indice droite, et avec un $\Delta n=1,5\times10^{-4}$ droite et courbée à un rayon de 40 cm selon l'axe optimal. 60

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Figure II.18 : Respect des critères de monomodalité (zones vertes) sur une courbure à une orientation de 90° en fonction des configurations diamètre de cœur et rayon de courbure pour quatre valeurs de Δn. 61

Figure II.19 : Graphes de tolérances des FA-LPF assistées par saut d'indice pour un rayon de courbure de 50 cm orienté selon l'axe associé à un angle de 90° à gauche et de 0° à droite. 62

Figure II.20 : Photo du stack hexagonal réalisé avec les éléments dopés, aux ions d'ytterbium en rouge, aux ions de fluor en vert, et aux ions d'aluminium en blanc, des éléments de silice pure en bleu et en rouge et noir à des dimensions plus faibles sur la couche externe de l'hexagone pour insérer le stack dans un tube en silice pure. 63

Figure II.21 : Schéma du montage expérimental de mesure de la vrille interne de la structure dans les FA-LPFs. L_1, L_2 et L_3 sont des lentilles plano-convexes, M_1, M_2 et M_3 sont des miroirs en argent. Deux images de la microstructure d'une fibre sont ajoutées, dans ce cas la vrille mesurée est de 39° sur la longueur de la fibre. 64

Figure II.22 : Schéma simplifié de la tour de fibrage utilisée pour le tirage des cannes et des fibres rigides et à droite une photo de l'imprimante à jet d'encre positionnée sous le mesureur de diamètre à une distance d'environ 2,5 m de la zone de clive. 65

Figure II.23 : Nombre de casse sur 20 ans (FIT) en fonction du diamètre de courbure pour plusieurs diamètres externes de fibre. Graphe adapté de [Zervas18] 66

Figure II.24 : En haut, schéma du montage laser mis en place, LD: diode laser, PW: puissancemètre, M²: module de mesure du paramètre M², HR1030: miroir dichroïque hautement réfléchissant à 1030 nm et transparent à 976 nm. En bas, photo du montage avec le support en aluminium et une fibre courbée à un rayon de 100 cm. 68

Figure II.25 : Focalisation d'un faisceau gaussien par une lentille convexe 69

Figure II.26 : Évolution du spectre d'émission de la diode de pompe à pleine puissance en fonction de la température de refroidissement 69

Figure II.27 : Positionnement des matériaux fabriqués vis-à-vis des tolérances au contrôle de l'indice pour conserver une propagation quasi-monomode en fonction de la dimension du cœur ou du pas. ... 70

Figure II.28 : Observation à la caméra des distributions d'intensité en champ proche (a) en transmission à $\lambda = 1050$ nm et (b) en configuration laser à $\lambda \approx 1032$ nm pour une fibre avec un saut d'indice de $1{,}3\times10^{-4}$. 70

Figure II.29 : Distribution d'intensité en champ proche en transmission (a) du FM et (b) du LP_{11} pour une fibre avec un diamètre de cœur de 52,9 µm et un saut d'indice estimé à $2{,}1\times10^{-4}$. 71

Figure II.30 : (a) Évolution de la puissance du signal émis en fonction de la puissance de pompe injectée en configuration fibre droite. En insert une vue au microscope de la coupe transverse de la fibre et les distributions d'intensité en champ lointain du faisceau émis pour les différentes puissances. (b) M² moyen sur les deux axes X et Y (horizontal et vertical) en fonction de la puissance de pompe injectée. 71

Figure II.31 : Graphes de puissance signal avec les champs lointains et de M² pour des rayons de courbure de (a) 100 cm, (b) 80 cm, (c) 60 cm et (d) 40 cm. Les mesures en fibre droite sont aussi tracées sur chaque graphe. 73

Figure II.32 : Champ proche (a) du FM et (b) du LP_{11} propagé dans une FA-LPF avec un diamètre de cœur de 49 µm et un décalage indiciel de $1{,}4\times10^{-4}$. 74

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Figure II.33: (a) Évolution de la puissance du signal émis en fonction de la puissance de pompe injectée en configuration fibre droite. En insert une vue au microscope de la coupe transverse de la fibre et les distributions d'intensité en champ lointain du faisceau émis pour les différentes puissances. (b) Exemple de spectre mesuré du faisceau émis. 75

Figure II.34 : Mesure de la qualité de faisceau en fibre droite (a) M² moyen sur les deux axes X et Y (horizontal et vertical) en fonction de la puissance de pompe injectée et (b) Mesure de M² à la puissance maximale. 75

Figure II.35 : Graphes de puissance signal avec les champs lointains et de M² pour des rayons de courbure de (a) 100 cm, (b) 80 cm, (c) 60 cm et (d) 50 cm. Les mesures en fibre droite sont aussi tracées sur chaque graphe. 77

Figure III.1 : (a) Polarisation elliptique, (b) polarisation rectiligne et (c) polarisation circulaire 83

Figure III.2 : Design de fibres PM standards (a) à gaine elliptique, (b) type Panda, (c) type Bow-Tie et (d) une fibre à cœur elliptique. En vert, le cœur des fibres, en bleu le verre avec des propriétés thermo-mécaniques différentes du matériau environnant et en gris la gaine optique. 85

Figure III.3 : Fibre PM (a) Panda à saut d'indice dopée aux ions d'ytterbium avec une biréfringence de 3×10^{-4} et (b) Panda microstructurée avec une biréfringence de $1,5\times10^{-4}$ [Folkenberg04] 86

Figure III.4 : Exemple de fibres biréfringentes à large cœur avec des barreaux de contraintes dans la microstructure. (a) Fibre de Bragg avec les barreaux de contraintes en bleu situés dans le cœur et des barreaux de silice dopée aux ions de fluor en violet sont également ajoutés [Aleshkina11]. (b) Fibre à mode aplati avec des barreaux de contrainte à la place de trous d'air [Gouriou15]. (c) Une LCF où deux trous d'air ont été remplacés par des barreaux de contrainte [Peng07]. 86

Figure III.5 : Evolution de l'indice effectif des deux états de polarisation linéaire du mode LP_{01} (en bleu) et d'un mode de gaine (en noir) intervenant dans le phénomène de couplage en fonction de la concentration en ions de bore dans les barreaux de contrainte. Les distributions d'intensité des états de polarisation du FM et du mode de gaine sont reportées pour des concentrations de 0 mol% et 19 mol%. 93

Figure III.6 : (a) Photo du stack hexagonal réalisé pour tirer les FA-LPF 4+2 SAP, les inclusions de silice dopée aux ions de fluor ont été marquées en vert et les barreaux de contrainte en rouge. (b-e) Images au microscope des 4 designs de fibres FA-LPF PZ fabriquées. 94

Figure III.7 : Spectres de la lumière émise par la source blanche après passage par une lame polarisante pour différents angles de la lame. 95

Figure III.8 : Schéma du montage de caractérisation des FA-LPFs avec des barreaux de contrainte... 95

Figure III.9: Evolution de la distribution d'intensité mesurée en champ proche du FM pour une FA-LPF 4+2 SAP avec un cœur de 60 µm à la longueur d'onde de 1 µm en fonction de l'angle de rotation du polariseur. 96

Figure III.10 : Cartographie des distributions d'intensité mesurées en champ proche du faisceau guidé après propagation dans 1 m de fibre pour plusieurs diamètres de cœur et longueurs d'onde de travail pour les FA-LPF (a) 2 SAP, (b) 6 SAP, (c) 4 SAP et (d) 4+2 SAP. Chaque point noir représente une configuration de mesure et les zones vertes représentent les domaines spectraux où la fibre se comporte comme une fibre PZ monomode. 97

Figure III.11 : Graphe du taux de transmission et de ratio d'extinction spectraux de la lame polarisante utilisée, données issues du fabricant. 98

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Figure III.12 : Montages expérimentaux pour la mesure du PER avec (a) une source supercontinuum blanche et (b) une source laser à spectre fin (émettant à 1030 nm ou 1550 nm). (c) Valeurs de PER mesurées (carrés noirs et étoiles bleues) pour un échantillon de 1 m de FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 60 µm. Les carrés noirs (resp. étoiles bleues) correspondent aux points de mesure en utilisant la source blanche associée à des filtres passes bandes (resp. sources lasers à spectre fin) avec une résolution de 10 nm (resp. 0,3 nm). La ligne pointillée rouge marque la valeur référence de 13 dB. Abréviations : SMF = fibre monomode, MMF = fibre multimode, OSA = analyseur de spectre optique, λ/4 = lame quart d'onde. 99

Figure III.13 : Evolution de la valeur du PER avec la longueur de la fibre pour une FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 60 µm à λ = 1050 nm. 100

Figure III.14 : Mesures de PER sur un échantillon de 1 m de FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de (a) 40 µm et (b) 140 µm sur leur gamme spectrale de monomodalité respective. Ligne rouge : PER = 13 dB..... 100

Figure III.15 : Schéma du montage de caractérisation du design FA-LPF 4+2 SAP à λ = 1942 nm. Abréviations : TDF = fibre dopée aux ions de thulium, FBG = réseau de Bragg 100% réfléchissant à 1942 nm, L = lentille, M = miroir, LS = lame séparatrice, MMF = fibre multimode, OSA = analyseur de spectre optique. 101

Figure III.16 : Spectre du signal laser émis par la fibre dopée aux ions de thulium. Une distribution d'intensité du faisceau émis obtenue avec une caméra pyro-électrique est ajoutée en insert. 102

Figure III.17 : Section transverse d'une FA-LPF 4+2 SAP active (a) théorique et (b) fabriquée (image obtenue sous microscope). Sur le profil d'indice 2D de gauche, la gaine d'air est en gris, la silice pure en bleu marine, la silice dopée aux ions d'aluminium en bleu clair, la silice dopée aux ions d'ytterbium en rouge, la silice dopée aux ions de fluor en cyan et les barreaux de contrainte constitués de silice dopée aux ions de bore en jaune. 103

Figure III.18: Distribution d'intensité calculée du FM suivant (a) l'axe lent et (b) l'axe rapide pour une architecture FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 60 µm à λ = 1030 nm. La structure modélisée intègre ici la déformation observée dans la gaine microstructurée de la fibre fabriquée et aussi le décalage indiciel dans le cœur de $\Delta n = +8\times10^{-5}$. 104

Figure III.19 : Schéma du montage expérimental pour la mesure de la biréfringence par la méthode du spectre cannelé. Le polariseur et l'analyseur sont croisés et leurs axes sont à 45° par rapport aux axes neutres de la fibre. Les observations en champ proche des deux états de polarisation du FM d'une FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur de 58 µm sont ajoutées à λ = 1030nm. 104

Figure III.20 : Spectre cannelé autour de λ = 1200 nm obtenu avec un mètre de FA-LPF 4+2SAP avec un diamètre de cœur de 58 µm. 105

Figure III.21 : Distribution d'intensité théorique du FM suivant (a) l'axe lent et (b) l'axe rapide pour une architecture FA-LPF 4+2 SAP déformée avec un diamètre de cœur de 60 µm à λ = 1030 nm et $n_{coeur} = n_{gaine}$..... 106

Figure III.22 : Schéma du montage du banc laser pour la caractérisation des FA-LPF 4+2 SAP. Abréviations : PW = mesureur de puissance, M² = système de mesure de M², LD = diode laser, HR1030 = miroir dichroïque hautement réfléchissant à λ = 1030nm et transparent à λ = 976nm. 106

Figure III.23 : Puissance optique de signal émis (en bleu) et PER (en rouge) en fonction de la puissance de pompe injectée pour une FA-LPF sans barreaux de contrainte avec un diamètre de cœur de 58 µm. 108

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Figure III.24 : Puissance optique de signal émis (en bleu) et PER (en rouge) en fonction de la puissance de pompe injectée pour une FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur (a) de 58 µm et (b) de 79 µm sans cube séparateur de polarisation dans la cavité laser. 109

Figure III.25 : Puissance optique de signal émis (en bleu) et PER (en rouge) en fonction de la puissance de pompe injectée pour une FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur (a) de 58 µm et (b) de 79 µm avec un cube séparateur de polarisation dans la cavité laser. 110

Figure III.26 : Schéma du montage du banc d'amplification pour la caractérisation des FA-LPF 4+2 SAP. Abréviations : PW = mesureur de puissance, M² = système de mesure de M², LD = diode laser, HR1030 = miroirs dichroïques hautement réfléchissant à λ = 1030nm et transparent à λ = 976nm, ISO = isolateur optique à 1030 nm, λ/2 = lame demi-onde à 1030 nm, SMF-PM = fibre panda monomode à saut d'indice. 111

Figure III.27 : Spectre du signal émis par la diode laser à λ = 1032 nm 112

Figure III.28 : Puissance optique de signal émis (en bleu) et PER (en rouge) en fonction de la puissance de pompe injectée pour une FA-LPF 4+2 SAP avec un diamètre de cœur (a) de 58 µm et (b) de 79 µm sans diaphragme et (c) un diamètre de cœur de 79 µm avec diaphragme. 113

Figure III.29 : Spectre mesuré du signal amplifié par une FA-LPF 4+2 SAP avec une dimension de cœur de 58 µm au maximum de la puissance émise 114

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Table des tableaux

Tableau I.1: Liste des principaux ions dans les lasers à cristaux et leur longueur d'onde d'émission ... 16

Tableau I.2 : Récapitulatifs des effets indésirables au cours de la propagation dans des fibres à haute puissance. ... 25

Tableau I.3: Mesures du seuil d'apparition des IMTs en configuration laser sur des fibres FA-LPF longues de 90 cm pour différents écarts indiciels et diamètres de cœur [Malleville18] ... 41

Tableau III.1 : Fibres PZ dopées aux ions d'ytterbium présentant les meilleurs résultats expérimentaux ... 88

Tableau III.2 : Paramètres physiques intervenant dans la modélisation du champ de stress et la variation d'indice par effet élasto-optique. ... 89

Tableau III.3 : Section transverse d'une FA-LPF active et des architectures retenues pour être caractérisées expérimentalement, la silice pure est en bleu marine, la silice dopée aux ions de fluor est en cyan, la silice dopée activement est en rouge, la silice haut-indice dopée aux ions d'aluminium est en bleu clair et la silice dopée aux ions de bore est en jaune. Les distributions d'intensité des deux états de polarisation du LP_{01} sont représentées, et les valeurs numériques de la biréfringence modale calculée sont données en considérant un diamètre de cœur de 60 µm à la longueur d'onde de 1030 nm. ... 91

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Abréviations

CIFRE	Convention industrielle de formation par la recherche
CW	Régime continu
DM	Miroir dichroïque
DMF	Fibre à filtrage de mode
FA-LPF	Fibre totalement apériodique à grand espacement
FBG	Fibre à réseau de Bragg
FM	Mode fondamental
HOM	Mode d'ordre supérieur
HR	Hautement réfléchissant
HR1030	Miroir hautement réfléchissant à 1030 nm
ICAN	International Coherent Amplification network
IMT	Instabilité modale transverse
IPHT	Leibniz Institüt für Photonische Technologien
LCF	Fibre à canaux de fuite
LD	Diode laser
LP_{lm}	Linéairement polarisé d'indice azimuthale *l* et radiale *m*
LPF	Fibre à grand espacement
LS	Lame séparatrice
MCVD	Dépôt par vapeur chimique modifiée
MFA	Aire du champ de mode
MFD	Diamètre du champ de mode
MMF	Fibre multimode
ON	Ouverture numérique
OSA	Analyseur de spectre optique
PBG	Fibre à bande interdite photonique
PCF	Fibre à cristaux photoniques
PER	Ratio d'extinction de polarisation
PM	A maintien de polarisation
PML	Couche absorbante parfaitement adaptée en indice
PR	Partiellement réfléchissant
PW	Puissance-mètre
PZ	A polarisation unique
SAP	Barreaux d'application de contrainte
SBS	Diffusion Brillouin stimulée
SMF	Fibre monomode
TDF	Fibre dopée aux ions de thulium
λ/2	Lame demi-onde
λ/4	Lame quart d'onde

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Tables des matières

Remerciements 5
Droits d'auteur 6
Sommaire 7
Introduction Générale 9
Chapitre I. Fibres optiques pour des lasers et amplificateurs de puissance 13
I.1. Systèmes laser et amplificateur 14
I.1.1. Les différents milieux à gain 15
I.1.1.1. Lasers à gaz 15
I.1.1.2. Lasers massifs dit « bulk » 15
I.1.1.3. Diode lasers 16
I.1.2. Avantages de la fibre optique 17
I.1.3. Fondamentaux des lasers à fibres 18
I.1.3.1. Guidage par réflexion totale interne 18
I.1.3.2. Les fibres dopées avec des ions de terres rares 19
I.1.3.3. Configuration des lasers à fibres 21
I.2. Laser à fibre de haute puissance 23
I.2.1. Effets indésirables 23
I.2.1.1. La diffusion Brillouin stimulée 23
I.2.1.2. La diffusion Raman stimulée 24
I.2.1.3. L'effet Kerr 24
I.2.1.4. Le photo-noircissement 25
I.2.2. Fibres à large-aire modale 26
I.2.2.1. Les fibres à cristaux photoniques 26
I.2.2.2. Les fibres à filtrage de mode 28
I.2.2.3. Les fibres à "large-pitch" 29
I.2.2.4. Autres architectures de fibres à large-cœur 30
I.2.3. Montée en puissance : état de l'art 31
I.3. Le développement de fibres LPF apériodiques 33
I.3.1. LPF solide par fabrication poudre 33
I.3.2. Réduction des symétries 34
I.3.3. Prise en compte des effets thermiques 36
I.3.4. État de l'art des FA-LPF 38
I.4. Conclusion 41
Chapitre II. Tolérances à la courbure : simulations et démonstration laser 43
II.1. Etude numérique sur les FA-LPFs 44
II.1.1. Implémentation de la courbure dans le modèle numérique 44
II.1.1.1. Modélisation de la courbure 44
II.1.1.2. Modélisation des pertes par courbure 45
II.1.1.3. Validation du modèle numérique 47
II.1.2. Application aux FA-LPFs 49
II.2. Optimisation des tolérances des FA-LPFs 53
II.2.1. Stratégies de mitigation existantes 53
II.2.1.1. Pré-compensation de l'indice de réfraction 54
II.2.1.2. Guidage assisté par tranchée 55

Licence CC BY-NC-ND 3.0

II.2.1.3. Gaines asymétriques 55
II.2.2. FA-LPF assistée par saut d'indice 56
II.2.2.1. Présentation du concept 56
II.2.2.2. Étude numérique 57
II.3. Réalisation et démonstration expérimentale 63
II.3.1. Fabrication de FA-LPF souples 63
II.3.1.1. Correction de la vrille interne 63
II.3.1.2. Rupture mécanique 65
II.3.2. Caractérisation laser 66
II.3.2.1. Montage laser 67
II.3.2.2. Résultats et discussion 69
II.4. Conclusion 78
Chapitre III. Contrôle de la polarisation dans les FA-LPFs 81
III.1. Le contrôle de la polarisation dans les fibres 82
III.1.1. Etats de polarisation de la lumière 82
III.1.2. Biréfringence dans les fibres optiques 83
III.1.3. Fibres biréfringentes à large cœur 85
III.2. Développement de FA-LPFs biréfringentes 88
III.2.1. Modélisation numérique 88
III.2.2. Fabrication de FA-LPFs PZ passives 93
III.2.3. Extension à 2 µm 101
III.3. Application à des FA-LPFs dopées aux ions d'ytterbium 102
III.3.1. Réalisation de FA-LPF actives 102
III.3.2. Caractérisation en configuration laser 106
III.3.3. Caractérisation en configuration amplification 111
III.4. Conclusion 114
Conclusion Générale 117
Références bibliographiques 119
Annexes 127
Tables des illustrations 131
Table des tableaux 138
Abréviations 139
Tables des matières 140
Contribution scientifique 142

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Contribution scientifique

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

1. M-A. Malleville, R. Dauliat, A. Benoît, B. Leconte, D. Darwich, R. du Jeu, R. Jamier, K. Schuster and P. Roy, *"Experimental study of the mode instability onset threshold in high-power FA-LPF lasers"*, Opt. Lett. **42** (24), 5230 (2017)
2. D. Darwich, M. Sabra, R. du Jeu, M-A. Malleville, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoît, K. Schuster and P. Roy, *"140 µm single-polarization passive fully-aperiodic large-pitch fibers operating near 2 µm"*, Appl. Opt. **56** (33), 9221 (2017)
3. R. du Jeu, R. Dauliat, D. Darwich, A. Benoît, R. Jamier, K. Schuster and P. Roy, *"Broadband single-mode single-polarization passive fully-aperiodic large-pitch fibers"*, Opt. Lett. **42** (9), 1672 (2017)

Publications à des conférences internationales à comité de lecture

1. R. du Jeu, R; Dauliat, D. Darwich, J-L. Auguste, A. Benoît, B. Leconte, M-A. Malleville, R. Jamier, K. Schuster and P. Roy, *"Theoretical and experimental study of bent fully-aperiodic large-pitch fibers for enhancing the higher-order modes delocalization"*, Proc. SPIE 10512, Fiber Lasers XV: Technology and Systems, 105121S (2018)
2. M-A. Malleville, A. Benoît, R. Dauliat, B. Leconte, D. Darwich, R. du Jeu, R. Jamier, A. Schwuchow, K. Schuster and P. Roy, *"Experimental investigation of the transverse modal instabilities onset in high power fully-aperiodic large-pitch-fiber lasers"*, Proc. SPIE 10512, Fiber Lasers XV: Technology and Systems, 1051206 (2018)
3. K. Tragni, C. Molardi, F. Poli, R. Dauliat, B. Leconte, D. Darwich, R. du Jeu, M-A. Malleville, R. Jamier, S. Selleri, P. Roy and A. Cucinotta, *"Design of an amplifier model accounting for thermal effect in fully aperiodic large pitch fibers"*, Proc. SPIE 10512, Fiber Lasers XV: Technology and Systems, 1051228 (2018)
4. R. du Jeu, D. Dauliat, D. Darwich, A. Benoît, R. Jamier, K. Schuster and P. Roy, *"Single-polarization large-mode-area fibre at 1030 nm and 1550 nm"*, CLEO Europe, paper CJ_7_4 (2017)
5. D. Darwich, R. du Jeu, R. Dauliat, A. Benoît, R. Jamier, K. Schuster and P. Roy; *"Original all-solid aperiodic very large-mode-area fiber for infrared laser applications"*, 3rd International Conference on EEETEM Lebanon, paper 124 (2017)
6. A; Benoît, M-A. Malleville, R. du Jeu, R. Dauliat, D. Darwich, R. Jamier, S. Grimm, J. Kobelke, K. Schuster and P. Roy, *"High peak-power fiber laser based on a non filamented-core fully-aperiodic large pitch fiber"*, Proc. SPIE 10083, Fiber Lasers XIV: Technology and Systems, 100831F (2017)
7. R. du Jeu, D. Darwich, R. Dauliat, A. Benoît, R. Jamier, K. Schuster and P. Roy, *"Single-polarization in evolved fully-aperiodic LPF design"*, Advanced Photonics Congress, paper Sow1H.4 (2016)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

8. P. Roy, D. Darwich, R. du Jeu, R. Dauliat, A. Benoît, R. Jamier and K. Schuster, *"Evolved fully aperiodic large-pitch-fibers: prospective on single-polarization and thermal-load pre-compensation"*, International Conference on Fibre Optics and Photonics, paper Tu2E.1 (2016)

Publications à des conférences nationales à comité de lecture

1. R. du Jeu, R. Dauliat, A. Benoît, D. Darwich, M-A. Malleville, R. Jamier, K. Schuster et P. Roy, *"Laser polarisé basé sur une fibre LMA apériodique à large-pitch dope ytterbium"*, 37ème JNOG Limoges, (2017)
2. D. Darwich, R. du Jeu, M-A. Malleville, M. Sabra, R. Dauliat, A. Benoît, R. Jamier, K. Schuster, G. Humbert et P. Roy, *"Propagation à polarisation unique dans des fibres apériodiques à large-pitch à très grande aire modale à 2 µm"*, 37ème JNOG Limoges, (2017)
3. M-A. Malleville, A. Benoît, R. du Jeu, R. Romain, D. Darwich, K. Schuster, R. Jamier et P. Roy, *"Emission laser de haute puissance moyenne et crête avec des fibres apériodiques à large aire modale"*, 37ème JNOG Limoges, (2017)
4. M-A. Malleville, A; Benoît, R. Dauliat, D. Darwich, R. du Jeu, R. Jamier, K. Schuster et P. Roy, *"Etude expérimentale de l'apparition des instabilités modales dans un laser à fibre de puissance"*, 37ème JNOG Limoges, (2017)
5. R. Dauliat, D. Darwich, R. du Jeu, M-A. Malleville, A. Benoît, R. Jamier, K. Schuster and P. Roy, *"Synthèse de matériaux à indices de réfraction adaptés pour la réalisation de fibres à très large aire modale"*, 37ème JNOG Limoges, (2017)
6. R. du Jeu, D. Darwich, R. Dauliat, A. Benoît, R. Jamier, K. Schuster et P. Roy, *"Conception de fibres apériodiques passives à grande aire effective ne propageant qu'une polarisation du mode fondamental"*, 36ème JNOG Bordeaux, p74 (2016)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Développement d'architectures de fibres structurées pour l'amplification d'impulsions haute puissance crête

Dans le cadre d'un contrat CIFRE entre la société Thales L.A.S. France et le laboratoire XLIM (UMR 7252 du CNRS et de l'Université de Limoges), mon projet de thèse consiste à développer des architectures de fibres optiques dopées aux ions d'ytterbium pour l'amplification d'impulsions avec une haute puissance crête à 1 µm dans l'optique de réaliser une combinaison cohérente de faisceau afin d'obtenir une source laser avec une très haute puissance crête et une haute cadence de répétition. Basé sur un design de fibres à large cœur appelées FA-LPF, deux axes de développement sont abordés. Le premier concerne l'amélioration des tolérances à une courbure externe appliquée sur les FA-LPFs. A l'aide d'une étude numérique, une stratégie novatrice est mise en place pour mitigé les effets d'une courbure. L'architecture est alors dénommée FA-LPF assistée par saut d'indice. Une émission laser monomode en régime continu d'une puissance optique de 65 W est démontrée avec un rayon de courbure de 60 cm pour un diamètre de mode de 47 µm. Le second axe est l'implémentation du contrôle de la polarisation dans les FA-LPFs. L'objectif est d'obtenir un signal linéairement polarisé. Plusieurs architectures testées numériquement permettent une propagation à polarisation linéaire unique dans des structures passives sur un large spectre optique, avec notamment une propagation monomode à polarisation unique à 1400 nm pour un diamètre de cœur de 140 µm. La meilleure des quatre, appelée FA-LPF 4+2 SAP, est fabriquée avec des dopants actifs d'ytterbium. En raison de défauts de fabrication, les fibres obtenues sont à maintien de polarisation. Un ratio de polarisation de 17 dB est obtenu en configuration amplification en régime continu avec un gain de 24 dB (une puissance émise de 50 W).

Mots-clés : fibre microstructurée, fibre à large aire modale, laser, amplification, courbure, polarisation

Development of microstructures fibers architectures for high peak power pulses amplification

As part of a CIFRE contract between Thales L.A.S. France and the XLIM laboratory (UMR 7252 of the CNRS and the University of Limoges), my thesis project consists in the development of ytterbium-doped optical fiber architectures for pulses amplification with high peak power at a wavelength of 1 µm in order to achieve a coherent beam combination to obtain a laser source with both a very high peak power and a high repetition rate. Based on a large-core fibre design called FA-LPF, two development axes are addressed. The first one concerns the tolerances improvement to an external bending applied on the FA-LPF. With the help of a numerical study, an innovative strategy is implemented to mitigate the effects of bending. The architecture is then called step-index assisted FA-LPF. A single a singlemode laser emission in continuous regime with an optical power of 65 W is demonstrated with a 60 cm bending radius for a 47 µm mode field diameter. The second axis is the implementation of the polarisation control in FA-LPFs. The goal is to obtain a linearly polarised signal. Several numerically tested architectures allow single linear polarisation propagation in passive structures over a broadband optical spectrum, including a singlemode single-polarisation propagation at 1400nm for a core diameter of 140 µm. The best architecture, called FA-LPF 4+2 SAP, is fabricated with active ytterbium dopants. Due to manufacturing defects, the obtained fibres act as polarisation maintaining fibres. A polarisation extinction ratio of 17 dB is obtained in an amplification configuration in continuous regime with 24 dB of gain (an emitted power of 50 W).

Keywords : microstructured fibre, large mode-area fibre, laser, amplification, bending, polarisation

