

**Université de Limoges**

**École Doctorale Sciences et Ingénierie pour l'Information,  
Mathématiques (ED 521)**

**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

**Dia DARWICH**

Le 27 novembre 2017

**Gestion des effets thermiques dans des fibres actives à  
très grande aire modale pour la montée en puissance des  
sources laser à 2 $\mu$ m**

Thèse dirigée par Philippe Roy et Raphaël Jamier

JURY :

Président du jury

M. Vincent Kermene, Directeur de recherche CNRS-HDR, Xlim, Université de  
Limoges

Rapporteurs

M. Eric Freysz, Directeur de recherche CNRS-HDR, LOMA, Université de Bordeaux  
M. Hervé Gilles, Professeur, CIMAP, ENSICAEN

Examineurs

M. Eric Lallier, Ingénieur de recherche, Thales R&T Palaiseau

M. Laurent Lombard, Ingénieur-chercheur, ONERA Palaiseau

M. Raphaël Jamier, Maître de conférences, Xlim, Université de Limoges

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





A ma famille





## Remerciements

---

J'aimerais tout d'abord remercier Monsieur Dominique BAILLARGEAT, directeur d'Xlim, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire afin de réaliser les travaux décrits dans ce manuscrit.

Je remercie sincèrement Monsieur Eric Freysz et Monsieur Hervé Gilles, d'avoir accepté d'être mes rapporteurs et d'avoir pris le temps de lire ce manuscrit. Je remercie également Monsieur Eric Lallier, Monsieur Laurent Lombard, et Monsieur Vincent Kermene, d'avoir examiné ce travail et participé à mon jury.

Je remercie profondément Philippe ROY, directeur de thèse, et Raphaël JAMIER, co-directeur de thèse, pour leur confiance, temps, soutien, et pour nos discussions scientifiques intéressantes et riches.

Merci à Monsieur Guillaume CANAT et Julien Le GOUËT de m'avoir accueilli à l'ONERA pour me permettre de faire des études plus poussées sur mes fibres. De plus, je remercie Monsieur Kay SCHUSTER et son groupe de recherche de m'avoir m'accueilli et accepté ma présence pendant une fabrication des matériaux à Jena.

Merci à l'ensemble de l'équipe HPFL : à Romain DAULIAT et ses conseils judicieux sur la partie numérique, à Aurélien, Rémi, Baptiste, Marie-Alicia, avec qui j'ai été ravi de travailler et de discuter sur pleins de sujets liées à la science et pas que!!!

Merci à l'ensemble de l'équipe Photonique: à Georges, Jean-Louis, Sébastien, Damien, Maryna, Mostafa, Patrick, David, Erwan, Matthieu et Geoffroy pour l'échange des idées et la bonne ambiance de travail.



## Droits d'auteurs

---

Cette création est mise à disposition selon le Contrat :

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

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



## Sommaire

---

Remerciements .....	5
Droits d'auteurs .....	6
Sommaire .....	7
Introduction .....	9
Chapitre I. Les lasers à fibre : généralité et état de l'art .....	14
I.1. Applications des lasers émettant à $2\mu\text{m}$ .....	14
I.1.1. Dans le domaine médical .....	14
I.1.2. LIDAR et détection moléculaire .....	15
I.1.3. Supercontinuum (SC) .....	16
I.1.4. Pompage des cristaux non linéaires .....	17
I.2. Les fibres laser : Principe et limitations .....	18
I.2.1. Les fibres actives à saut d'indice .....	19
I.2.2. Qualité du faisceau .....	21
I.2.3. Les effets non linéaires .....	22
I.2.4. Les fibres à grande aire modale .....	23
I.3. Les fibres microstructurées .....	24
I.3.1. Les fibres à cristaux photoniques (PCF) .....	24
I.3.2. Les fibres à large pitch (LPF) .....	26
I.3.3. Les fibres à filtrage de modes (DMF) .....	28
I.3.4. Autres structures .....	28
I.4. La montée en puissance dans les lasers à fibre .....	29
I.5. Le photonoircissement .....	31
I.6. Les instabilités modales .....	31
I.7. Conclusion .....	32
Chapitre II. Les fibres apériodiques à large pitch .....	34
II.1. Principe théorique .....	34
II.2. Fabrication d'une A-LPF passive .....	39
II.3. Validation expérimentale .....	40
II.4. Conclusion .....	45
Chapitre III. Contenu modal sous l'influence des effets thermiques .....	47
III.1. Les instabilités modales : origine et caractéristiques .....	47
III.2. Limiter les instabilités modales transverses .....	50
III.3. Principe théorique .....	50
III.3.1. L'influence du chargement thermique sur l'indice de réfraction dans une fibre optique .....	51
III.3.2. Variation de l'indice de réfraction dans une fibre optique microstructurée .....	53
III.3.3. Comparaison d'une structure LPF et A-LPF sous chargement thermique .....	56
III.3.4. Optimisation de la structure A-LPF .....	59
III.3.5. Etude suivant la longueur d'onde et les dimensions .....	64
III.4. Pré-compensation des effets thermiques dans une FA-LPF .....	66
III.5. Structuration du cœur : principe et résultats .....	67



III.6. Conclusion .....	74
Chapitre IV. Fabrication de fibres à saut d'indice dopées thulium par la méthode poudre ....	76
IV.1. Spectroscopie des ions thulium .....	76
IV.2. Co-dopage du milieu à gain .....	79
IV.3. Fabrication des fibres actives .....	80
IV.3.1. Méthode MCVD .....	80
IV.3.2. Méthode poudre (REPUSIL) .....	82
IV.3.3. Fabrication d'une TDF par la méthode REPUSIL .....	84
IV.3.4. Première TDF à grande aire modale fabriquée par la méthode REPUSIL .....	85
IV.4. Conclusion.....	93
Chapitre V. Fibre complètement apériodique à large pitch dopée thulium .....	94
V.1. Fabrication d'une FA-LPF dopée thulium.....	94
V.2. Caractérisation de la FA-LPF dopée thulium .....	97
V.3. FA-LPF passive à polarisation unique .....	102
V.4. Conclusion.....	108
Conclusion .....	110
Références bibliographiques .....	112
Annexes .....	125
Annexe 1. FA-LPF-19 dopée ytterbium .....	126
Abréviations .....	128
Table des figures.....	130
Table des tableaux.....	138
CONTRIBUTIONS SCIENTIFIQUES.....	139





## Introduction

---

La première démonstration expérimentale d'un effet laser a été réalisée en 1960 par Maiman en utilisant un cristal de rubis. Après, les lasers à gaz, à base de semi-conducteurs et les lasers à colorants ont été inventés entre les années 1961 et 1966. Les progrès faits sur le développement de ces sources ont permis de diversifier les longueurs d'onde d'émission possibles. Cette richesse spectrale a rendu ces sources très utiles dans de nombreux domaines d'application. Par exemple, une source laser autour de  $2\mu\text{m}$  est très demandée dans le domaine médical, civil et militaire. En ophtalmologie, grâce à la forte absorption de l'eau à la longueur d'onde de  $1940\text{nm}$ , l'utilisation d'un laser à cette longueur d'onde est pertinente pour traiter la cornée et corriger les défauts visuels sans endommager la rétine et les autres parties de l'œil humain. Au contraire, l'atmosphère présente une excellente transmission (Figure 0) entre  $2$  et  $2,05\mu\text{m}$ , donc une source laser à cette longueur d'onde peut être utilisée dans un LIDAR (Light Détection and Ranging) à la fois pour augmenter la portée de ce dernier et pour garantir une certaine sécurité oculaire pour les populations (le seuil de dommage de l'œil étant élevé à cette longueur d'onde). Le LIDAR analyse le faisceau renvoyé par la cible afin de déterminer certaines informations comme la distance d'un obstacle, sa vitesse ou encore sa composition chimique. Pour le moment, des sources lasers autour de  $1,5\mu\text{m}$  sont utilisées pour effectuer cette mission, car leurs performances sont meilleures que celles à  $2\mu\text{m}$ . En outre, les sources à  $2\mu\text{m}$  peuvent aussi être utilisées comme sources de pompage de certains cristaux non linéaires dans le but d'accéder à des longueurs d'onde dans l'infrarouge moyen et lointain. L'accès à ces régions spectrales permet de détecter ou mesurer la concentration de certaines molécules avec une grande précision car la plupart des molécules connues présentent des bandes d'absorption fondamentale dans cette gamme spectrale (Figure 0). Ceci renforce l'intérêt pour une source laser accordable qui couvrirait une très large bande spectrale dans la région  $2,5\text{-}12\mu\text{m}$ .

Une grande partie des applications mentionnées dans le paragraphe précédent demande une source laser puissante (forte puissance crête et/ou forte puissance moyenne) avec une très bonne qualité du faisceau émis afin de maximiser l'efficacité de conversion de fréquence recherchée. En comparaison des autres types de lasers, surtout les lasers solides massifs, les lasers à fibres optiques transversalement monomode présentent traditionnellement une très bonne qualité de faisceau proche de la limite de diffraction et de très bonnes efficacités opto-optiques dues au confinement de la lumière émise sur une longue distance (dizaines de centimètre jusqu'à plusieurs dizaines de mètres). De plus, une fibre optique présente un rapport "surface d'échange avec l'air" sur "volume de matériau actif" élevé qui améliore la dissipation thermique dans ce type de lasers. L'utilisation des fibres optiques comme milieu à gain nous permet d'accéder à des régions spectrales diverses ( $1$ ,  $1,5$ ,  $2$ , et  $2,1\mu\text{m}$ ) suivant la nature des ions de terres rares utilisés (ytterbium ( $\text{Yb}^{3+}$ ), erbium ( $\text{Er}^{3+}$ ), thulium ( $\text{Tm}^{3+}$ ) et holmium ( $\text{Ho}^{3+}$ )) pour doper le cœur de ces fibres. De plus, la nature vitreuse du matériau hôte, le verre de silice, permet d'élargir les bandes spectrales d'absorption et d'émission. La bande spectrale d'émission des fibres en silice dopée thulium s'étale de  $1850$  jusqu'à  $2100\text{nm}$ . En outre, des niveaux de puissances moyennes optiques très élevés peuvent être atteints en utilisant les lasers à fibres en silice (plus de  $10\text{kW}$  avec des fibres dopées  $\text{Yb}^{3+}$  [Fomin10] et  $1\text{kW}$  avec des fibres dopées  $\text{Tm}^{3+}$  [Ehrenreich10]). Enfin, leur compacité, leur faible coût de maintenance, le temps de vie élevé

des ions actifs utilisés, rendent les lasers à fibres très pertinents en vue de leur utilisation dans l'industrie.

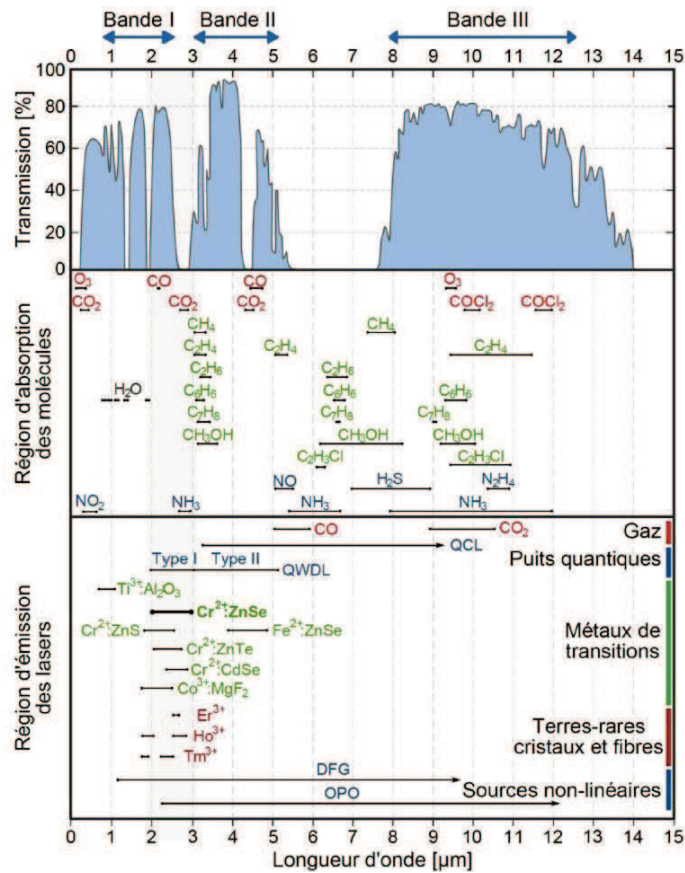


Figure 0 : Bandes de transmission de l'atmosphère, d'absorption de certaines molécules et d'émission de différents types de lasers existants. [Rablau99, Tittel03, Jaeck09]

L'objectif de mon travail de thèse est de développer une nouvelle génération de fibres optiques qui permet de délivrer un faisceau autour de 2μm avec une forte puissance moyenne (et / ou crête), et une excellente qualité modale afin de répondre aux besoins mentionnés antérieurement.

La structure la plus simple d'une fibre optique dopée terres rares est la structure à saut d'indice à simple gaine, où les faisceaux de pompe et de signal sont confinés dans le cœur. L'utilisation de telles fibres limite la puissance de pompe qui peut être injectée dans le cœur actif (puissance limitée des diodes de pompage à forte brillance), donc la montée en puissance à la longueur d'onde souhaitée. Pour dépasser cette limite, les structures de fibres à double gaine ont été proposées [Leproux01]. Dans cette configuration, la puissance de pompage provient d'une diode moins brillante (multimode) mais beaucoup plus puissante. Elle se propage dans une gaine dite "interne" qui prend des formes diverses (en D, double-D, hexagonale, etc... afin de maximiser son absorption) et qui est obtenue en ajoutant un matériau bas indice en périphérie (polymère d'enduction bas indice, "over-cladding" en silice dopée au fluor ou encore gaine d'air) [Leproux01, Wadsworth04]. Grâce à cette modification des structures de fibres et à la modification du schéma de pompage, la montée en puissance des lasers à fibre a été spectaculaire (environ trois ordres de grandeur). Si les évolutions sont multiples, c'est bien la possibilité d'injecter beaucoup plus de puissance de pompage grâce à la forte étendue géométrique de ces gaines internes qui explique cette montée en

puissance. Bien que les diodes de pompe puissantes soient multimodes, les propriétés des fibres elles-mêmes permettent d'obtenir un faisceau émis avec une bonne qualité modale, *i.e.* proche de la limite de diffraction. Dans la structure à saut d'indice, la qualité du faisceau émis est meilleure quand le cœur de la fibre est plus petit. En revanche, quand la densité surfacique de puissance dans le cœur de la fibre, en régime continu ou impulsionnel, dépasse certains niveaux, des effets non linéaires (en particulier l'effet Raman stimulé, l'effet Brillouin stimulé, et l'effet Kerr) apparaissent et dégradent la qualité spectrale ou spatiale du faisceau émis. Le seuil d'apparition de ces effets est proportionnel à l'aire du mode qui se propage dans le cœur et inversement proportionnel à la longueur de la fibre [Agrawal06]. Autrement dit, en augmentant le diamètre du cœur et/ ou en réduisant la longueur de la fibre, le seuil d'apparition de ces effets est repoussé.

Malheureusement, quand la taille du cœur augmente, des modes d'ordre supérieur apparaissent et se retrouvent confinés dans ce même cœur dégradant ainsi la qualité du faisceau émis. Donc la solution pour obtenir des fibres à large aire modale en gardant uniquement l'émission du mode fondamental, est de réduire la différence d'indice entre le cœur et la gaine. Cependant, les méthodes de synthèse de matériaux présentent des limitations technologiques sur la précision du contrôle de l'indice de réfraction. Par exemple, la méthode de fabrication standard MCVD (procédé « modifié » de dépôt par réaction chimique en phase gazeuse), ne permettra pas de maîtriser et de reproduire un contraste d'indice inférieur à  $5 \times 10^{-4}$  (dans le cas d'une fibre dopée ytterbium par voie liquide). La valeur maximale du diamètre du cœur est par conséquent limitée en fonction de la longueur d'onde de travail. Par exemple, le diamètre du plus grand cœur dopé thulium émettant à  $2 \mu\text{m}$  fabriqué par MCVD, disponible commercialement et qui garantit une bonne qualité du faisceau est de  $25 \mu\text{m}$ .

Afin d'avoir une très faible différence d'indice entre la gaine et le cœur, une nouvelle génération de fibres (fibres microstructurées à cristal photonique) a été inventée. Pour ces dernières, le cœur homogène est entouré d'une gaine hétérogène composée de silice et d'inclusions de micro-canaux d'air. La différence d'indice est contrôlée en changeant la taille et le nombre des trous d'air localisés dans la gaine. En utilisant cette approche, une fibre à cristal photonique dopée thulium de  $80 \mu\text{m}$  de diamètre de cœur a été fabriquée [Gaida12]. La qualité du faisceau laser émis est assurée par le contrôle fin des diamètres de trous de la gaine interne alors que le contrôle de l'ouverture numérique de la gaine de pompage est opéré en disposant de très gros trous d'air faisant office de gaine externe. Pour obtenir des valeurs très faibles d'ouverture numérique, une nouvelle modification des structures de gaine interne est nécessaire car le contrôle des dimensions des trous d'air composant la gaine interne à une échelle sub-micrométrique devient délicat. Cette structure, appelée fibre à "large pitch" (LPF), représente l'état de l'art des fibres à très large aire modale avec quelques publications relatant l'utilisation de fibres à cœur dopé ytterbium de  $135 \mu\text{m}$  [Limpert12] et à cœur dopé thulium de  $80 \mu\text{m}$  [Jansen12]. La gaine de ces fibres est formée de silice pure avec deux couronnes de trous d'air disposés suivant un motif hexagonal. Dans ces fibres, l'émission monomode est assurée par la délocalisation des modes d'ordre supérieur vers l'extérieur du cœur, à travers les ponts en silice situés entre les gros trous d'air, durant leur propagation. En outre, pour avoir une très bonne délocalisation des modes d'ordre supérieur, un accord parfait d'indice entre le matériau constituant le fond de la gaine interne (souvent fait de silice pure) et celui constituant le cœur dopé (fait d'un assemblage submicronique de silice dopée aux ions de terres rares et de silice dopée au fluor) doit être assuré. En effet, une légère différence d'indice peut conduire soit à une propagation multimode (en présence

d'un excès d'indice dans le cœur) soit à un effondrement du confinement du mode fondamental (en présence d'une dépression d'indice dans le cœur). Avec ces fibres, les progrès réalisés en termes de dimension de cœur sont tels que la montée en puissance moyenne/crête se heurte désormais à un nouveau phénomène limitant observé depuis 2011 [Eidam11], et connu sous le nom d'instabilités modales transverses (IMT). Pendant la montée en puissance du laser, et quand la puissance de pompe et/ou de signal dépasse une valeur seuil bien définie, un transfert d'énergie entre le mode fondamental et un ou plusieurs modes d'ordre supérieur se met en place et dégrade sévèrement la qualité du faisceau émis. Ce dernier est dû au reconfinement des modes d'ordre supérieur dans le cœur de la fibre à cause de la variation transversale et longitudinale de l'indice de réfraction de la structure (cœur et gaine interne) due au chargement thermique généré dans la fibre notamment par les défauts quantiques des ions de terres rares et le photonoircissement.

Le but de mon travail de thèse est de proposer et de fabriquer une structure optimisée d'une LPF qui permet d'avoir une délocalisation des modes d'ordre supérieur plus importante que dans une LPF standard, y compris en présence d'un chargement thermique conséquent. Cette meilleure délocalisation doit augmenter le seuil de transfert d'énergie entre les modes et par conséquent le seuil d'apparition des IMT. De plus, comme le chargement thermique provient principalement des défauts quantiques des ions de terres rares utilisés, un travail a été mené aussi sur l'optimisation de la composition chimique du matériau de cœur afin d'obtenir une bonne efficacité laser et un faible défaut quantique (dans le but de minimiser le chargement thermique).

Dans ce manuscrit le premier chapitre viendra présenter les différents domaines d'applications d'une source laser émettant à  $2\mu\text{m}$ . Les lasers à fibres à saut d'indice sont présentés avec leurs avantages et limitations et l'état de l'art des fibres microstructurées utilisées pour accéder à des niveaux élevés de puissance crête est présenté. Un focus sera fait sur certains problèmes rencontrés avec ces fibres, en particulier les IMT.

Le principe théorique d'apériodicité (rupture de la symétrie de la gaine microstructurée) proposé par notre équipe de recherche afin de repousser le seuil d'apparition des IMT est discuté dans le deuxième chapitre. Dans le même chapitre, la validation expérimentale de cette approche est montrée dans une structure apériodique passive.

Comme dans une fibre active, c'est-à-dire ayant un cœur dopé avec des ions de terres rares, le chargement thermique va modifier le contenu modal du cœur, la structure proposée dans le chapitre 2 est optimisée numériquement dans le troisième chapitre, en tenant compte de cet effet d'échauffement, en proposant la structure complètement apériodique.

Ensuite, différentes fibres à saut d'indice fabriquées par la méthode REPUSIL sont discutées dans le chapitre 4 afin de trouver la meilleure composition du cœur en termes d'efficacité et simplicité de fabrication.

Le travail mené sur la fabrication du matériau de cœur a alors conduit à la fabrication d'une fibre complètement apériodique dopée thulium qui va être présentée dans le cinquième chapitre. A la fin de ce dernier chapitre, une optimisation de la structure apériodique est faite afin d'obtenir un faisceau polarisé en proposant une structure complètement apériodique passive à polarisation unique.



## Chapitre I. Les lasers à fibre : généralité et état de l'art

---

### I.1. Applications des lasers émettant à 2 $\mu$ m

Avoir une source laser émettant à une longueur d'onde autour de 2 $\mu$ m est très séduisant pour plusieurs domaines d'applications décrits par la suite. Un des moyens pour obtenir une émission laser autour de cette longueur d'onde est l'utilisation de fibres en silice dopées thulium. La bande d'émission de ces fibres s'étale de 1800 jusqu'à 2100nm. De plus, ces fibres peuvent être utilisées comme source de pompage pour accéder à d'autres longueurs d'onde soit par la génération de supercontinuum, soit en utilisant des cristaux non linéaires. Les différentes applications possibles de ces lasers, surtout dans les domaines du médical, de la détection par LIDAR ou de la défense, sont expliquées dans les prochains paragraphes. Il est à noter que la spectroscopie de ces ions sera détaillée dans le quatrième chapitre dédié à la démonstration d'une fibre à grande aire modale dopée thulium fabriquée par la méthode poudre.

#### I.1.1. Dans le domaine médical

Les lasers impulsionnels qui ont une très bonne qualité de faisceau sont utilisés en médecine, notamment en chirurgie dans le but de réduire l'échauffement autour de la zone de travail et d'éviter l'endommagement des tissus sains. Les tissus humains contiennent une grande quantité d'eau, donc en tenant compte de la forte absorption de l'eau à certaines longueurs d'onde notamment dans le proche et le moyen infrarouge, la profondeur de pénétration dans ces tissus peut être contrôlée en gérant la longueur d'onde d'émission de la source laser. Il est à titre d'exemple possible de corriger les défauts de vision de l'œil humain (myopie, hypermétropie, astigmatisme) en traitant la cornée de l'œil. En outre, ce traitement nécessite la découpe de la cornée. Cette découpe peut être faite en utilisant un laser émettant à une longueur d'onde où l'absorption permet d'obtenir la bonne profondeur de pénétration. En regardant le spectre d'absorption de la cornée illustré dans la figure 1 [Renard12], deux forts pics d'absorption peuvent être remarqués, le premier est à 1450nm et le deuxième est à 1940nm. Une fibre dopée erbium qui émet à 1600nm a été proposée dans [Morin10] pour ce genre d'application, par contre cette fibre a une faible efficacité et elle demande l'utilisation d'une longueur importante ce qui favorise l'apparition des effets non linéaires lorsque la puissance crête générée augmente. L'utilisation de fibres dopées thulium peut nous affranchir de cette limite, en émettant un rayonnement laser autour de 1900nm. Avoir une source laser accordable autour de la longueur d'onde d'absorption de l'eau est un avantage pour réussir à contrôler la profondeur de pénétration dans la cornée.

De plus, la bande spectrale autour de 2000nm est appelée zone "eye-safe" ou zone de sécurité oculaire, car la présence de l'eau et la forte absorption des rayonnements situés dans cette plage spectrale par la cornée, protègent les autres parties plus sensibles de l'œil, et surtout la rétine.

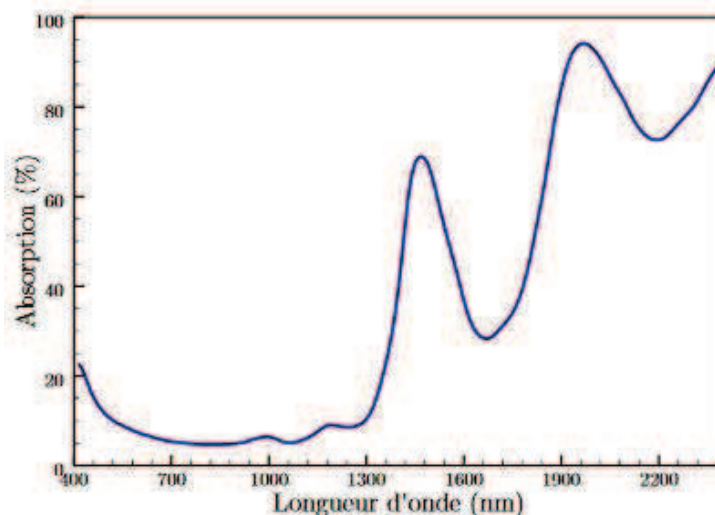


Figure 1 : Représentation graphique de la dépendance spectrale de l'absorption d'une cornée [Morin10, Plamann10]

### I.1.2. LIDAR et détection moléculaire

Le LIDAR (Light Detection and Ranging) est un système de détection qui ressemble au radar mais avec une longueur d'onde d'opération dans le domaine optique et non dans le domaine microonde ou radio.

Un LIDAR analyse le faisceau renvoyé par la cible afin de déterminer certaines informations comme sa distance, sa vitesse ou sa composition chimique suivant le cas étudié. La transmission dans l'atmosphère est représentée dans la figure 0. Plusieurs fenêtres avec une transmission importante (supérieure à 75%) peuvent être distinguées, mais comme certaines applications demandent l'utilisation de sources à sécurité oculaire, les lasers émettant des longueurs d'onde autour de  $2\mu\text{m}$  représenteront dans le futur de très bons candidats pour être la longueur d'onde d'opération des sources utilisées dans un LIDAR.

Ce système de détection moderne peut être utilisé pour mesurer la vitesse du vent et ainsi pour détecter les tourbillons de sillage [Dolfi-Bouteyre08, Dolfi-Bouteyre09]. Afin de faire une mesure précise, un laser avec une très bonne qualité de faisceau et une largeur spectrale très fine doit être employé. Les rayonnements rétrodiffusés par les particules qui existent dans l'air sont traités et analysés par le LIDAR en tenant compte de l'effet Doppler pour mesurer la vitesse du vent. Pour atteindre ce but, le faisceau laser doit être monofréquence ( $\Delta\nu \sim \text{MHz}$ ) [Lucas14]. Koch *et al.* ont montré dans [Koch07] une mesure de la vitesse du vent en altitude en utilisant une source laser solide à  $2053,5\text{nm}$  avec une énergie proche de  $100\text{mJ}$ . Pour les lasers à haute cadence, en 2014, Renard *et al.* ont réussi à réaliser une mesure de la vitesse du vent sur une distance de  $10\text{km}$  en utilisant une source laser toute fibrée à  $1,5\mu\text{m}$  avec une énergie de  $370\mu\text{J}$  [Renard14]. Autour de  $2\mu\text{m}$ , Fang *et al.* ont montré un système fibré à  $1918\text{nm}$  avec une énergie plus importante de  $0,5\text{mJ}$  et une durée d'impulsion de  $15\text{ns}$  [Fang12], ce qui rend les fibres dopées thulium très pertinentes pour être utilisées dans un LIDAR. De plus, comme la portée des LIDARs est proportionnelle à l'énergie, la montée en énergie/puissance dans les systèmes lasers basés sur des fibres dopées thulium devient très intéressante.

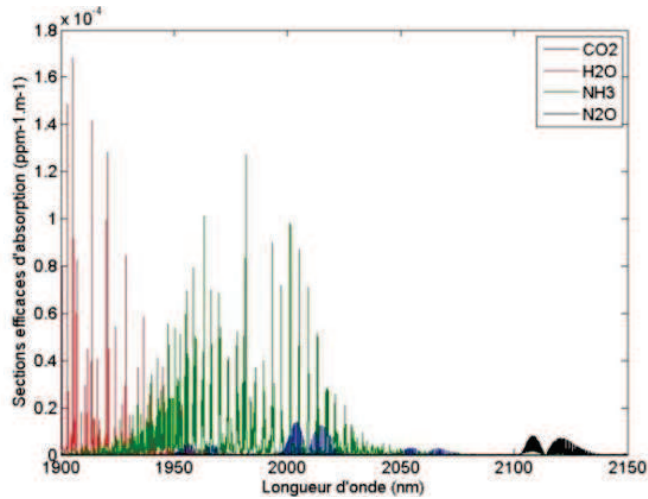


Figure 2 : Spectres d'absorption de certains gaz, d'après la base de données HITRAN<sup>1</sup> [Rothman09]

Les données d'absorptions moléculaires de certaines espèces chimiques illustrées dans la figure 2 montrent que le dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>), l'eau (H<sub>2</sub>O), l'ammoniac (NH<sub>3</sub>) et le peroxyde d'azote (N<sub>2</sub>O) absorbent à des longueurs d'onde entre 1900 et 2150nm. Donc avoir une source laser accordable autour de 2µm peut être utilisé pour évaluer la présence et la concentration de ces molécules dans l'air. Ce genre de mesure n'a pas besoin d'une source monofréquence mais par contre une source puissante est nécessaire pour avoir un bon rapport signal sur bruit durant la mesure. En revanche, si la détection est faite à courte distance ou dans un endroit fermé (mines, installations pétrolières), avoir une source très énergétique n'est pas indispensable.

### I.1.3. Supercontinuum (SC)

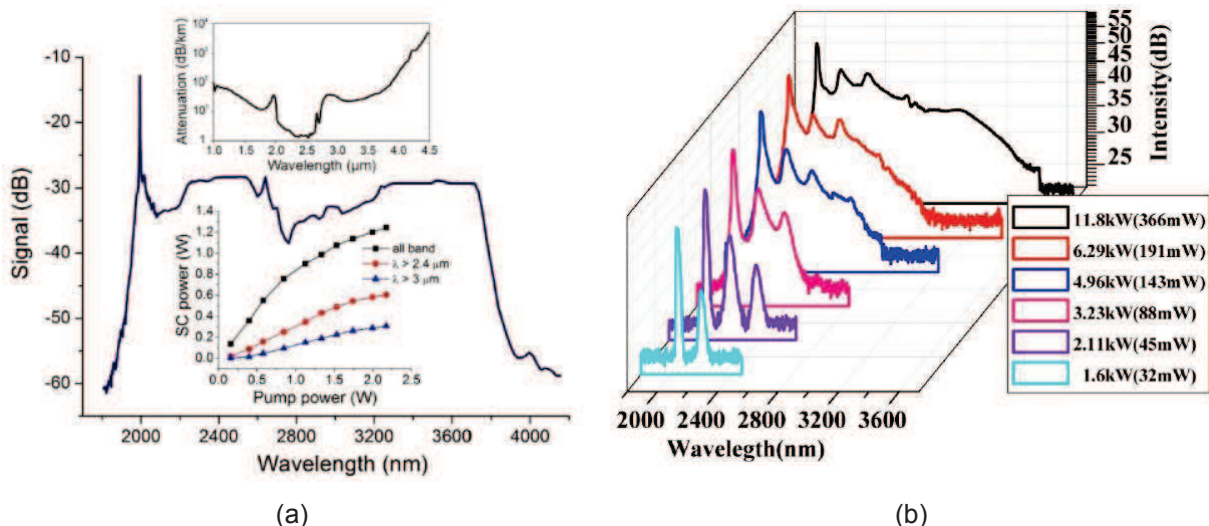


Figure 3: (a) SC généré dans une fibre fluorée. En insertion, en haut la courbe d'atténuation de cette fibre, et en bas l'évolution de la puissance mesurée dans certaines plages spectrales en sortie de la fibre en fonction de la puissance de pompe injectée [Swiderski14]. (b) variation des spectres (et de la puissance) de SC générés dans une fibre chalcogénure en fonction de la puissance injectée [Yao16].

<sup>1</sup> HITRAN: High-resolution TRANsmision molecular absorption database



La création d'une source laser à très large spectre (quelques  $\mu\text{m}$ ) peut être faite par la génération d'un supercontinuum dans une fibre optique. La génération de ce dernier exige une forte densité surfacique de puissance dans la fibre où la lumière se propage. Pour avoir une densité de puissance importante, une combinaison entre une forte puissance crête et une fibre assez longue avec une aire de champ modal assez faible doit être assurée.

L'élargissement spectral est généré par une cascade d'effets non linéaires qui apparaissent dans le cœur de la fibre. Parmi ces effets, on peut citer l'auto-modulation de phase (SPM), la diffusion Raman stimulée (SRS). En outre, au-delà de  $2\mu\text{m}$ , la silice devient opaque du fait de la forte absorption du matériau. D'où l'importance d'utiliser des matériaux autres que la silice pour avoir en même temps un spectre large et intense. Dans cet objectif, plusieurs matériaux ont été proposés, fabriqués et testés pour avoir des pertes acceptables dans cette bande spectrale. Parmi ces matériaux innovants on peut citer les verres fluorés (ZBLAN), de chalcogénures, de tellures... La génération de supercontinuum nécessite la plupart du temps que la longueur d'onde de pompe ( $2\mu\text{m}$  dans notre cas) soit proche et légèrement plus élevée que la longueur d'onde correspondant au zéro de dispersion ( $\text{ZDW}^2$ ) de la fibre (régime anormal). De plus, comme chaque matériau a une dispersion bien définie, des fibres microstructurées (arrangement dans la gaine optique de matériaux ayant des indices de réfraction différents) peuvent être de bons candidats pour bien contrôler et modifier cette dispersion.

Au niveau expérimental, une fibre fluorée a été utilisée pour générer un spectre qui couvre la plage spectrale allant de 1800 jusqu'à 4100nm (figure 3.a). Cette fibre a une longueur de 20m avec un zéro dispersion à  $1,54\mu\text{m}$  [Swiderski14]. De plus, dans la figure 3.a, un faible niveau des pertes linéiques est atteint dans cette fibre dans le proche infrarouge. Une puissance de SC de 1,25W est montrée pour une puissance injectée de 2,2W. Récemment, une génération de SC a été publiée dans [Yao16] en utilisant une fibre chalcogénure avec une longueur d'onde maximale générée de 3600nm et une puissance de 366mW (cf. figure 3.b). Dans les deux cas mentionnés précédemment, la longueur d'onde de pompe de ces fibres était autour de  $2\mu\text{m}$ , une longueur d'onde générée par une fibre dopée thulium.

#### 1.1.4. Pompage des cristaux non linéaires

Les cristaux non linéaires permettent de convertir la fréquence d'un faisceau laser incident ( $\omega_p$ ) en une autre fréquence ( $\omega_s$ ). Plusieurs phénomènes interviennent dans la conversion de la longueur d'onde. Parmi ces phénomènes on peut trouver la génération de seconde harmonique, la somme de fréquences, la différence de fréquences. Tous ces phénomènes sont dus à la réponse de susceptibilité de second ordre ( $\chi^2$ ). La génération de rayonnements lasers dans le visible (les pointeurs vert et bleu que l'on trouve sur le marché), dans le domaine THz [Zhao10] ou plus spécifiquement dans l'infrarouge moyen et lointain est possible en utilisant ce type de cristaux. L'accès à ces dernières bandes spectrales peut être réalisé en pompant un oscillateur paramétrique optique (OPO) à une longueur d'onde autour de  $2\mu\text{m}$ . Le cristal non linéaire va convertir la longueur d'onde de pompe  $\lambda_p$  en émettant d'autres longueurs d'onde plus importante  $\lambda_s$  et  $\lambda_c$  (signal et complémentaire), ainsi une partie de la pompe résiduelle va être aussi émise.

---

<sup>2</sup>ZDW: Zero Dispersion Wavelength, c'est la valeur de longueur d'onde où les dispersions du matériau et de guide s'annulent mutuellement

Les plages spectrales situées dans le moyen et le lointain infrarouge possèdent deux zones avec une forte transmission atmosphérique. Ces zones sont notées bandes II et III dans la figure 0. L'importance d'avoir une source laser accordable et assez puissante dans ces bandes est soulignée par la présence de nombreux pics d'absorption de certaines molécules, d'où la possibilité de les détecter ou de mesurer leur concentration dans l'atmosphère. L'avantage de la bande III est que contrairement à la bande II, certaines espèces chimiques comme  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$  et  $\text{C}_2\text{H}_6$  ont des signatures spectrales différentes (alors que ces molécules ont des longueurs d'onde d'absorptions très proches dans la bande II), ce qui nous permet de les différencier. Ils existent plusieurs types de lasers qui permettent d'accéder aux bandes II ou III, comme le laser  $\text{CO}_2$ , et les métaux de transitions (cf. figure 0). Par contre ces lasers souffrent de problèmes comme le problème thermique. Pour ces raisons, les OPOs semblent les sources lasers les plus appropriées en terme de puissance et qualité de faisceau pour accéder aux bandes II et III.

Plusieurs résultats expérimentaux ont été obtenus en utilisant un cristal non linéaire dans une configuration OPO pompé par un laser à fibre dopée thulium. Gebhardt *et al.* ont montré une source accordable entre 3,3 et 4,8 $\mu\text{m}$  avec une puissance crête autour de 14kW, en utilisant un cristal à base de zinc, de germanium et de phosphate (ZGP) pompé à 1920nm et avec une durée d'impulsion de 8ns [Gebhardt13]. Après, en 2015, le même type de cristal a été utilisé par Kieleck *et al.* pour générer un laser entre 3 et 5 $\mu\text{m}$ , avec une puissance moyenne de 6,5W et une durée d'impulsion de 45ns à un taux de répétition de 40kHz [Kieleck15]. Encore une fois, le laser de pompe dans ce cas était une fibre dopée thulium émettant autour de 2 $\mu\text{m}$ .

Pour aller encore plus loin et avoir une source qui peut couvrir les deux bandes spectrales II et III, le cristal GaAs peut être un très bon candidat pour jouer ce rôle. Une émission entre 10,3 et 10,8 $\mu\text{m}$  a été obtenue, en changeant la température du cristal, par Clément *et al.* en 2015 avec une énergie de 2 $\mu\text{J}$  [Clément15]. Ce cristal a été pompé par un micro-laser monofréquence Tm :YAP [Grisard14] avec une énergie de 118 $\mu\text{J}$ . Cette source a été utilisée pour la détection de gaz. De plus, une large bande spectrale (2,6 jusqu'à 6,1 $\mu\text{m}$ ) a été couverte en utilisant un cristal GaAs pompé par un laser fibré thulium dans le domaine femtoseconde [Leindecker12]. Regardant tous ces exemples, il y a une très grande importance de développer une source laser fibrée à 2 $\mu\text{m}$  puissante, avec un bon niveau énergétique et une bonne qualité du faisceau.

## I.2. Les fibres laser : Principe et limitations

L'objectif du travail mené dans cette thèse est de développer des fibres optiques permettant de concevoir des sources lasers, à 2 $\mu\text{m}$ , qui permettent de délivrer un rayonnement de forte puissance moyenne et/ou crête avec une bonne qualité de faisceau afin de répondre aux besoins mentionnés dans le paragraphe précédent. Dans cette partie, le principe de base des fibres optiques dopées avec des ions de terres rares est présenté. La montée en puissance dans ces fibres est limitée par l'apparition des effets non linéaires. Pour dépasser cette limite, des fibres à large aire modale, à saut d'indice ou microstructurées, sont proposées. Ensuite, le phénomène des instabilités modales transverses qui dégrade sévèrement la qualité du faisceau émis est expliqué.

### I.2.1. Les fibres actives à saut d'indice

La structure la plus simple d'une fibre optique est formée d'un cœur, d'une gaine et d'un revêtement polymère de protection. L'indice de réfraction du cœur est plus grand que celui de la gaine qui l'entoure afin d'assurer le confinement de la puissance lumineuse guidée majoritairement dans le cœur. L'indice de réfraction du polymère de protection présente un indice plus élevé que celui de la gaine optique afin de vider la gaine de tout rayonnement parasite non confiné dans le cœur. La propagation de la lumière dans ce genre de fibres est basée sur le mécanisme de réflexion interne totale (TIR) dû à la différence d'indice entre le cœur et la gaine.

Les fibres optiques utilisées pour la conception de sources laser sont dopées avec des ions actifs qui sont des ions de terres rares (TR) [Poole86]. Dans la plupart des cas, le cœur est également co-dopé avec des ions passifs (fluor, aluminium ( $\text{Al}^{3+}$ ), bore, germanium, etc...) afin d'une part d'empêcher l'agrégation des ions actifs entre eux et d'autre part de contrôler son indice de réfraction. Les ions actifs absorbent et émettent dans une bande de longueurs d'onde bien définie. Alors, suivant l'application envisagée, le cœur de la fibre, qui joue le rôle de milieu à gain, va être dopé par un ou plusieurs types d'ions de terres rares. Les terres rares (les lanthanides) sont constituées par des ions qui ont des numéros atomiques (Z) allant de 57 pour le lanthane (La) jusqu'à 71 pour le lutécium (Lu). Ces atomes sont en état plus stable en forme ionisée (lanthanide)<sup>3+</sup>. Dans la silice, chaque niveau énergétique se décompose en sous-niveaux Stark sous l'effet du champ cristallin local du matériau hôte qui lève partiellement la dégénérescence de ces niveaux énergétiques [Faure05]. De plus, chaque ion dans le milieu à gain possède ses propres sous-niveaux d'énergie. Enfin, comme chaque site d'accueil présente des caractéristiques différentes, le champ cristallin est différent d'un site à l'autre et il résulte une dispersion des effets appelée élargissement inhomogène. A l'échelle macroscopique, la combinaison de ces effets crée alors des bandes d'absorption/émission très larges (plusieurs dizaines de nm) qui permettent la réalisation de sources lasers accordables. La perte des trois électrons dans une matrice en silice se traduit par une combinaison de deux ions Lanthanides<sup>3+</sup> ( $\text{Ln}^{3+}$ ) avec trois ions d'oxygènes ( $\text{O}^{2-}$ ) en formant une molécule  $\text{Ln}_2\text{O}_3$ . Dans le tableau 1, les ions de terres rares les plus utilisés dans les lasers à fibre sont listés avec leurs principales longueurs d'onde d'absorption et d'émission.

La faible ouverture numérique du cœur d'une fibre active monomode à simple gaine limite la puissance de pompe qui peut être injectée dans la fibre, donc la puissance émise. Alors, pour résoudre ce problème, le pompage par une source puissante mais moins brillante (multimodale) a été proposé. La structure de la fibre optique doit alors être modifiée en créant une double gaine. La gaine optique est alors entourée par un matériau avec un indice de réfraction plus faible, qui permet de confiner la pompe (cf. figure 4).

Ce matériau, appelé gaine externe ou seconde gaine, peut être un polymère à bas indice, un revêtement à base de téflon ou encore un anneau d'air (c'est-à-dire constitué d'un arrangement de trous d'air séparés les uns des autres par des ponts en silice extrêmement fins, comme le montre la figure 5). Une telle structure assure une grande ouverture numérique (ON), entre 0,4 et 0,8 [Wadsworth03, Wadsworth04], qui permet de coupler efficacement une grande partie du rayonnement de pompe dans la fibre.

Afin d'améliorer l'absorption du rayonnement de pompe par les ions de terres rares localisés à l'intérieur du cœur, l'interface entre la gaine interne et la gaine externe a pris plusieurs formes comme la forme hexagonale, en D, en double-D et autres [Leproux01].

Tableau 1 : Les longueurs d'onde d'émission et d'absorption, les plus utilisées, des principaux ions de terres rares utilisés dans les lasers à fibre (matrice de silice) [Jackson12].

Ion	Niveaux énergétiques d'absorption	Longueurs d'onde d'absorption (pompe)	Niveaux énergétiques d'émission	Longueurs d'onde d'émission (signal)
Ytterbium ( $Yb^{3+}$ )	$^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$	$\lambda_p \sim 976nm$	$^2F_{5/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$	$\lambda_s \sim 1030nm$ $\lambda_s \sim 1064nm$
Erbium ( $Er^{3+}$ )	$^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$	$\lambda_p \sim 1450nm$ $\lambda_p \sim 980nm$	$^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	$\lambda_s \sim 1510-1650nm$
Thulium ( $Tm^{3+}$ )	$^3H_6 \rightarrow ^3F_4$ $^3H_6 \rightarrow ^3H_4$	$\lambda_p \sim 1650nm$ $\lambda_p \sim 790nm$	$^3F_4 \rightarrow ^3H_6$	$\lambda_s \sim 1850-2100nm$
Holmium ( $Ho^{3+}$ )	$^5I_8 \rightarrow ^5I_6$ $^5I_8 \rightarrow ^5I_7$	$\lambda_p \sim 1150nm$ $\lambda_p \sim 1950nm$	$^5I_7 \rightarrow ^5I_8$	$\lambda_s \sim 2100nm$

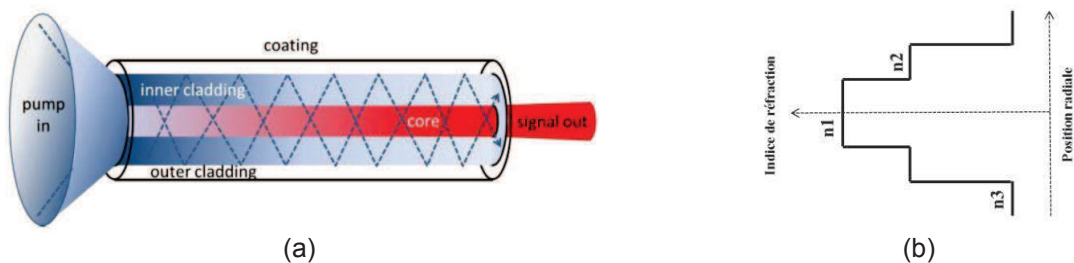


Figure 4 : (a) Figure représentative d'un laser à fibre à double gaine [Zervas14], et (b) le profil d'indice de réfraction qui correspond à cette fibre.

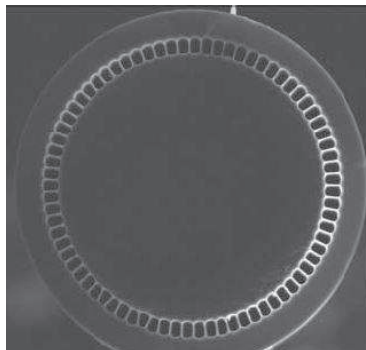


Figure 5 : Image microscopique d'une fibre en silice avec une gaine d'air. Issue de [Wadsworth03].



## I.2.2. Qualité du faisceau

La lumière se propage dans un guide diélectrique cylindrique sous forme de modes TE, TM et HE. Dans une fibre optique, ces modes se combinent en modes linéairement polarisés ( $LP_{ml}$ ) (cf. figure 6) étant donné le faible contraste d'indice entre le cœur et la gaine ( $\Delta n = n_1 - n_2$ , avec  $n_1$  l'indice du cœur et  $n_2$  l'indice de la gaine). Une fibre optique est dite monomode si le cœur ne permet que la propagation du seul mode fondamental ( $LP_{01}$  ou FM), dont la distribution d'intensité du champ électrique est décrite par la fonction de Bessel d'ordre zéro (proche d'une gaussienne en première approximation) et qui possède l'indice effectif le plus élevé. Dans une fibre monomode, la valeur de la fréquence spatiale normalisée  $V$ , définie dans l'équation 1.1, doit être inférieure à 2,405.

$$V = \frac{2\pi \times a \times ON}{\lambda} \quad (1.1)$$

Avec  $a$  le rayon du cœur,  $\lambda$  est la longueur d'onde de travail, et  $ON$  l'ouverture numérique du cœur définie comme suit :

$$ON = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.2)$$

Où  $n_1$ ,  $n_2$  sont les indices de réfraction du cœur et de la gaine respectivement.



Figure 6 : Les quatre premiers modes calculés qui se propagent dans une fibre optique à saut d'indice avec un cœur de  $50\mu\text{m}$  et une différence d'indice entre le cœur et la gaine de  $2 \times 10^{-3}$ . La longueur d'onde de travail est de  $2\mu\text{m}$ .

D'après l'équation 1.1, il y a deux solutions pour diminuer la valeur de  $V$ , c'est à dire contraindre la propagation d'un mode unique à une longueur d'onde de travail bien définie. La première consiste à diminuer la taille du cœur, et la deuxième à réduire son ouverture numérique, c'est-à-dire réduire  $\Delta n$ . La réduction de la taille du cœur va diminuer l'aire effective du mode, favorisant l'apparition des effets non linéaires (cf. paragraphe I.2.3). Si l'on recherche à diminuer la valeur de  $\Delta n$  et que cette dernière devient très faible, la propagation du mode fondamental dans le cœur de la fibre devient très sensible à la moindre courbure qui peut conduire à une diminution de l'efficacité laser. De plus, la diminution du contraste d'indice se heurte à une limite posée par des problèmes liés à la maîtrise des indices de réfraction lors de la synthèse des matériaux. Cependant, pour des contrastes d'indice classique (de l'ordre de  $10^{-3}$ ), courber la fibre afin d'appliquer des pertes plus élevées sur les modes d'ordre supérieur que sur le mode fondamental, rendant possible l'émission d'un faisceau en limite de diffraction [Koplow00].

Plusieurs méthodes expérimentales existent pour qualifier la qualité d'un faisceau ou le caractère monomode/multimode d'une fibre optique. La méthode la plus connue est la mesure du paramètre  $M^2$ . Elle est basée sur la mesure de la divergence du faisceau émis et permet de qualifier le faisceau lui-même, pas la fibre optique. Une valeur mesurée proche de 1 indiquera que le faisceau se rapproche d'un faisceau gaussien. D'autres méthodes mesurent les interférences entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur éventuellement présents dans le cœur ( $S^2$  [Nicholson08] et  $C^2$  [Schimpf11]) et estiment la puissance portée par chaque mode à la sortie de la fibre.



### I.2.3. Les effets non linéaires

La connaissance théorique des effets non linéaires et leur observation dans d'autres disciplines que la photonique remonte à plus d'un siècle. En photonique, ils ont été très étudiés en détail, voir exploités, dès lors que des faisceaux intenses ont pu être générés, c'est à dire conjointement à l'invention du laser. Dans les fibres optiques à petits cœurs, le confinement du champ sur une très grande longueur permet d'observer ces effets même avec des seuils de puissance extrêmement faible de quelques centaines de mW moyens [Agrawal06]. Ces effets dégradent la qualité du faisceau émis et constitue le principal obstacle à la montée en puissance des sources laser à fibre optique. Nous citerons l'effet Raman, l'effet Brillouin et l'effet Kerr à l'origine de plusieurs phénomènes comme l'automodulation de phase et le mélange à quatre ondes.

Dans ce paragraphe très succinct, nous ne décrivons ni leur origine physique ni l'ensemble des applications qui peuvent en découler, il s'agira simplement de rappeler brièvement les principales formules théoriques afin d'entrevoir quelle action mener sur la structure de la fibre optique pour repousser au maximum leur apparition.

L'effet Raman stimulé dont le seuil d'apparition peut être calculé en utilisation la formule suivante [Agrawal06]:

$$P_R = \frac{16 \times A_{eff}}{G_R \times L_{eff}} \quad (1.3)$$

Avec  $A_{eff}$  l'aire effective du mode (MFA) qui se propage dans le cœur de la fibre,  $G_R$  le gain Raman, et  $L_{eff}$  la longueur effective de la fibre.

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (1.4)$$

Avec  $\alpha$  l'atténuation de la fibre optique.

L'effet Brillouin stimulé est calculé en utilisant la formule similaire :

$$P_B = \frac{21 \times A_{eff}}{G_B(\Delta\nu) \times L_{eff}} \quad (1.5)$$

$G_B$  est le gain Brillouin et  $\Delta\nu$  est la largeur spectrale du signal lumineux. Dans une fibre optique à petit cœur, l'effet Brillouin est généralement le facteur le plus limitant lorsque l'on génère un rayonnement avec un spectre étroit. Par contre quand la largeur spectrale augmente, c'est l'effet Raman qui devient le facteur le plus limitant.

D'autres effets non linéaires basés sur l'effet Kerr optique, comme l'auto-modulation de phase (SPM) et le mélange à quatre ondes (FWM), peuvent apparaître.

D'une manière générale et quel que soit l'effet non linéaire considéré, le seuil est proportionnel à l'aire du champ du mode guidé et inversement proportionnel à la longueur d'interaction avec la fibre. Les fibres optiques classiques à saut d'indice confinent en général les champs électromagnétiques dans des cœurs de petite section (2-25 $\mu$ m) et les longueurs de fibres utilisées dans les amplificateurs et les sources laser vont de quelques mètres à quelques dizaines de mètres. Par nature donc, elles sont un milieu privilégié pour l'observation de ces effets, en particulier lorsque la propagation d'impulsions courtes est considérée. Les fibres optiques présentant par ailleurs un excellent rapport volume actif-surface extérieur qui en fait de très bons candidats pour les applications à forte puissance moyenne du fait de bonnes capacités de refroidissement thermique. Comme nous allons le

voir par la suite, la montée en puissance moyenne/crête des sources laser à fibre optique s'accompagne donc logiquement de fortes évolutions de leurs structures dans le but d'augmenter toujours plus le diamètre de leur cœur et de réduire leur longueur afin de repousser toujours plus le seuil d'apparition des effets non linéaires.

#### 1.2.4. Les fibres à grande aire modale

Dans la partie précédente, nous avons vu comment le seuil d'apparition des effets non linéaires peut être repoussé en augmentant la dimension transverse du cœur. D'après l'équation 1.1, en augmentant le diamètre du cœur on augmente aussi la valeur de  $V$  et le guide d'onde devient alors multimode. Donc pour garder le caractère monomode de la fibre il faut simultanément diminuer son ouverture numérique et ainsi réduire le contraste d'indice entre le cœur et la gaine durant la fabrication. En général, la méthode la plus utilisée pour fabriquer les fibres optiques actives (c'est-à-dire avec un cœur dopé avec des ions de terres rares) est le dopage par voie liquide en association avec le procédé MCVD (pour Modified Chemical Vapor Deposition). Cette méthode a permis la fabrication d'une fibre dopée  $\text{Yb}^{3+}$  avec un cœur de  $35\mu\text{m}$  ayant une très bonne qualité de faisceau ( $M^2 < 1,1$ ), grâce à la très faible ON obtenue ( $\text{ON} \sim 0,038$ ), ce qui est équivalent à  $\Delta n \sim 5 \times 10^{-4}$  [Jain15]. De plus, dans un travail très récent, Xu *et al.* ont obtenu l'émission d'un faisceau proche de la limite de diffraction en sortie d'une fibre dont le cœur dopé  $\text{Yb}^{3+}$ , fabriqué par la méthode sol-gel, est caractérisé par un diamètre de  $50\mu\text{m}$  et une ON de 0,02. Cependant cette fibre a donné une faible efficacité laser ( $\eta \sim 41,6\%$ ) à cause des pertes de fond très élevées [Xu16]. Dans les deux cas, l'application d'une courbure sur la fibre est indispensable pour assurer la propagation du seul mode fondamental, mais malheureusement, l'efficacité laser atteinte par ces fibres devient de moins en moins importante quand le diamètre de courbure diminue.

Concernant les fibres dopées thulium, la majorité sont fabriquées via un dopage par voie liquide en association avec le procédé MCVD. Aujourd'hui on trouve des fibres commerciales (par exemple, vendues par Nufern) dopées thulium à large cœur ( $D_c \sim 25\mu\text{m}$ ), avec une ouverture numérique inférieure à 0,09. De plus, des fibres à triple gaine à large cœur, fabriquées aussi par Nufern, ont montré de bonnes performances en termes d'efficacité, de qualité modale et de puissance émise. Une puissance émise autour de 300W a été obtenue par [Moulton09] avec une fibre de  $25\mu\text{m}$  de diamètre de cœur, une efficacité laser de 64% et une valeur de  $M^2$  inférieure à 1,2. Ces fibres sont dites à triple gaine car un piédestal est ajouté entre le cœur et la gaine optique afin de diminuer l'ouverture numérique du cœur. Un point important est que dans le cas de la propagation d'un rayonnement à  $2\mu\text{m}$ , on a un étalement du champ plus important qu'à  $1\mu\text{m}$ , ce qui rend l'efficacité de ces fibres plus sensible à la courbure. De plus, avoir une bonne efficacité dans les fibres dopées thulium (TDFs) demande un niveau de dopage assez élevé en ions  $\text{Tm}^{3+}$  et  $\text{Al}^{3+}$  (cf. paragraphes IV.1 et IV.2), ce qui limite la possibilité de gérer l'indice de réfraction durant la fabrication (parce que quand la concentration des ions Thulium et/ ou d'aluminium dans une matrice de silice augmente, le contrôle d'indice de réfraction (valeur et homogénéité) devient plus compliqué durant la fabrication en raison de certains phénomènes de cristallisation parasite qui amènent des pertes supplémentaires dans la fibre). A cause de ces deux caractéristiques, la réduction de l'ON n'est pas simple à obtenir d'un point de vue technologique, en particulier avec les fibres dopées aux ions thulium. Pour cette raison, de nouvelles structures de fibres, plus complexes que le simple saut d'indice, ont été étudiées et sont présentées ci-après.

### I.3. Les fibres microstructurées

La montée en puissance dans les lasers à fibre, surtout en régime impulsionnel, nécessite l'augmentation drastique de la taille du cœur pour éviter l'apparition des effets non linéaires. Cette évolution impose cependant une diminution drastique de la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine et se heurte à une limite technologique, le contrôle stricte des indices de réfraction et de l'homogénéité des matériaux synthétisés. Pour contourner ce problème, plusieurs propositions basées sur des technologies d'assemblage de préformes ont vu le jour. Le principe même du confinement et de sélection du mode fondamental dans ces fibres a évolué. Il peut être assuré soit par le phénomène de réflexion totale interne modifiée (MTIR), comme dans le cas des fibres à cristaux photoniques (PCF) dont la gaine est formée par des inclusions à bas indice [Gaida12], soit par BIP (bande interdite photonique) ou couplage inhibé comme dans les arrow ou les Bragg (inclusions haut indice) [Yehouessi16], ou par la combinaison de MTIR et BIP comme dans les fibres à filtrage de modes (DMF) [Alkeskjold11]. On trouve enfin le principe de « passoire modale » comme dans les fibres à large pitch (LPF) [Limpert12] ou les LCF [Dong07] qui est une évolution ultime du MTIR.

#### I.3.1. Les fibres à cristaux photoniques (PCF)

Les PCF sont des fibres microstructurées dont la gaine hétérogène présente un arrangement régulier de micro-canaux d'air dans une matrice de silice. Leur cœur est composé d'un défaut dans cet arrangement, c'est à dire par l'absence d'un, de 7 ou de  $n$  trous d'air consécutifs par exemple. Elles sont en général fabriquées par la méthode dite de "stack and draw", c'est à dire par étirage d'un assemblage de capillaires et de cannes de silice dans un tube de maintien lui-même constitué de silice [Knight96]. Avec ce genre de fibres, en modifiant le nombre des couronnes de trous d'air et la taille de ces trous, une faible valeur d'ON du cœur peut être obtenue ( $\sim 0.01$ ). Une propagation effectivement monomode est assurée si le ratio  $d/\Lambda < 0,4$  pour un cœur formé d'un seul défaut [Birks97, Kuhlmeier02, Mortensen03] (cette valeur diminue jusqu'à 0,165 et 0,046 quand il y a 3 et 7 trous manquants respectivement [Saitoh05]), avec  $d$  le diamètre des trous d'air et  $\Lambda$  (pitch) la distance entre les centres de deux trous successifs. Si la taille des trous d'air est trop petite, la fibre devient très sensible à la moindre courbure. Pour résoudre ce problème, des fibres dites "rod-type" ont été proposées, leur diamètre extérieur est alors augmenté jusqu'à plus de 1mm pour assurer une rigidité qui permet d'éviter toutes pertes de confinement. [Limpert05, Limpert06].

Dans les PCF actives, on remplace les cannes de silice pure dans l'assemblage par des cannes de silice dopées aux ions de terres rares. Comme le dopage aux ions de terres rares produit une augmentation de l'indice de réfraction du matériau, une attention particulière doit être fournie pour assurer le caractère monomode de la fibre. Des co-dopants (comme le fluor) doivent être ajoutés en proportions finement maîtrisées afin de contrebalancer l'augmentation de l'indice due à la présence des TR et des co-dopants classiques [Limpert05]. Lorsque les méthodes de dopage classiques ne permettent pas une maîtrise suffisante de l'indice de réfraction et de l'homogénéité du matériau, l'accord d'indice entre le cœur actif et la silice pure constituant le matériau de fond de la gaine optique est alors obtenu par la conception d'un cœur filamenté. Ce dernier est réalisé par un assemblage des cannes dopées aux ions de terres rares (indice de réfraction supérieur à celui de la silice, cannes rouges dans la figure 7.a) qui forment le milieu actif et de cannes



dopées au fluor (indice de réfraction inférieur à celui de la silice, cannes vertes dans la figure 7.b)). Cet assemblage est alors étiré, puis plusieurs fois assemblé et étiré. Ce processus doit être répété plusieurs fois afin d'obtenir un matériau certes hétérogène mais dont l'indice de réfraction semble uniforme du point de vue de l'onde lumineuse qui le traverse. Pour ce faire, les plus petits éléments de cette microstructuration doivent avoir à la fin une dimension très inférieure à la longueur d'onde. Le passage par cette étape de multiple assemblage/étirage pour la conception du seul matériau de cœur actif rend la fabrication de ce genre de fibres très coûteuse en termes de temps et d'argent.

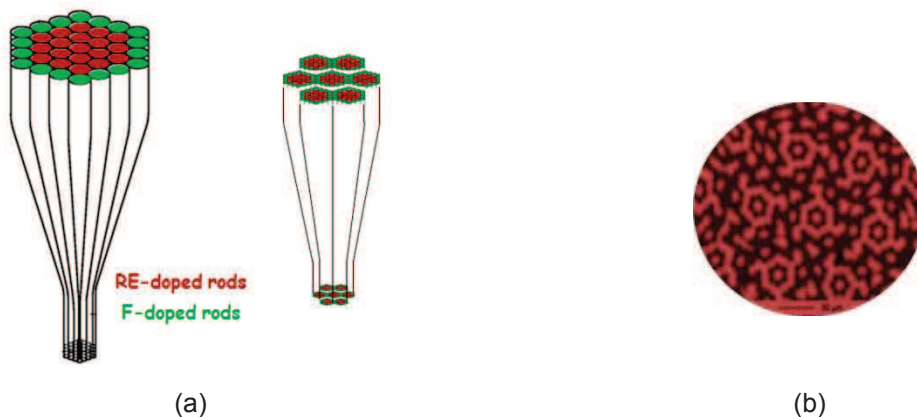


Figure 7 : (a) assemblage des cannes active (en rouge) avec des cannes dopées en fluor (cannes vertes), et (b) image MEB d'un cœur filamenteux (zones rouges = zones actives et zones noires = zones dopées fluor).

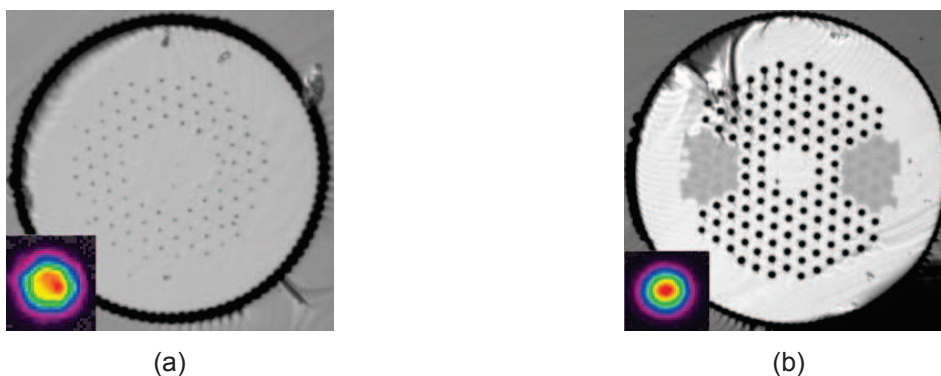


Figure 8: images de la section transverse d'une PCF dopée thulium avec un cœur de (a) 80µm, issue de [Gaida12], et (b) 50µm à polarisation unique, issue de [Mdsching11]. Les images du faisceau émis mesurées en champ proche sont aussi présentées.

Le plus grand cœur d'une fibre PCF dopée  $\text{Yb}^{3+}$  déjà rapporté, en conservant une bonne qualité du faisceau émis ( $M^2 \sim 1,3$ ), est de 100µm [Brooks06]. Ce dernier devient 80µm (figure 8.a) dans le cas d'un cœur dopé  $\text{Tm}^{3+}$  [Gaida12]. Bien qu'il soit a priori plus facile d'obtenir des grands cœurs à 2µm, la complexité apportée par le fort dopage du cœur requis (en ions  $\text{Tm}^{3+}$  et en ions  $\text{Al}^{3+}$ ) n'a pas permis un meilleur contrôle de l'indice de réfraction durant la fabrication (problèmes de diffusion, de cristallisation...). La capacité de fabriquer des fibres avec d'aussi gros cœurs permet d'obtenir un gain linéique très important permettant ainsi de réduire fortement leur longueur ( $< 1\text{m}$ ) [Limpert05], ce qui est très avantageux pour repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires.

Les meilleures performances obtenues avec ce type de fibre en régime continu sont une puissance de signal émis de 320W avec une taille de cœur de 60µm (avec un diamètre

du champ du mode, MFD, de  $50\mu\text{m}$ ) à  $\lambda = 1\mu\text{m}$  [Limpert06], et une puissance de signal émis de 20W avec un cœur de  $80\mu\text{m}$  (MFD de  $50\mu\text{m}$ ) à  $\lambda = 2\mu\text{m}$  [Gaida12]. En régime impulsionnel, une énergie de 4,3mJ et une puissance crête de 4,5MW avec une durée d'impulsion autour de 1ns ont été obtenues par Brooks et *al.* pour des fibres dopées  $\text{Yb}^{3+}$  [Brooks06]. Par contre, les meilleurs résultats en régime impulsionnel dans le cas de fibres dopées  $\text{Tm}^{3+}$  sont ceux démontrés par Gaida *et al.* avec une énergie de 6,4mJ, une puissance crête autour de 1MW, et une durée d'impulsion de 6,5ns [Gaida13]. De plus, des fibres PCF à polarisation unique (fibres PZ) ont été fabriquées en remplaçant quelques trous d'air par des inclusions solides faites en silice dopée bore afin d'induire des zones de contraintes dans la structure. Une fibre PZ dopée  $\text{Yb}^{3+}$  avec un cœur de  $35\mu\text{m}$  (MFD  $\sim 30\mu\text{m}$ ) a été fabriquée. Cette dernière a permis d'obtenir un taux d'extinction de polarisation (PER) de 15,5dB avec une puissance émise de 25W [Schreiber05]. Aussi une fibre PZ dopée  $\text{Tm}^{3+}$  a été montrée dans [Modsching11], pour un cœur de  $50\mu\text{m}$  (MFD =  $36\mu\text{m}$ ) et un PER de 15dB a été obtenu (figure 8.b).

Toutefois la conception de telles PCF avec de très grands diamètres de cœurs ( $D_{\text{cœur}} > 50\mu\text{m}$ ) exige d'avoir des trous d'air dans la gaine optique ayant de très petits diamètres ( $d \approx \mu\text{m}$ ) rendant extrêmement complexe la conception de la gaine microstructurée. Il devient en effet très difficile de fabriquer une structure avec des petits trous ayant la même taille sur une grande longueur en contrôlant la pression durant le tirage de la fibre.

### 1.3.2. Les fibres à large pitch (LPF)

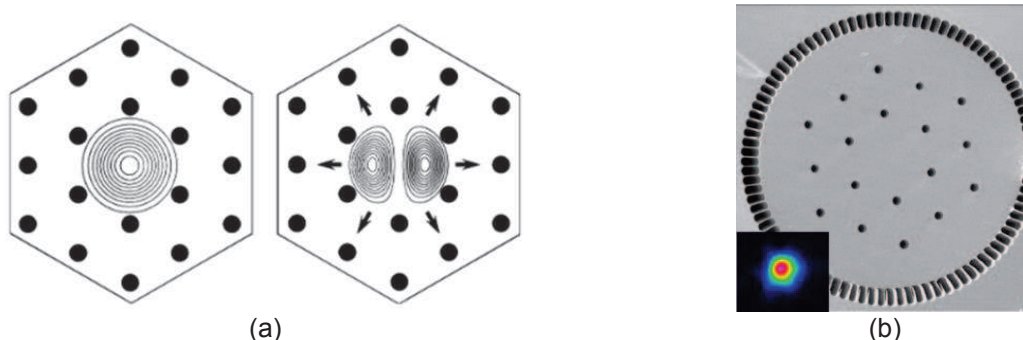


Figure 9: (a) Représentation schématique du principe de « passoire modale » mis en avant dans les fibres à large pitch, issue de [Russell06], et (b) image de la section transverse d'une fibre LPF et image en champ proche du faisceau émis, issue de [Limpert12, Jansen12].

Dans le paragraphe précédent, l'importance du contrôle de la taille des trous d'air dans les PCFs pour avoir une faible ON a été mentionnée. Contrairement à ces dernières, Russell a souligné dans [Russell03, Russell06] que si le pitch  $\Lambda$  devient très grand, supérieur à  $10 \times \lambda$ , il est alors possible de filtrer les modes d'ordre supérieur susceptibles d'exister dans le cœur en les délocalisant via les canaux de fuite situés entre les trous d'air (cf. figure 9.a). Ce principe, basé sur la fuite des modes d'ordre supérieur, peut être assimilé à une « passoire modale » comme représenté schématiquement sur la figure 9.a. Dans ces fibres dites à large pitch, le cœur est intrinsèquement multimode, mais grâce à la délocalisation des HOMs à l'extérieur du milieu à gain, le faisceau émis devient monomode.

Quelques années plus tard, Jansen et *al.* ont étudié en détails ce mécanisme dans des structures dont la gaine intérieure est généralement formée de deux couronnes de trous d'air [Jansen10]. Une couronne pour confiner le mode fondamental et une deuxième pour éviter le couplage de ce mode avec un mode quelconque de gaine. Dans ce cas, la valeur

de  $d/\Lambda$  doit être inférieure à 0,4 pour avoir une bonne délocalisation des HOMs. Par contre, si cette valeur est trop faible ( $d/\Lambda < 0,25$ ), la qualité du mode fondamental se dégrade [Stutzki11.a]. Ces fibres se présentent la plupart du temps sous la forme de baguettes rigides (fibres « rod-type ») et elles ont des longueurs assez courtes (autour de 1m). De plus, comme dans le cas des PCFs, un accord d'indice de réfraction entre le milieu à gain constituant le cœur de la structure et le matériau constituant le fond de la gaine optique (fait de silice pure) doit être assuré pour obtenir une émission monomode. D'une part, si l'indice du cœur est légèrement supérieur à celui de la silice, les modes d'ordre supérieur vont être confinés dans le cœur, ce qui rend la fibre multimode. D'autre part, si l'indice du cœur est légèrement abaissé par rapport à celui de la silice pure, le mode fondamental va être insuffisamment confiné et donc moins bien amplifié [Jansen10]. A côté du défi de l'accord d'indice, la dimension de la gaine d'air (c'est-à-dire son diamètre interne) doit également être bien choisie et contrôlée pour éviter le couplage d'énergie entre le mode fondamental et un mode quelconque de gaine (phénomène connu sous le nom de "avoided crossing"), comme on peut le voir sur la figure 10 où le mode fondamental, pour un diamètre de gaine bien défini, transfère son énergie vers un mode d'ordre supérieur [Jansen11].

Une LPF dopée  $\text{Yb}^{3+}$  rendu quasi-monomode tout en présentant un diamètre de cœur de  $135\mu\text{m}$  représente l'état de l'art des fibres à très large aire modale à ce jour [Limpert12]. La section transverse de cette fibre est présentée sur la figure 9.b. Une puissance crête de  $500\text{kW}$  a été atteinte en régime déclenché (Q-switch) avec une énergie de  $26\text{mJ}$  et une durée d'impulsion inférieure à  $60\text{ns}$  [Stutzki12]. D'autres LPF avec des cœurs plus petits ont montré de très bonnes performances soit en régime continu (un MFD de  $41\mu\text{m}$ , avec une puissance émise de  $239\text{W}$  et un  $M^2 < 1,3$ ) [Stutzki11.a], soit en verrouillage de modes ( $1,1\text{MW}$  de puissance crête pour une impulsion de  $130\text{fs}$ ) [Baumgartl11, Deslandes13].

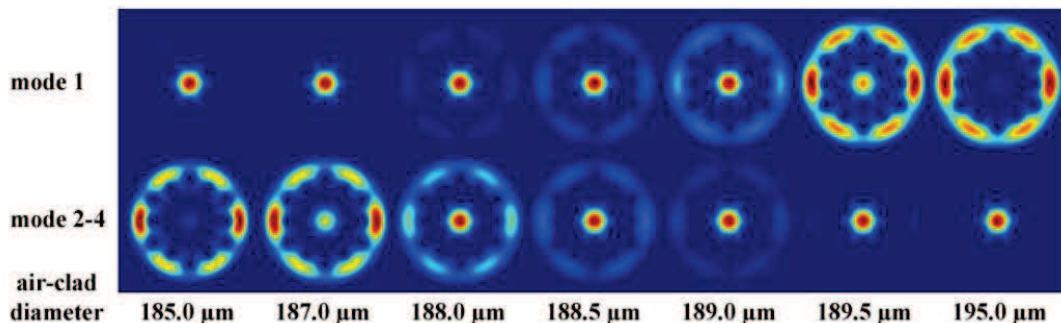


Figure 10: phénomène de "avoided crossing" dans une LPF, image issue de [Jansen11]. Pour un diamètre de cœur fixe, un couplage entre le mode fondamental et un mode de gaine apparaît en changeant la taille de la gaine d'air.

Même avec la forte délocalisation des HOMs dans les LPF, une dégradation de la qualité du faisceau émis, représentée par un transfert d'énergie entre le mode fondamental et un ou plusieurs HOMs qui viennent se reconfiner dans le cœur, a été observée à  $1\mu\text{m}$  quand la puissance signal émise dépasse une certaine valeur seuil. Ce phénomène est connu sous le nom d'instabilités modales transverses (IMT) et il est largement étudié depuis 2011 [Eidam11, Stutzki11.b, Otto14]. Ce dernier va être discuté plus en détails dans les prochains paragraphes.

Après la fabrication des LPF dopées  $\text{Yb}^{3+}$ , des fibres LPF dopées thulium ont également été fabriquées et testées. Un cœur de  $81\mu\text{m}$  (MFD~ $60\mu\text{m}$ ) a été obtenu et a permis de générer une puissance de  $52\text{W}$  en régime continu [Jansen12]. Ensuite, la même

la fibre a été utilisée en régime déclenché en émettant une puissance crête de 150kW, avec une énergie de 2,4mJ et une durée d'impulsion autour de 15ns [Stutzki13].

### I.3.3. Les fibres à filtrage de modes (DMF)

Une nouvelle génération de fibres microstructurées se présentant également sous la forme de baguettes rigides a été proposée en 2013 par Alkeskjold et al. [Alkeskjold11]. Cette architecture est très proche de la structure d'une PCF (cf. figure 11.a). Mais l'originalité ici est le remplacement de certains trous d'air par des résonateurs annulaires. Ces résonateurs sont constitués, comme le montre la figure 11.b, d'un trou d'air entouré par deux couronnes concentriques, la première étant un anneau de silice dopée germanium, la seconde un anneau de silice pure. De plus, comme le germanium augmente la valeur de l'indice de réfraction de la silice pure, le principe de guidage dans ces fibres combine le phénomène de MTIR et le guidage par bande interdite photonique. Pour certaines longueurs d'onde et durant leur propagation dans la fibre, les HOMs du cœur se couplent avec des modes appartenant à ces résonateurs en garantissant ainsi la propagation du seul mode fondamental dans le cœur de la structure.

Une fibre DMF (longueur autour de 1m) avec un cœur de 85 $\mu\text{m}$  (MFD de 59 $\mu\text{m}$ ) dopé  $\text{Yb}^{3+}$  a été fabriquée et testée en régime déclenché en configuration laser et amplificateur. Dans le premier cas, une puissance crête de 200kW a été atteinte, avec une énergie de 2,7mJ et une durée d'impulsion de 21ns [Laurila11]. Dans le deuxième cas, une puissance moyenne de 292W a été obtenue sans apparition d'instabilités modales [Laurila12].

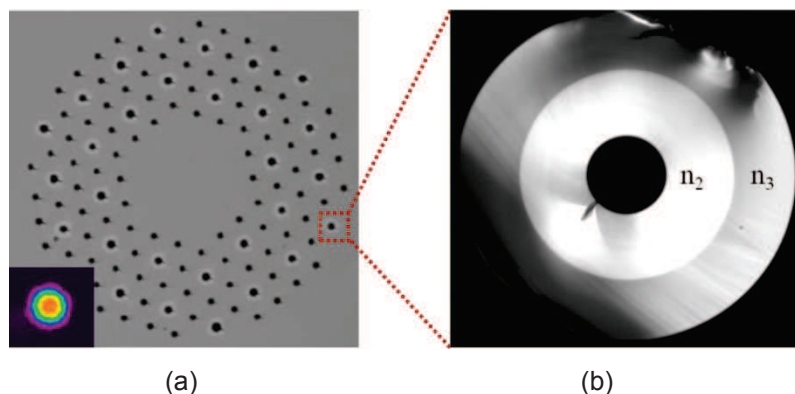


Figure 11: (a) image de la microstructure d'une fibre DMF, issue de [Laurila11] et (b) zoom sur un résonateur, formé d'un trou d'air (disque central noir) entouré de deux anneaux : le premier constitué de silice dopée germanium présentant un indice de réfraction  $n_2$ , le second fait de silice pure et ayant un indice de réfraction  $n_3$ . L'image est issue de [Alkeskjold11].

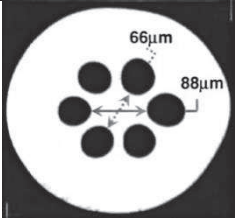
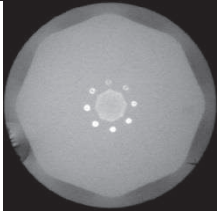
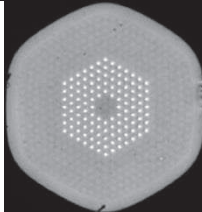
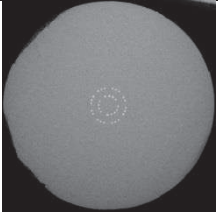
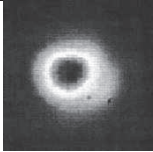
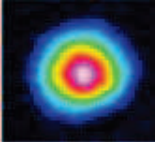
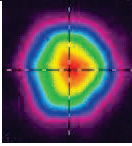
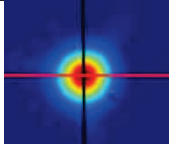
Comme les autres fibres microstructurées décrites précédemment, les DMFs nécessitent également un contrôle rigoureux des indices de réfraction avec notamment un accord d'indice parfait entre le milieu à gain composant le cœur de la structure et le matériau constituant le fond de la gaine optique (ici de la silice pure). De nombreux exemples montrent que ces fibres souffrent aussi de l'apparition d'instabilités modales transverses qui limite la montée en puissance [Laurila12, Johansen13].

### I.3.4. Autres structures

Il existe d'autres architectures de fibres également proposées ces dernières années qui permettent d'obtenir une large aire modale tout en garantissant l'émission d'un faisceau proche de la limite de diffraction. Le tableau 2 présente une sélection des architectures les

plus marquantes relevées dans la littérature : les « Leakage Channel Fibers », les « Chirally-Coupled-Core Fibers », les fibres à bande interdite photonique 2D toute solide et les fibres de Bragg pixélisées. Pour chacune, une image caractéristique de la section transverse ainsi que les meilleurs résultats obtenus en termes de diamètre de champ de mode et de puissance maximale extraite à  $\lambda = 1\mu\text{m}$  sont donnés. De plus, la distribution d'intensité du faisceau émis par chaque fibre en champ proche est aussi représentée.

Tableau 2 : Quelques résultats remarquables atteints par 4 architectures de fibres sélectionnées dans la littérature. Tous ces résultats sont obtenus à  $1\mu\text{m}$ .

Fibre	LCF (Leakage channel fiber) [Dong07]	CCCF (Chirally coupled core fiber) [Ma14]	Fibre à bande interdite photonique 2D toute solide [Pulford15]	Fibre de Bragg pixélisée [Yehouessi16]
Image section transverse				
MFD ( $\mu\text{m}$ )	~64	42	43	69
Puissance moyenne émise	Quelques watts (laser)	15W (laser)	~400W (amplificateur)	passive
Image du faisceau émis				

#### I.4. La montée en puissance dans les lasers à fibre

Au cours des deux dernières décennies, des efforts remarquables ont été fournis pour repousser encore plus la puissance pouvant être extraite des lasers à fibre, soit en améliorant l'efficacité du matériau utilisé comme milieu à gain, soit en modifiant l'architecture du guide d'onde afin d'augmenter la taille du cœur tout en conservant une émission monomode afin de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires. Dans les fibres dopées  $\text{Yb}^{3+}$  (YDFs) émettant à  $1\mu\text{m}$ , une puissance moyenne de 100W extraite avec une bonne qualité de faisceau a été obtenue au début du siècle [Dominic99]. Quatre ans plus tard, cette valeur a atteint 1kW [Jeong04] pour dépasser ensuite le seuil des 10kW en 2010 [Fomin10]. Cette dernière puissance moyenne reste à ce jour la puissance extraite la plus élevée obtenue en régime continu en utilisant ce type de laser à fibre.

Depuis l'année 2010 (cf. figure 12), l'apparition des instabilités modales (ce phénomène parasite va être présenté dans le paragraphe I.6 et détaillé dans le chapitre 3) dans les YDFs, phénomène corrélé aux architectures de fibres utilisées, dégrade la qualité du faisceau émis et donc freine la montée en puissance [Jauregui13].

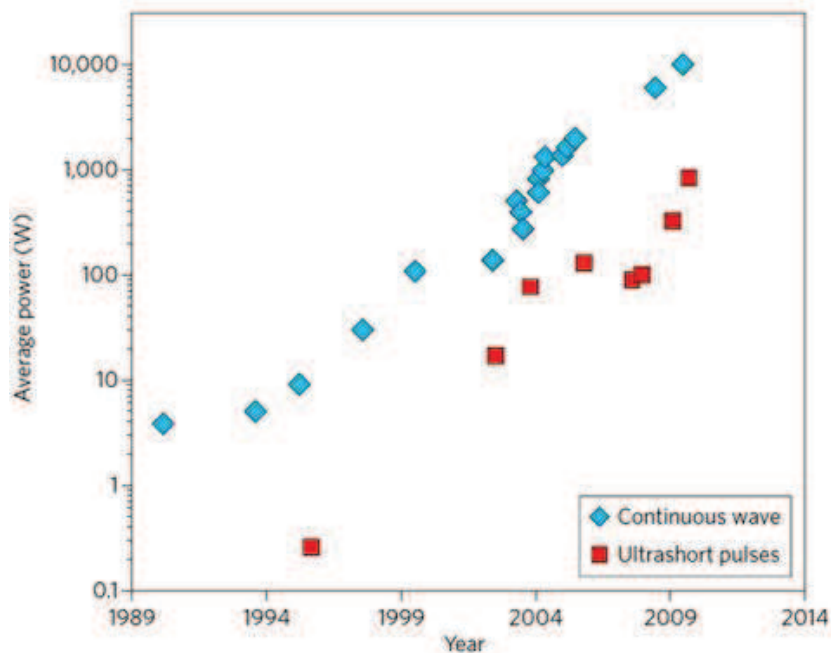


Figure 12 : La montée en puissance dans les fibres dopées ytterbium observées au cours des deux dernières décennies, issue de [Jauregui13].

Pour les TDFs, les niveaux de puissance atteints en régime continu ou en régime impulsionnel sont plus faibles que ceux obtenus dans les YDFs. La raison de cette différence est notamment la faible efficacité de ces fibres lorsque des diodes de pompe à 790nm sont utilisées (cf. chapitre 4). Dans la figure 13, quelques résultats remarquables obtenus sur la dernière décennie en terme de niveau de puissance extraite dans les TDFs sont présentés. Pour chacun d'eux, la longueur d'onde de la pompe optique est 790nm et celle du rayonnement signal est autour de 2µm. De plus, on peut remarquer que la montée en puissance n'est pas croissante avec le temps, parce que les études sont menées sur deux voies en parallèle. La première, qui a plus trait aux propriétés physico-chimiques de la structure, est l'optimisation de la composition du matériau actif dopé  $Tm^{3+}$  afin d'augmenter l'efficacité de la fibre. La deuxième, qui a plus trait à l'aspect conceptuel du guide d'onde, est l'élargissement de la dimension du cœur tout en garantissant un faisceau émis rendu quasi-monomode. En outre, la complexité de la fabrication et du contrôle des indices s'accroît avec le diamètre du cœur, d'où la puissance optique maximale obtenue qui reste encore limitée en comparaison de ce qui est fait avec l'ytterbium ([Gaida12, Jansen12, Simakov15]). Dans la figure 13, les acronymes « LAS », « AEU » et « ADE » signifient les résultats obtenus par une TDF dans une configuration laser, amplificateur à un étage unique, ou amplificateur à double étages, respectivement. La puissance maximale obtenue est de 1kW en 2010, en utilisant un système d'amplificateur à double étages dans lequel sont utilisées deux fibres dopées thulium à grande aire modale et à double gaine ayant un diamètre de cœur de 20µm et un diamètre de gaine optique de 400µm [Ehrenreich10].



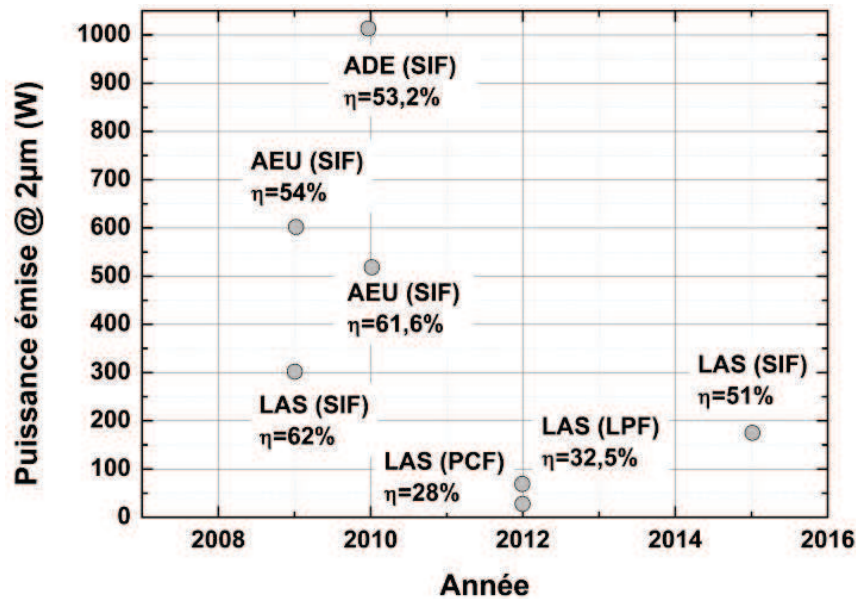


Figure 13 : Quelques résultats remarquables dans les lasers à fibre émettant à 2µm. LAS, AEU et ADE sont des configurations laser, amplificateur à un étage unique et amplificateur à double étage respectivement. [Moulton09, Goodno09, Ehrenreich10, Gaida12, Jansen12, Simakov15]

### I.5. Le photonoircissement

A cause du phénomène d'absorption multiphotonique vers les états excités (upconversion) expliqué dans le chapitre 4, une émission dans le visible ou dans l'UV est générée. Ensuite, la matrice hôte absorbe ce photon à très haute énergie, ce qui provoque la génération d'un électron dans la bande de conduction. Cet électron peut être absorbé soit par un ion  $TR^{3+}$ , le transformant en  $TR^{2+}$ , soit par un défaut dans la matrice en générant des centres colorés. Dans les deux cas, l'efficacité de la conversion de l'énergie de pompe en énergie de signal diminue.

Le photonoircissement se traduit dans les lasers à fibres par une dégradation de la puissance signal émise au cours du temps (observable dans le cas d'un fonctionnement sur plusieurs heures), tendant progressivement vers une valeur asymptotique après une certaine durée. L'influence du photonoircissement est plus important dans le visible que dans l'infrarouge proche et moyen, mais il n'est pas négligeable à ces longueurs d'onde. Les pertes induites par le processus de photonoircissement ont été observées dans les fibres dopées  $Yb^{3+}$  [Manek-Hönninger07] et  $Tm^{3+}$  [Firth10]. Le photoblanchissement, qui consiste à injecter de la lumière dans le visible ou dans l'UV durant le fonctionnement du laser et l'ajout de co-dopants comme le cérium (Ce) dans le milieu à gain [Lupi16] sont des solutions proposées pour atténuer l'impact de ce processus.

### I.6. Les instabilités modales

Depuis 2010, un nouveau phénomène limitant la montée en puissance dans les lasers à fibre est apparu du fait des nouvelles architectures des fibres à très large aire effective utilisées. Ce phénomène est connu sous le nom d'instabilités modales transverses (IMT). Ce phénomène représente pour le moment la limite majeure de la montée en puissance dans les lasers à fibres à très grandes aires modales. La figure 14 représente la distribution d'intensité transversale d'un faisceau laser observé à la sortie d'une LPF. Lorsque la puissance signal émise dépasse un certain seuil, un transfert d'énergie entre plusieurs

modes de cœur est observé. Ce dernier dégrade la qualité du faisceau émis et rend la fibre inutilisable pour la plupart des applications pour lesquelles elle avait été proposée. Les IMT ont été observées dans des fibres à très grande aire modale, surtout dans les fibres microstructurées comme les LPF [Eidam11] et les DMF [Laurila12]. En effet ces fibres sont beaucoup plus sensibles à la variation de l'indice de réfraction du milieu à gain (cette variation joue un rôle très important dans l'apparition des IMT). L'origine, les caractéristiques et quelques solutions proposées afin de repousser le seuil d'apparition de cet effet sont montrées et discutées dans le chapitre 3.

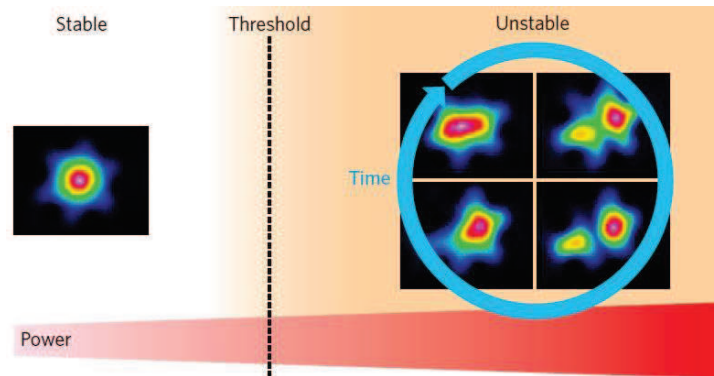


Figure 14 : Distribution d'intensité d'un faisceau émis en sortie d'un laser basé sur une fibre LPF en fonction de la puissance signal émise. Pour une faible puissance (à gauche), seul le mode fondamental est guidé et émis. Au-delà d'une certaine puissance seuil, les instabilités modales apparaissent et dégradent la qualité du faisceau. On observe clairement ici le transfert d'énergie entre le mode fondamental et le premier mode d'ordre élevé au cours du temps. Cette image est issue de [Jauregui13].

Le seuil d'apparition des instabilités modales transverses et l'impact des effets non linéaires diminuent lorsque la taille du mode augmente. Si l'on réduit la taille du mode, le seuil des IMT augmente (cf. figure 15) mais c'est alors le seuil des effets non linéaires qui devient plus faible. Donc, des solutions doivent être trouvées afin d'empêcher l'apparition des deux phénomènes.

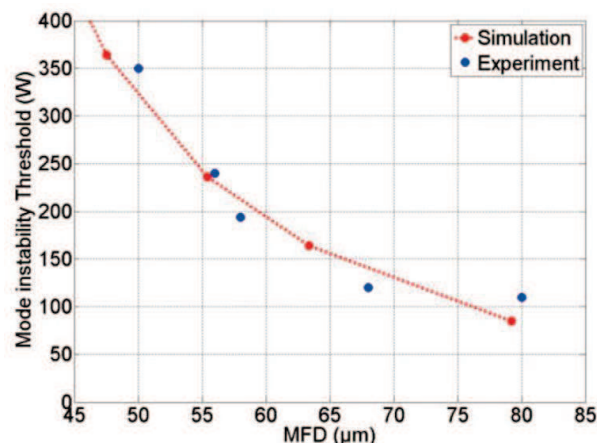


Figure 15 : Evolution du seuil d'apparition des instabilités modales avec le diamètre du champ du mode, issue de [Jauregui13.b]

## I.7. Conclusion

Ce chapitre m'a permis de présenter les principales applications qui justifient aujourd'hui le développement de structures de fibres optiques dopées au thulium pour une amélioration



notable des performances des sources laser associées. Afin de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires, des fibres microstructurées à très grande aire modale ont été proposées. Par contre, dans ces fibres (dont les LPF représentent l'état de l'art actuel), et à cause de la sensibilité de leur contenu modal aux effets thermiques, un nouveau phénomène limitant est apparu et a dégradé sévèrement la qualité du faisceau émis. Il s'agit des instabilités modales transverses (IMT). Donc la proposition d'une nouvelle structure de fibres qui permet une délocalisation plus forte des modes d'ordre supérieur que celle déjà observée dans les fibres LPF (qui va être notre référence dans la suite) devient indispensable afin de repousser le seuil d'apparition des IMT et permettre l'extraction d'une plus grande puissance crête.



## Chapitre II. Les fibres apériodiques à large pitch

---

Dans le chapitre précédent, on a vu comment l'augmentation des dimensions du cœur de la fibre repousse le seuil d'apparition des effets non linéaires. En revanche, l'augmentation du diamètre du cœur dégrade la qualité du faisceau émis à cause du re-confinement des modes d'ordre supérieur. Les développements technologiques et conceptuels des fibres microstructurées ont alors permis de proposer des structures présentant de très grands diamètres de cœur tout en permettant une forte délocalisation des HOMs en dehors de la zone du cœur. Les fibres dites à "large pitch" (Large Pitch Fiber LPF) représentent l'état de l'art des fibres à très grande aire modale. A ce jour, le cœur le plus grand d'une LPF dopée thulium a un diamètre de  $80\mu\text{m}$  [Jansen12]. Deux limitations majeures ont été rencontrées dans les LPFs. La première limitation est le couplage du mode fondamental avec un mode de gaine pour certaines dimensions de la gaine d'air, et la deuxième est l'apparition des Instabilités Modales Transverses (IMT).

Le premier objectif de ce travail de thèse est de proposer une nouvelle structure de fibres qui permet de délocaliser fortement les HOMs vers l'extérieur du milieu à gain, sans avoir un problème de couplage du FM avec des modes de gaine. La délocalisation importante des HOMs va ainsi repousser le seuil d'apparition des IMT. En outre, pour pouvoir évaluer la performance de notre structure, cette dernière est comparée numériquement à la structure LPF présentée dans le paragraphe I.3.2 et constituant l'état de l'art.

### II.1. Principe théorique

Une fibre LPF est composée de deux couronnes de trous d'air disposées selon un motif hexagonal autour d'une zone centrale dopée avec des ions de terres rares. Ces deux couronnes permettent de confiner le mode fondamental et de bien délocaliser les HOMs qui fuient à travers les ponts épais de silice pure situés entre les trous d'air. Contrairement aux fibres PCF plus classiques, l'espacement entre deux trous est de 10 à plusieurs dizaines de fois la longueur d'onde. Cette structure souffre du couplage du mode fondamental avec des modes de gaine pour certaines dimensions de la gaine d'air. Ce phénomène, appelé « avoided crossing », a déjà été présenté dans le paragraphe I.3.2. En 2013, notre équipe de recherche a montré que rompre les symétries apparaissant naturellement dans la structure d'une LPF du fait de sa conception permet d'améliorer la délocalisation des HOMs [Dauliat13] et évite ainsi le couplage du FM avec des modes de gaine. Le mode  $LP_{01}$  est un mode à symétrie de révolution avec un maximum d'intensité au centre du cœur, donc la rupture de symétrie dans la gaine n'a pas une influence notable sur sa propagation, contrairement au HOMs (qui peuvent être ou non à symétrie de révolution) dont leur distribution d'intensité interagissent plus avec la gaine. La rupture de symétrie interdit du coup la résonance de ces modes et réduit leur recouvrement avec le milieu à gain. Plusieurs modèles ont été proposés par Romain Dauliat durant sa thèse [Dauliat13.a, Benoit14]. Dans ce chapitre la structure nommée structure apériodique LPF (appelée simplement par la suite « A-LPF ») va être présentée plus en détails car elle a montré les meilleurs résultats numériques en terme de délocalisation des HOMs.

Une bonne discrimination modale entre d'une part le mode fondamental et d'autre part les modes d'ordre supérieur dans une LPF exige un accord d'indice parfait entre le cœur actif et la silice pure qui forme la gaine optique. Cet accord d'indice est réalisé en ajoutant du

fluor à la silice dopée TR constituant le cœur de la fibre afin de diminuer son indice de réfraction. Ce contrôle d'indice est fait suivant plusieurs étapes d'assemblage et d'étrirage (« stack and draw ») de barreaux de silice dopée TR et de barreaux dopés fluor comme cela a été détaillé dans le chapitre précédent (cf. figure 7). La section transverse et le profil d'indice de réfraction d'une LPF standard sont représentés dans les figures 16.a et 16.c.

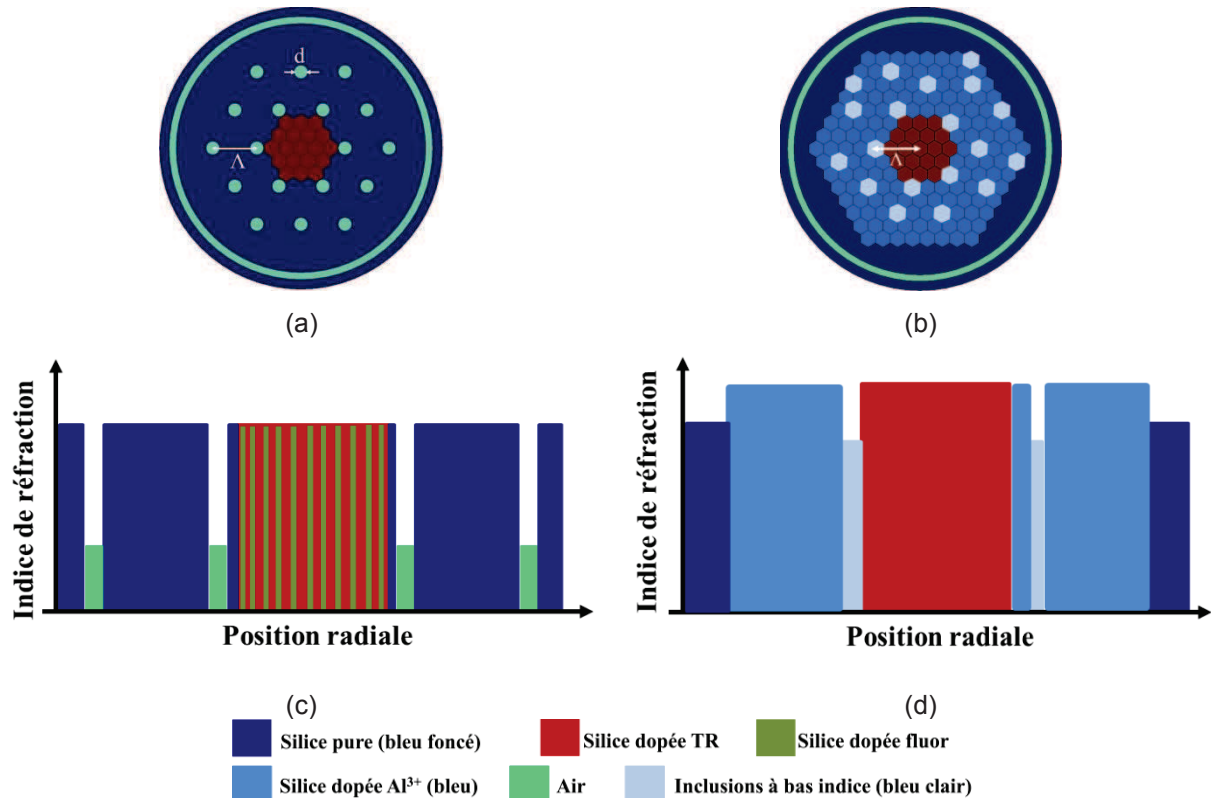


Figure 16: Sections transverses théoriques des structures (a) LPF et (b) A-LPF,  $\Lambda$  est le pitch de la structure formé par trois mailles élémentaires. Les profils d'indice de réfraction de chaque fibre sont présentés dans (c) et (d). Le matériau qui correspond à chaque couleur est aussi mentionné.

Le cœur d'une LPF est dit filamenté, c'est-à-dire que ce cœur est constitué d'un assemblage à une échelle sub-micrométrique de filaments dopés soit en ions actifs soit en ions passifs (fluor). Ce dopage partiel en terres rares permet de baisser l'indice de réfraction du milieu à gain afin qu'il soit égal à l'indice du matériau constituant le fond de la gaine structurée (fait de silice pure, représentée en bleu foncé dans la figure 16). Contrairement au cas d'une fibre LPF air-silice standard, l'indice de réfraction du cœur d'une fibre A-LPF n'a pas à être égal à celui de la silice pure. Sa valeur dépendra directement de la concentration d'ions de terres rares utilisés ainsi que des co-dopants utilisés pour faciliter l'insertion des ions actifs dans la matrice silice. La levée de cette contrainte sur la valeur de l'indice du cœur de la fibre permet ainsi de doper plus fortement le cœur actif en ions terres rares et d'en doper l'intégralité du volume. Il est donc possible d'augmenter le gain linéique tout en réduisant la longueur de la fibre ou de réduire la concentration locale en dopants si l'on souhaite travailler à longueur de fibre constante. Par contre, le matériau de fond constituant la gaine interne (zone bleue dans les figures 16.b et 16.d) doit être dopé passivement (avec des ions Al<sup>3+</sup> par exemple) afin de surélever son indice et de le faire correspondre à celui du cœur actif. Le profil d'indice de réfraction de la structure A-LPF, basé sur une structure à triple gaine, permet alors de changer le diamètre de la gaine d'air, et donc de contrôler l'absorption de la fibre, sans être gêné par le phénomène d'« avoided crossing ». En effet les

indices effectifs du mode fondamental du cœur et des modes de gaine appartenant à la seconde gaine (zone bleue foncé sur la figure 16.b et 16.d) ne vont jamais être suffisamment proches pour subir ce genre de couplage. Enfin, des inclusions solides bas indice (zones bleues claires sur les figures 16.b et 16.d) constituent la microstructure de la gaine interne et assurent le confinement du FM tout en délocalisant les HOMs. Cette microstructuration de la gaine crée une différence d'indice effectif entre le mode fondamental et les modes s'installant dans la gaine haut-indice suffisamment importante pour empêcher le couplage entre ces modes indépendamment des dimensions transversales de la fibre.

Le dopage totalement homogène en ions de terres rares du cœur dans une A-LPF permet de 1) réduire la longueur de la fibre, donc de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires, 2) éviter l'étape de multiple « stack and draw » pour fabriquer le cœur et 3) ajouter des co-dopants passifs (Ce, Al<sup>3+</sup>) supplémentaires afin de lutter contre des phénomènes disruptifs comme le photonoircissement.

Afin d'évaluer la capacité de la structure A-LPF à délocaliser les HOMs, elle va être comparée numériquement à la structure LPF air-silice standard. La modélisation des structures de fibres, ainsi que l'étude du contenu modal sont réalisées en utilisant le logiciel commercial COMSOL Multiphysics qui utilise la méthode des éléments finis pour résoudre les équations de propagation du champ dans la structure (équations de Helmholtz), afin de calculer la constante de propagation (ou l'indice effectif) et la distribution des champs électrique et magnétique de chaque mode pouvant exister dans la fibre.

Les équations de propagation du champ électrique et magnétique définies dans le logiciel COMSOL Multiphysics sont les suivantes :

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla^2 H + k^2 H = 0 \quad (2.2)$$

où k est le vecteur d'onde ( $=2\pi/\lambda$ ), E le champ électrique et H le champ magnétique.

Pour avoir une solution fidèle à la réalité, il faut que le maillage de la structure soit suffisamment fin. Par contre, le temps de calcul augmente avec la finesse du maillage. Donc un compromis entre les deux paramètres doit être trouvé. La modélisation de chaque structure a été faite en utilisant les différents paramètres géométriques représentés dans le tableau 3.

Tableau 3 : Paramètres opto-géométriques utilisés pendant la modélisation

<i>Structure</i>	<i>LPF</i>	<i>A-LPF</i>
<i>Milieu à gaine</i>	<i>19 inclusions</i>	<i>19 inclusions</i>
<i>d/λ</i>	<i>0,3</i>	<i>0,33</i>
<i>Matériau de gaine</i>	<i>Silice pure</i>	<i>Silice dopée haut indice</i> <i>(<math>n_{gaine}=n_{silice}+7 \times 10^{-3}</math>)</i>
<i>Inclusions bas indice</i>	<i>Trous d'air</i>	<i>Silice pure</i>
<i>Structuration de la gaine</i>	<i>Hexagonale</i>	<i>Apériodique</i>
<i>Gaine extérieure/ épaisseur</i>	<i>Gaine d'air/ 7μm</i>	<i>Gaine d'air/ 7μm</i>
<i>Ratio des diamètres cœur/gaine</i>	<i>0,3</i>	<i>0,3</i>

Dans la structure A-LPF, le mode fondamental n'est pas bien confiné dans le cœur si les inclusions bas-indice formant la microstructuration de la gaine interne n'ont pas un indice suffisamment abaissé par rapport au matériau constituant le fond de la gaine optique (qui correspond à celui du cœur). En particulier, la différence d'indice entre la zone du cœur et



les inclusions bas-indice doit être supérieure ou égale à  $7 \times 10^{-3}$ . Nous avons arbitrairement choisi de fixer cette valeur à  $7 \times 10^{-3}$  dans nos simulations. De plus, nous considérons ici que ces inclusions bas-indice sont faites en silice pure. Le milieu à gain dans les deux structures de fibre considérées ici est formé par 19 inclusions (représentées en rouge sur la figure 16). De plus, le pitch ( $\Lambda$ ) dans les deux structures est formé par trois mailles élémentaires (cf. figure 16) Ainsi, le ratio des diamètres entre le cœur et la gaine d'air est autour de 0,3 dans les deux cas. Il faut noter que la valeur de  $d/\Lambda$  (avec  $d$  est la dimension de l'inclusion bas indice) dans la A-LPF est de 0,33 et non pas de 0,3 comme dans le cas d'une LPF. Cette différence volontairement introduite dans la simulation reflète simplement la structure réelle de la fibre. En effet, lors de l'étape d'assemblage, il est nécessaire d'utiliser un capillaire pour obtenir le trou d'air souhaité. Ce dernier, constitué de silice diminue par conséquent le rapport  $d/\Lambda$ , l'air n'occupant qu'une partie de la surface du capillaire. Au contraire, dans le cas des A-LPF, la baguette de silice est homogène et entièrement solide.

Après la modélisation des deux architectures de fibre, les facteurs de recouvrement des modes pouvant exister dans le cœur de chacune des structures avec la zone de gain (située dans le cœur) ont été calculés en utilisant l'équation 2.3. Ensuite, nous avons définis deux critères numériques de manière à pouvoir comparer les deux structures quant à leur capacité à assurer une propagation quasi-monomode [Jørgensen12, Coscelli14]. Le premier critère est le facteur de recouvrement du mode fondamental ( $\Gamma_{01}$ ) avec la zone de gain qui doit être supérieur à 80%, pour que ce mode soit suffisamment amplifié durant sa propagation. Le deuxième critère est basé sur la différence entre les facteurs de recouvrement avec la zone de gain du mode fondamental et du mode d'ordre supérieur le plus confiné dans le cœur. Cette différence est appelée la discrimination modale ( $\Delta\Gamma$ ) et elle est calculée comme indiqué dans l'équation 2.4. Nous fixons alors la valeur de la discrimination modale qui doit être supérieure ou égale à 30%. Ces valeurs sont suffisantes pour que toute fibre optique active utilisée dans un laser ou un amplificateur et satisfaisant ces critères, ne permette l'émission que du seul mode fondamental. Autrement dit cette valeur représente le seuil d'apparition du régime multimode mais sa définition est en partie arbitraire puisque les conditions d'utilisation de la fibre puis les modifications du profil d'indice liés aux effets thermique, vont largement influencer le fonctionnement des sources. Il s'agira donc plus d'un moyen de comparer des fibres entre elles que d'un critère absolu garantissant la qualité du faisceau.

$$\Gamma = \frac{\iint_{A_{gain}} |E|^2 dS}{\iint_{A_{tot}} |E|^2 dS} \quad (2.3)$$

où  $E$  représente la distribution d'intensité du champ électrique du mode considéré et  $|E|^2$  son intensité,  $A_{gain}$  et  $A_{tot}$  sont respectivement l'aire du milieu à gain et l'aire de la structure en entière, et  $dS$  est la surface élémentaire de la section de la fibre.

$$\Delta\Gamma = \Gamma_{01} - \Gamma_{HOM} \quad (2.4)$$

Les facteurs de recouvrement avec la zone de gain des 100 premiers modes pouvant exister dans le cœur des deux structures (LPF et A-LPF) ont été calculés. La longueur d'onde de travail est de  $2\mu\text{m}$ . Ces calculs ont été répétés pour des valeurs du pitch variant de 20 jusqu'à  $80\mu\text{m}$ , ce qui équivaut à des dimensions de cœur comprise entre 33 et  $133\mu\text{m}$ . Les résultats obtenus sont illustrés dans la figure 17. On constate alors que la discrimination

modale dans une A-LPF (ligne bleue continue) est plus importante (environ 10%) que dans une LPF (ligne bleue en pointillée). Ceci montre que la structure apériodique améliore la délocalisation des HOMs sur une grande plage de variation de la taille du cœur (45 $\mu\text{m}$  jusqu'à 133 $\mu\text{m}$ ). De plus, il faut noter qu'à  $\lambda = 2\mu\text{m}$ , le champ s'étale dans la gaine, et donc pour des petits diamètres de cœur (< 45 $\mu\text{m}$ ) le mode fondamental n'est pas suffisamment confiné dans une A-LPF ( $\Gamma_{01} < 80\%$ ). Par contre, quand la taille du cœur dépasse 45 $\mu\text{m}$ , le recouvrement du mode fondamental avec le milieu à gain devient bien supérieur à 80%.

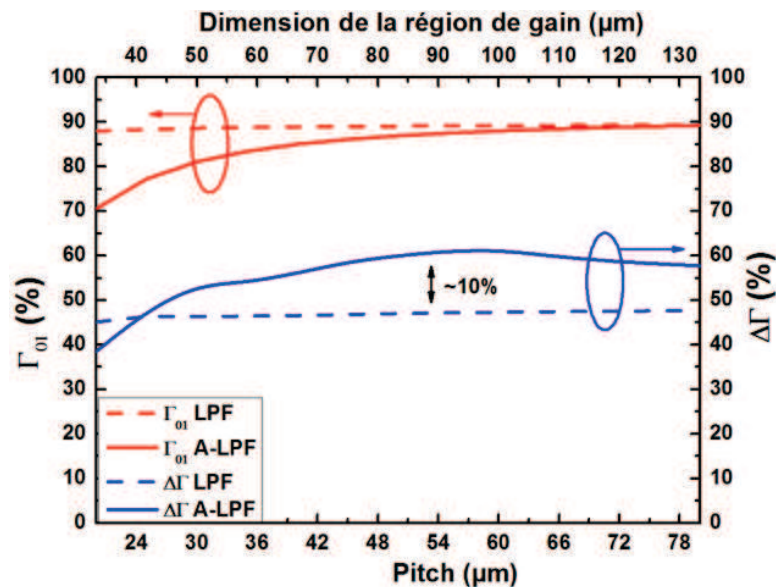


Figure 17: Variation du facteur de recouvrement du mode fondamental ( $\Gamma_{01}$ ) (en rouge) et de la discrimination modale ( $\Delta\Gamma$ ) (en bleu) dans une LPF (lignes en pointillées) et dans une A-LPF (lignes continues) en fonction de la taille du cœur. Ces calculs sont effectués à une longueur d'onde de 2 $\mu\text{m}$ .

Dans notre étude numérique, on compare les deux architectures de fibres en se basant notamment sur la discrimination modale qui s'appuie sur la recherche du mode d'ordre supérieur ayant le recouvrement le plus fort avec la zone de gain. Cependant, dans la pratique, les conditions d'excitation font que des modes théoriquement très bien confinés sont rarement observés (surtout s'ils sont d'ordre très élevé). Pour cette raison, c'est presque toujours le mode  $\text{LP}_{11}$  qui va être le plus difficile à délocaliser. Ainsi, même si l'étude théorique porte sur un grand nombre de modes pour être exhaustive, pour illustrer notre propos de manière juste, proche de l'expérience, tout en restant simple, nous avons choisi dans cette section de ne discuter, que du mode fondamental et du mode  $\text{LP}_{11}$  qui sont comparés dans les deux structures (LPF et A-LPF). La distribution transverse d'intensité du mode  $\text{LP}_{11}$  calculée dans chacune des deux structures pour une dimension de cœur voisine de 80 $\mu\text{m}$  est représentée dans la figure 18. Le facteur de recouvrement avec le milieu à gain vaut 27,2% pour la LPF et 16% pour la A-LPF. On voit bien ici l'avantage de la structure A-LPF qui permet de beaucoup mieux délocaliser le mode  $\text{LP}_{11}$  hors du cœur.

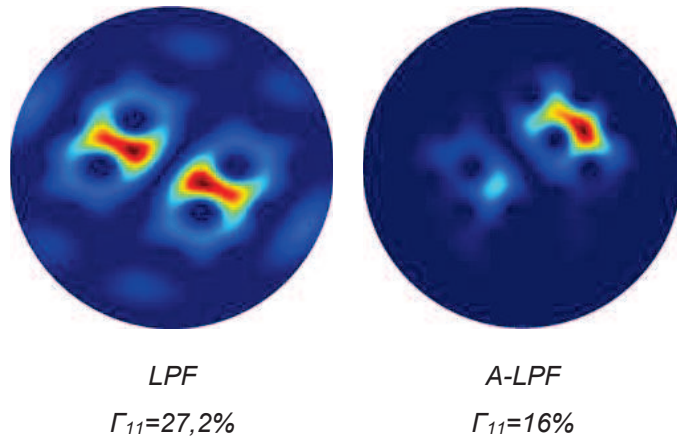


Figure 18: Distribution d'intensité calculée à 2µm du mode LP<sub>11</sub> dans une structure LPF et dans une structure A-LPF, chacune des deux présentant un cœur de 80µm. Le facteur de recouvrement  $\Gamma_{11}$  de ce mode avec la zone de gain (couvrant toute la surface du cœur) est indiqué pour chaque cas.

Les résultats numériques ont montré que la structure aperiodique améliore la discrimination modale dans des fibres à très large aire modale en comparaison d'une structure LPF standard. Le but maintenant, avant de fabriquer une fibre aperiodique dopée thulium, est de valider expérimentalement la capacité de la structure elle-même à assurer une telle propagation quasi-monomode et ce même avec des diamètres de cœur très élevés. Pour cette raison, des fibres A-LPF passives, c'est-à-dire non dopées TR, ont été fabriquées. Cette étape nous permet de vérifier la qualité du guide de notre structure sans être perturbé par un éventuel décalage indicial résiduel entre le cœur et la gaine optique qui peut être présent dans une fibre dopée terres rares du fait de l'assemblage de matériaux différents.

## II.2. Fabrication d'une A-LPF passive

Les différentes étapes de fabrication d'une A-LPF passive sont représentées dans la figure 19. A partir d'une préforme en silice pure (barreau de silice Heraeus F300) achetée dans le commerce, nous avons étiré des cannes en utilisant les équipements de la plateforme technologique du laboratoire XLIM. Ensuite, ces cannes ont été assemblées avec une maille hexagonale. Cet assemblage hexagonal a alors été inséré dans un tube de maintien en silice. Des cales également faites de silice pure ont été ajoutées pour le maintenir (ronds noirs et rouges montrés sur le pourtour de l'assemblage de la fig. 19.c). La dernière étape a consisté en l'ajout des inclusions bas-indice faites ici de silice dopée fluor (ronds rouges intérieurs dans la fig. 19.d) pour constituer la microstructuration de la gaine interne en suivant la structure modélisée d'une A-LPF afin de confiner uniquement le mode fondamental, représentée dans la figure 19.f. Enfin, l'assemblage final est étiré en cannes microstructurées puis en fibres avec des dimensions de cœurs allant de 50µm jusqu'à 140µm, avec un diamètre extérieur supérieur à 1mm. Ces fibres dites 'rod-type' nous permettent en effet d'éliminer toutes pertes additionnelles de confinement liées à des courbures ou micro-courbures.

Dans cette fibre fabriquée, le cœur et le matériau constituant le fond de la gaine optique ont exactement le même indice de réfraction, les deux étant formés de silice pure. Cet accord parfait en indice de réfraction nous permet de vérifier la pertinence et les propriétés de la structure aperiodique en terme de confinement du mode fondamental et de délocalisation des modes d'ordre supérieur.

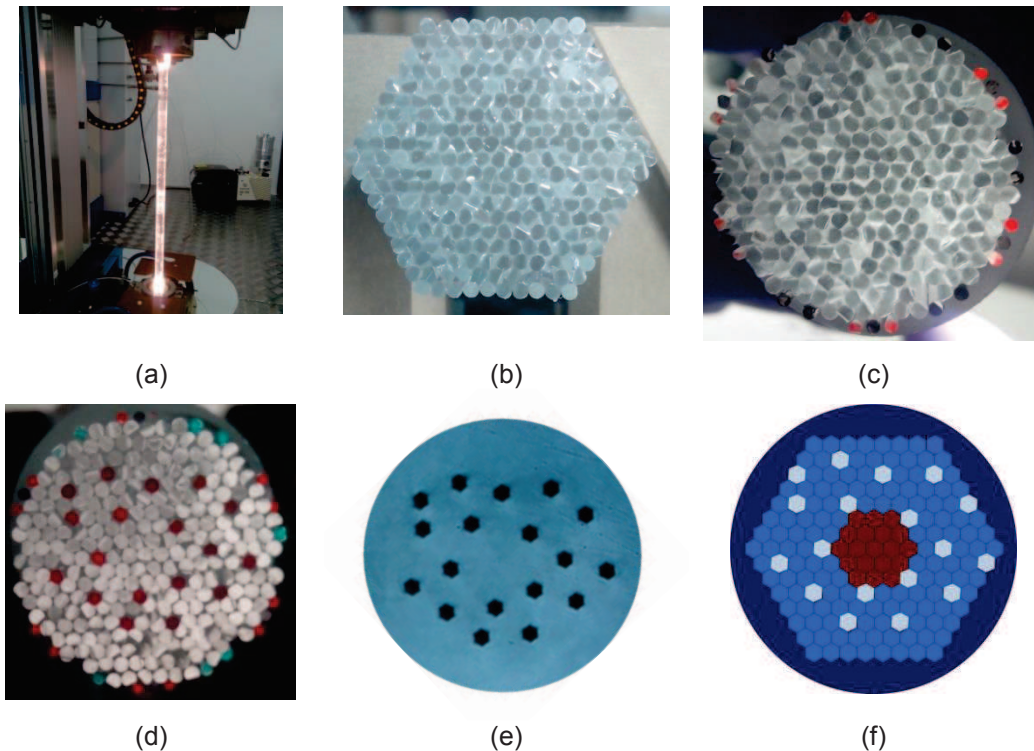


Figure 19: Les différentes étapes de fabrication d'une A-LPF. (a) tirer des cannes en silice pure, (b) assemblage de ces cannes sous une forme hexagonale, (c) insertion de l'assemblage précédent dans un tube de maintien en silice avec blocage à l'aide de cales en silice (ronds noirs et rouges visibles sur le pourtour), (d) ajout des inclusions bas-indice en silice dopée fluor pour former la gaine microstructurée aperiódique, (e) zoom sur la partie centrale de la section transverse de la fibre ainsi étirée (diamètre externe > 1mm) et (f) rappel de la structure théorique de la fibre A-LPF modélisée.

### II.3. Validation expérimentale

Afin de vérifier expérimentalement la capacité des guides d'onde proposés à délocaliser les modes HOMs hors de la zone du cœur et donc à assurer une propagation quasi-monomode, j'ai caractérisé les fibres étirées sur une large bande spectrale en montant deux montages expérimentaux. Le premier, montré dans la figure 20.a, utilise une source laser supercontinuum dont le spectre s'étend de 400 jusqu'à 1750nm. Cette dernière émet une puissance optique beaucoup trop faible autour de  $2\mu\text{m}$  du fait de la faible sensibilité de notre caméra à cette longueur d'onde et ne nous permet donc pas de faire des mesures pertinentes dans cette plage spectrale. Afin de caractériser nos fibres dans la plage d'émission des ions thulium, nous avons alors utilisé le deuxième montage, montré dans la figure 20.b, qui est basé sur une diode laser à 790nm pompant une fibre à saut d'indice dopée thulium pour générer un signal à une longueur d'onde autour de  $2\mu\text{m}$ . Dans les deux montages, l'injection de la lumière dans la A-LPF a été réalisée en utilisant une fibre monomode standard (SMF28) qui a un diamètre de champ de mode autour de  $10\mu\text{m}$  à  $\lambda = 1,5\mu\text{m}$ . Cette fibre a été volontairement choisie afin d'assurer une grande désadaptation en terme de diamètre de cœur, d'aire modale et d'ouverture numérique entre la fibre SMF28 et fibre A-LPF sous test, ceci afin d'exciter le plus grand nombre de modes pouvant exister dans le cœur de la fibre A-LPF sans sélection ou excitation sélective du  $\text{LP}_{01}$ . Autrement dit,



nous voulons vérifier que les fibres sous test réalisent bien la sélection modale attendue elles-mêmes sans le concours de conditions d'injection favorables.

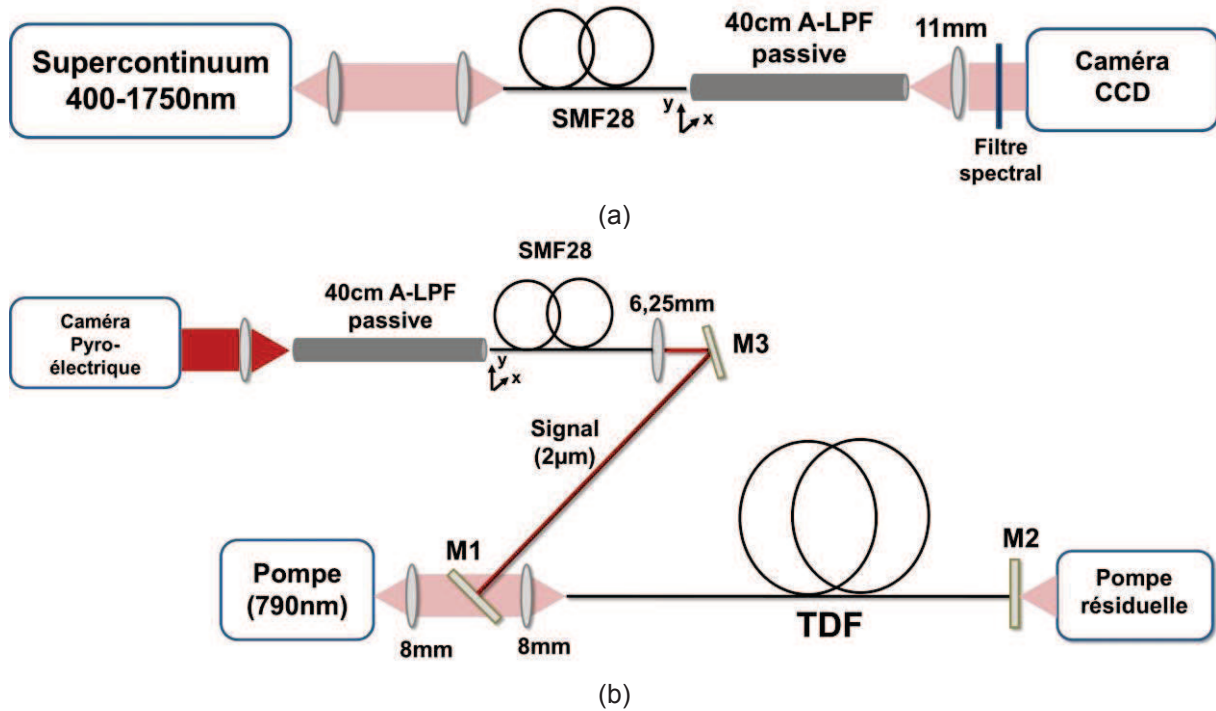


Figure 20: Montages expérimentaux utilisés pour caractériser les fibres A-LPF à des longueurs d'onde (a) entre 400 et 1750nm et (b) autour de  $2\mu\text{m}$ . Le terme SMF28 correspond à une fibre monomode télécom standard avec un MFD de  $10\mu\text{m}$  à  $\lambda = 1,5\mu\text{m}$  et le terme TDF correspond à une fibre à saut d'indice dopée thulium avec un cœur de  $10\mu\text{m}$ . M1, M2, et M3 sont des miroirs dichroïques totalement réfléchissants à  $2\mu\text{m}$  et totalement transparents à  $790\text{nm}$ .

Le but de ces expériences est d'observer la distribution transverse de l'intensité lumineuse en sortie de la fibre A-LPF sous test à différentes longueurs d'onde et pour différents diamètres du cœur. Pour cette raison, une caméra CCD (InGaAs) a été utilisée pour faire l'observation entre 400 et 1750nm. De plus, des filtres spectraux (10nmde largeur spectrale) ont été ajoutés pour sélectionner la longueur d'onde de travail (cf. figure 20.a). Par contre, la distribution d'intensité à  $2\mu\text{m}$  a été observée avec une caméra pyroélectrique. Dans les deux montages, les fibres sous test ont une longueur de 40cm. Arriver à obtenir une propagation quasi-monomode sur une longueur aussi courte est un avantage étant donné que, dans le cas d'une fibre active, cette courte longueur va permettre de repousser l'apparition des effets non linéaires.

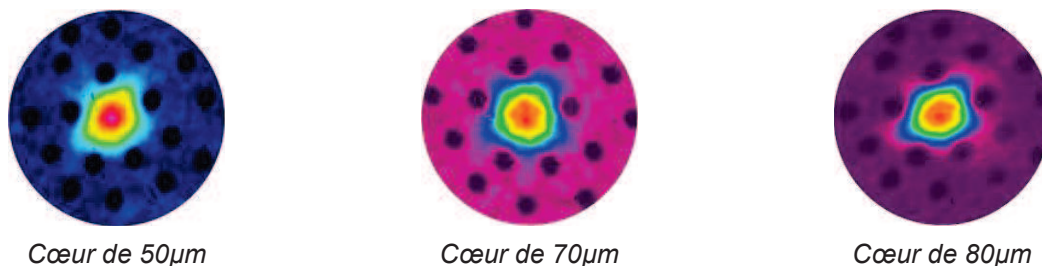


Figure 21 : Distribution d'intensité mesurée en champ proche à la sortie d'une A-LPF avec un diamètre de cœur de  $50\mu\text{m}$ ,  $70\mu\text{m}$  et  $80\mu\text{m}$  à une longueur d'onde de  $1\mu\text{m}$ .

La figure 21 montre les distributions d'intensité mesurées en champ proche à la sortie de trois fibres A-LPF ayant trois dimensions de cœur différentes : 50, 70 et 80 $\mu\text{m}$  et ce pour une longueur d'onde de travail de 1 $\mu\text{m}$ . En observant ces images, on voit clairement que la distribution d'intensité est quasi-gaussienne, ce qui semble indiquer la présence unique du mode fondamental dans le faisceau émis à la sortie de la fibre.

La figure 22 montre les distributions d'intensité observées en champ proche pour trois longueurs d'onde de travail différentes (1, 1,5 et 2 $\mu\text{m}$ ) à la sortie d'une fibre A-LPF ayant des dimensions de cœur proches de 80 $\mu\text{m}$ . Ces images montrent que, quelle que soit la longueur d'onde de travail, seul le mode fondamental semble être guidé dans le cœur de la fibre A-LPF et que tous les autres modes de cœur sont efficacement évacués dans la gaine optique.

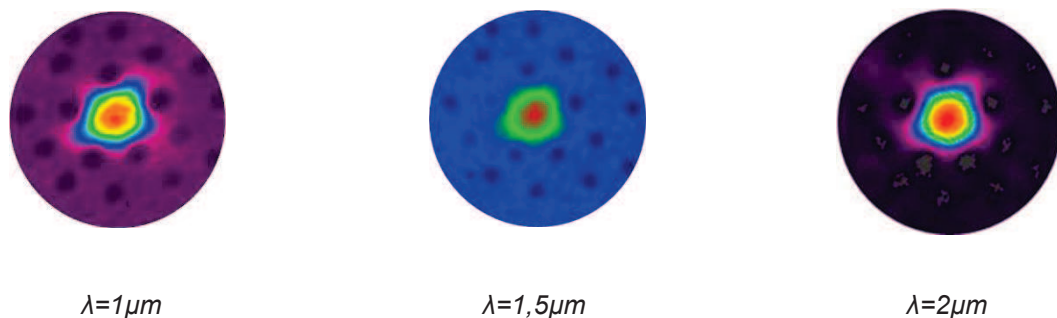


Figure 22 : Distribution d'intensité mesurée en champ proche à la sortie d'une A-LPF ayant une taille de cœur de 80 $\mu\text{m}$  pour trois longueurs d'onde de travail : 1, 1,5 et 2 $\mu\text{m}$ .

Ensuite, cette distribution d'intensité a été observée en sortie de plusieurs fibres A-LPF à une longueur d'onde de 2 $\mu\text{m}$ . Les dimensions des cœurs testés valent 50, 70, 80 et 140 $\mu\text{m}$ . Pour toutes ces dimensions, un faisceau quasi-gaussien a été obtenu en sortie de la fibre A-LPF. Ceci montre qu'à cette longueur d'onde de travail, la structure A-LPF proposée a une très bonne capacité à délocaliser les modes d'ordre supérieur même pour de très grandes dimensions de cœur. Les résultats obtenus sont illustrés dans la figure 23. Il est à noter qu'à ce jour, au meilleur de notre connaissance, la fibre présentant un cœur avec une dimension de 140 $\mu\text{m}$  reste la dimension la plus élevée montrant expérimentalement la propagation d'une mode unique dans le cœur à 2 $\mu\text{m}$ . Ce résultat est d'autant plus intéressant compte tenu des mauvaises conditions d'injection qu'on applique volontairement à l'entrée du guide d'onde dans cette étude. Dans le cas de la fibre A-LPF avec un cœur de 50 $\mu\text{m}$ , on peut remarquer que le mode fondamental s'étale un peu dans un canal de fuite situé en bas à gauche de l'image sur la Fig. 23. Ce résultat expérimental confirme les résultats théoriques présentés dans la figure 17 qui montraient que le mode fondamental a moins de recouvrement avec la zone de cœur pour les petits diamètres du cœur.

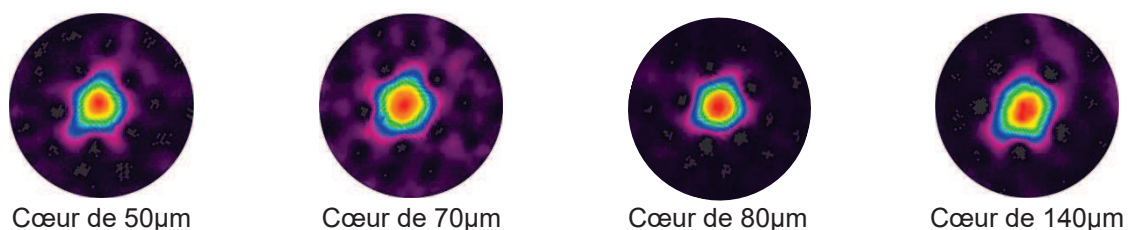


Figure 23: Distribution d'intensité mesurée en champ proche à la sortie d'une A-LPF avec un diamètre de 50, 70, 80, 140 $\mu\text{m}$  à une longueur d'onde de travail de 2 $\mu\text{m}$ .

Nous sommes parfaitement conscients qu'une image figée de la répartition transverse de l'intensité du champ mesurée en champ proche en sortie de la fibre A-LPF peut être trompeuse. Pour cela, l'injection dans la fibre A-LPF passive peut être changée en déplaçant dans un plan transverse la fibre SMF28 amenant le rayonnement à l'entrée de la fibre A-LPF afin d'exciter volontairement les modes d'ordre supérieur susceptibles d'exister dans le cœur. Cette vérification a été effectuée pour l'ensemble des fibres A-LPF testées ici et ce pour toutes les longueurs d'onde de travail utilisées. La figure 24 présente à titre d'exemple le résultat de cette procédure obtenu pour  $\lambda = 2\mu\text{m}$  avec la fibre A-LPF ayant un diamètre de cœur de 140 $\mu\text{m}$ . On constate clairement que, quelle que soit la position de la fibre d'amenée devant la fibre A-LPF, aucun mode d'ordre supérieur n'est observé dans le cœur de la fibre sous test. Ce résultat montre que les HOMs sont très bien évacués vers la gaine et ne peuvent donc pas être excités (ou amplifiés dans le cas d'une fibre active). On peut remarquer que le mode  $\text{LP}_{11}$  a été observé (dernière image à droite sur la première ligne en haut de la figure 24) et la majorité de son intensité est présente en dehors du cœur, conformément à ce que prévoit l'étude théorique. Cette distribution d'intensité observée expérimentalement pour le premier mode d'ordre élevé conforte les résultats théoriques affichés dans la figure 18. De plus, cette image montre que, dans une configuration laser ou amplificateur, le mode  $\text{LP}_{11}$  ne va pas profiter de l'inversion de population du milieu à gain contrairement au mode fondamental qui va être très bien amplifié durant sa propagation grâce à sa distribution d'intensité qui elle est bien centrée dans le cœur de la fibre.

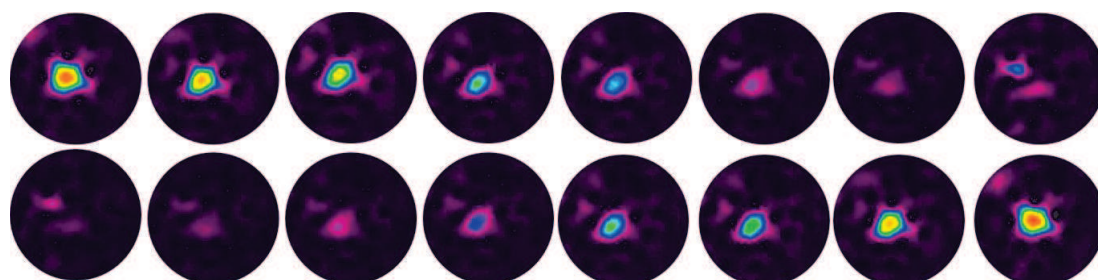


Figure 24 : Evolution de la distribution d'intensité mesurée en champ proche à  $\lambda = 2\mu\text{m}$  en sortie de la fibre A-LPF présentant un cœur de 140 $\mu\text{m}$  en fonction de la position de la fibre SMF28 par rapport à la A-LPF.

La simple observation de la distribution d'intensité mesurée à l'aide d'une caméra en sortie de la fibre A-LPF sous test n'est cependant pas suffisante pour décider si la fibre travaille en régime monomode ou multimode. Afin d'aller un peu plus loin dans l'analyse du rayonnement émis en sortie de la fibre sous test, nous avons également utilisé un montage expérimental d'interférométrie à faible cohérence optique comme suggérée dans la référence [Schimpf11.a]. La représentation schématique de ce dernier est montrée dans la figure 25.a. Ce montage permet d'évaluer le contenu modal d'une fibre en se basant sur la différence des vitesses de propagation des différents modes guidés. La trace d'interférence modale, détectée par une photodiode, permet de visualiser le nombre de modes qui se propagent suivant le nombre de pics d'interférences constructives observés. A titre d'exemple, le résultat obtenu à  $\lambda = 1300\text{nm}$  avec une fibre A-LPF caractérisée par une longueur de 40cm et un diamètre de cœur de 80 $\mu\text{m}$  est montré dans la figure 25.b. Dans

cette figure un seul pic intense peut être distingué [Benoit14.a]. Ce pic se trouve sur le zéro de différence d'indice de groupe, ce qui montre la présence d'un seul mode se propageant dans le cœur de la fibre. Ce résultat associé aux précédents résultats obtenus montre que les fibres A-LPF permettent d'évacuer fortement les HOMS vers l'extérieur du cœur en gardant la propagation unique du mode fondamental.

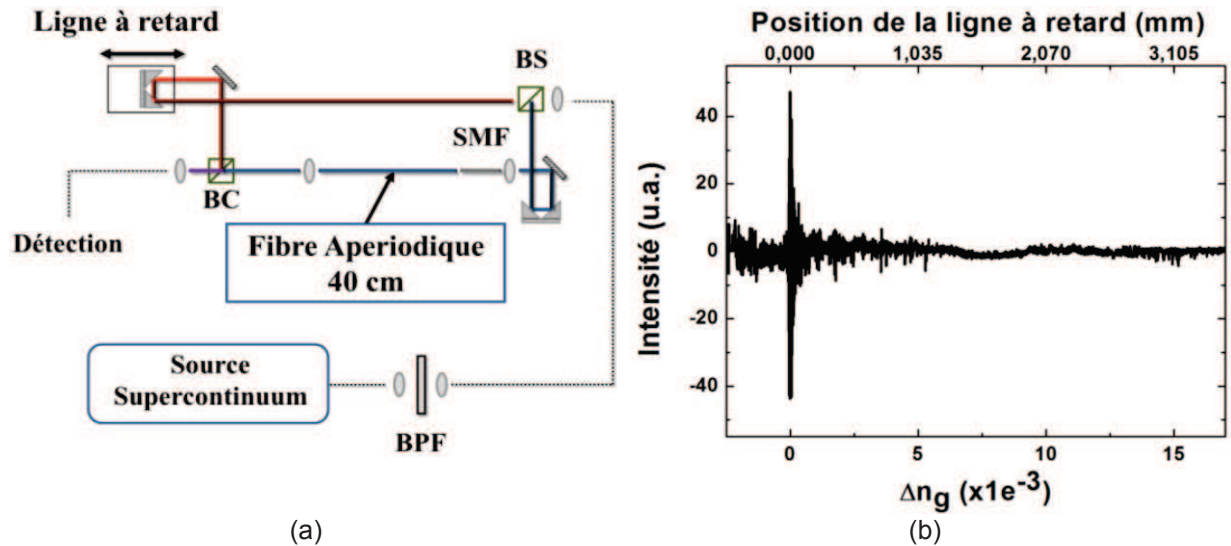


Figure 25: Montage expérimental de l'interféromètre à faible cohérence (OLCI) utilisé ici. Le terme BPF désigne un filtre spectral (10nm de bande passante), BS est un cube séparateur de faisceau et BC est un coupleur de faisceau. (b) Trace obtenue pour une fibre A-LPF avec un diamètre de cœur de 80 $\mu\text{m}$  pour  $\lambda = 1300\text{nm}$ .

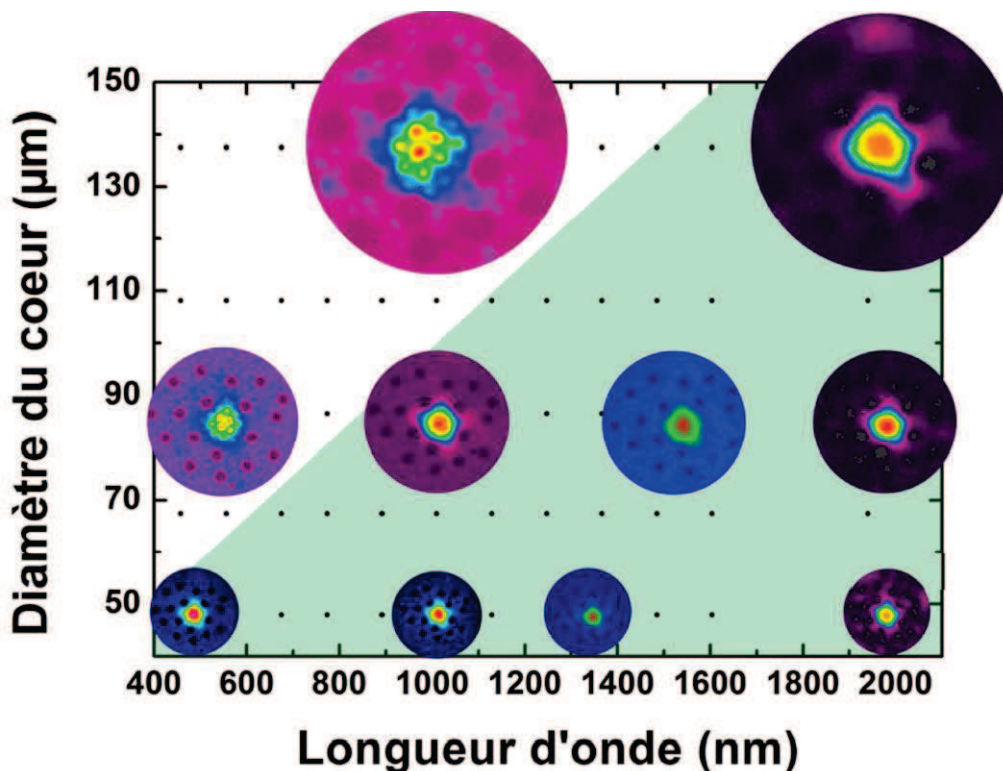


Figure 26 : Graphique représentatif des différentes images (à l'échelle) des modes obtenues pour différents diamètres du cœur à plusieurs longueurs d'ondes. Les points noirs représentent les différents points de mesure. La zone verte est la zone d'opération monomode de la fibre.

Pour résumer les différents résultats obtenus, le graphe de la figure 26 montre la distribution d'intensité mesurée en champ proche à la sortie de quelques fibres A-LPF sous test pour plusieurs diamètres de cœur et pour plusieurs longueurs d'onde de travail. Chaque point noir, correspondant à un couple « diamètre de cœur / longueur d'onde » représente un point de mesure. La zone verte représente la zone où seul le mode fondamental se propage dans le cœur de la fibre sous test.

La distribution modale étrange qu'on observe pour certains points (par exemple pour un diamètre de  $50\mu\text{m}$  à  $500\text{nm}$  ou pour un diamètre de cœur de  $140\mu\text{m}$  à  $1\mu\text{m}$ ) est due au confinement de la lumière dans les différents barreaux de silice pure constituant le cœur de la fibre (cf. figure 27.a). Il s'avère que chaque barreau de silice joue le rôle d'un guide d'onde. Cet effet devient plus important quand le diamètre du cœur augmente et la longueur d'onde de travail diminue. Pour comprendre l'origine de cette observation, une mesure de composition chimique a été réalisée par la méthode WDX (wavelength dispersive X-ray) sur la section transversale d'une canne de silice pure utilisée pour fabriquer ces fibres. Cette mesure va permettre de connaître la concentration des différents composants chimiques formant cette canne, en particulier les traces de chlore employé pour déshydrater la silice F300. Le résultat obtenu est montré dans la figure 27.b. Dans ce graphe, On voit que la concentration des ions chlore en bordure de chaque canne est plus faible qu'au centre. Cette diminution de la quantité de chlore s'explique par une évaporation du chlore lors de la fabrication de la fibre par assemblage et étirage. Il en résulte un réseau d'indice facilement observable bien que très faible. Les variations de la valeur de l'indice de réfraction peuvent atteindre  $10^{-4}$ , ce qui est comparable voir supérieur aux valeurs d'accord d'indice que nous rechercherons pour la fabrication des fibres A-LPF actives.

Donc, l'utilisation de silice non déshydratée, c'est à dire sans chlore susceptible de s'évaporer localement lors de la fabrication devrait permettre d'élargir la zone verte représentée dans la figure 26 et autoriser l'obtention d'une propagation monomode dans de très grands cœurs pour des petites longueurs d'ondes.

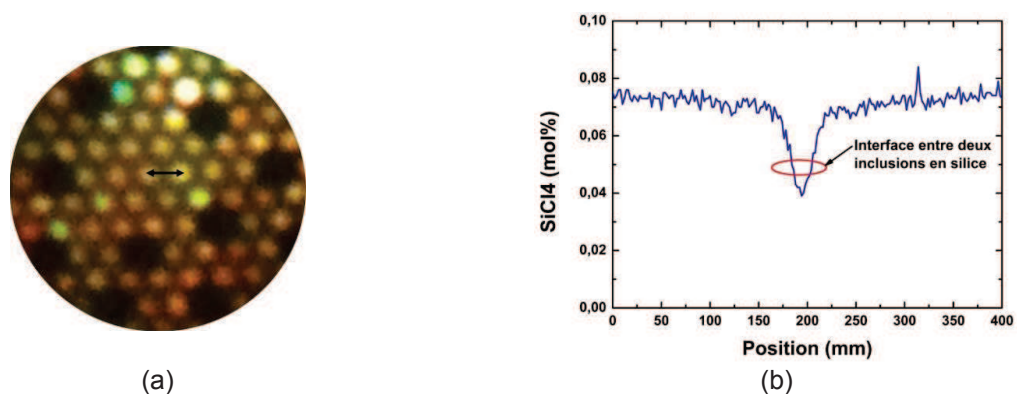


Figure 27 : (a) Zoom sur le cœur d'une fibre A-LPF avec un diamètre de  $140\mu\text{m}$ , et (b) une mesure de WDX (wavelength dispersive X-ray) effectuée sur une canne A-LPF suivant la flèche tracée dans la figure 27.a.

## II.4. Conclusion

Dans ce chapitre, une nouvelle structure de fibres à très large aire modale a été proposée. Cette structure est basée sur la rupture de symétrie des inclusions à bas indice dans la gaine de la fibre. La structure proposée est nommée structure aperiodique à large pitch (A-LPF). Numériquement, cette dernière a donné une meilleure discrimination modale

qu'une fibre LPF standard. Pour valider la pertinence de cette structure, des fibres A-LPF passives ont été fabriquées et testées sur une large gamme spectrale. Un fonctionnement monomode a été obtenu pour un cœur, de  $80\mu\text{m}$  à  $1\mu\text{m}$  et de  $140\mu\text{m}$  à  $2\mu\text{m}$ .

Il faut cependant préciser que dans une fibre active, les ions terres rares à l'origine du gain recherché, génèrent de la chaleur à cause de leurs défauts quantiques. De plus, certains effets parasites comme le photonoircissement peuvent aussi contribuer à réchauffer le cœur de la fibre. Cette émission d'énergie calorifique change le profil d'indice de réfraction des fibres, et en conséquence, modifie leur mécanisme de guidage. Il est par conséquent indispensable d'évaluer la performance de la structure A-LPF en présence de ces effets thermiques avant d'envisager la fabrication d'une fibre A-LPF dopée thulium. La structure pourra alors être optimisée afin d'atteindre une meilleure performance sous chargement thermique.



## Chapitre III. Contenu modal sous l'influence des effets thermiques

---

Dans le chapitre 2, une structure aperiodique à large pitch a été présentée. La capacité d'une telle architecture à délocaliser les modes d'ordre supérieur de manière à assurer l'émission d'une unique mode a été validée expérimentalement en fabriquant des fibres passives (cœur non dopé avec des ions de terres rares) avec différentes dimensions de cœur. Toutefois, lorsque l'on considère dans un second temps des fibres actives, les défauts quantiques des ions de terres rares et le photonoircissement induit dans le milieu à gain vont générer l'apparition d'une certaine charge thermique au sein de la fibre. Ce chargement thermique apporté à la fibre va alors naturellement modifier sa structure notamment au travers d'une variation transversale et longitudinale de l'indice de réfraction. Cette variation indicielle, étant donné ce que l'on a vu dans le chapitre précédent, va alors modifier les propriétés du guide d'onde, notamment sa capacité à délocaliser suffisamment les modes d'ordre élevé. Cela va nécessairement dégrader la qualité du faisceau émis, soit du fait de la présence permanente de plusieurs modes, soit via l'apparition d'instabilités modales transverses qui résultent d'une compétition entre ces modes au-delà d'un certain seuil. En outre, un autre phénomène de dégradation de la qualité du faisceau a été observé très récemment [Yehouessi17] mais ne sera pas étudié dans ce manuscrit. Il s'agit de l'observation d'une fuite du mode fondamental quand la fibre est mise sous un niveau de puissance élevé durant un temps prolongé (dizaines d'heures). Cette observation est due au couplage entre le mode fondamental et un mode de gaine à cause du photonoircissement.

Ainsi, avoir une architecture de fibre avec une bonne capacité à délocaliser les HOMs en présence d'un chargement thermique est bénéfique pour conserver une bonne qualité de faisceau le plus longtemps possible lors de la montée en puissance. Dans ce chapitre, le phénomène des instabilités modales va être expliqué en détails. Ensuite, la structure A-LPF proposée dans le chapitre 2 va être optimisée en tenant compte du chargement thermique.

### III.1. Les instabilités modales : origine et caractéristiques

Les derniers développements réalisés pour la montée en puissance des lasers à fibre, s'appuyant surtout sur des fibres dopées  $\text{Yb}^{3+}$  pour une émission à  $\lambda = 1\mu\text{m}$ , ont permis d'atteindre un niveau de puissance qui dépasse les 10kW en régime continu avec une bonne qualité de faisceau [Fomin10]. Par contre, dans le régime impulsif l'utilisation de courtes longueurs de fibre couplée à un très grand diamètre de cœur est indispensable afin de repousser le seuil des effets non linéaires. Malheureusement, depuis 2010 la montée en puissance dans ces fibres s'est retrouvée stoppée par l'apparition d'un nouveau phénomène appelé "instabilités modales transverses (IMT)". A cause de ce dernier, une dégradation drastique de la qualité du faisceau émis est observée expérimentalement par plusieurs équipes de recherche utilisant soit des fibres microstructurées [Eidam11, Stutzki11.b, Laurila12], soit des fibres à saut d'indice à large aire modale (ayant une faible ouverture numérique) [Kuznetsov14, Yang16], toutes dopées  $\text{Yb}^{3+}$ . Le faisceau émis reste stable et quasi-monomode jusqu'à une valeur de puissance bien spécifique (effet de seuil). Au-delà de cette valeur seuil, une fluctuation temporelle périodique (à l'échelle de la ms) apparaît (cf. figure 28). Après, quand la puissance optique continue à augmenter et dépasse un autre seuil, cette fluctuation devient complètement chaotique. La zone périodique représente un battement entre le FM et le mode d'ordre supérieur le plus compétitif (généralement le  $\text{LP}_{11}$ ), par contre la zone chaotique représente un transfert d'énergie entre le mode fondamental et

plusieurs modes d'ordre supérieur. Ces trois régions dépendent du montage expérimental utilisé, et des propriétés opto-géométriques de la fibre [Otto12]. Par exemple, dans une configuration laser le seuil des IMT est moins élevé que dans une configuration amplificateur parce que dans ce dernier cas, le mode fondamental est préférentiellement excité. De plus, le seuil des IMT lié au contenu modal et au chargement thermique dépend fortement des caractéristiques de la fibre (diamètre de cœur, absorption et concentration en ions terres rares).

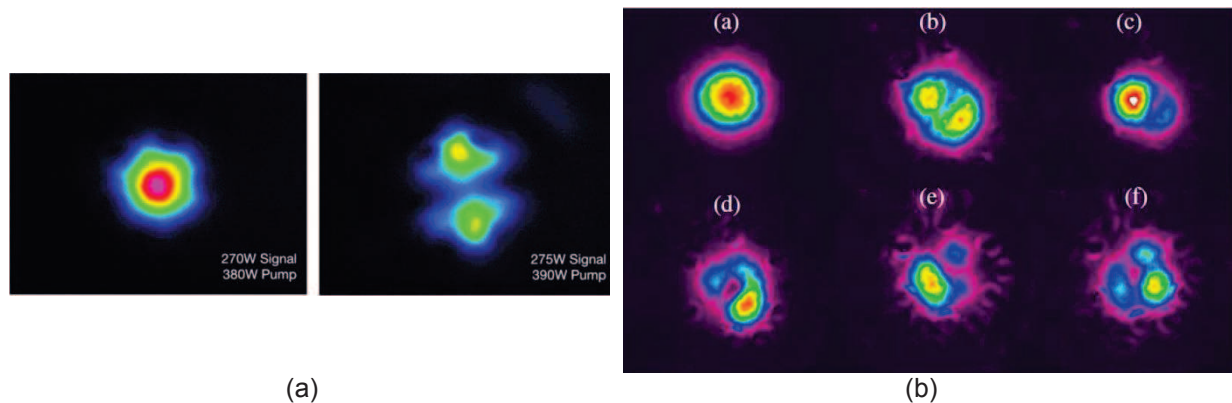


Figure 28 : Observation des instabilités modales transverses dans une (a) LPF ayant un MFD de  $56\mu\text{m}$ , et (b) DMF ayant un MFD de  $60\mu\text{m}$ . Dans les deux cas, la distribution d'intensité du faisceau émis mesurée en champ proche au-dessous ((a) dans fig. 28.b) et au-dessus ((b-f) dans fig.28.b) du seuil d'apparition des instabilités modales est montrée [Eidam11, Laurila12].

Pour essayer de comprendre l'origine de ce phénomène, afin de réduire son influence ou de repousser son seuil d'apparition, plusieurs équipes de recherche ont proposé des modèles numériques pour donner une explication théorique pour cet effet. Parmi ces équipes, on peut citer l'IAP en Allemagne, le DTU Fotonik au Danemark, l'AS-Photonics et LORC aux Etats-Unis. La première hypothèse a été proposée par Jauregui *et al.* en 2011 [Jauregui11]. Dans leur travail, l'origine des instabilités modales a été identifiée par, la création d'un réseau d'indice de réfraction longitudinal dans le cœur de la fibre due à un phénomène d'interférence modal, et par le TSHB (Transverse spatial hole burning). L'année suivante, Jauregui *et al.* ont montré dans [Jauregui12] que le réseau indiciel est dû aux effets thermiques générés dans la fibre. Si une fibre à grande (ou très grande) aire modale est intrinsèquement multimode, alors elle peut supporter la propagation de plusieurs modes si aucune injection préférentielle n'est prise en compte. Le mode fondamental peut interférer avec un (ou plusieurs) mode(s) d'ordre supérieur en créant un motif d'interférence d'intensité. Ce motif d'interférence va générer un réseau d'inversion de population tout au long de la fibre, parce que la variation d'intensité va changer la manière de désexciter les électrons de l'état excité. Ensuite, comme les défauts quantiques dans la fibre, c'est-à-dire le chargement thermique, dépend de l'inversion de population, un réseau de température va être généré dans le milieu à gain. Ce dernier et via l'effet thermo-optique va générer un réseau périodique de l'indice de réfraction qui a une période de l'ordre de la longueur de battement entre les modes (cf. figure 29). Cette dernière représente une condition très importante pour obtenir le transfert d'énergie intermodal [Jauregui11]. Toujours en 2011, Smith *et al.* ont montré dans [Smith11] que la bonne période n'est pas suffisante pour avoir ce transfert d'énergie, mais qu'un déphasage entre le réseau indiciel et le réseau d'intensité est également indispensable pour permettre ce phénomène. Pour obtenir ce déphasage, Smith *et al.* ont proposé l'idée d'un réseau d'intensité mobile ayant une vitesse qui dépend de



la différence de fréquence entre les modes qui interfèrent (de l'ordre du kHz). La combinaison de ce réseau mobile avec le retard temporel du réseau indiciel, due à la diffusion thermique dans le matériau formant le cœur, va conduire au transfert d'énergie attendu.

Récemment, le photonoircissement a été défini comme une source supplémentaire de chaleur à l'intérieur de la fibre [Otto15, Jauregui15, Ward16]. Dans certaines fibres, une augmentation du seuil d'apparition des instabilités modales transverses a été observée en augmentant les défauts quantiques. Cette contradiction a été expliquée par la participation de photonoircissement dans la génération de chargement thermique au sein la fibre. En plus, Laurila *et al.* ont montré dans [Laurila12] qu'en utilisant la même fibre et le même montage expérimental, le seuil d'apparition des IMT diminue progressivement avec le nombre de tests. Cette diminution est due au photonoircissement. En injectant un laser bleu dans la fibre pendant 20 heures (photoblanchissement), le seuil obtenu dans le premier test a été retrouvé de nouveau.

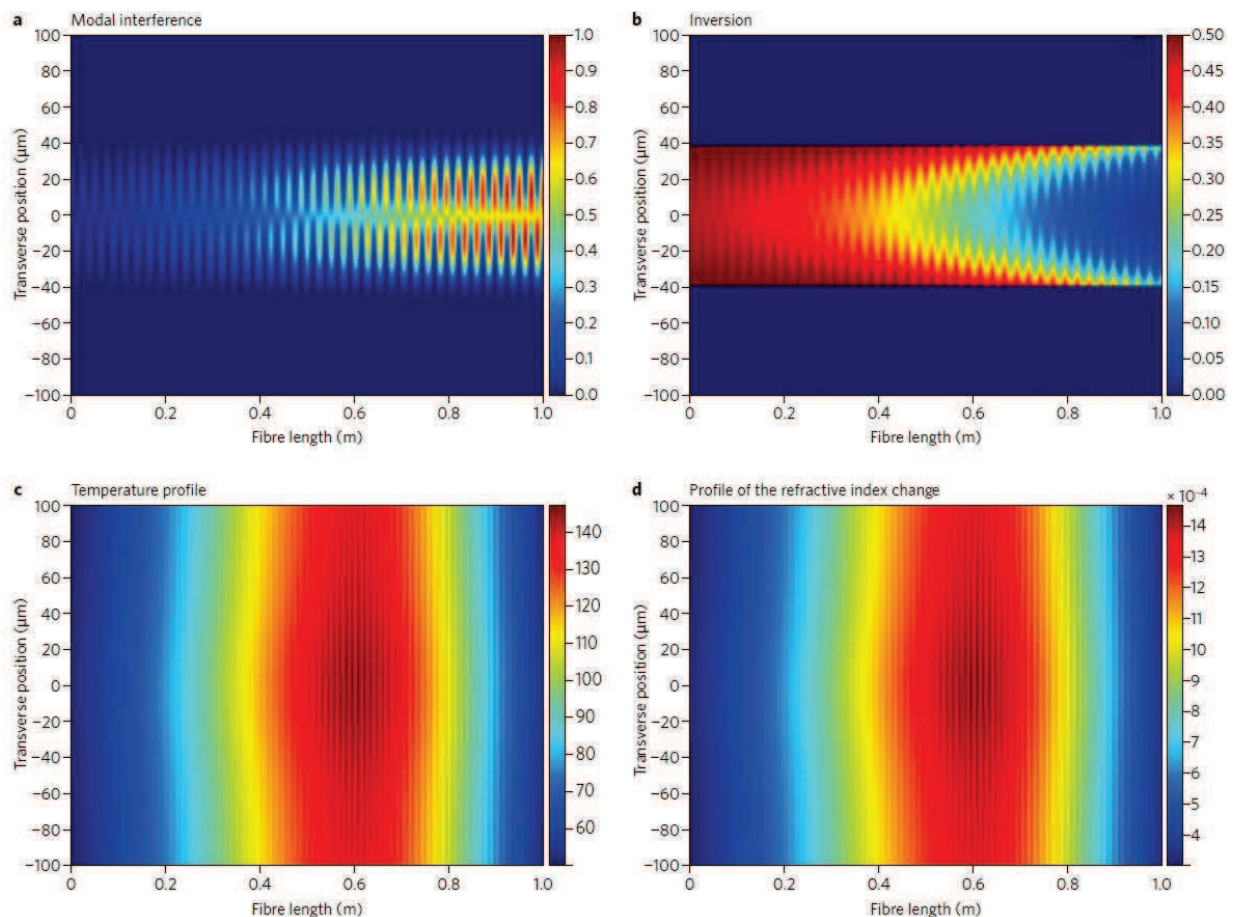


Figure 29: Les différentes étapes responsables de la formation du réseau d'indice de réfraction dans une fibre active. (a) représente l'interférence d'intensité entre les modes, ce schéma d'interférence crée le réseau d'inversion de population représenté dans (b). Ce dernier, et dû au chargement thermique, génère le réseau de température illustré dans (c), qui de sa part et par l'effet thermo-optique crée le réseau d'indice de réfraction montré dans (d) [Jauregui13].

Le sujet des instabilités modales transverses est toujours à l'étude, et des nouveaux travaux de recherche apparaissent et changent la manière de comprendre et d'analyser ce phénomène. Par exemple, au début le TSHB [Jiang08] a été proposé comme origine des

IMT. Récemment ce phénomène a été relié à la création d'un réseau de température, d'où un réseau d'indice de réfraction périodique, à l'intérieur de la fibre. Dans tous les cas envisagés, comme les résultats numériques obtenus commencent à concorder avec les observations expérimentales, des solutions ont été proposées dans le but de repousser le seuil d'apparition de ce phénomène, pour permettre la montée encore plus en puissance (cf. paragraphe III.2).

Pour le moment, les instabilités modales ont été observées seulement dans des fibres dopées  $\text{Yb}^{3+}$  et non pas dans des fibres dopées  $\text{Tm}^{3+}$ . Ceci peut surprendre étant donné que les ions thulium présentent dans une matrice silice des défauts quantiques plus importants que les ions ytterbium, et donc conduisent à un chargement thermique plus élevé dans la matrice constituant le cœur de la fibre. Il y a plusieurs raisons pour expliquer cette contradiction. La première est que les niveaux de puissance atteints jusqu'à maintenant dans les TDFs sont plus faibles que ceux obtenus avec les YDFs. La longueur d'onde dans les fibres dopées thulium est deux fois plus grande, et les modes d'ordre supérieur sont moins confinés, le transfert d'énergie entre le mode fondamental et les HOMs devient plus faible. De plus, Smith *et al.* et Hansen *et al.* ont montré que quand le degré de saturation du gain est plus élevé, le seuil d'apparition des instabilités modales augmente [Smith13, Hansen14] et comme le degré de saturation du gain dans les fibres dopées thulium est plus important comparé avec celui dans les fibres ytterbium, les instabilités modales dans les TDFs arrivent plus tard que dans les YDFs [Smith16].

### III.2. Limiter les instabilités modales transverses

A cause de la grande influence des IMT sur la qualité du faisceau émis, les équipes de recherche ont essayé de trouver des solutions ou des moyens qui permettent de repousser le seuil d'apparition de cet effet, et alors de monter encore en puissance en gardant toujours un faisceau stable. Les méthodes proposées peuvent être décomposées en deux familles, passives et actives.

Méthodes passives : ces méthodes sont composées des méthodes extrinsèques et intrinsèques. Comme méthode extrinsèque on trouve la réduction du défaut quantique (en diminuant la longueur d'onde du signal afin de réduire la différence entre cette dernière et la longueur d'onde de pompe). Par contre, les méthodes intrinsèques sont liées à l'optimisation des propriétés opto-géométriques de la fibre, comme la réduction de l'absorption, la réduction de photonoircissement [Jauregui16, Lægsgaard16], la saturation du gain [Smith13, Hansen14], la réduction de la zone dopée activement (afin d'amplifier préférentiellement le mode fondamental) [Jauregui13.a], ou l'optimisation de la structure de la fibre afin d'obtenir une meilleure délocalisation des HOMs [Stutzki14].

Méthode active : cette méthode consiste à ajouter un déflecteur acousto-optique au montage expérimental, qui permet de stabiliser le faisceau émis en temps réel [Otto13]. De plus, Stihler *et al.* ont montré que la modulation de l'onde de pompe permet aussi d'augmenter le seuil d'apparition des IMT d'un amplificateur à fibre [Stihler17].

### III.3. Principe théorique

Les modélisations proposées pour estimer le seuil des IMT sont réalisées pour des cas bien spécifiques. Par contre, comme le seuil des IMT dépend de la configuration utilisée (laser, amplificateur, pompage co-propagatif, pompage contra-propagatif) et des propriétés de la fibre (diamètre de cœur, concentration en ions terres rares, absorption linéique) on a décidé

de se concentrer sur l'origine de ce phénomène, représentée par une augmentation du gain des HOMs du fait de leur re-confinement pendant la montée en puissance, et d'essayer à nouveau de délocaliser ces modes en tenant compte du chargement thermique. Par conséquent, si on réussit à évacuer les HOMs en dehors du cœur ou à diminuer leur recouvrement avec ce dernier, on peut repousser le seuil d'apparition des IMT. Cette stratégie est une méthode passive intrinsèque si l'on suit la précédente classification. Stutzki *et al.* ont montré dans [Stutzki14] que la réduction de symétrie dans la gaine d'une fibre LPF améliore notamment la performance de cette dernière en la présence d'un chargement thermique.

Si on prend par exemple un point bien défini au début de la fibre (à une distance de quelques centimètres de sa face d'entrée). Sur ce point, la montée en puissance va changer transversalement l'indice de réfraction. L'indice varie d'une manière quadratique dans le cœur et d'une manière logarithmique ailleurs. Cette variation de profil d'indice dans le cœur va amener à un re-confinement rapide des HOMs dans le cœur qui va être à l'origine de l'apparition des instabilités modales transverses.

Dans la prochaine partie, les équations qui conduisent à cette variation vont être présentées. Après, elles vont être appliquées sur plusieurs structures de fibres afin de déterminer comment le chargement thermique agit sur le mécanisme de guidage dans chacune de ces dernières.

### III.3.1. L'influence du chargement thermique sur l'indice de réfraction dans une fibre optique

Dans une fibre optique dopée avec des ions de terres rares, la montée en puissance laser (puissance de pompe et puissance de signal généré) induit de la chaleur à cause des défauts quantiques de ces ions et du photonoircissement. Le défaut quantique est l'énergie calorifique libérée au sein de la fibre due à la différence énergétique (ou en longueur d'onde) entre la puissance de pompe absorbée et la puissance signal émise. De plus, le photonoircissement, expliqué dans le § 1.5, est représenté par une absorption des photons de pompe sans émission radiative (phonons), donc une génération supplémentaire de chaleur.

Supposons que l'on a une fibre optique à saut d'indice à simple gaine avec un cœur de rayon  $a$  et une gaine de rayon  $b$ , comme représentée sur la figure 30.

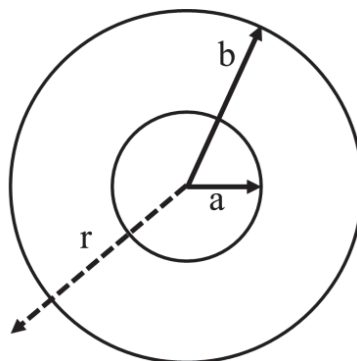


Figure 30: schéma illustratif de la section transverse d'une fibre optique à saut d'indice à simple gaine  
Les équations de transfert de chaleur dans une fibre à simple gaine sont[Brown01] :



$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_1(r)}{\partial r} \right) = \frac{-Q_0}{k_{si}} \quad \text{pour } r < a \quad (3.1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_2(r)}{\partial r} \right) = 0 \quad \text{pour } a < r < b \quad (3.2)$$

avec  $Q_0$  la densité de chaleur induite à l'intérieur de la fibre.  $Q_0 = Q/A_{\text{cœur}}$  avec  $Q$  le chargement thermique et  $A_{\text{cœur}}$  l'aire du cœur.  $k_{si}$  est la conductivité thermique ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) dans la silice pure. Cette dernière est utilisée aussi pour la silice dopée activement ou passivement car dans tous les cas étudiés dans ce travail, la silice représente plus de 90% de ces matériaux.  $T_1$  et  $T_2$  sont les températures dans le cœur et dans la gaine respectivement.

La température et sa dérivée sont continues à l'interface entre le cœur et la gaine (c'est-à-dire pour  $r = a$ ). Les équations de continuité sont :

$$T_1(r = a) = T_2(r = a) \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial r}(r = a) = \frac{\partial T_2}{\partial r}(r = a) \quad (3.4)$$

De plus, la température est constante au centre du cœur de la fibre (pour  $r = 0$ ), donc sa dérivée en ce point est nulle :

$$\frac{\partial T_1}{\partial r}(r = 0) = 0 \quad (3.5)$$

Une autre condition peut être appliquée à l'interface avec l'air (pour  $r = b$ ). A cet endroit la loi de refroidissement de Newton est définie comme :

$$\frac{\partial T_2}{\partial r}(r = b) = \frac{h}{k_{si}} (T_c - T_2(r = b)) \quad (3.6)$$

Où  $h$  est le coefficient de transfert thermique ( $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ) et  $T_c$  est la température de refroidissement (en K).

En intégrant les quatre conditions citées précédemment dans les équations 3.1 et 3.2, la diffusion de température dans chaque domaine peut être écrite comme suit :

$$T_1(r) = -\frac{Q_0 r^2}{4k_{si}} + T_0 \quad (3.7)$$

$$T_2(r) = -\frac{Q_0}{2k_{si}} a^2 \ln \frac{r}{a} - \frac{Q_0}{4k_{si}} a^2 + T_0 \quad (3.8)$$

$T_0$  (en K) est la température au centre de la fibre (pour  $r = 0$ ). Cette valeur est définie comme :

$$T_0 = T_c + \frac{Q_0 a^2}{4k_{si}} \left( 1 + 2 \ln \frac{b}{a} + \frac{2k_{si}}{bh} \right) \quad (3.9)$$

Selon l'effet thermo-optique l'indice de réfraction du milieu varie avec la température. Ce changement d'indice est défini comme suit :

$$\Delta n_{1,2} = \frac{\partial n}{\partial T} (T^{1,2}(r) - T_c) \quad (3.10)$$

Avec  $dn/dT=\beta$  le coefficient thermo-optique de la silice.

Alors le nouvel indice de réfraction de chaque milieu devient :

$$n_1 = n_{1,0} + \beta \left( T_0 - \frac{Q_0 r^2}{4k_{si}} - T_c \right) \quad (3.11)$$

$$n_2 = n_{2,0} + \beta \left( T_0 - \frac{Q_0 a^2}{2k_{si}} \left( \frac{1}{2} + \ln \frac{r}{a} \right) - T_c \right) \quad (3.12)$$

$n_{1,0}$  et  $n_{2,0}$  sont les indices de réfraction du cœur et de la gaine sans chargement thermique.

L'équation 3.11 montre que dans le milieu à gain, l'indice de réfraction évolue de manière quadratique. Cette variation prend une forme logarithmique dans les zones non dopées en ions de terres rares (équation 3.12). A titre d'exemple, la variation de la température et de l'indice de réfraction dans le cas d'une fibre à saut d'indice, avec un cœur de  $18\mu\text{m}$  et une gaine de  $250\mu\text{m}$ , est représentée dans la figure 31. Les paramètres utilisés dans cette simulation ( $K_{si}$ ,  $h$  et  $T_c$ ) sont montrés dans le tableau 4. Dans la plupart des cas, cette modification du profil d'indice de réfraction est négligeable devant la différence d'indice de la fibre active à saut d'indice avec un grand contraste d'indice entre le cœur et la gaine. Dans le cas particulier des fibres optiques à très grande aire affective, l'amplitude de cette modification d'indice qui peut atteindre, voir dépasser le  $10^{-4}$ , va perturber le mécanisme de guidage dans le cœur de la fibre. En effet et en particulier pour les fibres à très grand cœur type LPF [Eidam11], DMF [Laurila12] ou A-LPF, le contraste d'indice amené par la charge thermique peut provoquer un confinement des champs plus contraint que celui dû à la structure elle-même.

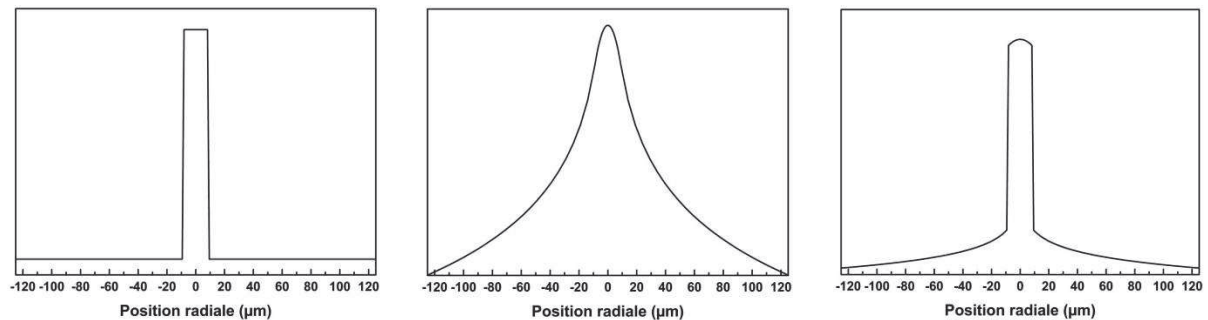


Figure 31 : De gauche à droite : profil d'indice de réfraction dans une fibre à saut d'indice sans chargement thermique, profil de température et profil d'indice de réfraction sous chargement thermique.

La variation d'indice de réfraction dans une fibre optique, pour des niveaux de chargement thermique entre 10 et 200W/m, est comprise entre  $10^{-5}$  et  $10^{-4}$ . L'influence de cette variation est plus remarquable dans les fibres microstructurées que dans les fibres à saut d'indice. En effet, dans les fibres microstructurées, un accord parfait d'indice entre le cœur et le matériau constituant le fond de la gaine est demandé pour conserver une bonne qualité du faisceau émis, et un faible excès d'indice dans le cœur va re-confiner les HOMs dans le cœur [Dauliat13.a].

### III.3.2. Variation de l'indice de réfraction dans une fibre optique microstructurée

La structure aperiodique présentée dans le chapitre 2 va être étudiée en tenant compte de la variation de l'indice de réfraction due au chargement thermique induit dans la fibre.

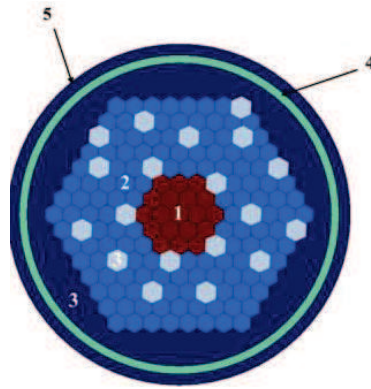


Figure 32: Différents domaines indiciels (numérotés de 1 à 5) dans la structure aperiodique A-LPF.

Dans cette partie, l'indice de réfraction dans chaque domaine présenté dans la figure 32a a été modifié et reformulé en suivant la démarche détaillée dans la partie III.3.1. Il faut noter que dans le domaine 4 (la gaine d'air), la conductivité thermique ( $K_{ac}$ ) a été prise en compte. Ce paramètre dépend du nombre de ponts en silice, de leur épaisseur et de leur longueur [Limpert03].

Les différents paramètres physiques et géométriques utilisés dans notre calcul sont présentés dans le tableau 4. Ces paramètres sont communs dans toutes les structures étudiées et ils ne dépendent pas de la longueur d'onde de travail.

Tableau 4 : Les différents paramètres physiques et géométriques utilisés dans notre modèle numérique

<i>Chargement thermique <math>Q</math>, <math>W/m</math></i>	Variable
<i>Conductivité thermique de la silice pure ou dopée <math>K_{si}</math>, <math>W.m^{-1}.K^{-1}</math></i>	1,38
<i>Conductivité thermique de la gaine d'air, <math>K_{ac}</math>, <math>W.m^{-1}.K^{-1}</math></i>	0,088
<i>Coefficient du transfert thermique, <math>h</math>, <math>W.m^{-2}.K^{-1}</math></i>	80
<i>Température de refroidissement, <math>T_c</math>, <math>K</math></i>	298
<i>Pitch <math>\Lambda</math>, <math>\mu m</math></i>	45
<i>Diamètre du cœur estimé, <math>D_c</math>, <math>\mu m</math></i>	~75
<i>Diamètre extérieur, <math>mm</math></i>	1

Dans ce travail, la comparaison entre les structures va être réalisée en se basant sur la valeur du chargement thermique  $Q$ . Cette valeur peut être convertie en puissance de signal ou de pompage en utilisant l'équation 3.13 [Johansen13, Coscelli16]. Dans cette équation, la conversion dépend de certaines propriétés de la fibre comme sa longueur et son absorption linéique. Toutefois, cette relation prend en compte le chargement thermique dû aux défauts quantiques mais ne tient pas compte de celui apporté par le photonoircissement.

Donc les valeurs obtenues en puissance peuvent être surestimées. Alors, si on garde le chargement thermique  $Q$  comme référence, les structures peuvent être comparées quant à leur capacité à garantir une délocalisation efficace des HOMs en présence d'un certain niveau de chargement thermique, indépendamment des autres propriétés de la fibre.

$$Q = \frac{1-10^{-\alpha dL/10}}{dL} \left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_s}\right) \frac{P_{signal}}{\eta} \quad (3.13)$$

Où  $\alpha$  (dB/m) est le coefficient d'absorption de la pompe,  $dL$  est la longueur de la fibre,  $\lambda_p$  et  $\lambda_s$  sont les longueurs d'onde de pompe et de signal,  $\eta$  est l'efficacité laser de la fibre, et  $P_{signal}$  est la puissance de signal (émise).

Dans ce travail, une LPF avec un pitch de  $45\mu\text{m}$  (LPF45) a été identifiée comme fibre référence pour évaluer nos structures. Cette fibre a été choisie parce que c'est une fibre commerciale très utilisée dans les laboratoires de recherche et dans l'industrie des lasers à fibre. Elle possède un diamètre de cœur autour de  $75\mu\text{m}$ , et le diamètre des trous d'air normalisé ( $d/\Lambda$ ) est de 0,3. Dans cette fibre, et dans les fibres microstructurées qui possèdent les mêmes caractéristiques géométriques, pour un chargement thermique de  $Q = 100\text{W/m}$ , la différence d'indice de réfraction apparaissant entre le centre du cœur de la fibre et l'interface avec l'air (variation entre les domaines 1 et 5 dans la figure 32) est de l'ordre de quelques  $10^{-4}$ . En outre, cette variation devient quelques  $10^{-5}$  si on compare l'indice au centre du cœur avec l'indice à l'interface cœur/gaine (l'interface entre les domaines 1 et 2 dans la figure 32). Avec cette différence d'indice et en prenant en compte la taille exceptionnelle du cœur, une fibre effectivement monomode peut devenir multimode. Un schéma illustratif de la variation du profil d'indice dans une A-LPF est montré dans la figure 33. On peut voir clairement comment l'indice de réfraction change de manière quadratique dans le cœur et logarithmique ailleurs. Il faut noter que cette image est réalisée pour donner une idée claire et visible sur le profil d'indice dans notre structure sous chargement thermique, mais les niveaux indiciels présentés sont arbitraires.

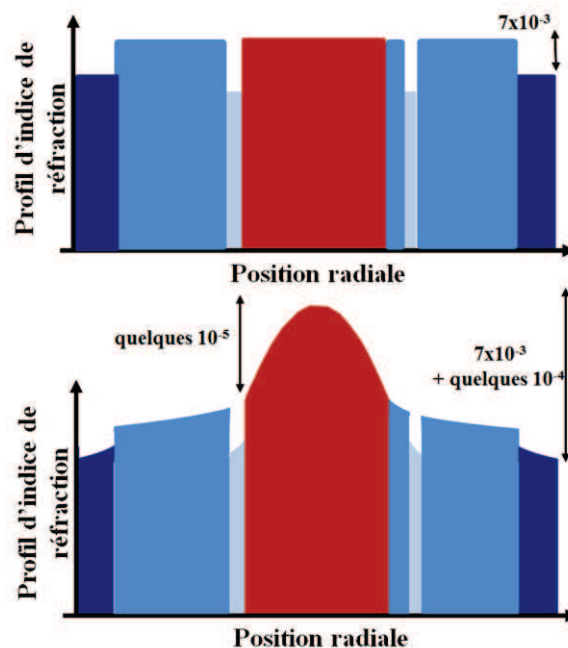


Figure 33 : Profil d'indice de réfraction d'une A-LPF sans (en haut) et avec (en bas) chargement thermique.

Dans une fibre microstructurée à très grande aire modale comme les LPF, DMF et A-LPF, les indices de réfraction des matériaux qui constituent le cœur et le "fond" de la gaine doivent être parfaitement égaux pour avoir une bonne délocalisation des HOMs due à la disposition des inclusions bas indice. Un léger excès d'indice de réfraction dans le cœur va re-confiner les HOMs et dégrader la qualité du faisceau émis (de la même manière une légère dépression d'indice dans le cœur va déconfiner le mode fondamental et affecter l'efficacité de la fibre). Comme la charge thermique apporte un excès d'indice dans la partie centrale de la fibre, elle va provoquer un reconfinement des HOMs. Il est donc particulièrement intéressant de concevoir une structure qui permet de garder une bonne délocalisation des modes d'ordre supérieur même sous un fort chargement thermique.

### III.3.3. Comparaison d'une structure LPF et A-LPF sous chargement thermique

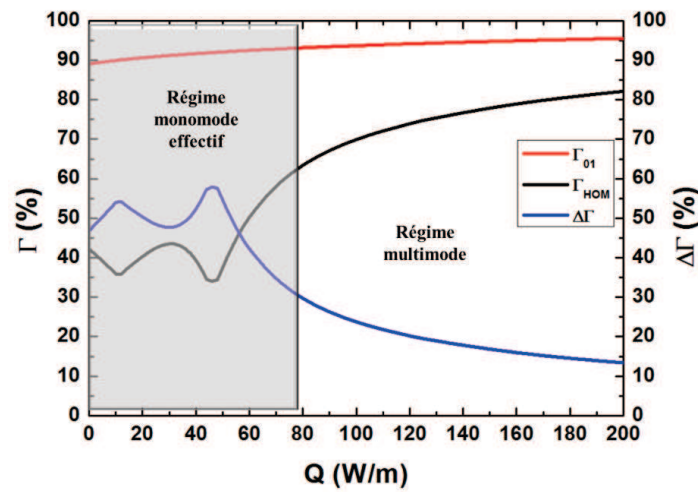
La modification de l'indice de réfraction sous l'influence de chaleur renforce le recouvrement des modes avec le milieu due au gradient d'indice supplémentaire induit à l'intérieur du cœur. Ce changement augmente le recouvrement des HOMs avec le milieu à gain. Nous avons repris ici les deux structures LPF et A-LPF présentées précédemment dans la figure 17 (pour une valeur de pitch de  $45\mu\text{m}$ ) et nous avons réalisé une étude numérique comparative permettant d'observer leur capacité à toujours délocaliser les HOMs en présence d'un chargement thermique ( $Q$ ) variant de 0 jusqu'à  $200\text{W/m}$ . Cette étude numérique est faite pour  $\lambda = 2\mu\text{m}$ . Pour chaque valeur de  $Q$ , le contenu modal a été étudié en calculant le facteur de recouvrement des 100 premiers modes avec la zone de gain. Les mêmes critères que ceux définis dans le paragraphe II.1 ont été utilisés dans cette partie pour définir le régime monomode. Pour rappel, on considère que l'on a un comportement quasi-monomode lorsque le recouvrement du mode fondamental avec la zone de gain est supérieur à 80% et lorsque la discrimination modale est supérieure à 30% ( $\Gamma_{01} > 80\%$ ,  $\Delta\Gamma > 30\%$ ). Deux nouveaux paramètres sont introduits ici afin de comparer la performance des structures étudiées. Le premier paramètre est noté  $Q_{\text{max}}$  et représente la valeur du chargement thermique maximum pouvant être supporté par la structure pour garder une propagation quasi-monomode. Autrement dit, pour  $Q > Q_{\text{max}}$ , la discrimination modale devient inférieure à 30%.  $Q_{\text{max}}$  correspond donc au seuil du régime multimode. Le deuxième paramètre est noté  $Q_{\text{min}}$  et représente la valeur de chargement thermique nécessaire pour que le mode fondamental soit suffisamment confiné dans le cœur afin d'être bien amplifié durant sa propagation (i.e. avoir un recouvrement supérieur à 80%).  $Q_{\text{min}}$  représente donc le seuil de fonctionnement de la fibre. Ces critères sont définis arbitrairement et qu'ils ne reflètent pas les seuils exacts d'apparition des IM. Ces seuils dépendent des conditions d'utilisation des fibres. Ils ne sont pertinents que pour comparer des fibres entre elles.

L'évolution du facteur de recouvrement avec la zone de gain, d'une part du mode fondamental et d'autre part du mode d'ordre supérieur le plus confiné dans le cœur, en fonction du chargement thermique  $Q$  apportée à la structure est représentée dans les deux graphiques de la figure 34. Sur ces mêmes graphiques, l'évolution de la discrimination modale en fonction de  $Q$  est aussi représentée. Dans les deux structures, LPF (figure 34.a) et A-LPF (figure 34.b), le pitch est de  $45\mu\text{m}$  (équivalent à un cœur autour de  $75\mu\text{m}$ ) et la longueur d'onde est de  $2\mu\text{m}$ .

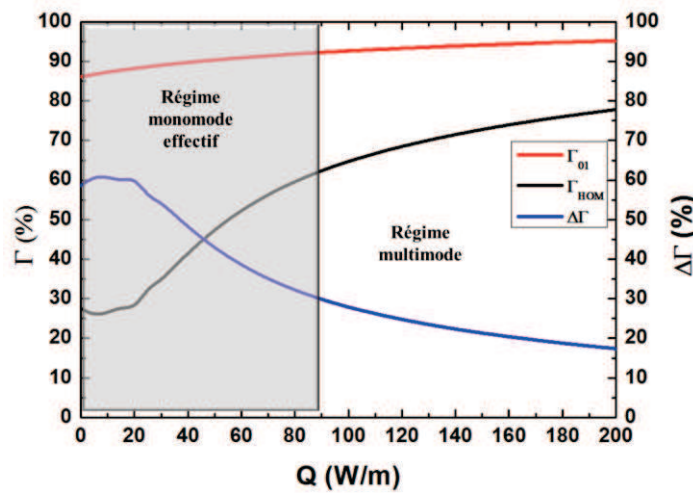
Dans les deux structures étudiées ici, les facteurs de recouvrement des modes avec la zone de gain augmentent avec le chargement thermique (courbes noire et rouge dans la figure 34). Cette augmentation est due à la variation du profil d'indice de réfraction expliquée



précédemment. Dans le cas de la LPF (figure 34.a), une compétition entre deux modes d'ordre supérieur (mode  $LP_{11}$  et mode  $LP_{12}$ ) apparaît pour un faible chargement thermique ( $Q < 50W/m$ ) avant que le mode  $LP_{11}$  prenne le dessus et devienne le mode d'ordre supérieur le plus confiné [Stutzki14] lorsque  $Q > 50W/m$  (courbe noire dans la figure 34.a). Cela explique que les courbes n'évoluent pas de façon régulière dans cette zone. Il est à noter que ce phénomène peut être aussi observé plus tard dans ce manuscrit, dans la figure 39, où la distribution d'intensité des modes est tracée en fonction de  $Q$ . La discrimination modale représentée en bleu dans la figure 34.a diminue progressivement avec l'augmentation du chargement thermique, à cause du confinement des HOMs dans la zone de gain, jusqu'à atteindre une valeur inférieure à 30% pour une valeur de  $Q$  de 80W/m. Donc le seuil de régime multimode ( $Q_{max}$ ) dans une LPF45 à  $2\mu m$  est de 80W/m. La zone grise représente la bande de fonctionnement où la fibre a un comportement quasi-monomode. C'est-à-dire quand  $Q$  est plus grand que  $Q_{min}$  et plus petit que  $Q_{max}$ .



(a)



(b)

Figure 34 : Graphiques représentent l'évolution des facteurs de recouvrement du mode fondamental (en rouge) et du mode d'ordre supérieur le plus confiné (en noir) avec la zone de gain, ainsi que l'évolution de la discrimination modale (en bleu) en fonction du chargement thermique dans (a) une LPF et (b) une A-LPF ( $\Lambda = 45\mu m$ ,  $\lambda = 2\mu m$ ). L'encart gris représente la zone de fonctionnement monomode de la structure (c'est-à-dire pour  $\Delta\Gamma > 30\%$ ).



Passons maintenant à la structure A-LPF dont les résultats obtenus sont représentés sur la figure 34.b. Les facteurs de recouvrement et la discrimination modale ont la même tendance que celle déjà observée dans le cas de la LPF. En comparant les deux graphes, on peut remarquer que la zone grise dans la figure 34.b est plus large. L'élargissement de cette dernière observée ici montre que la valeur de  $Q_{\max}$  dans une A-LPF est plus importante que dans une LPF. En effet le paramètre  $Q_{\max}$  dans une A-LPF vaut 90W/m, soit une valeur 12,5% plus grande que dans le cas de la LPF standard. Ces résultats montrent que la structure aperiodique a une meilleure capacité à délocaliser les HOMs sous la présence de chargement thermique en comparaison de la structure LPF. Autrement dit la structure A-LPF peut supporter une quantité de chargement thermique plus importante avant d'engendrer l'apparition du régime multimode. Par conséquent, les instabilités modales transverses dans une A-LPF seront atteintes à des niveaux de puissance plus élevés que dans une LPF. Néanmoins, il est important de rappeler que nos critères de comparaison permettent de comparer les propriétés de confinement de fibres optiques mais ne donnent en aucun cas une estimation quantitative des seuils des instabilités modales dans les architectures de lasers ou d'amplificateurs utilisant ces mêmes fibres.

Dans notre structure A-LPF, l'asymétrie de la microstructuration de la gaine fait que la distance entre deux inclusions bas indice « diamétralement » opposé délimitant le cœur de la fibre varie suivant l'axe de mesure utilisé. Pour cela, nous préférons donner le diamètre du champ de mode (MFD) guidé ou bien son aire effective plutôt que de parler de diamètre de cœur ou de diamètre de champ de mode. L'aire effective du mode guidé est calculée en utilisant l'équation 3.14 et il est alors possible de calculer un MFD équivalent en utilisant l'équation 3.15.

$$MFA = \frac{(\iint_{\text{totale}} E^2)^2}{\iint_{\text{totale}} E^4} \quad (3.14)$$

$$MFD = 2 \sqrt{\frac{MFA}{\pi}} \quad (3.15)$$

Le MFD ou l'aire effective du mode fondamental sont des caractéristiques très importantes dans les fibres utilisées pour la montée en puissance. Leur augmentation permet de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires. La potentielle variation du MFD avec le chargement thermique dans une LPF et dans une A-LPF est donc une information très importante. L'évolution du MFD du mode fondamental calculée en fonction du chargement thermique variant entre 0 et 200 W/m est représentée sur la figure 35 pour les deux types de structures. Dans les deux cas, le MFD diminue avec  $Q$  à cause de la variation quadratique de l'indice de réfraction dans le cœur, qui limite l'étalement du champ. A 0W/m le MFD dans une A-LPF (ligne rouge) est plus grand que dans une LPF (ligne noire). Cette différence est due à l'utilisation de cinq inclusions bas-indice au lieu de six pour délimiter le cœur. Ces résultats concordent avec ceux de la figure 34. Dans la figure 35, les parties en trait plein correspondent aux valeurs de MFD calculées dans la zone de fonctionnement optimale des deux structures (zone de régime quasi-monomode correspondant aux zones grisées de la figure 34). Les parties en trait pointillé correspondent quant à elles aux MFD calculés dans la zone du régime multimode. L'aire effective obtenue dans une LPF au seuil du régime multimode est de  $2875\mu\text{m}^2$  et est quasiment identique à la valeur obtenue dans la A-LPF ( $2843\mu\text{m}^2$ ).

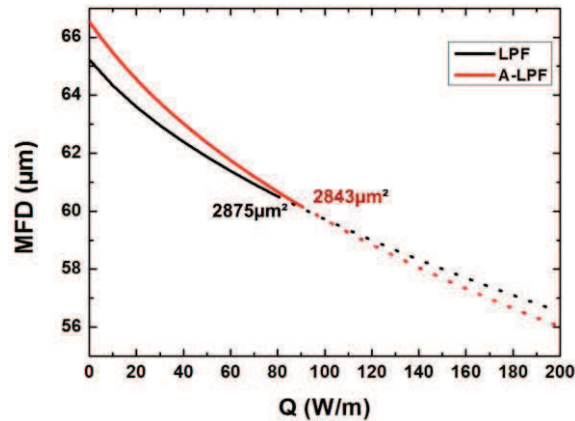


Figure 35 : Evolution du diamètre du champ du FM en fonction du chargement thermique dans une LPF (en noir) et une A-LPF (en rouge). Le régime monomode est représenté en trait plein et le régime multimode est représenté en trait pointillé. La valeur de l'aire effective du FM calculée à  $Q_{max}$  est ajoutée pour chaque structure. Avec  $\Lambda = 45\mu\text{m}$  et  $\lambda = 2\mu\text{m}$ .

Le but maintenant est d'améliorer encore la performance de notre structure. C'est-à-dire d'optimiser la structuration de la gaine afin de garder le mode  $LP_{11}$  en dehors du cœur pour la valeur de chargement thermique la plus élevée possible (autrement dit repousser fortement la valeur de  $Q_{max}$ ).

### III.3.4. Optimisation de la structure A-LPF

Dans la structure A-LPF proposée dans la section II.1, le seuil du régime multimode à  $\lambda = 2\mu\text{m}$  pour un cœur de  $75\mu\text{m}$  (pitch de  $45\mu\text{m}$ ) est de  $90\text{W/m}$  (cf. Fig. 34). Cette valeur est 12,5% plus importante que la valeur obtenue dans une fibre standard LPF ( $80\text{W/m}$ ) de dimension comparable. Cette valeur est limitée par le re-confinement du mode  $LP_{11}$  dans le cœur. Donc, pour essayer de repousser la valeur du paramètre  $Q_{max}$ , le confinement du mode  $LP_{11}$  a été étudié en fonction du chargement thermique appliquée dans la structure A-LPF. A titre d'exemple la figure 36.a et 36.b montre la distribution d'intensité du mode  $LP_{11}$  (suivant les deux axes de polarisation) pour un  $Q$  de  $30\text{W/m}$ . Les trajets suivis par ce mode, à travers les canaux de fuite faits en silice dopée aluminium (correspondant au matériau de fond de la gaine optique), pour se rapprocher du cœur sont représentés par des flèches grises sur la figure 36.c. En outre, afin d'évacuer ce mode vers l'extérieur du cœur, les étapes suivantes ont été réalisées :

- Distinguer les inclusions bas-indices qui participent au confinement du mode  $LP_{11}$  pendant la montée en chargement thermique en définissant les zones où le mode  $LP_{11}$  se localise (flèches grises dans la figure 36.c).
- Changer la position de ces inclusions dans le but d'élargir les zones de fuite et avoir une délocalisation plus efficace du mode  $LP_{11}$ . Ce changement est marqué à l'aide des flèches jaunes dans la figure 36.d.
- Eliminer les inclusions bas-indices qui sont très loin de la zone d'interaction avec le champ, ce qui nous permet de simplifier la microstructuration. Ces inclusions sont marquées par des cercles blancs sur la figure 36.d.
- Ajouter une inclusion (marquée par un cercle noir sur la figure 36.d) d'indice bas afin de préserver un bon recouvrement du mode fondamental avec le milieu à gain.

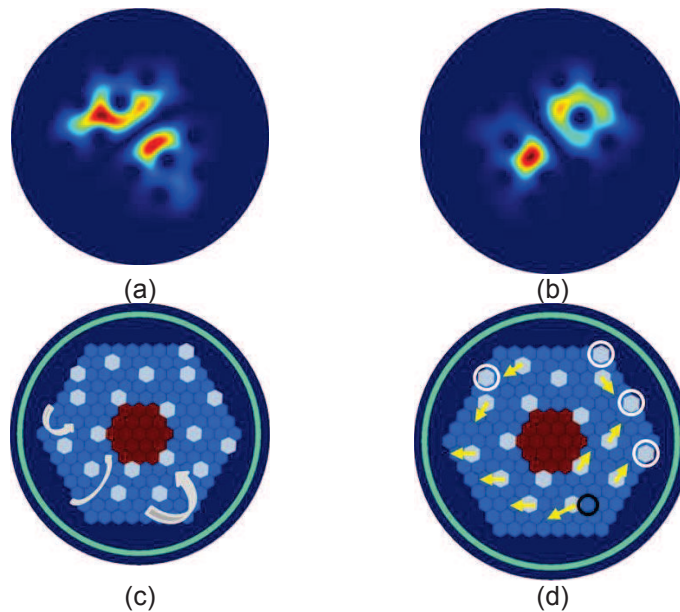


Figure 36 : (a et b) Distribution d'intensité calculée du mode  $LP_{11}$  suivant les deux axes de polarisation dans la structure A-LPF pour un chargement thermique valant  $Q = 30 \text{ W/m}$ . (c et d) Synthèse des étapes suivies pour optimiser la structure A-LPF.

Donc, notre structure optimisée appelée structure complètement apériodique (FA-LPF) est composée de 169 cellules. Parmi ces cellules, on a :

- 19 cellules dopées avec des ions de terres rares qui forment le milieu à gain de la fibre.
- 134 cellules dopées passivement avec un indice de réfraction égal à l'indice du cœur actif (pour un chargement thermique nul).
- 16 inclusions bas-indice (silice dopée ou silice pure selon les cas) placées d'une manière permettant de réduire le recouvrement du mode  $LP_{11}$  avec le cœur.

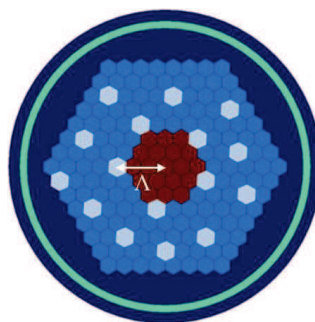


Figure 37: Section transverse modélisée d'une FA-LPF.

### III.3.4.1. Performance de la structure FA-LPF sous chargement thermique

Dans cette partie, l'étude du contenu modal de la structure de fibre FA-LPF est réalisée jusqu'à une valeur de chargement thermique de  $200 \text{ W/m}$ . Le calcul a été mené sur les 100 premiers modes et ce pour une longueur d'onde de  $2 \mu\text{m}$ . Les mêmes critères numériques que ceux détaillés précédemment ont été utilisés pour évaluer la performance de la structure FA-LPF : un facteur de recouvrement du mode fondamental supérieur à 80% (définissant le paramètre  $Q_{\min}$ ) et une discrimination modale supérieure ou égale à 30% (définissant le paramètre  $Q_{\max}$ ). Ici aussi le pitch est fixé à  $45 \mu\text{m}$ , ce qui conduit à un cœur de  $75 \mu\text{m}$ .

Pour une fibre froide, c'est-à-dire sans chargement thermique, le mode LP<sub>11</sub> est complètement délocalisé vers l'extérieur du cœur et son recouvrement avec la zone du cœur est inférieur à 16%. Sa distribution d'intensité est montrée dans la figure 39 pour un Q de 0W/m.

On constate qu'au cours de cette augmentation de la valeur de chargement thermique, le recouvrement de ce mode LP<sub>11</sub> avec le cœur augmente. En comparant les valeurs de  $\Gamma_{11}$  à chaque valeur de Q dans une FA-LPF avec celles d'une LPF et A-LPF, on peut conclure facilement que la structure FA-LPF réduit le confinement du mode LP<sub>11</sub>.

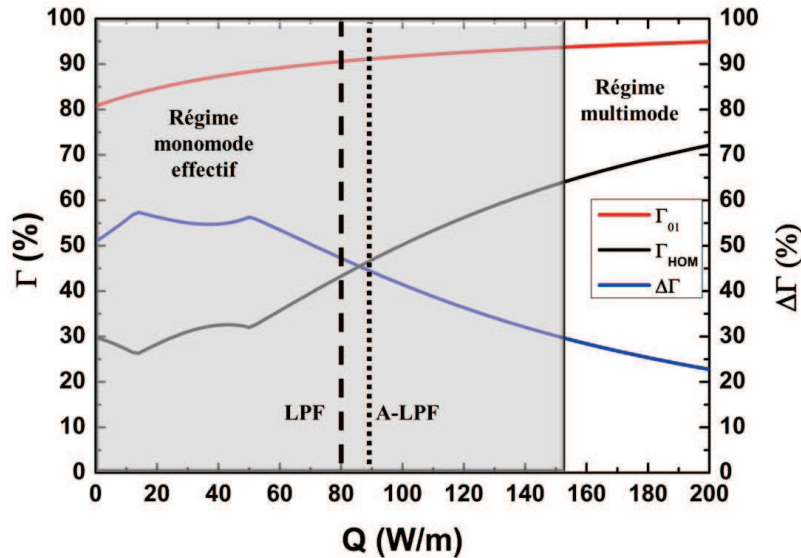


Figure 38 : Evolution du facteur de recouvrement du mode fondamental (en rouge), du mode d'ordre supérieur le plus confiné (en noir) et de la discrimination modale (en bleu) dans une FA-LPF en fonction du chargement thermique. La zone grise représente la zone de fonctionnement monomode (c'est-à-dire pour  $\Delta\Gamma > 30\%$ ). De plus, le seuil du régime multimode est représenté en ligne discontinue pour une LPF, et en ligne pointillée pour une A-LPF. Avec  $\Lambda = 45\mu\text{m}$  et  $\lambda = 2\mu\text{m}$ .

Pour une meilleure compréhension, les évolutions du facteur de recouvrement du HOM le plus confiné et de la discrimination modale sont tracées en fonction du chargement thermique de la même manière que nous l'avons déjà vu sur la figure 34. Les courbes illustrées ici dans la figure 38 possèdent la même tendance que les courbes présentées dans la figure 34. Les facteurs de recouvrement du mode fondamental et du mode d'ordre supérieur le plus confiné dans la zone de gain augmentent sous l'influence du chargement thermique, et réciproquement la discrimination modale décroît. On constate cependant que le mode fondamental est un peu moins confiné dans le cœur de la fibre par rapport à la structure A-LPF, ceci venant de la grande distance entre les inclusions d'indice bas qui entourent le cœur. Cette réduction de confinement du FM est rapidement compensée quand une certaine quantité de chaleur se génère dans la fibre. En regardant l'évolution de la discrimination modale (courbe bleue sur la figure 38), une amélioration très marquante de la valeur du paramètre  $Q_{\text{max}}$  est observée. Dans cette structure FA-LPF,  $\Delta\Gamma$  devient en effet inférieur à 30% quand la valeur du chargement thermique dépasse 152W/m. Ceci correspond à une valeur 68% plus grande que celle obtenue avec la structure A-LPF et 90% plus grande que celle obtenue avec la structure LPF. Donc la structure FA-LPF offre une très large bande de fonctionnement monomode due à la structuration originale de sa gaine.

Afin de comparer les trois structures LPF, A-LPF, FA-LPF d'une façon simple quant à leur capacité à repousser le re-confinement du mode  $LP_{11}$  avec l'augmentation du chargement thermique, la distribution de l'intensité du mode  $LP_{11}$  a été calculée dans chaque structure et ce pour différentes valeurs du chargement thermique. La figure 39 synthétise ces calculs. On rappelle que la distribution de l'intensité est calculée dans des fibres ayant un pitch de  $45\mu\text{m}$ , équivalent à un cœur autour de  $75\mu\text{m}$ , et à une longueur d'onde de  $2\mu\text{m}$ . La comparaison est faite sur des valeurs de chargement thermique de 0, 30, 60, 90, 120, 150, et  $180\text{W/m}$ . De plus, le seuil du régime multimode ( $Q_{\text{max}}$ ) qui correspond à chaque structure est clairement indiqué sur la figure 39 par la présence d'une étoile. On voit clairement que la structure FA-LPF a une capacité notable à délocaliser efficacement le mode  $LP_{11}$  même pour des valeurs de chargement thermique très importantes.



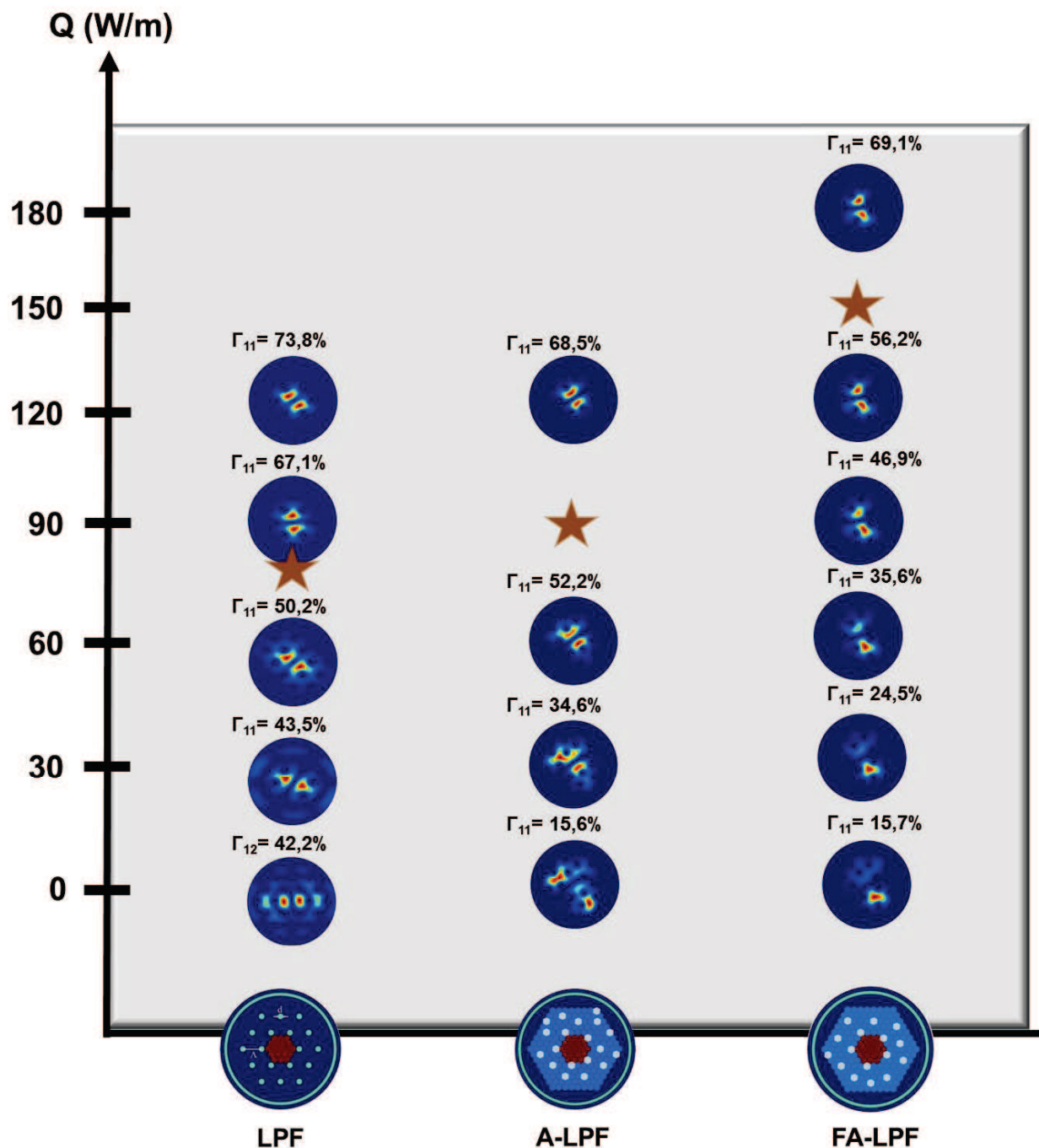


Figure 39 : Comparaison faite entre les 3 architectures de fibre (LPF, A-LPF et FA-LPF) portant sur la distribution de l'intensité du champ électrique du mode LP<sub>11</sub> en fonction du chargement thermique appliqué. Pour chaque distribution de l'intensité du mode LP<sub>11</sub> simulée, le facteur de recouvrement du mode LP<sub>11</sub> avec la zone de gain (rappelée en rouge dans les profils d'indice des 3 structures) est également calculé. La valeur de Q<sub>max</sub> pour chacune des structures est symbolisée par une étoile. Le pitch ici est de 45µm et la longueur d'onde est de 2µm.

L'étude comparative menée montre clairement que l'architecture FA-LPF supporte des valeurs de chargement thermique plus importantes que la structure A-LPF tout en conservant une propagation monomode effective. Nous avons donc choisi, suite à cette étude, de porter tous nos efforts à partir de maintenant sur cette architecture FA-LPF. C'est

donc cette structure que l'on comparera dorénavant à la fibre de référence (LPF) qui représente à ce jour l'état de l'art des fibres à très large aire modale.

Le mode fondamental guidé dans l'architecture FA-LPF est légèrement moins confiné que celui guidé dans une structure LPF standard, ceci s'expliquant simplement par la présence de cinq inclusions délimitant le cœur au lieu de six. Cette caractéristique se retrouve aussi en comparant les facteurs de recouvrement du FM avec la zone de gain dans les deux structures (cf. figure 34.a et figure 38). Il est à noter cependant que même en l'absence d'un chargement thermique ( $Q = 0\text{W/m}$ ), le mode fondamental a suffisamment de recouvrement avec le milieu à gain ( $\Gamma_{01} > 80\%$ ) pour être bien amplifié durant sa propagation. La figure 40 compare l'évolution du MFD du mode fondamental guidé dans chacune des deux structures (FA-LPF et LPF) en fonction du chargement thermique appliquée à la fibre. Lorsque le chargement thermique croît, le mode fondamental se confine beaucoup plus rapidement dans le cœur de la FA-LPF que dans celui de la LPF. Ce phénomène se traduit par une diminution du MFD de ce mode autrement dit par une diminution de son aire effective. On constate toutefois que, quel que soit le chargement thermique considéré, l'aire effective du FM est supérieure dans le cas de la structure FA-LPF.

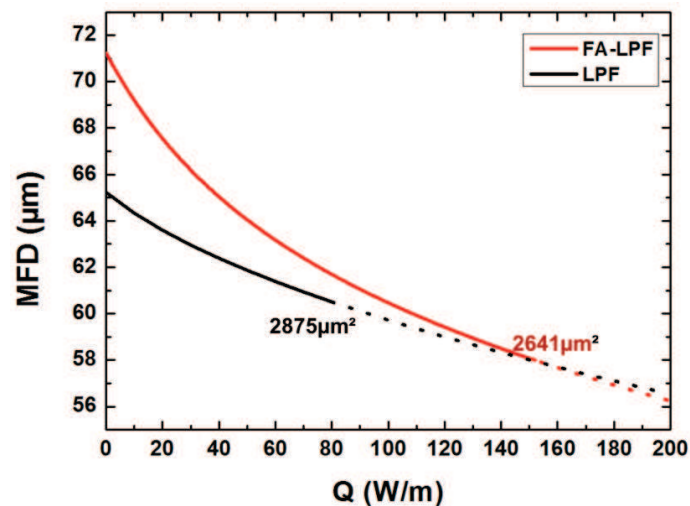


Figure 40 : Evolution du diamètre du champ du FM guidé dans une structure LPF (en noir) et dans une structure FA-LPF (en rouge) en fonction du chargement thermique. Le régime monomode est représenté en trait plein et le régime multimode est représenté en trait pointillé. La valeur de l'aire effective du FM calculée à  $Q_{\max}$  est ajoutée pour chaque structure. Avec  $\Lambda = 45\mu\text{m}$  et  $\lambda = 2\mu\text{m}$ .

### III.3.5. Etude suivant la longueur d'onde et les dimensions

Dans les parties précédentes, l'étude théorique comparative menée entre les différentes structures a été faite pour une seule longueur d'onde et une seule dimension de cœur ( $\lambda = 2\mu\text{m}$  et  $\Lambda = 45\mu\text{m}$  correspond à un  $D_c$  équivalent de  $75\mu\text{m}$ ). Afin de montrer la versatilité de notre architecture FA-LPF, nous avons calculé le paramètre  $Q_{\max}$  dans les structures LPF et FA-LPF pour une longueur d'onde de travail variant de  $800\text{nm}$  à  $2200\text{nm}$  avec un pas de  $200\text{nm}$ . Le pitch des structures reste invariant et égal à  $45\mu\text{m}$ . En raison de l'étalement du champ, le confinement des HOMs décroît lorsque la longueur d'onde augmente. Ainsi, le seuil de régime multimode augmente avec la longueur d'onde comme le montre la figure 41. On constate aussi sur cette même figure que la valeur du paramètre  $Q_{\max}$  est toujours plus importante dans l'architecture FA-LPF que dans la structure LPF (quasiment deux fois plus élevée) et ce indépendamment de la longueur d'onde de travail.



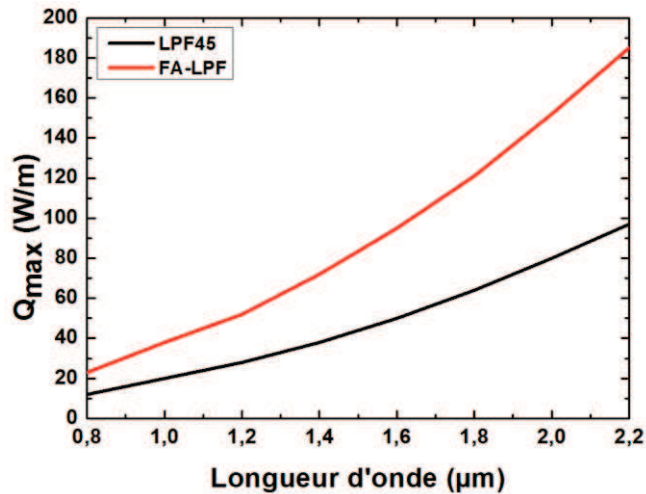
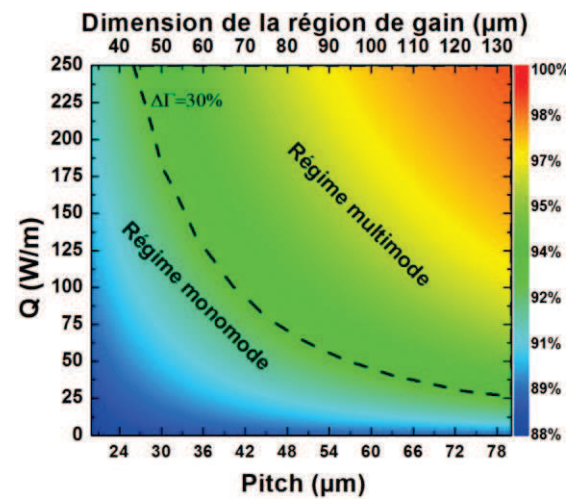
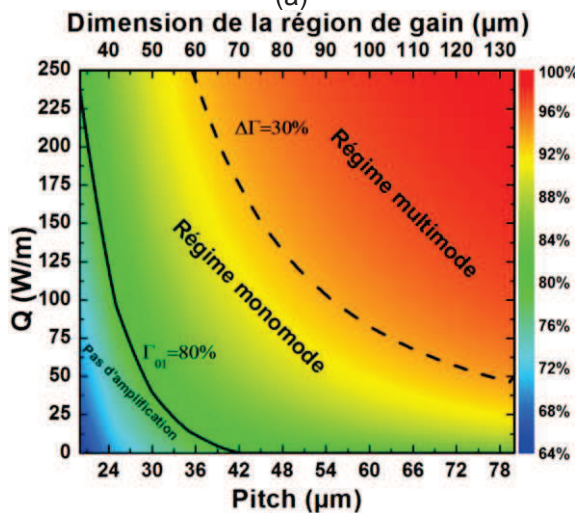


Figure 41 : Calcul de la valeur du seuil d'apparition du régime multimode (défini par le paramètre  $Q_{\max}$ ) en fonction de la longueur d'onde de travail dans une architecture FA-LPF (ligne rouge) et une structure LPF (ligne noire). Le pitch dans les deux structures est fixé à  $45\mu\text{m}$ .



(a)



(b)

Figure 42 : Cartographies 3 D de la variation du  $\Gamma_{01}$  avec le chargement thermique et la taille de la zone active dans une (a) LPF et (b) FA-LPF. Les lignes continues et discontinues définies la zone où le régime de fonctionnement de la fibre est monomode, c'est-à-dire entre  $Q_{\min}$  et  $Q_{\max}$ . La longueur d'onde d'opération est de  $2\mu\text{m}$ .



La dernière étude numérique réalisée sur la structure FA-LPF est présentée dans la figure 42. Dans cette cartographie en 3D, la variation du facteur de recouvrement du mode fondamental ( $\Gamma_{01}$ ) en fonction d'une part du chargement thermique et d'autre part du pitch variant entre 20 et 80 $\mu\text{m}$  est calculée pour une longueur d'onde de 2 $\mu\text{m}$ , dans une structure LPF (figure 42.a) et dans une structure FA-LPF (figure 42.b). De plus, les valeurs limites  $Q_{\min}$  ( $\Gamma_{01} > 80\%$ ) et  $Q_{\max}$  ( $\Delta\Gamma > 30\%$ ) qui définissent théoriquement le régime de fonctionnement quasi-monomode sont mises en évidence par des lignes noires continues et discontinues respectivement.

La comparaison entre les deux cartographies nous permet de déduire que la structure FA-LPF est adaptable à différente taille de cœur, et le seuil du régime multimode est toujours plus élevé que celui obtenu dans une structure LPF classique. Cependant, dans les structures FA-LPF présentant des dimensions de zone de gain inférieure à 55 $\mu\text{m}$ , on constate que le mode fondamental peut ne pas être suffisamment confiné. Par contre ce problème peut être résolu en augmentant le chargement thermique au sein de la fibre, c'est-à-dire en augmentant la puissance de pompage (quelques dizaines de Watts en fonction des propriétés de la fibre).

### III.4. Pré-compensation des effets thermiques dans une FA-LPF

Dans la partie précédente, la structure de la gaine a été optimisée afin d'améliorer la délocalisation des HOMs sous chargement thermique, donc dans le but de repousser le seuil d'apparition des instabilités modales transverses. Toutefois, les modes d'ordre supérieur pourront être à nouveau guidés dans le cœur de la fibre à cause de la variation du profil d'indice de réfraction apportée par le chargement thermique induit dans la fibre. Réfléchir à l'ajout d'une structuration indiciel du cœur semble alors être indispensable afin de délocaliser encore plus fortement ces modes d'ordre élevé.

La première idée qui vient à l'esprit est la fabrication d'un cœur avec un profil d'indice ayant exactement la forme opposée (cf. figure 43.b) à celle induite à cause du chargement thermique (augmentation quadratique de l'indice, cf. figure 43.a).



Figure 43 : (a) Variation de l'indice de réfraction dans un cœur sous chargement thermique, et (b) le profil d'indice à réaliser durant la fabrication.

Le niveau de contrôle de la variation de l'indice de réfraction requis dans ce cœur serait alors bien inférieur à  $1 \times 10^{-5}$  alors que les technologies CVD qui permettent de réaliser des gradients d'indice ne peuvent guère dépasser  $1 \times 10^{-4}$ . Cela nous oblige à utiliser un profil en forme d'escalier et non pas parabolique, la "hauteur" de chaque marche devant être contrôlable technologiquement et du coup d'environ  $1 \times 10^{-4}$ . En effet, si on regarde la manière dont est conçu le cœur d'une FA-LPF, on peut distinguer trois zones différentes, notées de 1 à 3 en fonction de la distance au centre du cœur de la fibre. Ces 3 zones sont représentées dans la figure 44. Dans ce premier exemple de structuration du cœur, la zone 1 est dépressée de  $1 \times 10^{-4}$  vis-à-vis de l'indice du fond de la gaine passive (constituant ici

notre référence), la zone 2 étant quant à elle dépressée de  $2 \times 10^{-4}$  et la cellule centrale constituant simultanément le centre du cœur et la zone 3 étant dépressée de  $3 \times 10^{-4}$ . Le problème avec une telle structure dite « en marche d'escalier » est le faible recouvrement du mode fondamental avec le milieu à gain lorsque la fibre est froide puisque celle-ci se comporte comme un anti-guide. Rappelons les deux critères numériques que nous nous fixons pour définir le régime monomode : un facteur de recouvrement du mode fondamental supérieur à 80% ( $\Gamma_{01} > 80\%$ ) et une discrimination modale supérieure à 30% ( $\Delta\Gamma > 30\%$ ). Prenons le cas d'une FA-LPF avec un pitch de  $45\mu\text{m}$ , et supposons que son cœur possède le même profil d'indice que la figure 44. A une longueur d'onde de  $2\mu\text{m}$ , le facteur de recouvrement du mode fondamental ne dépasserait pas 80% avant que le chargement thermique devienne supérieur à  $190\text{W/m}$ . Pour atteindre un tel niveau de chargement thermique à  $2\mu\text{m}$  et en faisant l'hypothèse grossière que seul le défaut quantique contribue à l'échauffement thermique (en supposant aussi que 60% de la puissance absorbée est libérée comme chaleur), la fibre devrait alors absorber une puissance de  $316\text{W}$  à  $790\text{nm}$ . En outre, pour des valeurs de chargement thermique inférieures à  $190\text{W/m}$ , l'indice effectif du mode fondamental est suffisamment faible pour que ce mode soit couplé avec des modes de gaine, donc il ne peut pas être bien guidé dans le cœur. De plus, comme les indices de réfraction des zones 1 et 2 sont plus élevés que celui de la zone 3, et comme la distribution d'intensité du mode  $\text{LP}_{11}$  est localisée dans ces zones périphériques, ce premier mode d'ordre supérieur va rapidement pouvoir être confiné (pour  $Q=290\text{W/m}$ ). Tout ceci conduit alors à l'obtention d'une bande de fonctionnement de  $100\text{W/m}$ , ce qui est une valeur plus faible que celle obtenue avec une FA-LPF ayant un profil de cœur homogène et de même indice que le matériau de fond de la gaine ( $152\text{W/m}$ , cf. fig. 38). L'approche intuitive présente donc des limites et nous allons, dans le prochain paragraphe, changer la méthode de travail en ciblant des modifications du cœur en fonction de leur impact sur le confinement des champs. Il s'agira de repousser le seuil d'apparition du régime multimode tout en gardant un confinement élevé du mode fondamental.

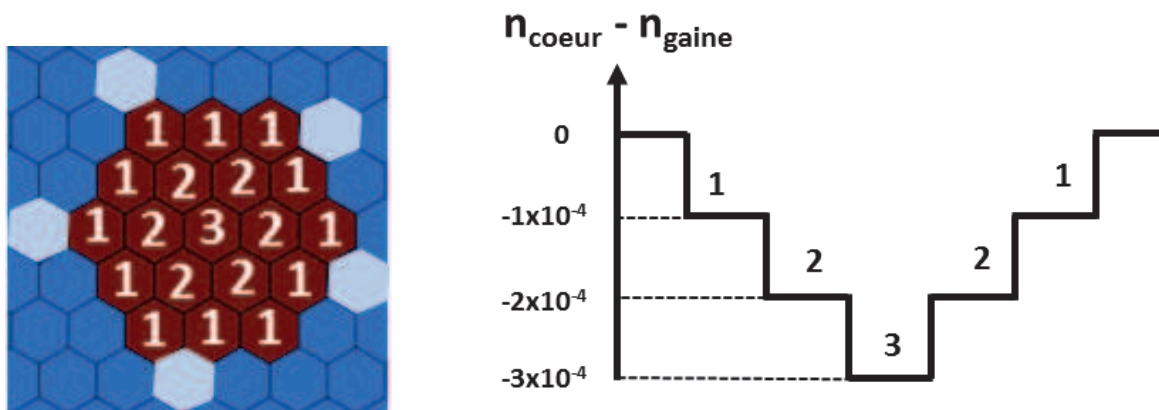


Figure 44 : un zoom sur le cœur d'une FA-LPF, à gauche, et le profil d'indice de réfraction en forme d'escalier, à droite.

### III.5. Structuration du cœur : principe et résultats

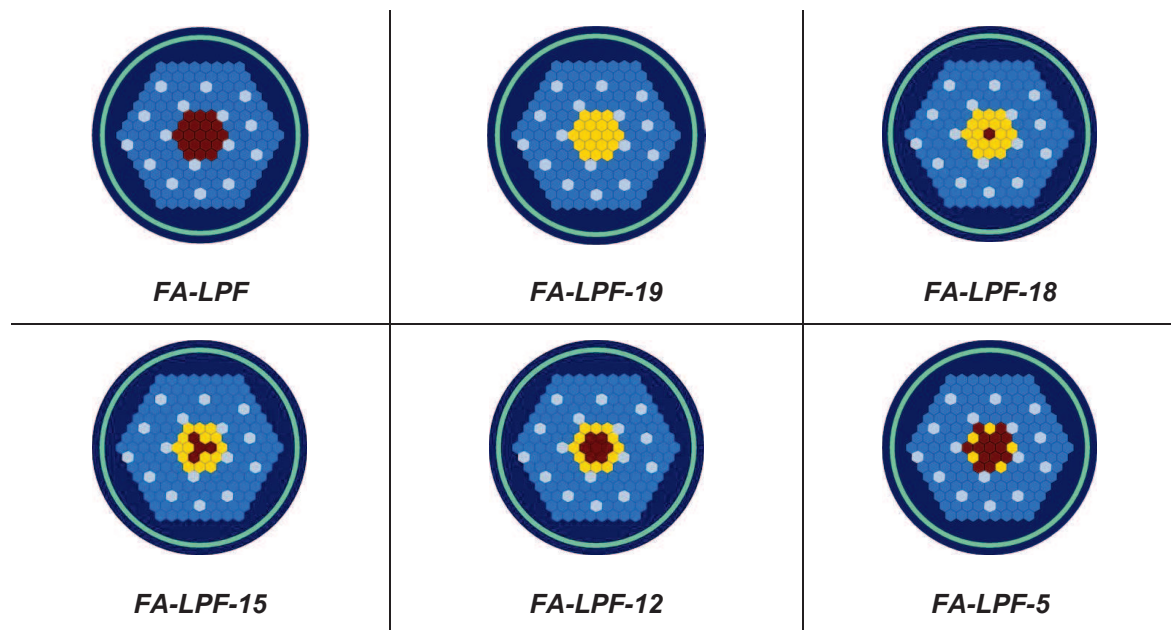


Figure 45 : Les différents modèles à pré-compensation d'indice proposés. Les inclusions en jaune ont un indice de réfraction inférieur de  $1 \times 10^{-4}$  en comparaison avec l'indice de la silice dopée passivement représentée en bleu. Rappelons que l'indice de la zone bleu est aussi égal à l'indice des cellules actives représentées en rouge. La zone de gain correspond dans tous les cas à l'association des cellules jaunes et rouges (dans ces cellules, le dopage en ions de terres rares est identique).

Plusieurs structures ont été étudiées en tenant compte des limites technologiques en terme de contrôle d'indice. Pour chacune, le seuil de confinement du mode fondamental et la plage d'utilisation (plage de valeurs de chargement thermique  $Q$  pour lesquelles un comportement monomode est possible) ont été évalués. Ces modèles sont nommés « FA-LPF- $n$  » avec «  $n$  » le nombre de cellules dépressées dans le cœur (rappelons que le cœur est constitué de 19 cellules élémentaires). Il est important de préciser que, même dépressée, la cellule élémentaire considérée appartenant au cœur est toujours dopée avec des ions de terres rares (pas de modification de la concentration) et est partie prenante de la zone de gain. L'abaissement de l'indice de réfraction est obtenu en modifiant la part d'aluminium utilisé comme co-dopant.

Pour commencer, l'indice de réfraction des 19 cellules formant le milieu à gain a été dépressé de  $1 \times 10^{-4}$  (cf. cellules jaunes de la structure FA-LPF-19 montrée sur la figure 45) par rapport à l'indice de la silice dopée  $Al^{3+}$  constituant le matériau de fond de la gaine optique (couleur bleue sur la figure 45). Pour une fibre avec un pitch de  $45 \mu m$ , et à une longueur d'onde de travail de  $2 \mu m$ , les facteurs de recouvrement des 100 premiers modes de cœur ont été calculés en suivant le même principe expliqué antérieurement. Pour cette structure FA-LPF-19, la valeur de  $Q_{min}$  obtenue (c'est-à-dire quand  $\Gamma_{01}$  devient supérieur à 80%) est de  $88 W/m$  au lieu de  $0 W/m$  pour la structure FA-LPF « classique » (prise comme référence ici). De plus, le seuil du régime multimode  $Q_{max}$  (au-delà duquel  $\Delta\Gamma$  devient inférieur à 30%) est de  $260 W/m$ . Il est à noter que cette valeur est 1,7 fois plus grande que la valeur atteinte dans le cas de la FA-LPF « classique » ( $Q_{max} = 152 W/m$ ). L'utilisation de cette structure demande la disponibilité d'une diode de pompe suffisamment puissante (puisque pour de faibles puissances de pompe la structure ne permet pas d'assurer le guidage du mode fondamental dans de bonnes conditions), mais elle permet d'accéder à des niveaux de puissance très élevés en assurant toujours l'émission du seul mode fondamental.

Les résultats obtenus pour toutes les structures étudiées sont représentés et comparés sur la figure 46.  $Q_{\min}$  est représenté par des carrés bleus et  $Q_{\max}$  par des cercles rouges. La plage d'utilisation pour laquelle la fibre autorise l'émission du seul mode fondamental correspond à la différence entre les deux valeurs limites,  $\Delta Q = Q_{\max} - Q_{\min}$ , et est symbolisée par des doubles flèches sur la figure 46. De plus, le résultat atteint par une LPF45 (fibre de référence commercialisée), pour laquelle  $Q_{\min}$  vaut 0W/m et  $Q_{\max}$  80W/m, est aussi montré pour mettre en évidence la pertinence de nos modèles. Des résultats expérimentaux obtenus avec une FA-LPF dopée ytterbium ayant un cœur entièrement dépressé sont également présentés dans l'annexe 1. Ces derniers valident la pertinence de nos calculs et de l'approche théorique utilisée pour évaluer la performance des différentes structures.

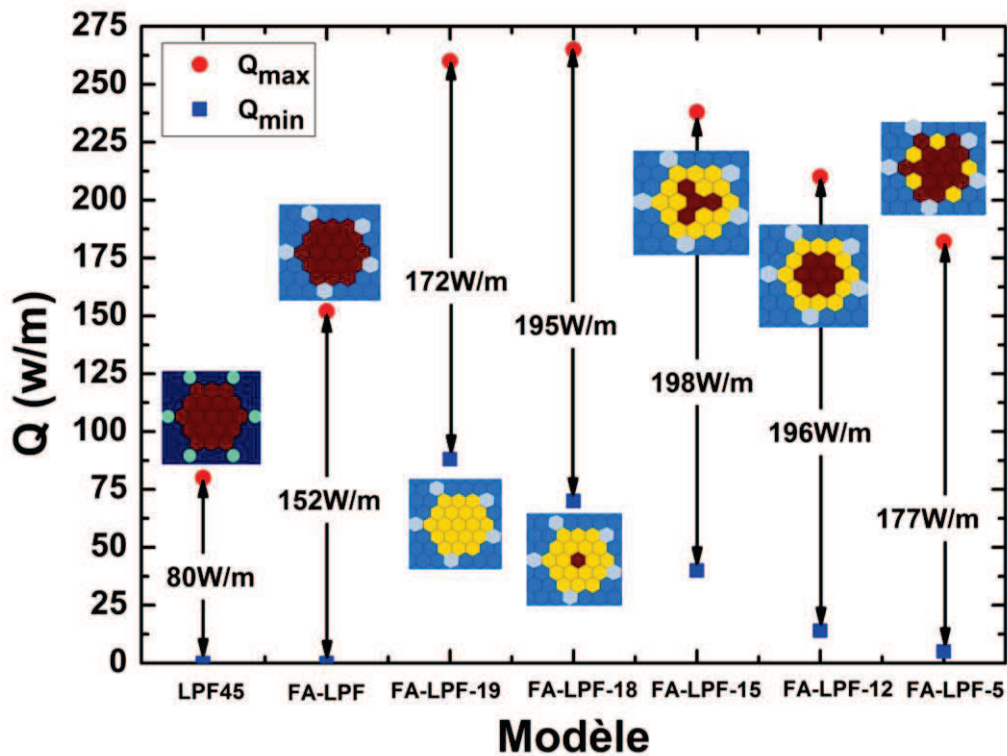


Figure 46 : Représentation graphique des différents résultats obtenus pour chaque exemple de structuration indiciaire du cœur proposé. Le seuil du régime monomode,  $Q_{\min}$ , est représenté par des carrés bleus et le seuil du régime multimode,  $Q_{\max}$ , est représenté par des cercles rouges. En outre, un zoom sur le design de la structure du milieu à gain est ajouté en insert pour chaque modèle. Les inclusions en jaune ont un indice de réfraction abaissé de  $1 \times 10^{-4}$  en comparaison de l'indice de la gaine optique. Le résultat obtenu avec la LPF air-silice est aussi montré. Le pitch ici est de  $45 \mu\text{m}$  et la longueur d'onde est de  $2 \mu\text{m}$ .

Dans le but de diminuer la valeur de  $Q_{\min}$  et de garder la valeur de  $Q_{\max}$  la plus élevée possible, le nombre des cellules dépressées dans la zone de gain a été progressivement réduit (structure FA-LPF-19  $\rightarrow$  structure FA-LPF-5) afin de déterminer les couronnes ou les cellules qui agissent principalement sur le confinement des modes d'ordre supérieur et non pas sur le mode fondamental. Dans le cas de la structure FA-LPF-18, la cellule élémentaire centrale du cœur a été conservée, autrement dit son indice n'est pas abaissé contrairement à celui des autres cellules élémentaires (cf. figure 45). On peut alors constater que cela a permis de diminuer la valeur de  $Q_{\min}$  jusqu'à 70W/m. De plus, la valeur de  $Q_{\max}$  a été

légèrement augmentée valant maintenant 265W/m. Ces résultats montrent que la dépression de la cellule centrale a seulement une influence sur le mode fondamental et non sur les modes d'ordre supérieur. Cela est relativement logique puisque le mode  $LP_{11}$  par exemple présente un faible recouvrement avec la cellule centrale. En observant les résultats obtenus avec les structures suivantes, on peut remarquer que les valeurs de  $Q_{\min}$  et de  $Q_{\max}$  diminuent progressivement en réduisant le nombre des inclusions dépressées au centre du cœur, jusqu'à avoir une valeur pour  $Q_{\min}$  de 5W/m avec la structure FA-LPF-5. Dans cette dernière fibre, le seuil du régime multimode est obtenu pour un chargement thermique de 182W/m et la largeur de la bande de fonctionnement de cette fibre vaut donc  $\Delta Q = 177W/m$ . Les cinq cellules dépressées ont toutes été placées sur la deuxième couche du cœur (couche la plus extérieure du cœur correspondant à la zone 1 dans la figure 44) et elles sont en outre positionnées entre les inclusions bas-indice appartenant à la gaine optique (inclusions de couleur bleu clair sur les figures 45 et 46) et délimitant le cœur en suivant la distribution du champ électrique du mode  $LP_{11}$ . Ces cinq inclusions permettent de diminuer l'indice effectif de ce mode d'ordre élevé et par conséquent de réduire son recouvrement avec le milieu à gain.

L'amplitude de la dépression utilisée précédemment ( $1 \times 10^{-4}$ ) est une valeur réaliste d'un point de vue technologique, c'est la plus faible qui peut être contrôlée par la méthode REPUSIL (cette méthode sera présentée dans le prochain chapitre). Donc rendre le processus de fabrication moins compliqué revient à assouplir la tenue de cette valeur limite par exemple en l'augmentant jusqu'à  $-2 \times 10^{-4}$ . Cette dernière variation peut être contrôlée et mesurée plus facilement que la valeur de  $-1 \times 10^{-4}$ . Les mêmes architectures présentées dans la figure 45 ont été à nouveau étudiées en faisant donc passer la valeur de la dépression des cellules concernées de  $-1 \times 10^{-4}$  à  $-2 \times 10^{-4}$ . Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 47 (les cellules jaunes de la figure 45 sont remplacées ici par des cellules oranges). On peut remarquer que ces résultats ont la même tendance que ceux obtenus précédemment. La seule différence est que les valeurs de  $Q_{\min}$  et  $Q_{\max}$  sont plus élevées, on observe une sorte de translation des bandes de fonctionnement optimum vers des valeurs de charge thermique plus grande. Ceci s'explique par le fait que les inclusions du cœur ayant un indice abaissé ont une influence plus importante sur les indices effectifs des modes de cœur et par conséquent sur le confinement du mode fondamental et des modes d'ordre supérieur.

Prenons, à titre d'exemple, le modèle FA-LPF-19 où le cœur est entièrement dépressé de  $2 \times 10^{-4}$ . Le seuil de fonctionnement de cette fibre est très haut et il faut que la charge thermique déposée dans la fibre dépasse 183W/m pour que le mode fondamental devienne suffisamment bien guidé afin d'être correctement amplifié. De plus, le seuil d'apparition du régime multimode est de 380W/m. La différence entre ces deux valeurs limites s'élève alors à 192W/m au lieu de 172W/m obtenu dans le cas précédent pour une dépression de  $1 \times 10^{-4}$ . Cela montre donc que l'abaissement de l'indice du cœur à  $2 \times 10^{-4}$  améliore encore la délocalisation des modes d'ordre supérieur sous chargement thermique.

Intéressons-nous maintenant à la structure FA-LPF-5. C'est cette dernière qui donne les meilleurs résultats en terme de seuil de fonctionnement car elle représente le  $Q_{\min}$  le plus faible, valant 9W/m. La largeur de bande de fonctionnement,  $\Delta Q$ , pour cette structure, est de 194W/m avec un seuil de régime multimode calculé à 205W/m. Cette largeur de bande de fonctionnement monomode est ainsi 2,5 fois plus importante que celle accessible via une LPF air-silice standard (80W/m) de même dimension géométrique. Donc, on peut s'attendre

à ce que le seuil d'apparition des instabilités modales soit fortement repoussé dans cette fibre.

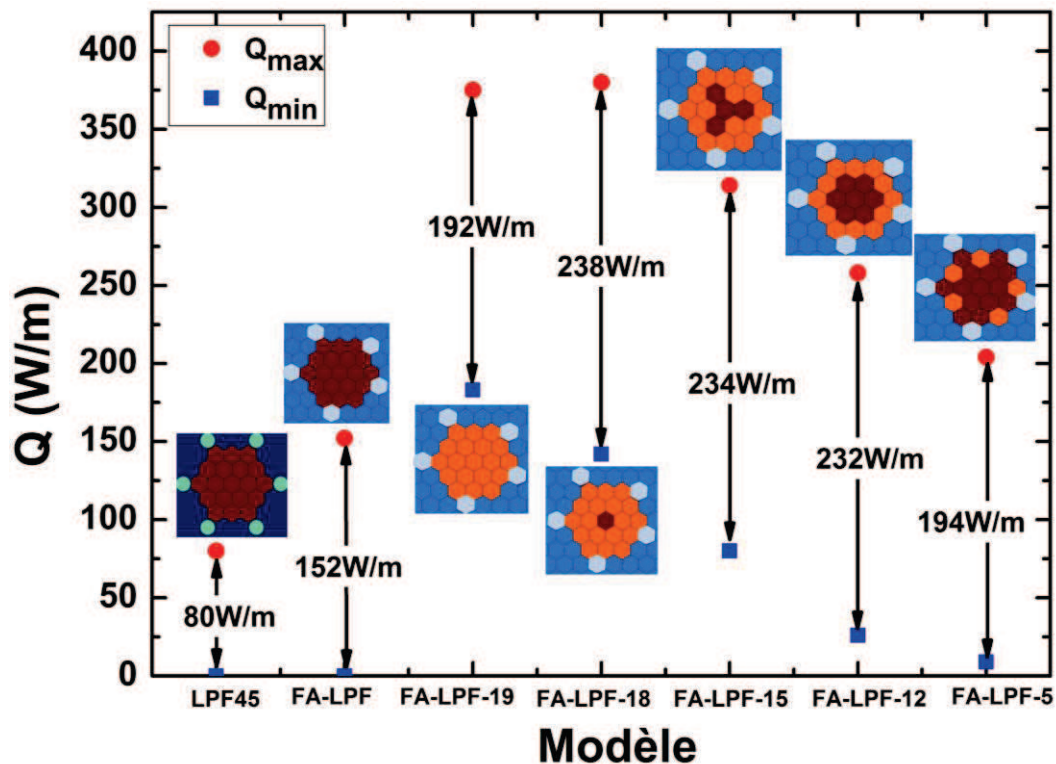


Figure 47 : Représentation graphique des différents résultats obtenus pour chaque exemple de structuration indicielle du cœur proposé. Le seuil du régime monomode,  $Q_{min}$ , est représenté par des carrés bleus et le seuil du régime multimode,  $Q_{max}$ , est représenté par des cercles rouges. En outre, un zoom sur le design de la structure du milieu à gain est ajouté en insert pour chaque modèle. Les inclusions en orange ont un indice de réfraction abaissé de  $2 \times 10^{-4}$  en comparaison de l'indice de la gaine optique. Le résultat obtenu avec la LPF air-silice est aussi montré. Le pitch ici est de  $45 \mu m$  et la longueur d'onde est de  $2 \mu m$ .

Pour chacune des structures de fibre présentées sur la figure 47, l'évolution de l'aire effective du mode fondamental (MFA) en fonction du chargement thermique déposé est représentée dans la figure 48. Dans chacun des cas, les courbes en trait continu correspondent au calcul fait lorsqu'on se situe dans le régime monomode ( $Q_{min} < Q < Q_{max}$ ) et les courbes en trait pointillé correspondent au calcul fait dans la zone où la propagation est multimode ( $Q > Q_{max}$ ). Comme on pouvait s'y attendre, la variation de l'indice de réfraction de la structure du au chargement thermique provoque une diminution drastique du MFA et ce dans toutes les structures considérées. De plus, les valeurs des MFA calculées pour  $Q = Q_{min}$  dans les structures FA-LPF-18, FA-LPF-15 et FA-LPF-12 sont plus faibles que les valeurs obtenues par les autres modèles. Cette diminution du MFA est liée directement au profil d'indice du cœur. En effet, pour ces trois modèles, la partie centrale du cœur a un indice plus élevé que la partie extérieure, ce qui tire le mode fondamental vers le centre du cœur et diminue son aire effective. En outre, en comparant les différentes courbes de la figure 48, on remarque que la structure FA-LPF-19 permet de conserver une valeur de MFA assez importante avec un seuil d'apparition du régime multimode très élevé. Malheureusement, cette fibre doit être bien chauffée pour que le mode fondamental soit bien confiné ( $Q_{min} \gg 0$ ).

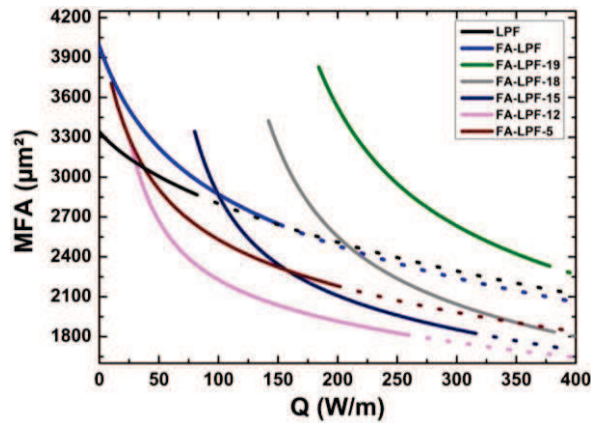


Figure 48 : Evolution de l'aire effective du mode fondamental en fonction du chargement thermique déposé pour chaque structure proposée. La dépression des cellules de cœur concernées est fixée à  $2 \times 10^{-4}$ . Les courbes en trait continu correspondent au calcul fait lorsqu'on se situe dans le régime monomode ( $Q_{\min} < Q < Q_{\max}$ ) et les courbes en trait pointillé correspondent au calcul fait dans la zone où la propagation est multimode ( $Q > Q_{\max}$ ). Le pitch ici est de  $45 \mu\text{m}$  et la longueur d'onde est de  $2 \mu\text{m}$ .

La structure FA-LPF-5 a l'avantage de ne faire intervenir qu'un faible nombre de cellules dépressées en indice dans le cœur de la fibre. Ce faible nombre peut permettre de simplifier la fabrication de la structure mais surtout il limite le volume de matériau dépressé à fabriquer. On s'intéresse donc plus particulièrement dans la suite à cette architecture. On a cherché à regarder l'évolution de la bande de fonctionnement quasi-monomode de la fibre (délimitée par  $Q_{\min}$  et  $Q_{\max}$ ) pour un abaissement indiciel des 5 cellules de cœur concernées de  $-1 \times 10^{-4}$ ,  $-2 \times 10^{-4}$ ,  $-3 \times 10^{-4}$  et  $-4 \times 10^{-4}$ . Les résultats sont montrés sur la figure 49. Les modèles sont appelés FA-LPF-5(m) où m indique la valeur de la dépression. On peut observer que l'augmentation du contraste d'indice permet d'assurer une propagation quasi-monomode suivant une gamme de chargement thermique plus large ( $Q_{\max}$  augmenté). Cependant, lorsque le contraste d'indice augmente, on constate que la structure FA-LPF-5 devient inefficace aux faibles niveaux de chargement thermique ( $Q_{\min}$  s'écarte de 0).

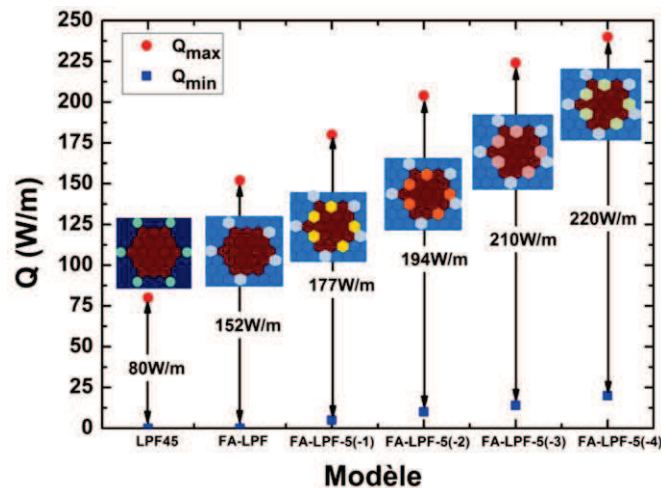


Figure 49 : Représentation graphique des différents résultats obtenus avec la structure FA-LPF-5 pour cinq inclusions dépressées de  $1 \times 10^{-4}$  (en jaune),  $2 \times 10^{-4}$  (en orange),  $3 \times 10^{-4}$  (en rouge clair) et  $4 \times 10^{-4}$  (en vert). Le seuil de régime monomode,  $Q_{\min}$ , est représenté par des carrés bleus. De plus, le seuil du régime multimode,  $Q_{\max}$ , est représenté par des cercles rouges. En outre, un zoom sur la zone du milieu à gain est ajouté en insert pour chaque modèle. Les résultats obtenus avec la LPF air-slice et La FA-LPF sont aussi montrés. Le pitch ici est de  $45 \mu\text{m}$  et la longueur d'onde est de  $2 \mu\text{m}$ .



L'évolution de la valeur du MFA pour des variations de la charge thermique allant de 0W/m jusqu'à 250W/m a été calculée dans les différents modèles présentés dans la figure 49. Les résultats sont montrés dans la figure 50. On peut remarquer que pour un chargement thermique inférieur à 30W/m, les FA-LPF-5(m) présentent toutes des valeurs de MFA plus grandes que celle obtenue avec la LPF air-silice standard. De plus, pour une valeur fixe de Q, le MFA diminue quand le niveau de dépression devient plus important. En effet, quand la dépression augmente, elle empêche l'étalement du champ en confinant le FM dans la zone centrale du cœur. L'utilisation d'une dépression élevée facilite donc la fabrication (moins de contrainte sur la valeur de l'indice) mais elle diminue la valeur du MFA.

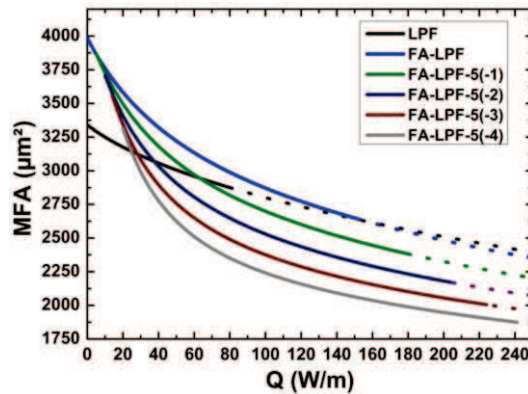


Figure 50 : Evolution de l'aire du champ du mode fondamental en fonction du chargement thermique et ce dans chaque modèle de fibre montré dans la figure 49. Les courbes en trait continu correspondent au calcul fait lorsqu'on se situe dans le régime monomode ( $Q_{\min} < Q < Q_{\max}$ ) et les courbes en trait pointillé correspondent au calcul fait dans la zone où la propagation est multimode ( $Q > Q_{\max}$ ). Le pitch ici est de  $45\mu\text{m}$  et la longueur d'onde est de  $2\mu\text{m}$ .

En complément, on a comparé le seuil d'apparition du régime multimode ( $Q_{\max}$ ) dans les quatre fibres suivantes : LPF air-silice, FA-LPF, FA-LPF-5(-1) et FA-LPF-5(-2) et ce pour des dimensions de la zone de gain (équivalent à la zone de cœur) variant de  $33\mu\text{m}$  jusqu'à  $133\mu\text{m}$ . Les résultats obtenus sont illustrés dans la figure 51. Indépendamment de la taille du cœur, le modèle de fibre avec les 5 inclusions dépressées de  $2 \times 10^{-4}$  possède la plus grande valeur de  $Q_{\max}$ .

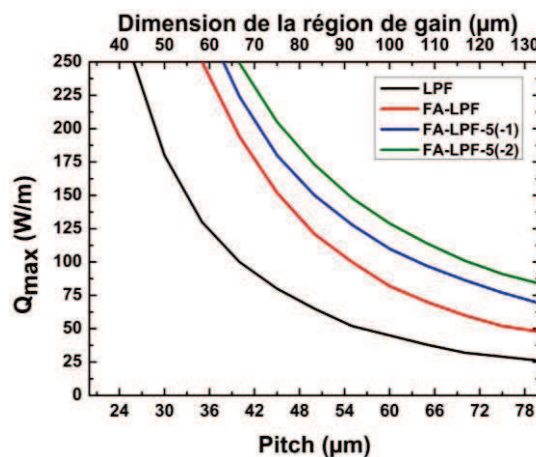


Figure 51 : Variation du seuil d'apparition du régime multimode (défini par  $Q_{\max}$ ) en fonction du pitch ou de la taille de la zone de gain dans une LPF air-silice (en noir), FA-LPF (en rouge), FA-LPF-5(-1) (en bleu) et FA-LPF-5(-2) (en vert) à une longueur d'onde de  $2\mu\text{m}$ .

Enfin, sur la figure 52, nous montrons la dépendance de  $Q_{\max}$  à la longueur d'onde pour 3 structures de fibre : la LPF air-silice, la FA-LPF et la FA-LPF-5(-1). Pour chacune d'elles, la taille de la structure reste ici constante (le pitch est fixé à  $45\mu\text{m}$ ). La courbe qui correspond à la FA-LPF-5(-1) (représentée en bleu sur la figure 52) est toujours plus haute que les courbes correspondant aux fibres LPF (courbe en noir) et FA-LPF (courbe en rouge) indépendamment de la longueur de travail. C'est-à-dire qu'indépendamment de la nature des ions de terres rares utilisés pour former le milieu à gain, la structure de fibre du type FA-LPF-5(-1) va permettre de repousser le seuil des instabilités modales transverses et d'accéder à des niveaux de puissance plus élevés que les niveaux atteints par les deux autres fibres. Il faut noter que dans une FA-LPF-5, lorsque la longueur d'onde diminue, les 5 plots dépressés dans le cœur, qui sont tous situés sur la couronne la plus externe du cœur, peuvent permettre à cette même couronne externe d'agir comme une gaine. Le mode  $LP_{11}$  peut ainsi se retrouver à nouveau guidé dans le cœur. Par exemple, à une longueur d'onde de travail de  $1\mu\text{m}$ , si la dépression d'indice dans la FA-LPF-5 est de  $2 \times 10^{-4}$  le mode  $LP_{11}$  va être confiné dans les zones 2 et 3 du cœur telles que symbolisées dans la figure 44. Donc la valeur limite de dépression dans une FA-LPF-5 à  $1\mu\text{m}$  est de  $1 \times 10^{-4}$ . Par contre, utilisée à une longueur d'onde de  $2\mu\text{m}$ , la structure proposée peut tolérer une dépression d'indice plus forte, jusqu'à  $-4 \times 10^{-4}$ .

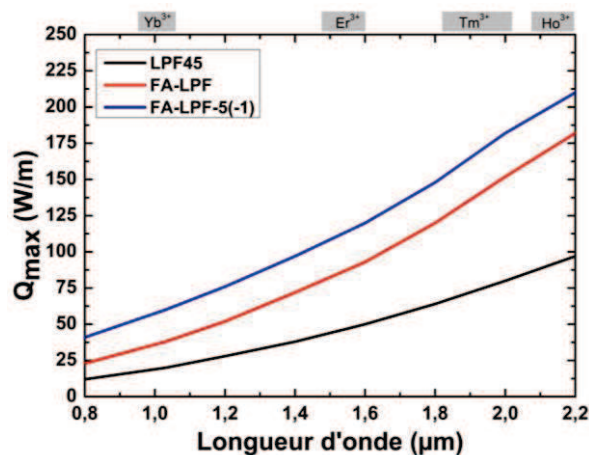


Figure 52 : Evolution de la valeur du seuil d'apparition du régime multimode en fonction de la longueur d'onde dans 3 structures de fibre : LPF (courbe noire), FA-LPF (courbe rouge) et FA-LPF-5(-1) (courbe bleu). Le pitch dans toutes les structures est fixé à  $45\mu\text{m}$ .

### III.6. Conclusion

Les résultats obtenus dans ce chapitre montrent que la fabrication d'une fibre avec une structure complètement apériodique, quelque soit la nature des ions de terres rares utilisés ( $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ ), offre un seuil d'apparition du régime multimode quasiment deux fois plus élevé qu'avec une LPF standard indépendamment de la taille du cœur de la fibre. En supposant bien sûr que dans les deux cas une adaptation parfaite d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine soit assurée. Par conséquent, l'augmentation de la valeur de  $Q_{\max}$  va permettre de repousser le seuil d'apparition des instabilités modales transverses, donc de monter en puissance sans dégrader la qualité du faisceau émis. Ensuite, plusieurs exemples de structuration du cœur ont été proposés numériquement afin de repousser encore plus le seuil d'apparition du régime multimode sous l'influence du chargement thermique. Ces

concepts sont basés sur la dépression de l'indice de réfraction de certaines inclusions constituant le cœur de la fibre.

On a notamment montré que la structuration du cœur peut avoir une influence sur le seuil des régimes monomode et multimode ainsi que sur la valeur du MFA. Par exemple, une fibre avec un cœur entièrement dépressé (FA-LPF-19) va avoir une grande valeur de MFA mais son seuil de fonctionnement en régime monomode est assez élevé ( $Q_{\min} \gg 0$ ). En outre, la fibre FA-LPF-5 possède un seuil de fonctionnement très faible, mais son MFA est petit. Donc une solution magique n'existe pas, il faut donc perdre sur un paramètre pour en optimiser un autre et inversement. Tout dépend de ce que veut l'utilisateur.

Maintenant, pour passer à la pratique et envisager la réalisation d'une structure FA-LPF, considérer seulement l'indice de réfraction n'est pas suffisant car les dopages ont une influence sur l'indice mais aussi l'efficacité du laser. Il est donc nécessaire avant d'envisager la fabrication d'une FA-LPF dopée  $Tm^{3+}$  de réaliser une étude expérimentale sur la composition chimique du milieu à gain afin de garantir en même temps un bon contrôle d'indice de réfraction et ainsi une bonne efficacité laser.



## Chapitre IV. Fabrication de fibres à saut d'indice dopées thulium par la méthode poudre

---

La montée en puissance dans les sources laser à fibres dopées thulium se heurte à plusieurs obstacles parmi lesquels une efficacité laser limitée du fait de la position spectrale des bandes d'absorption et d'émission de l'ion thulium. Par exemple, lorsqu'une diode de pompage à 790nm est utilisée, le fort défaut quantique limite l'efficacité à moins de 40%, c'est-à-dire que près de 60% de la puissance de pompe absorbée va être transformée en chaleur (émission non-radiative). Des schémas de pompage plus complexes peuvent être mis en œuvre pour réduire l'échauffement de la fibre mais ils s'avèrent rapidement moins séduisants qu'un pompage direct par diode. Dans ce chapitre, la spectroscopie des ions thulium est d'abord détaillée afin de démontrer que certaines compositions du matériau hôte (utilisation de co-dopants) peuvent conduire à l'amélioration des rendements laser. Ensuite, différentes méthodes de fabrication de fibres optiques sont présentées parmi lesquelles la synthèse par voie poudre qui a été retenue au laboratoire XLIM. La fabrication et la caractérisation de fibres dopées thulium produites par la méthode poudre sont ensuite détaillées et discutées. La composition chimique du milieu à gain dans ces fibres a été choisie de manière à favoriser la mise en place du phénomène de relaxation croisée afin de dépasser le seuil des 40% d'efficacité laser.

### IV.1. Spectroscopie des ions thulium

Les sections efficaces d'absorption et d'émission des ions thulium (i.e. la capacité à absorber ou à émettre des photons selon la longueur d'onde) varient d'une fibre à une autre en fonction de la nature du dopage et de la matrice vitreuse d'accueil. La figure 53.a représente les niveaux énergétiques impliqués dans les phénomènes d'absorption et d'émission d'une fibre en silice dopée thulium. Dans la silice, chaque niveau énergétique se décompose en sous-niveaux Stark sous l'effet du champ cristallin local du matériau hôte qui lève partiellement la dégénérescence de ces niveaux énergétiques [Faure05]. De plus, chaque ion dans le milieu à gain possède ses propres sous-niveaux d'énergie. Enfin, comme chaque site d'accueil présente des caractéristiques différentes, le champ cristallin est différent d'un site à l'autre et il résulte une dispersion des effets appelée élargissement inhomogène. A l'échelle macroscopique, la combinaison de ces effets crée alors des bandes d'absorption/émission très larges (plusieurs dizaines de nm). Les sections efficaces d'absorption et d'émission des fibres de silice dopées thulium sont montrées dans la figure 53.b [Peterka04, Peterka12].

D'après la figure 53, plusieurs schémas de pompage sont possibles dans ces fibres pour accéder à des longueurs d'onde autour de 2 $\mu$ m correspondant à la transition énergétique entre les niveaux  $^3F_4$  et  $^3H_6$ . Il existe deux moyens pour exciter l'état  $^3F_4$ . Le premier est l'excitation directe de ce niveau en utilisant une longueur d'onde autour de 1550nm. Dans cette configuration, la valeur du défaut quantique est de l'ordre de 20%. Des lasers à fibres dopées erbium peuvent être utilisés comme sources de pompe, cependant leur faible efficacité (autour de 50%) limite la puissance pouvant être extraite à 2 $\mu$ m. Le deuxième moyen est l'excitation indirecte du niveau  $^3F_4$  en utilisant une diode de pompe émettant à 790nm. Ce schéma de pompage est le choix le plus efficace pour réaliser des sources de haute puissance. En effet, d'une part, des diodes très puissantes émettant à 790nm sont déjà commercialisées et d'autre part, en regardant la section efficace

d'absorption des fibres en silice dopées thulium présentée sur la fig. 53.b, on peut voir que l'absorption dans ces fibres est plus importante à 790nm ( $8.5 \times 10^{-25} \text{m}^2$ ). En suivant ce schéma de pompage, quand un ion thulium absorbe un photon à 790nm, il passe de l'état fondamental ( $^3\text{H}_6$ ) à l'état excité  $^3\text{H}_4$ . Le temps de vie du niveau  $^3\text{H}_4$  est très court, il est généralement autour de  $20 \mu\text{s}$ . Donc l'ion se désexcite rapidement via un processus non radiatif (génération de chaleur au sein du matériau) vers le niveau  $^3\text{F}_4$ . Ensuite il va être désexcité en revenant à l'état fondamental en émettant un photon autour de  $2 \mu\text{m}$ .

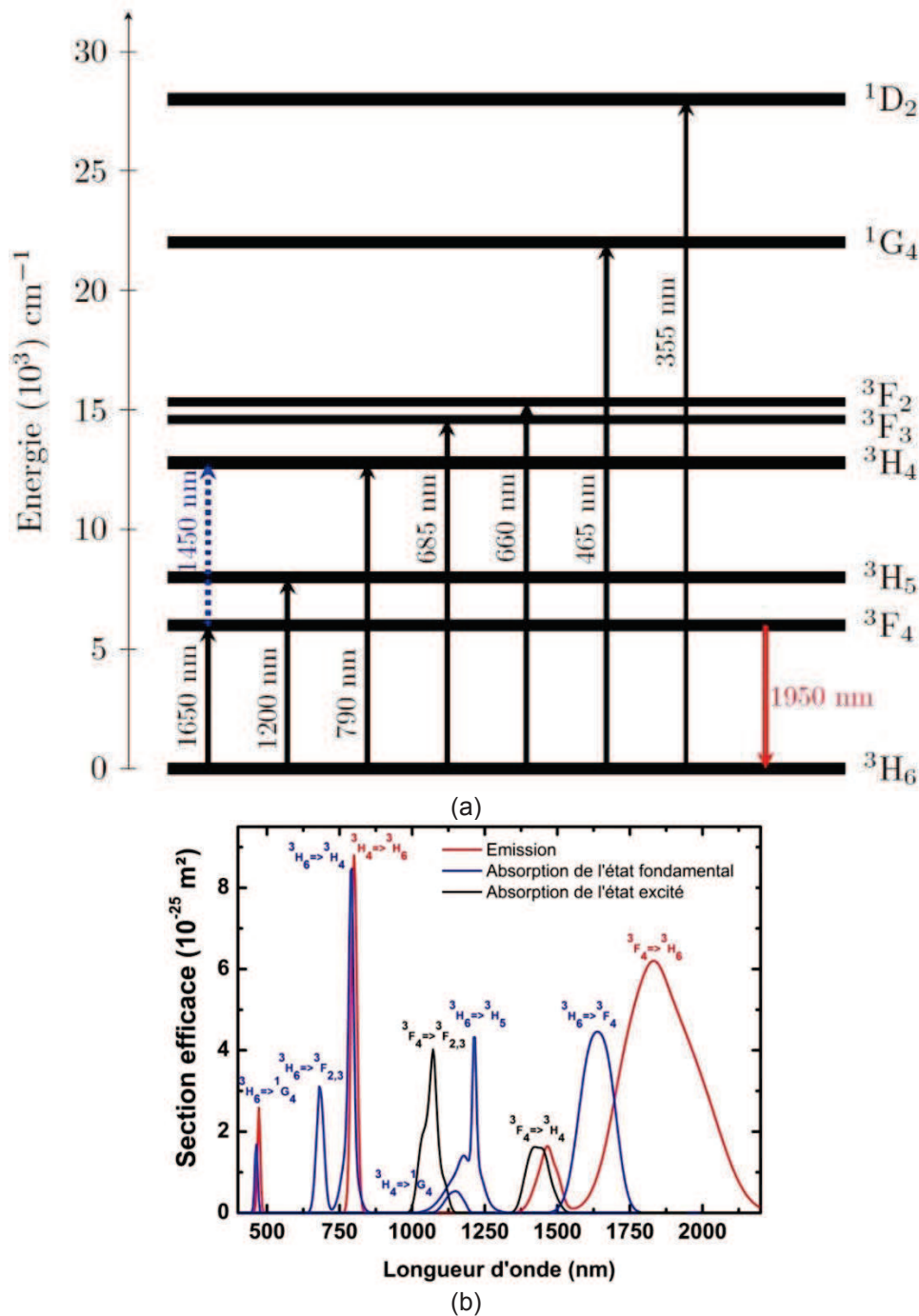


Figure 53 : (a) diagramme énergétique et (b) sections efficaces d'absorption (bleu) et d'émission (rouge) d'une fibre en silice dopée  $\text{Tm}^{3+}$  [Peterka04, Peterka12].

Malgré les avantages mentionnés ci-dessus, l'excitation du niveau  $^3H_4$  conduit à une perte d'énergie conséquente du fait du défaut quantique (à cause de la grande différence entre les longueurs d'onde absorbée et émise). Autrement dit la quantité de chaleur émise au sein du matériau est grande devant la part d'énergie convertie dans le rayonnement laser. Théoriquement, l'efficacité quantique  $\eta_s$  des ions thulium est de 40% ( $1 - \lambda_p/\lambda_s$ ), le reste étant libéré sous la forme d'une énergie calorifique. On comprend aisément l'intérêt d'augmenter l'efficacité quantique de ces ions. Une solution très efficace a été proposée par [Jackson03] pour diminuer le défaut quantique dans les fibres dopées thulium. Cette solution repose sur la mise en place du phénomène de relaxation croisée (CR pour l'anglicisme « cross-relaxation process », cf. figure 54). En Supposant que dans un milieu à gain on ait deux ions thulium voisins identifiés Tm1 et Tm2. Quand l'ion Tm1 absorbe un photon à 790nm, son énergie devient celle du niveau excité  $^3H_4$ . Lorsqu'il se désexcite ensuite rapidement vers le niveau  $^3F_4$ , l'énergie libérée est alors transférée à l'ion voisin Tm2 l'excitant ainsi à son tour sur le niveau  $^3F_4$ . Autrement dit l'absorption d'un photon de pompe conduit ainsi deux ions actifs sur l'état énergétique métastable, chacun d'eux induisant la création d'un photon signal via le processus d'émission stimulée. Donc le processus de relaxation croisée permet d'augmenter la valeur d'efficacité quantique théorique des ions thulium jusqu'à 80%.

Pour favoriser la mise en place du phénomène de relaxation croisée, les ions thulium doivent être suffisamment proches sans pour autant formés des agrégats car dans ce cas l'efficacité des transitions radiatives est dégradée. Donc, pour augmenter l'efficacité d'une fibre dopée  $Tm^{3+}$  il faut augmenter la concentration des ions terres rares en ajoutant des co-dopants afin d'assurer la bonne solubilité des ions actifs au sein du matériau. Ces co-dopants vont être présentés et discutés dans le prochain paragraphe.

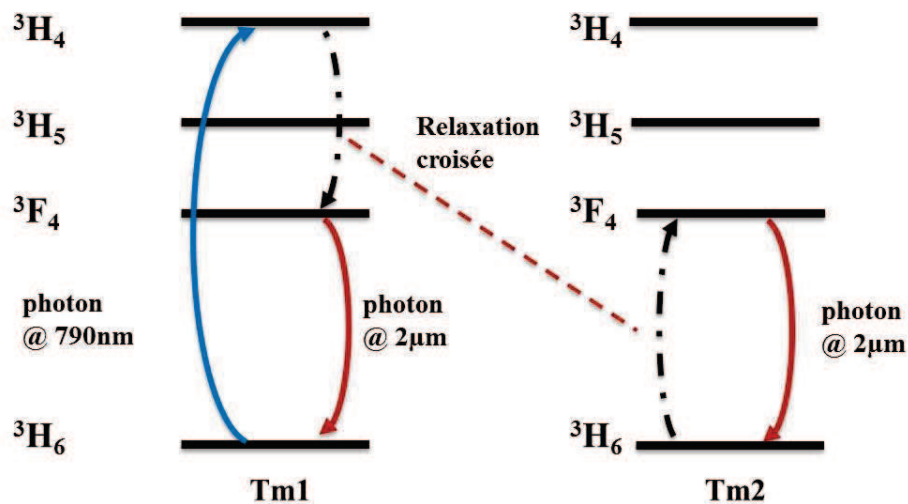


Figure 54: Phénomène de relaxation croisée recherché dans une fibre en silice dopée thulium, avec Tm1 et Tm2 deux ions thulium voisins.

Dans le but d'augmenter la probabilité de mise en place du phénomène de relaxation croisée dans la fibre, l'utilisation d'une concentration élevée en ions  $Tm^{3+}$  est indispensable. Par contre, si le co-dopage en ions  $Al^{3+}$  n'est pas suffisant (cf. paragraphe suivant), un dopage fort en ions  $Tm^{3+}$  peut amener à des phénomènes d'absorption parasites vers les états excités (ETU pour l'anglicisme « Energy Transfer Upconversion ») basés sur un transfert d'énergie entre une paire d'ions  $Tm^{3+}$ , réduisant ainsi l'efficacité laser de la fibre via

un dépeuplement du niveau  ${}^3F_4$ . Ces phénomènes d'absorption parasites peuvent être classés selon deux catégories notées ETU1 et ETU2 (cf. figure 55) [Jackson04, Jackson09].

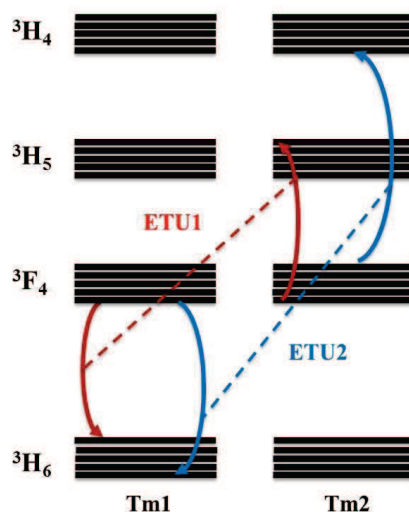


Figure 55: Phénomène d'absorption vers les états excités (ETU pour l'anglicisme « energy transfer upconversion ») entre deux ions  $Tm^{3+}$  voisins.

Pour la première catégorie, un photon émis par l'ion Tm1 lors de sa désexcitation du niveau  ${}^3F_4$  est absorbé par l'ion voisin Tm2 qui se trouve initialement dans l'état excité  ${}^3F_4$  et qui passe ainsi dans un état excité plus élevé ( ${}^3H_5$ ). Pour la seconde catégorie, le processus est similaire à la différence près que l'état énergétique final atteint par l'ion Tm2 est le niveau  ${}^3H_4$ . De plus, en regardant la différence énergétique,  $\Delta E = E(\text{initial}) - E(\text{final})$  pour chaque phénomène, on peut constater que le ETU1 est exothermique (fournie de chaleur) et le ETU2 est endothermique (absorbe de chaleur). D'où l'intérêt de refroidir la fibre pour réduire la génération du ETU2. De plus, certains phénomènes d'absorption supplémentaires vers des états excités permettent de générer des photons dans le bleu caractéristiques d'un pompage d'ions thulium [Firth10] mais synonymes de pertes de rendement du point de vue de l'émission laser recherchée à  $2\mu m$ .

## IV.2. Co-dopage du milieu à gain

Dans les fibres optiques, des dopants comme le germanium, le fluor, l'aluminium sont utilisés pour augmenter ou diminuer l'indice de réfraction du matériau hôte (fait de silice en général). Un deuxième rôle peut être joué par ces éléments surtout dans les fibres optiques fortement dopées par des ions de terres rares (un dopage fort permet d'avoir un gain important, donc de réduire la longueur de la fibre et repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires). Certains de ces ions assurent en effet la solubilité du matériau actif et réduisent la formation d'agrégats [Arai86] qui diminuent l'efficacité laser de la fibre.

Dans le paragraphe précédent, on a vu comment l'efficacité laser des fibres dopées  $Tm^{3+}$  peut être améliorée en augmentant la probabilité de mise en place du phénomène de relaxation croisée dans le milieu à gain. Ce mécanisme dépend notamment de la quantité d'ions  $Tm^{3+}$  et de la distance entre ces ions. Pour cette raison, ajouter des co-dopants ( $Al^{3+}$  en général) peut favoriser la mise en place du processus de CR d'une part, et diminuer l'absorption vers les états excités d'autre part [Jackson04]. Un rapport  $Tm_2O_3 : Al_2O_3$  de 1:10 [Jackson03, Firth06] est généralement utilisé durant la synthèse du matériau actif constituant le cœur afin d'obtenir une bonne efficacité quantique. La première démonstration

expérimentale de CR dans des fibres optiques dopées  $Tm^{3+}$  a été faite par Hayward *et al.* en 2000, avec une efficacité de 46% pour une fibre dopée à hauteur de 2,2wt% en  $Tm_2O_3$  [Hayward00]. Quelques années plus tard, et en utilisant ce principe de co-dopage, l'efficacité de ces mêmes fibres a augmenté progressivement jusqu'à atteindre des valeurs comprises entre 60 et 70% [Moulton09, McComb10, Firth06]. Par contre, ces fibres ne sont pas toutes monomodes. Le fort dopage, en  $Tm_2O_3$  ou en  $Al_2O_3$  augmente en effet l'indice de réfraction du cœur, ce qui rend la fibre multimode pour des grands diamètres de cœur. D'où l'intérêt d'utiliser des architectures comprenant un piédestal afin de diminuer l'ouverture numérique du cœur. Au meilleur de notre connaissance, le dopage efficace le plus élevé en  $Tm_2O_3$  ayant été fabriqué est de 4wt.%.

### IV.3. Fabrication des fibres actives

La fabrication d'une fibre requiert une étape préalable de synthèse de la préforme pour laquelle plusieurs méthodes peuvent être employées. Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter et discuter les principales méthodes utilisées pour la production des préformes. Au début, la méthode MCVD utilisée pour fabriquer des fibres passives est présentée. Ensuite, la combinaison de cette dernière avec le dopage en phase liquide afin de produire des préformes actives est montrée. Après, les méthodes de dopage par phase gazeuse et en forme poudre sont expliquées.

#### IV.3.1. Méthode MCVD

Cette méthode (illustrée dans la figure 56) consiste à utiliser les précurseurs des éléments chimiques (Si, Ge, F, B) en état liquide, sous une forme de chlorure,  $SiCl_4$  par exemple pour synthétiser de la silice pure. Ces derniers passent en état gazeux à température ambiante (ou légèrement supérieure). Un tube "support" en silice doit être installé horizontalement en rotation sur un tour à mors synchronisés au-dessus d'une flamme ou d'une source d'énergie (flamme pour MCVD, four pour FCVD, plasma pour PCVD...) elle-même en translation. Le chlorure de silicium est évaporé avec du dioxygène ( $O_2$ ) dans un bulleur, transporté à travers des tubes et injecté dans le tube "support" en silice. L'apport local de chaleur provoque alors la formation et le dépôt sur la face interne du tube de suies de silice. D'autres dopants comme le germanium, le fluor ou le bore peuvent être incorporés pour modifier les propriétés des suies de silice ainsi déposées. La concentration des dopants peut être gérée en contrôlant la vitesse et la quantité des gaz qui traversent les tubes de transport, formant ainsi et au fur et à mesure différentes couches de suies déposées les unes sur les autres, formant les prémices du profil d'indice recherché. Afin d'assurer la consolidation de ces différentes couches de suies, la température est alors progressivement augmentée de 1800 à 1900°C environ, c'est la consolidation des suies appelée également vitrification. Durant le processus, le tube est toujours mis en rotation et la flamme est déplacée tout le long du tube afin d'homogénéiser l'apport de chaleur. On augmente enfin la température progressivement jusqu'à 2000°C en appliquant éventuellement une légère dépression pour assurer le rétreint du tube et obtenir une préforme de silice dopée passivement, solide et homogène. Le reste de la réaction chimique, principalement  $Cl_2$  (produit toxique), est évacué vers un système de neutralisation externe.

Cette méthode est la plus utilisée pour fabriquer des fibres optiques passives. Pour les fibres qui sont utilisées dans le domaine des télécommunications par voie optique avec de très faibles pertes (autour de 0,2dB/km à 1550nm), il est nécessaire de minimiser la



teneur en ions OH, le système de chauffe à la flamme est donc préférentiellement remplacé par un four thermique ou un réacteur plasma selon le fabriquant.

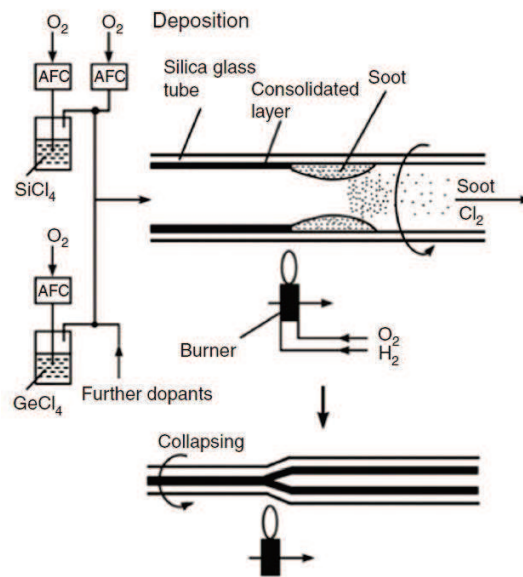


Figure 56 : Représentation schématique de la méthode MCVD, avec les différentes étapes de fabrication d'une préforme dopée passivement. Figure tirée de [Schuster14].

#### IV.3.1.1. Dopage par phase liquide (solutiondoping)

Les ions actifs utilisés pour former le milieu à gain d'une source laser à fibre sont en général les ions de terres rares comme l'ytterbium, l'erbium, le thulium et l'holmium. On ajoute communément un dopant passif tel que l'aluminium au milieu à gain ayant pour but d'éviter l'agrégation du matériau et d'améliorer son efficacité laser. Malheureusement, pour la plupart de ces éléments chimiques, un précurseur chloré qui s'évapore à température ambiante n'existe pas. Pour cela, une étape supplémentaire est ajoutée. On dépose alors des suies de silice pure puis on réalise un dopage des suies en phase liquide (contenant des ions de TR et d' $Al^{3+}$ ). Pour cela, la préforme est retirée du banc MCVD, remplie d'une solution alcoolique ou aqueuse contenant les dopants actifs, séchée puis vitrifiée. Cette opération est éventuellement répétée plusieurs fois pour augmenter les volumes de matière produite si nécessaire. La préforme est enfin rétreinte avant fibrage.

Avec cette méthode, une puissance émise autour de 300W à 2 $\mu$ m a été obtenue en régime continu par [Moulton09] avec une fibre de 25 $\mu$ m de diamètre de cœur (en ajoutant un piédestal afin de réduire l'ouverture numérique du cœur), une efficacité laser de 64% et une valeur de  $M^2$  inférieure à 1,2. La fabrication des fibres à large aire modale demande un contrôle d'indice de réfraction bien maîtrisé (ouverture numérique plus faible que 0,08). De plus, la concentration des ions change la valeur de l'indice de réfraction du milieu, donc le profil de dopage et d'éventuelles diffusions des dopants durant la synthèse de la fibre doivent être bien maîtrisés. Cette méthode possède plusieurs limitations comme la fluctuation de l'indice de réfraction. En particulier pour la méthode de dopage en phase liquide, la concentration de dopant est fortement dépendante de la porosité des suies déposées. Comme la méthode MCVD ne permet pas une bonne maîtrise de ce profil transverse et longitudinal de porosité, le profil d'indice de réfraction dans la préforme finale ne peut donc être maîtrisé qu'à  $10^{-3}$  près. De plus, la fabrication d'une préforme dopée avec un diamètre



supérieur à 2mm n'est pas possible en raison du manque de contrôle déjà évoqué. Ainsi, le niveau de dopage en ions TR est limité à 2mol% (12.3wt%) [Schuster14].

#### IV.3.1.2. Dopage par phase gazeuse

Afin de dépasser les limitations citées ci-dessus, une nouvelle technique de dopage a été proposée. Cette méthode consiste à doper le tube en silice par phase gazeuse en utilisant des précurseurs solides chauffés à une température entre 100 et 200°C (méthode utilisant des chélates) suivant les ions utilisés. Cette partie supplémentaire (cf. le cadre rouge sur la figure 57) est ajoutée à la méthode MCVD expliquée dans le paragraphe IV.3.1. Ensuite, les ions (en état gazeux) vont être transportés par des gaz porteurs à travers des lignes chaudes jusqu'au tube en silice mis sur le banc MCVD.

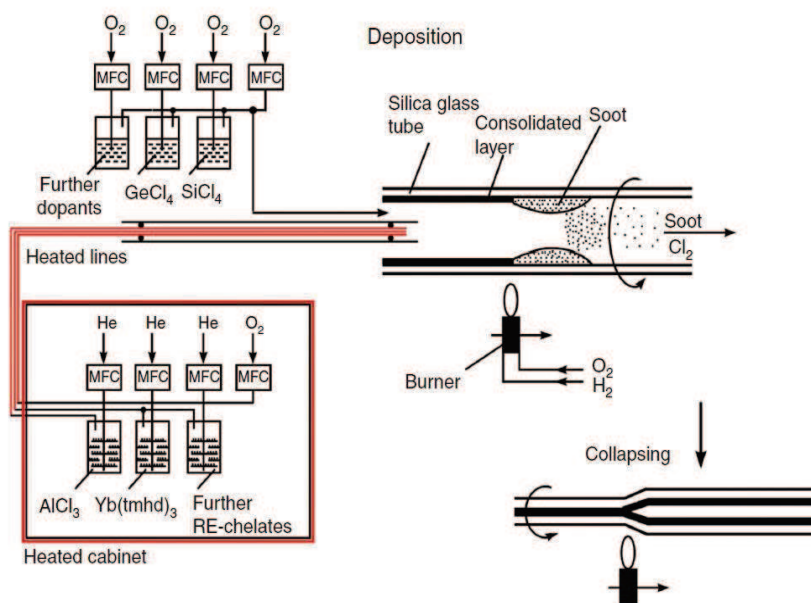


Figure 57 : Représentation schématique de la méthode Chélates, avec les différentes étapes de fabrication d'une préforme dopée activement. Figure tirée de [Schuster14].

Cette technique permet de fabriquer des préformes avec des diamètres plus grands que 3mm [Saha14]. De plus, la quantité de matière obtenue est plus importante (15g au lieu de 2g dans la méthode précédente du dopage en solution). Par contre, ce procédé reste une méthode récente utilisée pour la production des fibres actives et plusieurs paramètres doivent encore être optimisés afin d'en améliorer sa performance. Cette méthode est également compatible avec des procédés de synthèse dits externe (méthode OVD).

#### IV.3.2. Méthode poudre (REPUSIL)

La fabrication d'un matériau dopé en grand volume avec une excellente homogénéité et une maîtrise poussée de son indice de réfraction reste un défi pour la plupart des méthodes de synthèse des fibres dopées terres rares. Un dopage sous forme poudre a été montré en 2008 et en 2011 avec une fibre dopée ytterbium [Devautour09, Leich11]. Cette méthode est maîtrisée et brevetée par l'entreprise Heraeus Quarzglas<sup>3</sup> et l'IPHT<sup>4</sup> et par le groupe Silitec fibre (groupe Nextrum) et Xlim [Pedrido07].

<sup>3</sup> Heraeus Quarzglas : entreprise allemande reconnue internationalement pour la production de silice (pure ou dopée) avec une excellente qualité.

En partant d'une solution aqueuse contenant de l'aluminium et des ions de terres rares, une poudre de silice est dopée. La quantité de dopage finale du matériau est contrôlée en gérant la concentration dans la solution initiale et la quantité initiale de poudre. Ensuite, cette poudre est chauffée dans un four afin d'éliminer l'eau et certaines impuretés. Ensuite, la poudre est placée dans un cylindre inséré dans une presse isostatique. Après compression, la silice dopée est mise en forme par rectification cylindrique, formant ainsi un cylindre rigide. Ce dernier est alors mis à l'intérieur d'un tube en silice installé sur un banc MCVD pour être calciné, purifié, déshydraté, fritté et vitrifié dans le but d'obtenir une préforme en silice (active ou passive), complètement transparente (cf. figure 58). Enfin, il faut rectifier et polir la préforme pour extraire la partie dopée.

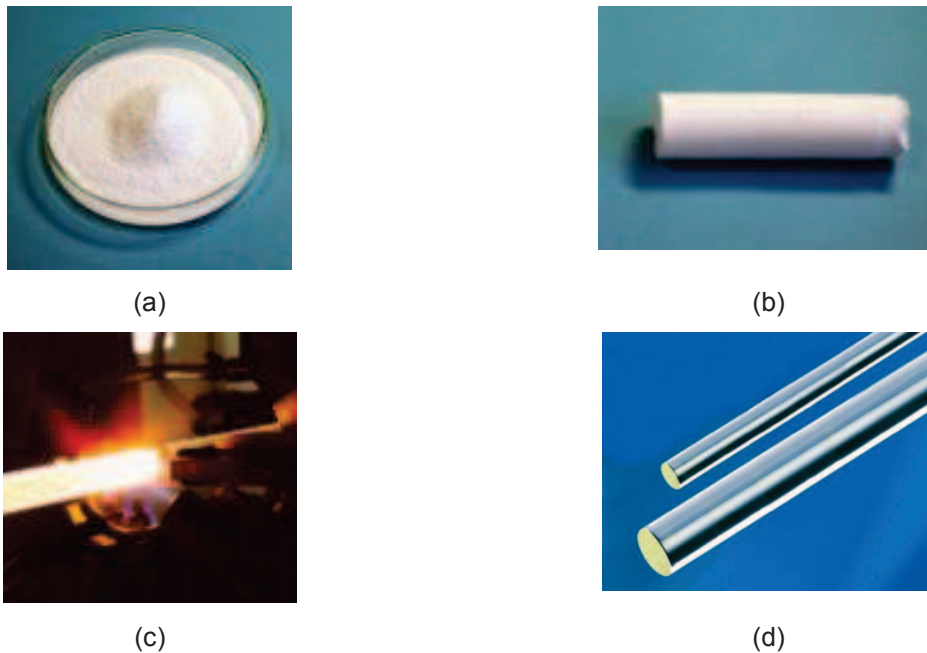


Figure 58 :Différentes étapes de fabrication d'une préforme de silice dopée activement par la méthode REPUSIL. (a) silice dopée sous forme de poudre, (b) compression de la poudre sous la forme d'un cylindre, (c) frittage et vitrification sur un banc MCVD et (d) image d'une préforme de silice dopée avec des ions terres rares fabriquée par cette méthode.

Cette méthode de synthèse offre la possibilité de fabriquer un grand volume de matériau à partir d'une seule fabrication (le diamètre des préformes obtenues peut être compris entre 10 et 30 mm pour une longueur de 10 à 20 cm) et avec une homogénéité d'indice de réfraction inférieure à  $10^{-4}$  [Schuster14]. Ce volume est environ 100 fois le volume de cœur dopé d'une préforme fabriquée par MCVD, et il est absolument indispensable pour prétendre fabriquer à terme de petites séries de fibres laser à très grands cœurs dopés. En utilisant par ailleurs une méthode d'assemblage, il nous permet de contrôler plus facilement l'indice de réfraction, surtout dans les fibres microstructurées.

En 2008, une première fibre dopée ytterbium fabriquée par cette méthode a montré une très bonne efficacité (74%) avec des pertes de fond de 0,8 dB/m [Devautour09]. Ensuite,

<sup>4</sup> IPHT : Institute of Photonic Technology, laboratoire de recherche situé à Jena en Allemagne. Les équipes de recherche de l'IPHT s'intéressent notamment à la fabrication et à la caractérisation des lasers à fibres pour différents domaines d'applications.



ces performances ont été optimisées en 2011, avec une efficacité de 80% et des niveaux de pertes de fond très raisonnables (20dB/km à 1200nm). Cette fibre, utilisée dans une configuration laser, a permis d'extraire une puissance dépassant 200W [Leich11]. Ces derniers résultats concordent très bien avec ceux obtenus avec des fibres fabriquées par les méthodes conventionnelles type CVD.

Nous comptons donc utiliser cette méthode de synthèse pour concevoir nos fibres FA-LPF à très large aire modale dopées thulium. Cependant, avant de concevoir des architectures complexes de fibres, il est utile de valider la composition du matériau actif conduisant à une efficacité optimale via le processus de relaxation croisée. Pour ce faire, nous avons donc commencé par fabriquer des fibres à saut d'indice dopées thulium afin de valider le matériau de cœur. Le bilan de ce travail va être présenté dans les prochains paragraphes. Une première fabrication (en 2012) d'une fibre avec un diamètre de cœur de 9 $\mu$ m avait donné une efficacité de 43% (Fib1). Ensuite, durant ma thèse, j'ai effectué un séjour scientifique à l'IPHT (Jena, Allemagne) dans le cadre d'une STSM (« Short Term Scientific Mission ») financé par le COST MP1401 (intitulé "Advance Fiber Laser and Coherent Source as Tools for Society, Manufacturing and Life science") afin de connaître les avantages et les limitations de la méthode REPUSIL. En comparant avec la Fib1, le but était de fabriquer une nouvelle fibre dopée thulium avec une composition différente pour augmenter l'efficacité laser et avec un cœur plus grand afin d'obtenir un MFA plus large.

#### **IV.3.3. Fabrication d'une TDF par la méthode REPUSIL**

Au début de l'année 2012, une première fibre dopée thulium (TDF pour Thulium Doped Fiber) a été fabriquée en utilisant la méthode poudre. La préforme formant le cœur de cette fibre est composée de 0,3mol% de Tm<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et de 3mol% de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Cette composition permet d'avoir un ratio Tm<sup>3+</sup>/Al<sup>3+</sup>, avec une unité de concentration en poids% (wt%), conformément aux usages de la communauté scientifique internationale, de 1:2,7. Comme il s'agissait d'une nouvelle méthode de fabrication et que les paramètres de synthèse n'étaient pas encore très bien maîtrisés (surtout dans le cas du thulium), l'idée était de commencer par des niveaux de concentration en ions thulium et aluminium assez modérés pour ne pas rencontrer des problèmes de cristallisation pendant la fabrication, et donc de créer des pertes supplémentaires dans notre fibre (à titre indicatif, au cours des fabrications réalisées pendant ma thèse, des cristaux ont été générés à cause de la séparation de phase d'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> quand la concentration a dépassé 6mol%). Cette fibre finale (nommée Fib1) a été tirée avec un diamètre de cœur de 9 $\mu$ m et une gaine en forme de D (122 $\mu$ m x 149 $\mu$ m), afin d'améliorer l'absorption de la pompe. La section transversale de la fibre est montrée dans la figure 59.a. Le profil d'indice de réfraction illustré dans la figure 59.b montre une différence d'indice entre le cœur et la gaine de 10x10<sup>-3</sup>. Cette fibre a une efficacité de 43% (en calculant la pente de la droite liant la puissance émise à la puissance de pompe absorbée, une fois le seuil laser dépassé). Une valeur légèrement supérieure à la limite théorique de 40%, ce qui montre qu'avec la composition utilisée pour former le milieu à gain, le phénomène de relaxation croisée commence à être présent dans le cœur [Dauliat12].

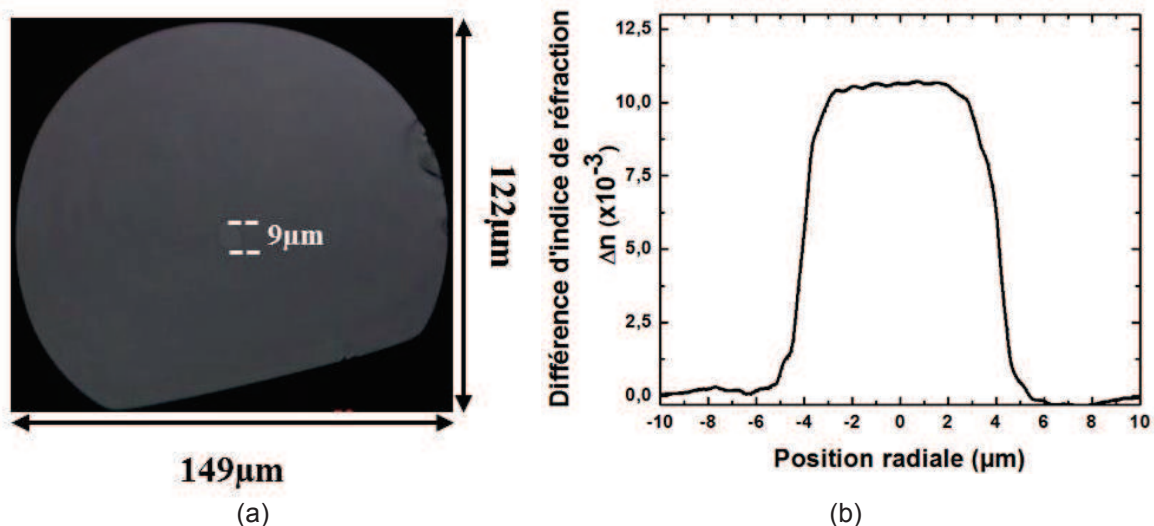


Figure 59 : (a) Image microscopique de la section transverse de la fibre Fib1, et (b) le profil d'indice de réfraction de cette fibre.

#### IV.3.4. Première TDF à grande aire modale fabriquée par la méthode REPUSIL

L'apparition des effets non linéaires limite la montée en puissance dans les lasers à fibre. Une des solutions efficaces pour repousser le seuil d'apparition de ces effets est d'augmenter le diamètre du cœur de la fibre. Pour cette raison, une fibre à large aire modale a été étirée. La préforme formant le milieu à gain de cette fibre a été fabriquée par la méthode REPUSIL avec une concentration de  $Tm_2O_3/Al_2O_3$  de 0,3mol% / 6mol%. Le ratio  $Tm^{3+}:Al^{3+}$  a été augmenté jusqu'à 1:5,2 dans ce cas afin de mettre en évidence l'importance de la concentration des ions aluminium sur l'efficacité laser. De plus, pour fabriquer une fibre à grande aire modale en conservant une émission monomode, un piédestal a été ajouté. Pour cela une préforme passive de silice dopée  $Al^{3+}$  a été fabriquée avec une concentration d'aluminium de 6mol%.

Pour obtenir notre fibre, une canne de la préforme active a été utilisée (canne rouge dans la figure 60.a.). Cette canne a été entourée par sept cannes dopées passivement (représentées en bleu dans la figure 60.a). Ces cannes passives vont former la partie appelée "piédestal" dans la fibre finale, ce qui permettra de diminuer l'ouverture numérique du cœur afin d'obtenir une émission monomode. Ensuite, l'assemblage de ces huit cannes a été placé dans un tube en silice pure en forme de D, afin d'améliorer l'absorption de la pompe. Après, la fibre (nommée Fib2) a été étirée avec un diamètre de cœur de 18μm, un piédestal de diamètre 53,5μm, et une gaine en silice pure dont les dimensions min/max sont 221μm/289μm. De plus, un polymère bas indice a été ajouté autour de la silice pure dans le but de confiner la pompe et protéger mécaniquement la fibre. Ce polymère assure une ouverture numérique de 0,48 à 790nm. L'image microscopique de la section transverse avec les différentes dimensions de la fibre est représentée sur la figure 60.b. Dans la figure 60.b, nous pouvons remarquer que le cœur n'est pas circulaire mais a une forme d'étoile. Ceci est dû à la différence de la température de fusion des matériaux formants le cœur et le piédestal. Cette température étant moins élevée dans le milieu contenant les ions terres rares, il s'avère qu'au cours du fibrage et plus spécifiquement du passage dans le four le matériau de cœur remplit les interstices d'air l'entourant du fait de l'assemblage.

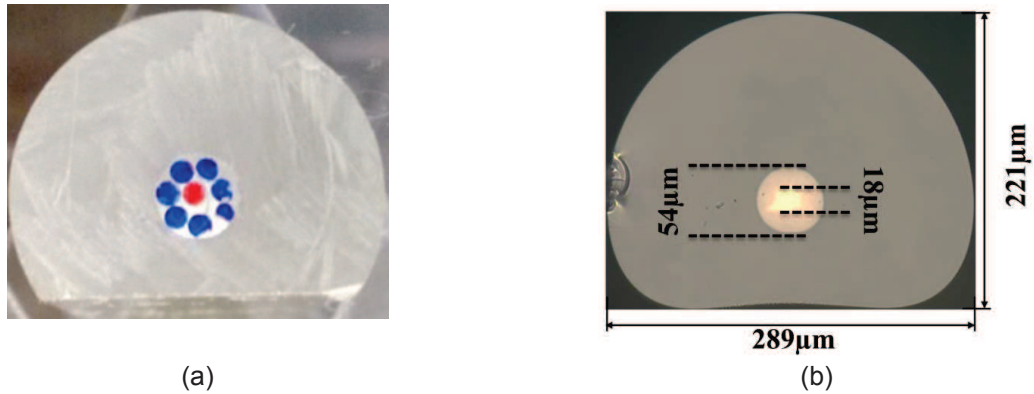


Figure 60 : (a) Assemblage des cannes : en rouge la canne dopée  $Tm^{3+}/Al^{3+}$ , en bleu les cannes dopées  $Al^{3+}$  et en blanc le tube de maintien fait en silice pure. (b) Une image microscopique de la section transverse de la fibre Fib2 étirée. Les différentes dimensions sont précisées. Dans cette image le polymère bas indice n'est pas visible.

Une mesure du profil d'indice de réfraction de cette fibre a été réalisée. Le profil obtenu est montré dans la figure 61. D'après cette figure, la différence d'indice de réfraction entre le cœur et le piédestal est de  $2 \times 10^{-3}$ . Cette valeur est équivalente à une ouverture numérique du cœur de 0,07 à  $2 \mu m$ . En se basant sur cette valeur d'ouverture numérique, la valeur de la fréquence spatiale normalisée calculée pour le cœur entouré de la première gaine constituant le piédestal est de 2,1 à  $2 \mu m$ . Donc théoriquement, notre fibre est monomode.

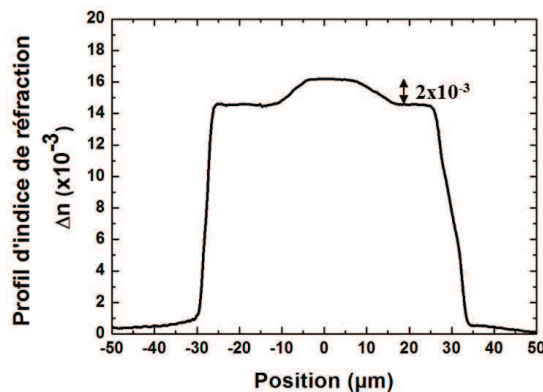


Figure 61 : Profil d'indice de réfraction de la fibre Fib2. Une différence d'indice entre le cœur et le piédestal de  $2 \times 10^{-3}$  est obtenue.

Pour mesurer le spectre d'absorption de cette fibre, la méthode du cut-back a été utilisée. Une source de lumière blanche (lampe halogène) et un analyseur de spectre optique ont été utilisés pour effectuer cette mesure dans une bande de longueurs d'onde comprises entre 450 et 1750nm. La lumière a été injectée dans la gaine externe (entourant le piédestal) afin d'être dans une configuration proche de celle du montage laser. Le résultat est représenté dans la figure 62. Dans cette figure, les niveaux d'énergie correspondants à chaque bande d'absorption sont ajoutés. Les longueurs d'onde d'absorption de cette fibre sont en accord avec la section efficace d'absorption des fibres dopées thulium fabriquées par la méthode MCVD conventionnelle représentée dans la figure 53. Le pic d'absorption le plus fort est localisé à une longueur d'onde autour de 790nm. L'absorption gaine de la fibre à cette longueur d'onde est de 3,3dB/m. Les niveaux de pertes de fond obtenus sont de 15dB/km autour de 930nm et 50dB/km à 1335nm.

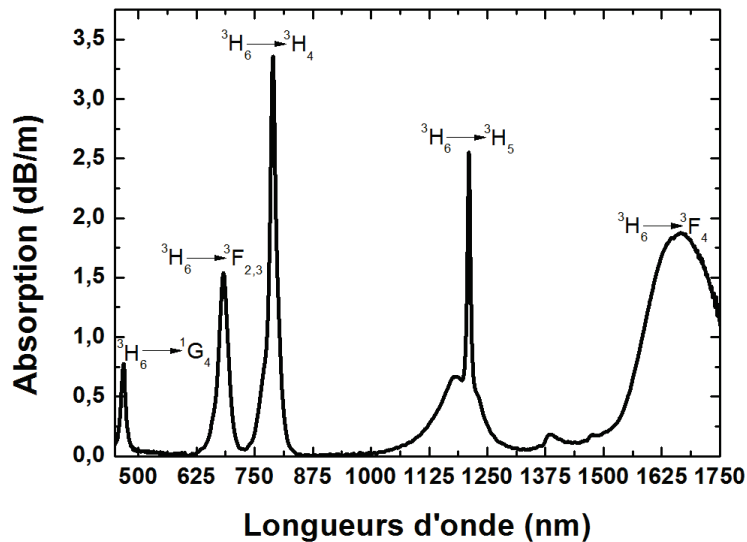


Figure 62: spectre d'absorption de la fibre Fib2.

Pour avoir plus d'informations sur les propriétés spectroscopiques de cette fibre, un banc expérimental a été monté pour mesurer le temps de vie des ions thulium. Dans ce montage expérimental (schématisé dans la figure 63), une diode laser fibrée monomode à 790nm émettant une puissance moyenne maximale de 250mW a été utilisée. La fréquence et la durée du signal délivré par cette diode sont contrôlées par un générateur à basse fréquence (GBF). Ensuite, la sortie fibrée de la diode de pompe a été soudée à un échantillon de la fibre Fib2 ayant une longueur de 4cm. Cette courte longueur a été choisie pour ne pas avoir une émission laser, qui fausserait la mesure. En effet la mesure du temps de vie du niveau  ${}^3F_4$  doit être faite en favorisant les photons émis spontanément car l'émission stimulée provoque la désexcitation très rapide du niveau  ${}^3F_4$  vers l'état fondamental. Après filtrage de la pompe résiduelle, l'émission spontanée à  $2\mu\text{m}$  est envoyée vers une photodiode en utilisant un miroir dichroïque (M) pour séparer la longueur d'onde de pompe (en rose) de la longueur d'onde de signal (en rouge). Le signal optique détecté par la photodiode est envoyé ensuite sous forme d'un signal électrique vers un oscilloscope. La bande passante de la photodiode est de 100Mhz (10ns).

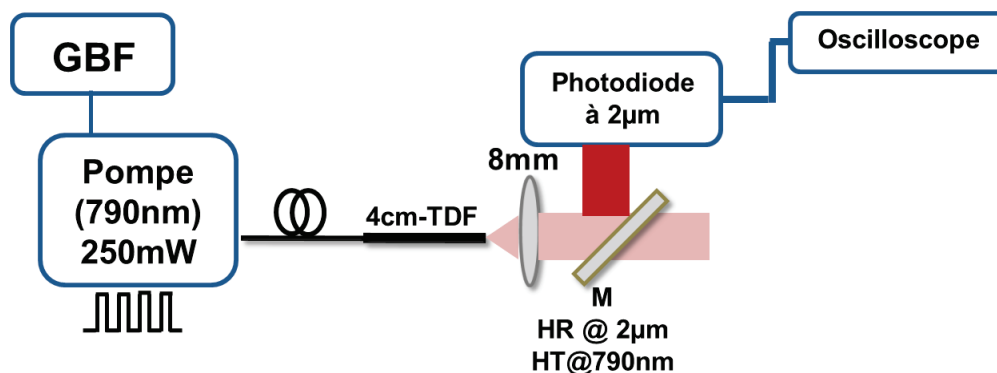


Figure 63: Représentation schématique du montage expérimental de mesure du temps de vie. GBF est un générateur à basse fréquence. TDF est un échantillon de 4cm de la fibre dopée thulium sous test. M est un miroir dichroïque complètement réfléchissant à  $2\mu\text{m}$  et complètement transparent à 790nm. L'émission spontanée, envoyée vers une photodiode et visualisée sur un oscilloscope, est marquée en rouge.

La durée du signal envoyé par le GBF a été fixée à 1ms avec une fréquence de répétition de 80Hz (période de 12,5ms). L'intensité détectée par l'oscilloscope a été normalisée et tracée dans la figure 64. Quand la puissance de pompe est coupée, l'intensité détectée décroît exponentiellement. Théoriquement, le temps qui correspond à une diminution d'intensité de  $1/e$  représente le temps de vie de l'ion thulium du niveau  $^3F_4$ . Dans notre cas, la valeur obtenue est de 530 $\mu$ s. Généralement, les valeurs obtenues dans des fibres dopées  $Tm_2O_3/Al_2O_3$  fabriquées par la méthode MCVD pour une concentration d' $Al_2O_3$  entre 5,4mol% et 9mol% sont entre 447 et 573 $\mu$ s [Simpson08]. La concentration en  $Al_2O_3$  dans notre fibre fabriquée par la méthode REPUSIL est de 6mol%, donc une valeur de temps de vie de 530 $\mu$ s concorde bien avec les résultats obtenus avec la méthode de fabrication conventionnelle.

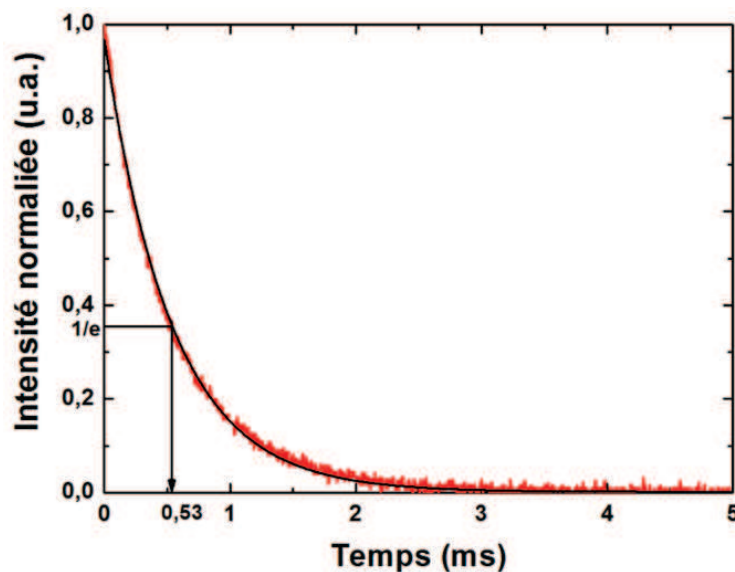


Figure 64 : Mesure du temps de vie des ions thulium sur le niveau  $^3F_4$  dans la fibre Fib2. Les points de mesure sont représentés en rouge, et l'ajustement exponentiel de la courbe est en noir.

Pour caractériser la fibre Fib2 en cavité laser, un tronçon de 4,5m a été utilisé dans une cavité laser simple (figure 65). Les deux faces ont été préparées avec un angle droit ( $0^\circ$ ). Pour réaliser le test, une diode laser fibrée ( $\Phi = 100\mu m$ ,  $ON = 0,22$ ) multimode émettant à 790nm a été utilisée. Ensuite, un couple de lentilles de 8mm de distance focale image a été utilisé pour coupler la pompe dans la gaine en silice pure de la fibre. Deux miroirs dichroïques, M1 et M2, qui sont revêtus de façon à réfléchir complètement la lumière à  $2\mu m$  et à transmettre à les rayonnements à 790nm, sont aussi utilisés. M2 a été mis en quasi-contact avec la face de la fibre (mais sans contact, pour ne pas endommager ni la face de la fibre, ni la face du miroir) en formant un angle de  $0^\circ$  avec l'axe de propagation de la lumière. Par contre, M1 est placé entre le couple de lentilles avec un angle de  $22,5^\circ$  afin de réfléchir la lumière émise à  $2\mu m$  à un angle de  $45^\circ$ . Les puissance-mètres PM1 et PM2 permettent de mesurer la puissance de signal émis (ligne rouge dans la figure 65) et la puissance de pompe résiduelle (partie rouge claire) respectivement. Une lame de verre en forme de coin (wedge) avec un angle de  $10^\circ$  a été ajouté sur le trajet du faisceau laser émis pour séparer le signal laser et l'envoyer également vers une caméra pyroélectrique (Pyrocam III) afin d'observer le faisceau émis et aussi vers un analyseur de spectre optique (Yokogawa AQ6375 1200-2400nm) afin de visualiser le spectre du laser émis. La cavité laser est formée par la réflexion 100% du M2 et le 4% du coefficient de Fresnel sur la face d'entrée de la fibre.



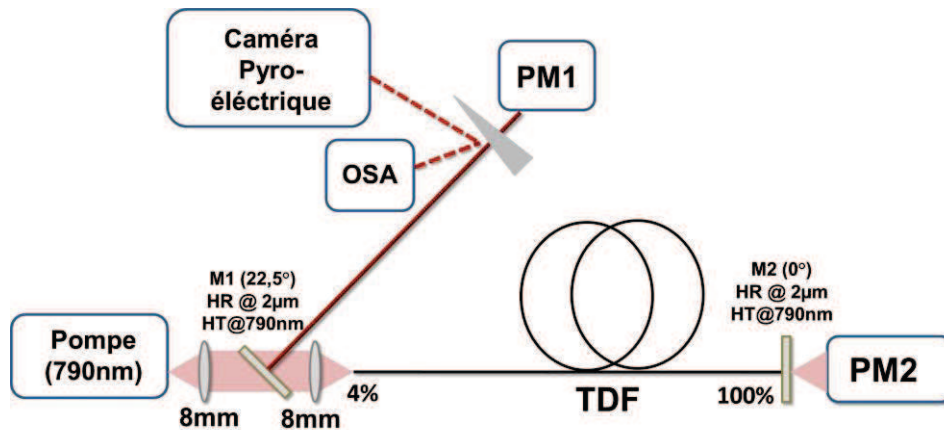


Figure 65 : Représentation schématique du montage expérimental utilisé pour caractériser la fibre Fib2. M1 et M2 sont deux miroirs dichroïques complètement réfléchissants à 2µm et complètement transparents à 790nm. PM1 et PM2 sont deux puissance-mètres, et OSA est un analyseur de spectre optique.

Dans ces conditions de mesure, une puissance maximale de 7,54W est obtenue avec un seuil laser de 4,2W. Avec cette longueur de fibre, la puissance de pompe injectée n'est pas complètement absorbée. Pour une puissance de pompe injectée maximale de 21,7W, une puissance de pompe résiduelle 0,981W a été mesurée par PM2. Pour cette raison, la puissance émise est tracée en fonction de la puissance absorbée. Cette dernière est la différence entre la puissance injectée et la puissance de pompe résiduelle. De plus, la puissance injectée a été mesurée sur un échantillon de 10cm de fibre. La pente d'efficacité de cette fibre est de 47,7% à température ambiante (ligne noire en pointillée dans la figure 66).

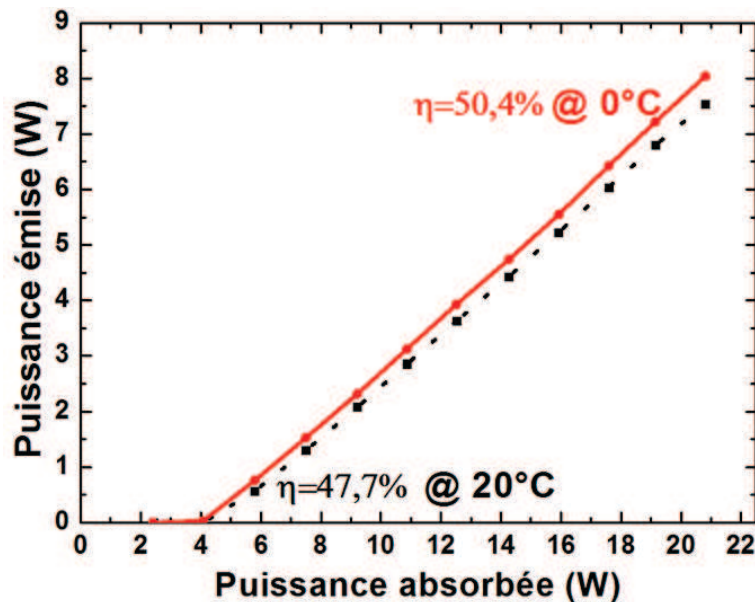


Figure 66 : Evolution de la puissance émise avec la puissance absorbée dans un tronçon de 4,5m de la fibre Fib2. La ligne noire en pointillée représente les résultats obtenus à une température de 20°C, et la ligne rouge en continue représente ceux à 0°C. L'efficacité de la fibre à chaque température est montrée.

Ce résultat montre qu'utiliser un matériau plus concentré en  $Al^{3+}$  favorise la mise en place du phénomène de relaxation croisée dans le milieu à gain, et par conséquent

augmente l'efficacité quantique (et laser) de la fibre. Ensuite, comme la distribution des électrons sur les niveaux énergétiques, et par conséquent les sections efficaces d'absorption et d'émission, dépend de la température du milieu, un système de refroidissement « fait maison » permettant de diminuer la température de 20°C jusqu'à 0°C a été ajouté autour de la fibre. Les valeurs de température affichées ici sont obtenues en utilisant un thermocouple mis en contact avec le polymère bas indice de la fibre. Dans ce cas de la plus basse température mesurée (0°C), la puissance émise a augmenté jusqu'à 8W. La pente d'efficacité a quant à elle augmentée jusqu'à 50,4% (représentée en ligne rouge continue dans la figure 66). Autrement dit une augmentation de la pente d'efficacité de 2,7% a été obtenue en refroidissant la fibre. Cette valeur est aussi en accord avec la valeur obtenue dans d'autres fibres thulium fabriquées par les méthodes conventionnelles CVD [Modsching11].

Des résultats plus détaillés sur la variation de la puissance et de l'efficacité en fonction de la température sont présentés dans la figure 67. Dans ce graphe, les mesures sont réalisées tous les 5°C et montrent une diminution de l'efficacité laser de 0,135%/°C (ligne noire continue). De la même façon, la puissance émise diminue progressivement avec l'augmentation de température de 40mW/°C (ligne bleue en pointillée). L'augmentation en puissance émise en diminuant la température est due, d'une part à l'augmentation de la valeur de section efficace d'émission à la longueur d'onde de pompe lorsque la température diminue et d'autre part, à la diminution de la probabilité du phénomène d'absorption par état excité ETU2.

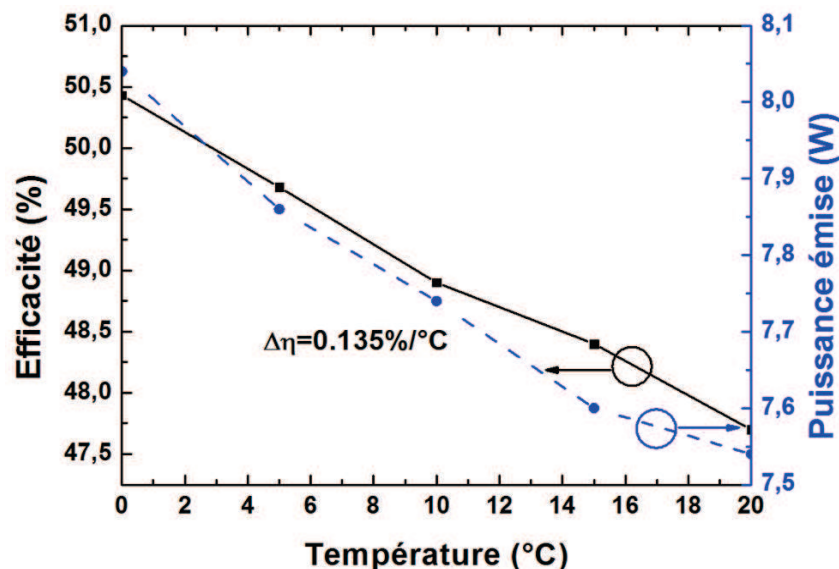


Figure 67 : Variation de l'efficacité (en noir) et de la puissance émise (en bleu) avec la température. La mesure est faite pour un pas de 5°C.

Le spectre émis par cette fibre, représenté dans la figure 68, montre une émission spontanée amplifiée (ASE) qui s'étale de 1800nm jusqu'à 2070nm avec plusieurs pics laser autour de 1975nm. Il faut noter que les différents pics laser obtenus sont dus à l'absence d'un filtrage spectral dans la cavité (via un réseau de Bragg fibré ou volumineux par exemple) qui imposerait l'émission à une seule longueur d'onde. Au contraire, c'est le fort gain de la fibre qui permet d'obtenir cette émission laser multi-pics.

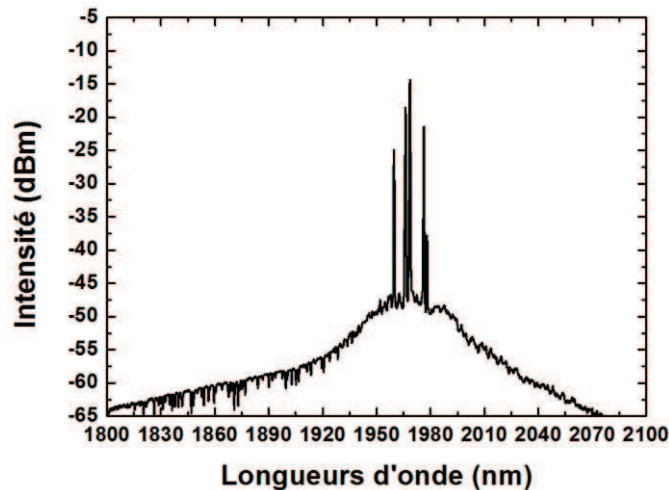


Figure 68 : Spectre mesuré en sortie de la fibre Fib2 sous test. L'émission spontanée amplifiée couvre une bande de longueurs d'onde allant de 1800 jusqu'à 2070nm. L'émission laser est obtenue autour de 1975nm.

La qualité du faisceau émis dépend du nombre de modes guidés dans le cœur de la fibre. Théoriquement, notre fibre doit être monomode à 2 $\mu$ m car elle possède une fréquence spatiale normalisée valant 2,1. Afin de vérifier expérimentalement l'émission unique du mode fondamental, la méthode de mesure  $M^2$  a été utilisée. Cette méthode compare la divergence réelle du faisceau émis ( $\theta$ ) à celle d'un faisceau parfaitement gaussien ( $\theta_0$ ). L'équation 4.1 montre qu'un faisceau parfaitement gaussien possède une valeur de  $M^2$  de 1. Pour un faisceau émis par une fibre optique (la distribution du champ du mode fondamental est une fonction de Bessel), la valeur théorique minimale est 1,08. Du fait des imprécisions de mesure, on considère généralement que le faisceau est monomode quand la valeur de  $M^2$  est comprise entre 1 et 1,2.

$$\theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi \omega_0} = M^2 \theta_0 \quad (4.1)$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde du travail, et  $\omega_0$  est le rayon du faisceau.

Notre fibre possède un MFD (mesuré et calculé en utilisant COMSOL Multiphysics) de 21 $\mu$ m, équivalent à un MFA de 346 $\mu$ m<sup>2</sup> à  $\lambda = 2\mu$ m. Pour étudier la qualité du faisceau émis par la méthode  $M^2$ , une lentille de distance focale image de 150mm a été ajoutée sur le trajet du faisceau laser à 2 $\mu$ m qui est collimaté (largeur de 1mm) et réfléchi par le miroir M1 dans la figure 65. Ce faisceau est représenté en rouge dans la figure 69. Après son passage par la lentille, ce faisceau se focalise puis diverge progressivement en s'éloignant du point focal. La taille du faisceau a été mesurée sur plusieurs points en déplaçant la caméra Pyrocam III avec un pas de 1cm. Les différents points mesurés, à une puissance laser émise de 1W, sont illustrés dans la figure 70. La mesure a été faite sur les deux axes orthogonaux notés x (carrés en noir) et y (cercles en rouge). Sur les deux axes, le rayon du faisceau le plus petit se trouve autour de la distance focale image de la lentille.

Pour calculer la valeur de  $M^2$ , les différents points de mesure sont ajustés en utilisant l'équation 4.2. Dans ce cas, des valeurs de  $M^2$  de 1,06 et 1,08 sont obtenues suivant les axes x (courbe en noire) et y (courbe en rouge) respectivement sachant que l'imprécision de mesure est évaluée à  $\pm 0,05$ . La différence entre les deux courbes peut être due à une imprécision d'alignement ou à la géométrie du cœur qui n'est pas parfaitement circulaire

comme expliquée précédemment. Cette mesure a été faite à 1W mais aucune dégradation du faisceau n'a été remarquée en observant la distribution d'intensité du faisceau émis en champ proche à la plus haute puissance émise (en insertion dans la figure 70). Tous ces résultats montrent que la fibre à grande aire modale, avec un cœur de 18µm, est monomode.

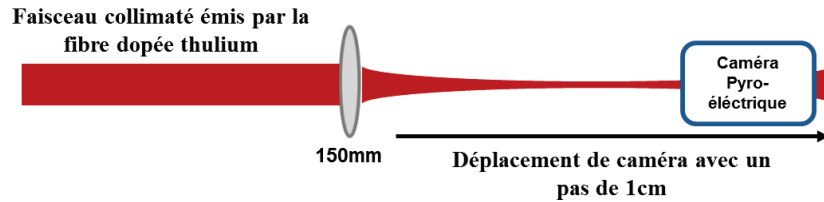


Figure 69 : Schéma représentatif de la méthode de mesure  $M^2$ .

$$\omega(z)^2 = \omega_0^2 + M^4 \left( \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \right)^2 (Z - Z_0)^2 \quad (4.2)$$

où  $\omega_0$  est le rayon du faisceau à la distance focale image de la lentille et  $Z_0$  est la distance focale image de la lentille.

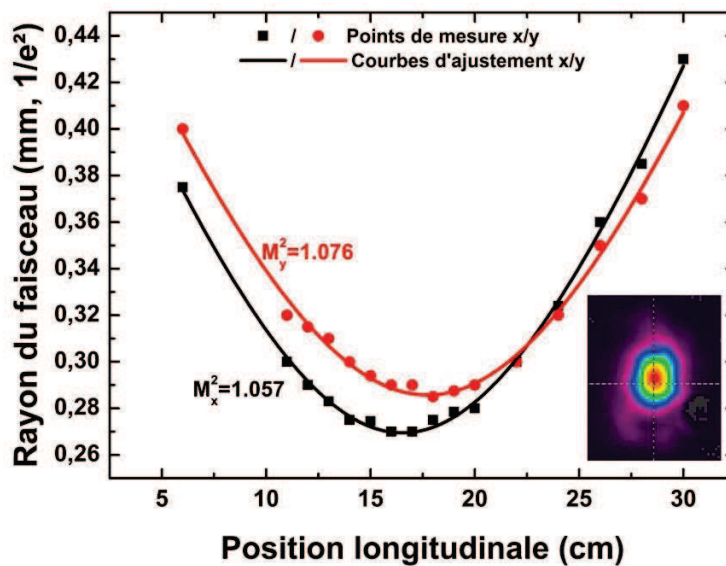


Figure 70 : Points de mesure obtenus du rayon du faisceau laser focalisé suivant les deux axes, x (en noir) et y (en rouge), pour une puissance signal de 1W, en déplaçant la caméra. L'ajustement de ces points est représenté en lignes continues. En insertion, la distribution d'intensité du faisceau émis en champ proche à une puissance émise de 8W.

Il faut noter que d'autres fibres à saut d'indice et à piédestal avec des compositions chimiques différentes pour le milieu à gain ont été fabriquées. Ces fibres étaient plus concentrées en  $Tm^{3+}$  et/ou en  $Al^{3+}$  afin d'essayer d'augmenter l'efficacité laser de la fibre. Malheureusement, on a remarqué que la probabilité de création de cristaux (d'où des pertes de fond supplémentaires) augmente avec l'accroissement des concentrations de ces ions. De plus, le contrôle du profil d'indice de réfraction devient de plus en plus difficile quand le niveau de dopage est plus important. Donc on n'a pas réussi à améliorer l'efficacité laser dans ces fibres à cause de ces deux difficultés.

#### IV.4. Conclusion

Dans ce chapitre une fibre à grande aire modale (MFA de  $346\mu\text{m}^2$ ) avec une excellente qualité de faisceau émis ( $M^2 < 1,1$ ) et une bonne efficacité (50% à  $0^\circ\text{C}$ ) a été fabriquée. Le cœur de cette fibre est composé de 0,3mol% de  $\text{Tm}_2\text{O}_3$  et de 6mol% d'  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Par contre, à cause des problèmes (pertes de fond, diffusion des matériaux et du contrôle de l'indice de réfraction) rencontrés en utilisant une concentration plus élevée en  $\text{Al}^{3+}$ , la composition de la fibre Fib1 (0,3mol% de  $\text{Tm}_2\text{O}_3$  et 3mol% de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) a été choisie pour former le milieu à gain de la fibre complètement aperiodique, afin de réduire le risque d'obtenir des cristaux et pour contrôler très finement l'indice de réfraction. Donc, il y a une grande chance que cette fibre présente une faible efficacité mais le contrôle de l'indice de réfraction avec cette composition sera plus facile.



## Chapitre V. Fibre complètement aperiodique à large pitch dopée thulium

Après la validation en transmission, dans le deuxième chapitre, de la capacité de la A-LPF à délocaliser les HOMs en dehors du cœur même pour de très grandes dimensions de cœur ( $140\mu\text{m}$  à  $\lambda=2\mu\text{m}$ ), et après l'optimisation de cette structure en tenant compte du chargement thermique, la fabrication et la caractérisation de la première FA-LPF dopée thulium vont être présentées dans ce chapitre. En fin de chapitre, et en perspective à ce travail, une évolution ultérieure d'une FA-LPF passive à très grande aire modale et à polarisation unique à  $\lambda=2\mu\text{m}$  va être rapportée.

### V.1. Fabrication d'une FA-LPF dopée thulium

Dans le chapitre 3, l'avantage de l'utilisation d'une FA-LPF a été expliqué. Cependant, pour obtenir une performance optimale, un accord parfait d'indice de réfraction entre la gaine dopée passivement et le cœur dopé activement est demandé. Si l'indice du milieu à gain est légèrement supérieur à celui de la gaine, certains modes d'ordre supérieur vont être confinés dans le cœur. Ainsi plus la différence d'indice entre les deux zones sera importante, plus le seuil d'apparition du régime multimode et par conséquent le seuil d'apparition des instabilités modales transverses seront rapidement atteints. Dans la figure 71.a, l'évolution du seuil du régime multimode obtenu au travers de la valeur maximale du chargement thermique toléré (noté  $Q_{\text{max}}$  comme défini au chapitre n°3) en fonction du contraste d'indice entre le cœur actif et la gaine passive est calculée dans une FA-LPF (pitch fixé à  $45\mu\text{m}$  correspondant à une dimension de cœur de  $75\mu\text{m}$ ) à une longueur d'onde de  $2\mu\text{m}$ . Sur ce graphe on peut voir que la valeur de  $Q_{\text{max}}$  diminue progressivement et de manière quasi-linéaire avec la différence d'indice  $\Delta n$ . On passe d'une valeur de  $Q_{\text{max}} = 152\text{W/m}$  quand une égalité parfaite d'indice est réalisée (cas idéal) à une valeur  $Q_{\text{max}} = 0\text{W/m}$  quand le contraste indicelle est de  $+1,5 \times 10^{-4}$  (dans ce dernier cas la fibre est multimode dès qu'on la pompe). Comme la performance de la fibre est très sensible à la différence d'indice  $\Delta n$ , la taille maximale du cœur qui peut être fabriquée pour chaque valeur de  $\Delta n$  tout en assurant une propagation quasi-monomode ( $\Delta\Gamma > 30\%$ ) est montrée dans la figure 71.b (on a arbitrairement fait le calcul pour un chargement thermique nul soit  $Q = 0\text{W/m}$ , autrement dit pour une fibre « froide » *i.e.* non soumise à un rayonnement de pompe). Sur cette courbe on trouve le diamètre du cœur de  $75\mu\text{m}$  qui peut être fabriqué pour une différence d'indice de  $1,5 \times 10^{-4}$ . En outre, si la différence d'indice est de  $+0,5 \times 10^{-4}$ , une fibre ayant une dimension de cœur de  $140\mu\text{m}$  peut être produite.

A cause de la forte dépendance entre la performance d'une FA-LPF et la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine, une attention particulière doit être prise en compte sur cet aspect durant la fabrication des matériaux formant les deux milieux. Donc, afin de contrôler très précisément l'indice de réfraction de chaque matériau, on a choisi d'utiliser un cœur avec une concentration en  $\text{Tm}^{3+}$  et  $\text{Al}^{3+}$  assez modérée. Dans le chapitre précédent, une composition de  $0,3\text{mol}\%$  de  $\text{Tm}_2\text{O}_3$  et  $3\text{mol}\%$  d'  $\text{Al}_2\text{O}_3$  a permis d'observer une efficacité de  $43\%$ , une valeur qui dépasse légèrement la limite de Stokes (Fib1). Nous avons donc retenu cette composition pour former le milieu à gain de la fibre FA-LPF à fabriquer car elle représente un équilibre entre une composition efficace et une composition dont l'indice de réfraction n'est pas trop difficile à contrôler. Ensuite, un matériau composé de silice dopée aluminium (avec une concentration d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  de  $3,95\text{mol}\%$ ) a été sélectionné pour jouer le rôle du matériau de fond de la gaine microstructurée dopée passivement.

Théoriquement, ces deux matériaux (d'une part silice dopée 0,3mol%  $Tm_2O_3$  et 3mol%  $Al_2O_3$  et d'autre part silice dopée 3,95mol%  $Al_2O_3$ ) doivent avoir la même valeur d'indice de réfraction.

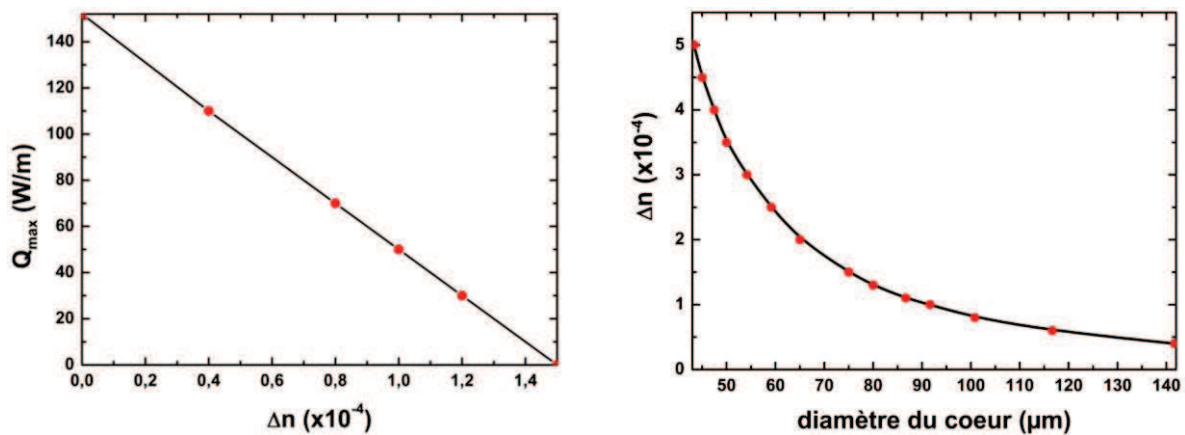


Figure 71 : (a) Calcul de l'évolution du seuil d'apparition du régime multimode dans une FA-LPF ayant un pitch de  $45\mu m$  (soit une dimension de cœur de  $75\mu m$ ) en fonction du contraste d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine. (b) Calcul de la différence d'indice maximale pouvant être tolérée pour assurer un caractère monomode en fonction de la dimension du cœur de la structure FA-LPF (ces résultats sont obtenus pour un chargement thermique fixé arbitrairement à  $0W/m$  correspondant à une fibre « froide »).

Pendant la fabrication du matériau passif, des cristaux ont malheureusement été générés dans la matrice de silice dopée aluminium. La formation de ces cristaux est due à la concentration de l'oxyde d'aluminium dans la matrice silice qui est proche d'une concentration critique connue et fixée à 5mol% pour laquelle un phénomène de séparation de phase est observé. La formation des cristaux est traduite par une variation de diamètre extérieur des cannes passives à l'échelle macroscopique. Afin de minimiser le risque d'avoir des effets de cristallisation dans notre fibre FA-LPF finale, on a essayé d'identifier les cannes ayant la moindre fluctuation en diamètre externe. Une fois cette sélection faite, il s'est avéré que le nombre de cannes passives disponibles n'était pas suffisant pour faire l'assemblage global des cinq couronnes de silice dopée passivement de la structure FA-LPF comme celle proposée dans le troisième chapitre et rappelée dans la figure 72.a. On a alors décidé de modifier la structure initiale de la fibre FA-LPF en diminuant le nombre de ces couronnes jusqu'à trois en proposant la structure FA-LPF à gaine réduite montrée dans la figure 72.b. Dans cette structure, deux couronnes de la gaine passive sont remplacées par des barreaux de silice pure. Dans la nouvelle structure, le milieu à gain est toujours formé par 19 cannes actives, la première gaine optique est formée par trois couches de silice dopée aluminium et la propagation monomode dans la zone de cœur est assurée par l'ajout de 9 inclusions de silice dopée fluor (remplaçant donc 9 cannes de silices dopées passivement), comme le montre la figure 72.b.

J'ai effectué un calcul numérique sur cette structure FA-LPF à gaine réduite et j'ai ainsi pu montrer que dans une fibre froide (correspondant à un chargement thermique  $Q = 0W/m$ ) la délocalisation du mode  $LP_{11}$  vers l'extérieur du milieu à gain reste très efficace malgré la réduction de la gaine microstructurée. Cependant, cette structure à gaine réduite est moins performante que la FA-LPF proposée initialement en présence d'un chargement thermique. Par exemple, le seuil d'apparition du régime multimode dans une FA-LPF à gaine réduite ayant un pitch de  $45\mu m$  (correspondant à une dimension de cœur de  $75\mu m$ ) à

$\lambda = 2\mu\text{m}$  est de  $132\text{W/m}$  au lieu de  $152\text{W/m}$  dans le cas d'une FA-LPF « standard ». Nous sommes obligés d'accepter ici cette diminution de 13% du seuil du régime multimode à cause du nombre trop restreint de cannes dopées passivement utilisables. L'assemblage de la structure est montré dans la figure 72.c : les barreaux en rouge représentent le cœur actif, les barreaux en vert représentent la silice dopée fluor, les barreaux en blanc représentent la silice dopée aluminium et les barreaux en bleu représentent des cales en silice pure.

L'assemblage est ensuite étiré en cannes microstructurées. L'image prise au microscope d'une de ces cannes est illustrée dans la figure 72.d. Dans cette figure on peut remarquer que le cœur (formé par 19 hexagones) et la gaine ont une intensité lumineuse légèrement différente. Ceci laisse supposer que le milieu à gain et la gaine passive possèdent un indice de réfraction légèrement différent. Un point important et non prévu à ce stade est que l'on peut aussi observer la présence d'une fine couche séparatrice à l'interface entre certains hexagones du cœur. Cette observation peut être expliquée par une évaporation du chlore à l'extérieur des barreaux actifs (comme on a déjà vu dans le chapitre 2 et dans la figure 27). Mais, cette hypothèse doit être vérifiée afin de comprendre l'origine de cette observation.

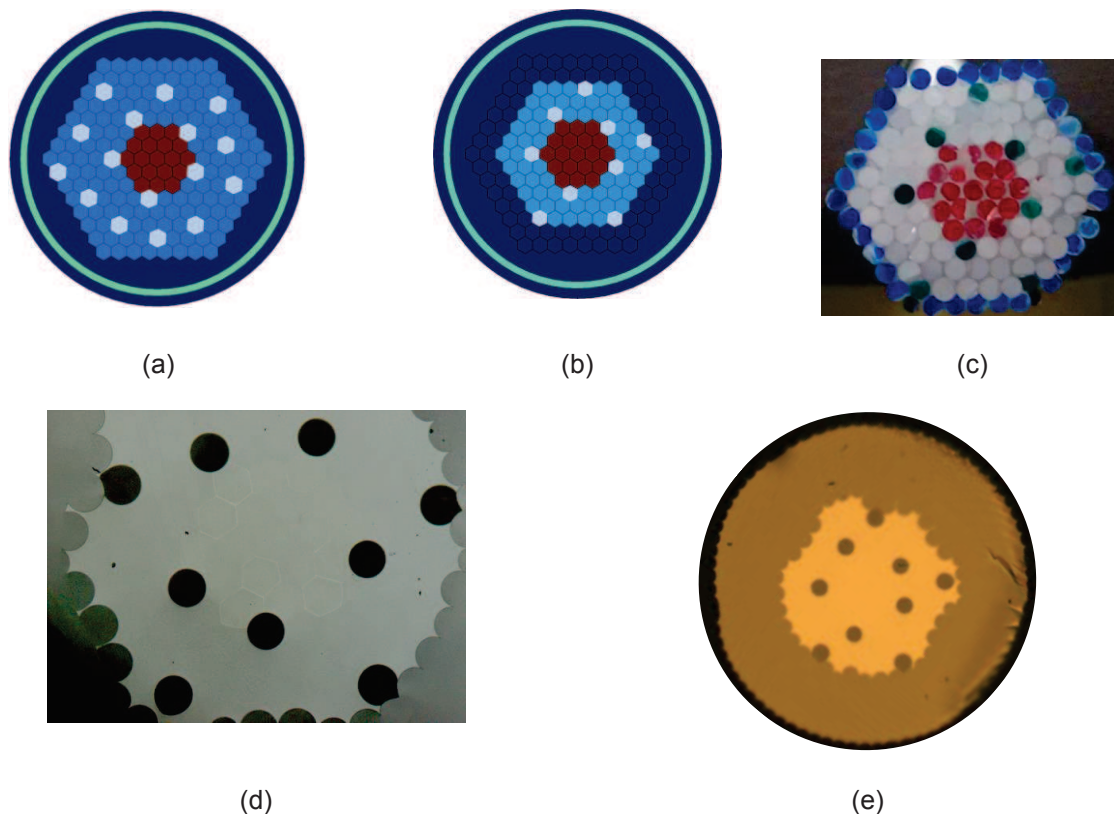


Figure 72 : profil d'indice 2D théorique de (a) la structure FA-LPF et (b) de la structure FA-LPF à gaine réduite proposée en solution alternative. (c) Assemblage de la structure FA-LPF à gaine réduite : la zone rouge représente le milieu à gain, les disques verts représente les inclusions bas-indice de la microstructure, les barreaux blancs sont de la silice dopée aluminium et les disques bleus sont des cales en silice pure. (d) Image prise au microscope de la section transverse d'une canne et (e) image prise au microscope d'une fibre FA-LPF à gaine réduite.

Des fibres FA-LPF à gaine réduite ont malgré tout été étirées après avoir ajouté autour d'une canne microstructurée une gaine d'air. Des fibres avec différentes dimensions



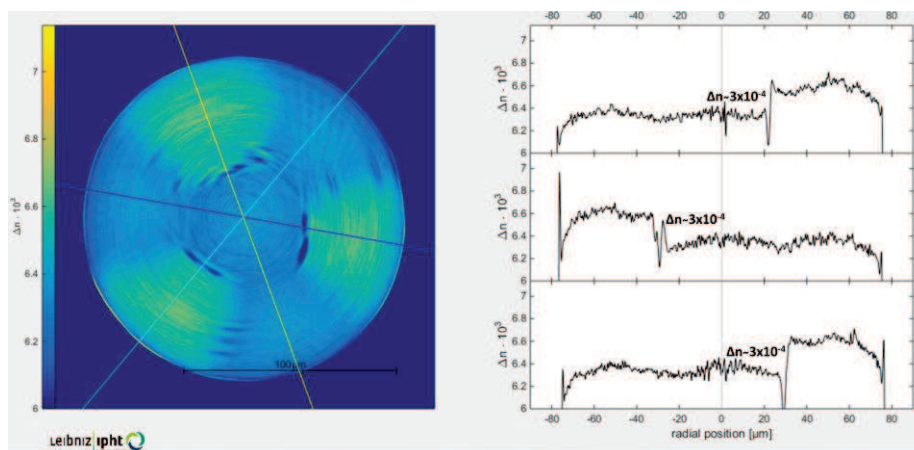
de cœur ont été étirées (le diamètre extérieur dépasse le 1mm). L'image de la section transverse d'une de ces fibres FA-LPF à gaine réduite est montrée dans la figure 72.e.

## V.2. Caractérisation de la FA-LPF dopée thulium

Afin d'avoir plus de détails sur les caractéristiques de notre fibre et en particulier sur une possible désadaptation indicielle entre le cœur et le matériau de fond de la gaine microstructurée, une mesure d'indice de réfraction a été réalisée sur une fibre de test représentée dans la figure 73.a. Cette fibre est constituée d'un assemblage de trois barreaux dopés activement et de quatre barreaux dopés passivement : 1 barreau utilisé pour la gaine passive dopée aluminium est entouré d'une couronne de six barreaux (3 barreaux actifs et 3 barreaux utilisés pour la gaine passive, positionnés en alternance). La mesure d'indice est alors effectuée en utilisant l'appareil commercial IFA100 (InterFiber Analysis) permettant d'établir une cartographie transverse 2D de l'évolution de l'indice de réfraction. La mesure de la variation de l'indice de réfraction faite en particulier selon trois axes correspondant à 3 diamètres différents (chacun passant par un des barreaux dopés activement, comme le montre la figure 73.b) donne une différence d'indice entre le matériau actif et le matériau passif de  $+3 \times 10^{-4}$  (cf. figure 73.b). Cet excès d'indice en faveur du cœur va alors provoquer une propagation multimode quand la dimension de la zone de gain dépasse  $55 \mu\text{m}$  (cf. figure 71.b). Il faut préciser que la valeur réelle de la différence d'indice peut être plus ou moins importante ( $\pm 1 \times 10^{-4}$ ) que la valeur mesurée si l'on tient compte de la sensibilité de l'appareil de mesure.



(a)



(b)

Figure 73 : (a) image de la section transverse de la fibre de test fabriquée, constituée de 3 barreaux actifs et de 4 barreaux passifs. (b) Résultat de la mesure de la cartographie d'indice de la section transverse de la fibre sous test obtenue avec l'appareil commercial IFA100 (InterFiber Analysis). Un excès d'indice de réfraction dans le cœur de  $3 \times 10^{-4}$  a été observé suivant les trois axes de mesure.

On a caractérisé dans un premier temps une fibre FA-LPF à gaine réduite présentant une dimension de cœur valant  $80\mu\text{m}$ . On a étudié la transmission de rayonnements lumineux provenant soit d'une source large bande supercontinuum ( $400\text{nm} < \lambda < 1750\text{nm}$ ), soit d'une source laser émettant un rayonnement à  $\lambda = 2\mu\text{m}$ . Les distributions d'intensité mesurées en champ proche obtenues à la sortie d'une fibre ayant une longueur de  $86\text{cm}$  sont montrées dans la figure 74.(a) et 74.(b). Dans les deux figures, la lumière est guidée dans le cœur notamment grâce au faible excès d'indice de réfraction présent dans la zone active. Par contre, on peut observer que la distribution d'intensité dans les deux cas est un peu étrange et que le mode fondamental ne peut pas être excité (il n'est jamais observé). Si on regarde plus en détails la distribution de l'intensité dans le cœur, on constate que des zones de la région active apparaissent comme des guides secondaires isolés. Ceci s'explique par la présence des fines couches ayant un indice de réfraction plus faible autour des barreaux actifs constituant le cœur (cf. figure 72.b). L'épaisseur de ces fines couches devient toutefois « invisible » pour des longueurs d'onde proches de  $2\mu\text{m}$  quand la dimension du cœur est inférieure à  $40\mu\text{m}$ . Cette valeur a été calculée en supposant que le cœur devient homogène pour cette gamme de longueur d'onde quand l'épaisseur de ces couches devient inférieure à  $\lambda/10$ .



Figure 74 : Distribution d'intensité en mesurée en champ proche à la sortie d'une fibre FA-LPF à gaine réduite ayant un cœur de  $80\mu\text{m}$  en utilisant une source (a) supercontinuum et (b) à  $2\mu\text{m}$ .

En se basant sur ce résultat, plusieurs FA-LPF à gaine réduite ont été caractérisées. Les dimensions géométriques des fibres disponibles sont résumées dans le tableau ci-dessous (le diamètre extérieur est supérieur à  $1\text{mm}$  dans chacun des cas).

Tableau 5 : FA-LPF dopées thulium tirées

<i>Dimension du cœur</i>	<i><math>29\mu\text{m}</math></i>	<i><math>40\mu\text{m}</math></i>	<i><math>48\mu\text{m}</math></i>
<i>Dimension interne de la gaine d'air</i>	<i><math>100\mu\text{m}</math></i>	<i><math>150\mu\text{m}</math></i>	<i><math>200\mu\text{m}</math></i>
<i>Valeur calculée du MFD @ <math>\lambda = 2\mu\text{m}</math></i>	<i><math>28\mu\text{m}</math></i>	<i><math>35\mu\text{m}</math></i>	<i><math>39\mu\text{m}</math></i>

Un échantillon de chaque fibre avec une longueur comprise entre  $80\text{cm}$  et  $90\text{cm}$  a été testé en configuration laser en utilisant le montage expérimental montré dans la figure 75. Dans ce montage une diode de pompe émettant à  $\lambda = 793\text{nm}$  une puissance optique de  $100\text{W}$  a été utilisée. Cette diode a une sortie fibrée avec un cœur de  $200\mu\text{m}$  et une ouverture numérique de  $0,22$ . Ensuite, deux lentilles asphériques traitées de manière à avoir un minimum de pertes à la longueur d'onde de pompe ont été utilisées pour injecter le

rayonnement de pompe dans la fibre. La distance focale de la lentille utilisée pour collimater le faisceau de pompe est de 17mm. Par contre, une lentille avec une distance focale de 8,5mm a été utilisée pour focaliser le faisceau dans la gaine de la fibre. Il faut préciser qu'un système de refroidissement a été utilisé pour maintenir la température du support de la fibre à 15°C. Ensuite, la montée en puissance laser, le spectre émis et la qualité modale du faisceau émis ont été mesurés en utilisant un puissance-mètre, un OSA, une caméra pyro-électrique pour visualiser la distribution d'intensité (en ajoutant une lentille de 300mm de distance focale afin de limiter la divergence du faisceau) et une caméra InGaAs étendue qui nous permet de réaliser une mesure de  $M^2$  (en utilisant une lentille de focalisation de 500mm de distance focale).

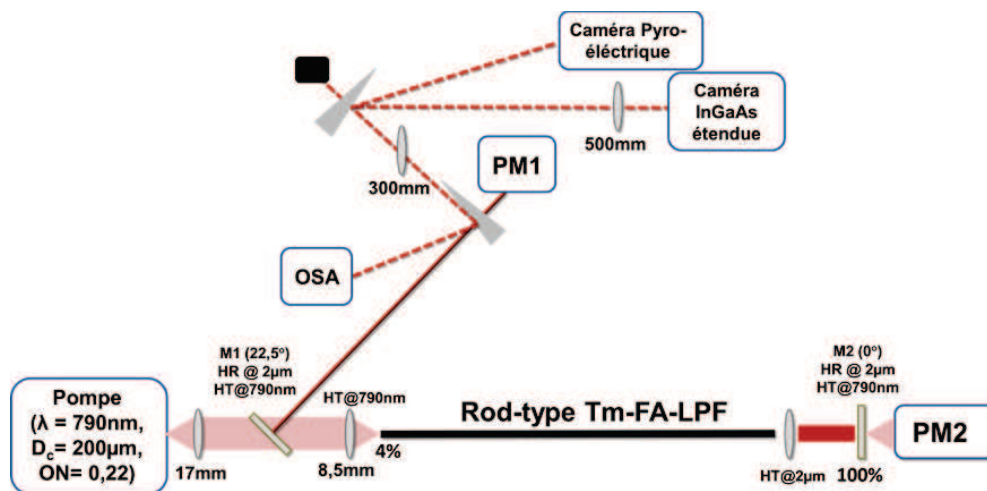


Figure 75 : Représentation schématique du montage expérimental utilisé pour caractériser la FA-LPF dopée thulium. M1 et M2 sont deux miroirs dichroïques complètement réfléchissants à  $2\mu\text{m}$  et complètement transparents à  $790\text{nm}$ . PM1 et PM2 sont deux puissance-mètres, et OSA un analyseur de spectre optique

A titre d'exemple, le spectre émis en sortie de la cavité laser basée sur la fibre FA-LPF de  $40\mu\text{m}$  de dimension de cœur ( $L = 88\text{cm}$ ) est montré sur la figure 76. Dans cette figure, plusieurs pics lasers ont été obtenus entre  $1920\text{nm}$  et  $1950\text{nm}$ . Cette émission multipics est obtenue parce qu'aucun élément de filtrage spectral n'a été introduit dans la cavité laser.

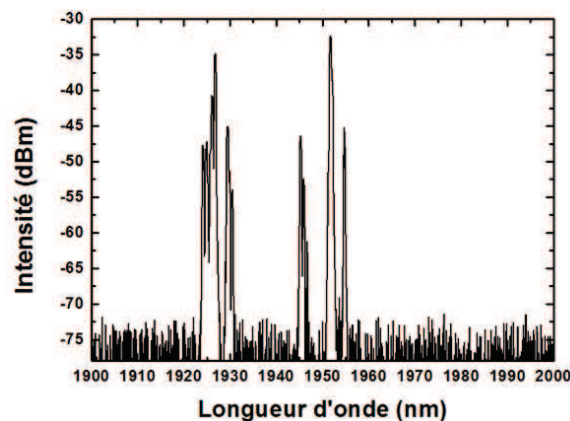


Figure 76 : spectre mesuré en sortie du laser construit avec la fibre FA-LPF dopée thulium ayant une dimension de cœur égale à  $40\mu\text{m}$  ( $L = 88\text{cm}$ ).

Les résultats obtenus au cours de la montée en puissance dans la fibre ayant un diamètre de cœur de  $29\mu\text{m}$  (MFD de  $28\mu\text{m}$ ) sont montrés dans la figure 77. Avec cette fibre, une puissance laser émise maximale de  $15\text{W}$  est atteinte, conduisant à un rendement de  $18\%$  (en tenant compte des pertes de la lentille d'injection à  $2\mu\text{m}$ ). La puissance maximale extraite est limitée ici par la puissance de la diode de pompe disponible. Il faut noter que cette valeur a été calculée en supposant qu'on injecte  $100\%$  de la puissance de pompe dans la gaine optique. Or ce n'est pas en pratique le cas, surtout en considérant la taille de la gaine utilisée ici qui est trop petite pour collecter toute la puissance de pompe avec le jeu de lentilles disponible. L'efficacité et la puissance maximale émise doivent donc théoriquement augmenter pour des diamètres de gaine supérieurs.

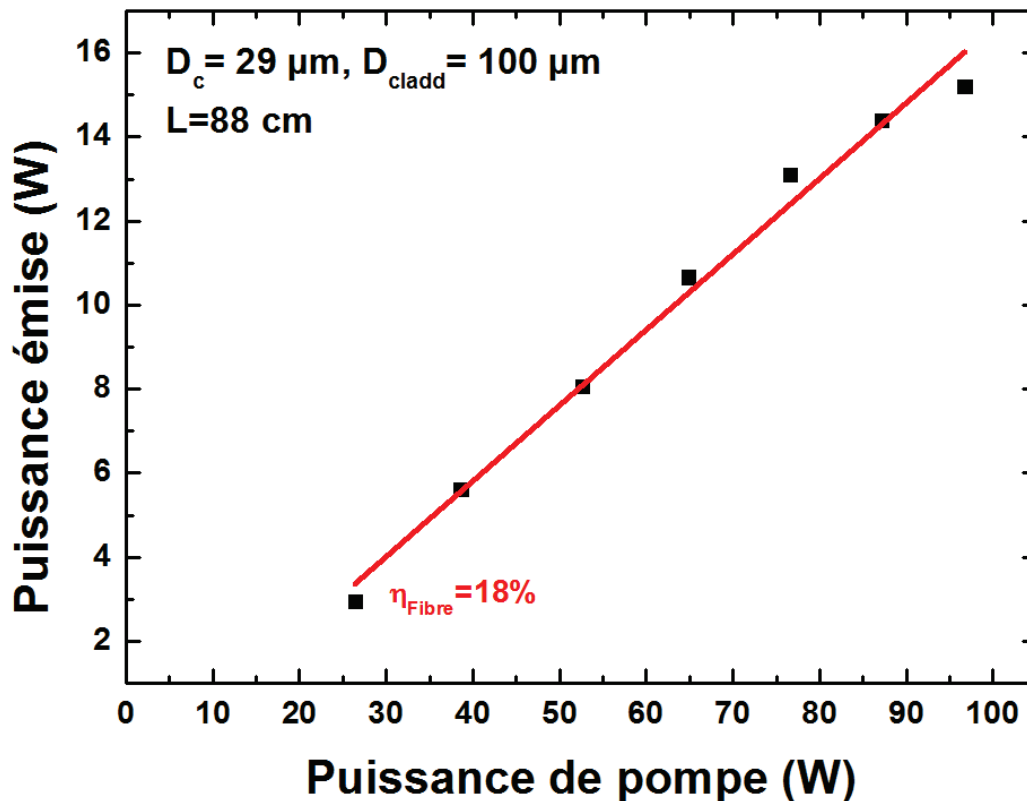


Figure 77 : Evolution de la puissance laser émise en fonction de la puissance de pompe dans un tronçon de 88cm de la fibre complètement apériodique à gaine réduite ayant une dimension de cœur de  $29\mu\text{m}$  et une dimension de gaine d'air interne de  $100\mu\text{m}$ .

La figure 78 illustre les résultats obtenus avec une autre fibre ayant cette fois-ci un diamètre de cœur de  $40\mu\text{m}$  (MFD calculé valant  $35\mu\text{m}$  pour  $\lambda = 2\mu\text{m}$ ) et un diamètre interne pour la gaine d'air de  $150\mu\text{m}$ . Avec cette fibre, une puissance signal émise maximale de  $25\text{W}$  est obtenue avec une efficacité de  $31\%$ . Ce résultat montre que la faible valeur d'efficacité obtenue précédemment est seulement due aux conditions d'injection. Sur la même figure, les distributions d'intensité observées pour plusieurs puissance signal extraite ( $12,5\text{W}$ ,  $15\text{W}$ ,  $18\text{W}$ ,  $22\text{W}$  et  $25\text{W}$ ) sont aussi montrées. Sur ces images, la distribution d'intensité des modes est quasi-gaussienne avec une intensité maximale au centre du cœur.

Afin de vérifier la qualité modale de cette fibre, une mesure de  $M^2$  a été réalisée avec une caméra InGaAs étendue. La mesure effectuée pour une puissance signal de  $12,5\text{W}$  est montrée dans la figure 79. Cette mesure donne une valeur moyenne de  $M^2$  de  $1,45$  sur les deux axes  $x$  et  $y$ .



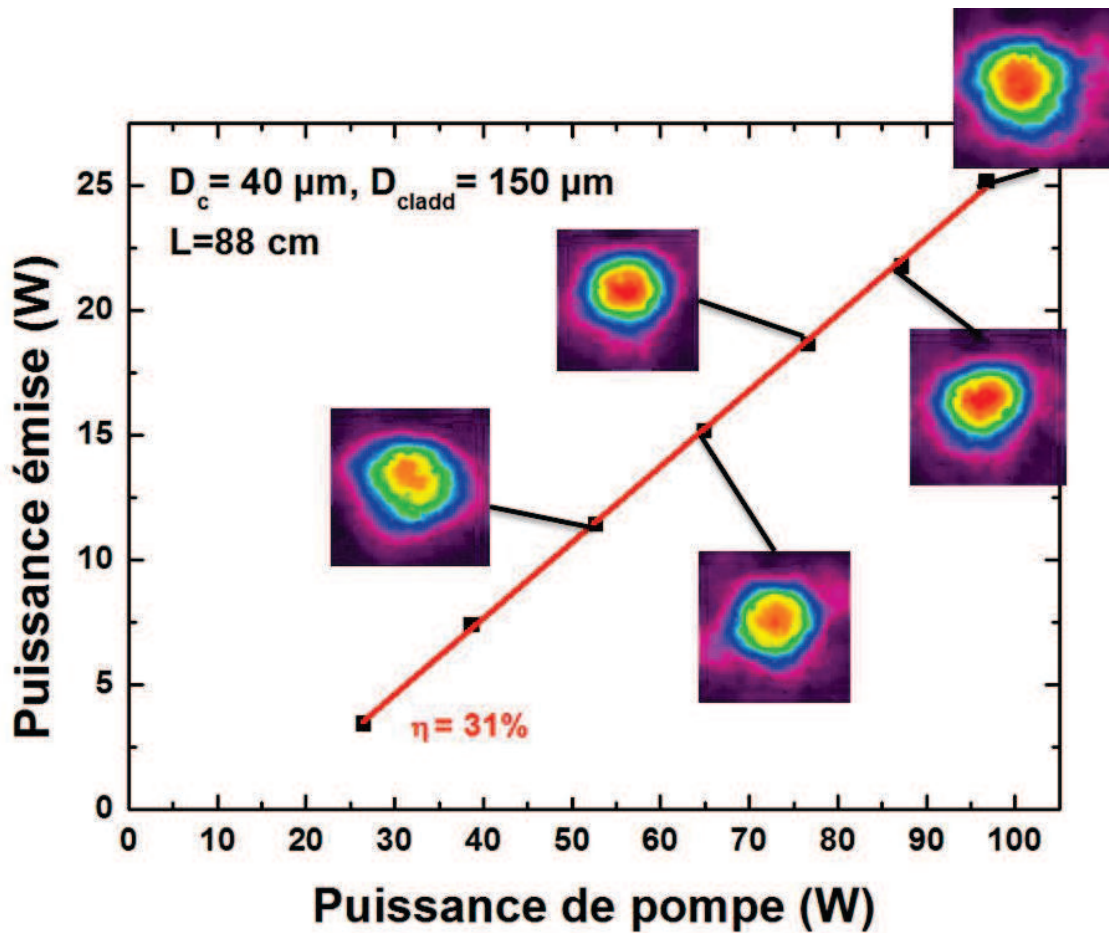


Figure 78 : Evolution de la puissance laser émise en fonction de la puissance de pompe dans un tronçon de 88cm de la fibre complètement apériodique à gaine réduite ayant une dimension de cœur de 40 $\mu\text{m}$  et une gaine interne de 150 $\mu\text{m}$ . La distribution d'intensité du faisceau émis observée pour cinq puissances extraites différentes est aussi ajoutée.

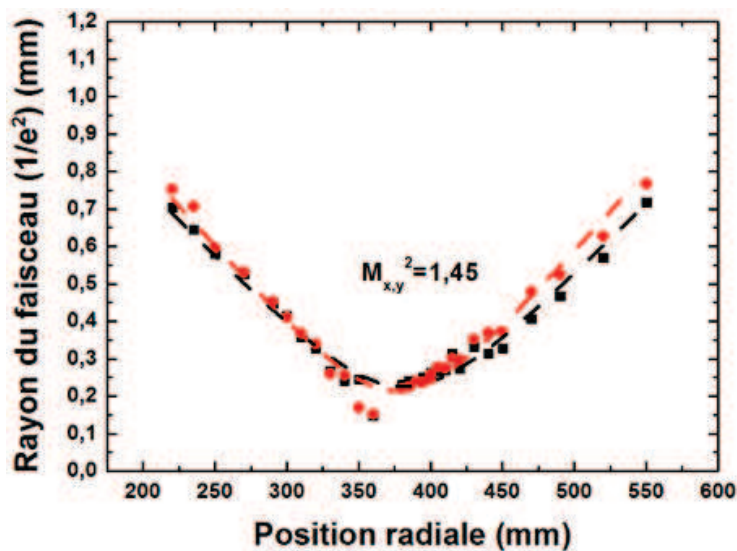


Figure 79 : Mesure du paramètre  $M^2$  effectuée pour une puissance laser extraite de 12,5W en sortie de la fibre avec 40 $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur.

Afin de tendre vers la mesure de l'efficacité réelle de la fibre en cherchant à augmenter le pourcentage de la puissance injectée dans la gaine d'air, j'ai également testé une fibre avec un cœur de  $48\mu\text{m}$  (MFD de  $39\mu\text{m}$ ) et un diamètre interne de gaine d'air de  $200\mu\text{m}$ . Avec cette fibre, une puissance laser émise autour de  $30\text{W}$  est obtenue et l'efficacité est augmentée jusqu'à atteindre  $36,5\%$ . Ces résultats sont montrés dans la figure 80. D'après ces résultats, on peut conclure que si on augmente encore plus la dimension interne de la gaine d'air, la valeur d'efficacité de  $43\%$  montrée dans le chapitre 4 doit être retrouvée.

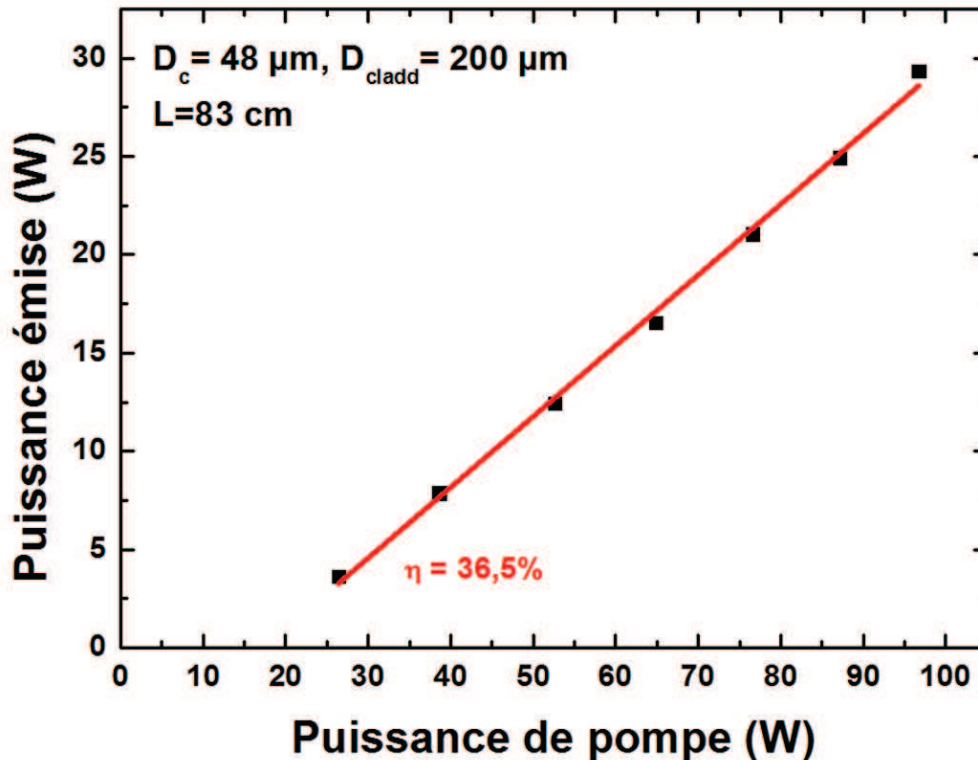


Figure 80 : Evolution de la puissance laser émise en fonction de la puissance de pompe dans un tronçon de  $83\text{cm}$  de la fibre complètement apériodique à gaine réduite ayant une dimension de cœur de  $48\mu\text{m}$  et une dimension interne de la gaine d'air de  $200\mu\text{m}$ .

### V.3. FA-LPF passive à polarisation unique

Le contrôle de l'état de polarisation dans certaines des applications mentionnées dans le premier chapitre, surtout pour la conversion de fréquence, est indispensable. Dans les fibres à saut d'indice, l'état de polarisation est contrôlé en créant une biréfringence au sein de la fibre. Par exemple, dans les fibres dites « panda », l'ajout de deux plots de silice dopée bore dans la gaine optique crée une variation d'indice de réfraction dans la structure due au stress généré grâce à la différence de coefficients d'expansion thermique entre la silice et le bore. Cette variation d'indice crée une différence d'indice effectif entre les deux axes de polarisation, et par conséquent les deux états de polarisation du mode fondamental vont être propagés avec deux vitesses différentes. L'état de polarisation du mode fondamental dont le vecteur champ électrique est parallèle à l'axe des plots va avoir l'indice effectif le plus grand, parce que le stress induit sur cet axe est le plus important. Cet axe sera ainsi l'axe lent et l'axe perpendiculaire sera l'axe rapide. Ces fibres sont dites à maintien de polarisation (PM) : quand une lumière linéairement polarisée est injectée suivant un de ces axes, l'état et l'angle de polarisation vont être conservés durant la propagation.



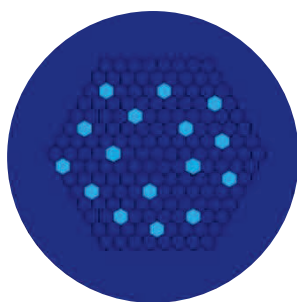
De plus, une lumière linéairement polarisée peut être obtenue en utilisant des fibres appelées des fibres à polarisation unique (PZ). Ces fibres sont en général microstructurées. Par exemple, dans les fibres microstructurées PCF air-silice, l'indice du matériau constituant le fond de la gaine optique est souvent égal à celui du cœur. En ajoutant des inclusions de bore dans la structure on va rapprocher l'indice effectif de l'état de polarisation du mode fondamental perpendiculaire à l'axe des plots ( $LP_{01,y}$ ) des indices effectifs de certains modes de gaine. La combinaison de la variation d'indice de réfraction avec la courbure va alors permettre un couplage entre le mode  $LP_{01,y}$  et un mode de gaine. Dans ce cas, l'état de polarisation du mode fondamental ayant un vecteur champ électrique parallèle à l'axe des plots de stress peut être guidé tandis que l'énergie du mode fondamental couplé avec un mode de gaine va être perdue dans la gaine. Grâce à ce couplage modal, une lumière linéairement polarisée peut être obtenue à la sortie de la fibre microstructurée à partir d'une lumière injectée non polarisée. Le degré de polarisation de ces fibres est calculé (en dB) en faisant la différence entre les puissances optiques mesurées à la sortie du cœur de la fibre portées suivant les deux axes de polarisation. En utilisant cette approche, une PCF dopée thulium à polarisation unique avec un cœur de  $50\mu\text{m}$  (MFD de  $36\mu\text{m}$ , MFA $\sim 1000\mu\text{m}^2$ ) et un PER de 15dB a été montrée dans [Modsching11]. Pour obtenir l'émission d'une polarisation unique, cette fibre a été courbée avec un rayon de 20cm.

Afin d'introduire cette propriété de polarisation unique dans notre architecture FA-LPF qui elle ne peut être courbée (notre architecture est en effet une fibre rod-type), nous devons donc provoquer un couplage entre un des deux états de polarisation du mode fondamental et un mode de gaine sans l'application d'une courbure à la fibre, afin de garder la propagation d'un seul état de polarisation du FM. La structure complètement aperiodique passive (fig. 81.a) a été optimisée en ajoutant six inclusions dopées bore (représentées en jaune dans la fig. 81.b). La présence de ces inclusions va créer du stress dans la structure, dû à la différence de coefficients thermiques entre la silice pure et la silice dopée bore. Deux inclusions de stress (SAP) ont été placées derrière des inclusions bas-indice (fait de silice dopée fluor) de la microstructure de la gaine pour éviter la déformation du mode fondamental à cause du stress. De plus, quatre SAP ont été placées dans la gaine en remplacement de quatre inclusions bas-indice appartenant à la microstructure de la gaine afin de modifier fortement l'indice effectif des modes de gaine. La distribution du stress généré dans la structure est représentée dans la figure 81.c. L'intensité du stress est plus élevée autour des SAP et devient de moins en moins forte en se rapprochant du centre du cœur de la fibre. Ce stress va modifier l'indice de réfraction de la structure et par conséquent les indices effectifs des modes. Il apparaît que l'indice effectif de l'état de polarisation du FM ayant un vecteur champ électrique parallèle à l'axe du stress ( $LP_{01,x}$ ) se retrouve légèrement augmenté. De plus il s'avère que certains modes de gaine ayant une étendue géométrique sur l'ensemble de la structure voient également leurs indices effectifs légèrement augmenter. Quand les indices effectifs du mode  $LP_{01,y}$  et d'un mode de gaine deviennent égaux, et en profitant du recouvrement spatial non nul des champs électriques de ces deux modes, un couplage sélectif entre eux s'opère. Sous cette condition, seulement le mode  $LP_{01,x}$  reste guidé dans le cœur (cf. fig. 81.d) et le mode  $LP_{01,y}$  fuit dans la gaine (cf. fig. 81.e) sans avoir besoin de courber la fibre. Rappelons que cela est possible dans le cas de notre architecture parce que les indices effectifs du FM et des HOMs sont très proches. Ces résultats sont obtenus dans notre étude avec un cœur de  $140\mu\text{m}$  et à une longueur d'onde de  $2\mu\text{m}$ . Les différents paramètres utilisés dans le calcul du stress sont résumés dans le tableau 6.

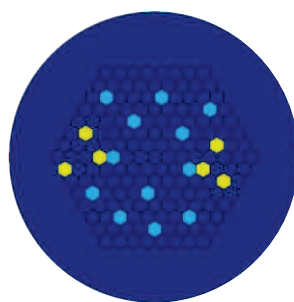
Tableau 6 : paramètres utilisés dans le calcul du stress

Paramètres	Silice pure	Silice dopée fluor	Silice dopée bore
Module de Young, Pa	$72 \times 10^9$		$67,44 \times 10^9$
Coefficient de Poisson	0,17		0,1827
Coefficient d'expansion thermique, $K^{-1}$	$5,5 \times 10^{-7}$		$25,75 \times 10^{-7}$
Température ambiante, K	293,15		
Température de fusion, K	1273,15		
Indice de réfraction	$n_{si}$	$n_{si} - 3,16 \times 10^{-3}$	$n_{si} - 9,5 \times 10^{-3}$

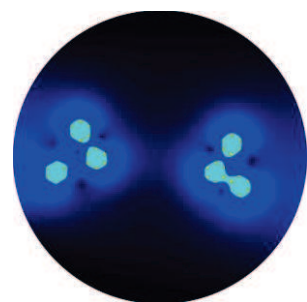
L'efficacité du couplage modal évoqué ci-dessus, donc le degré de polarisation de la structure, dépend fortement de la différence d'indice entre le cœur et la gaine. Un excès d'indice dans le cœur au moment de l'étape de fabrication va rendre le couplage moins efficace, parce que l'indice effectif du mode  $LP_{01,y}$  devient beaucoup plus élevé que celui des modes de gaine (il devient difficile de les égaliser sans avoir besoin de courber la fibre). Le but étant dans un premier temps de valider expérimentalement ce concept de fibre PZ FA-LPF, il nous faut donc éviter la perturbation de nos résultats par un possible désaccord indiciel entre el cœur et le matériau constituant le fond de la gaine. Afin de satisfaire cet objectif, des fibres passives à polarisation unique (PZ FA-LPF) ont été fabriquées. Des cannes en silice pure ont été utilisées pour former le matériau de fond (gaine et cœur), ensuite des cannes en silice dopée fluor sont ajoutées pour créer la microstructure et délocaliser les modes d'ordre supérieur. Enfin, six inclusions de silice dopée bore sont utilisées pour appliquer du stress dans la structure et ainsi discriminer les deux états de polarisation du mode fondamental. Les fibres sont étirées avec des diamètres de cœur compris entre 60 et 140 $\mu\text{m}$  (diamètre extérieur compris entre 1 et 3mm). Les valeurs de MFA calculées à 2 $\mu\text{m}$  pour des cœurs de 60 et 140 $\mu\text{m}$  sont 3637 et 14590 $\mu\text{m}^2$  respectivement.



(a)



(b)



(c)



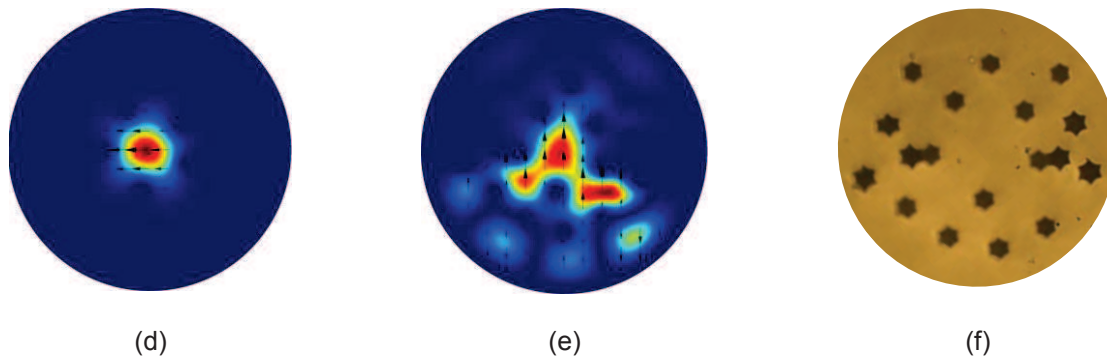


Figure 81 : (a) structure modélisée d'une FA-LPF passive (le bleu foncé représente la silice pure et le bleu clair représente la silice dopée fluor), (b) structure modélisée d'une PZ FA-LPF passive (les inclusions de stress, faites en silice dopée bore, sont représentées en jaune), (c) distribution du stress dans une PZ FA-LPF passive, (d) distribution d'intensité de l'état de polarisation du mode fondamental guidé dans le cœur, (e) distribution d'intensité de l'état de polarisation du mode fondamental couplé. Les résultats montrés dans les figures (d) et (e) sont obtenus avec un cœur de  $140\mu\text{m}$  et à une longueur d'onde de  $2\mu\text{m}$ . De plus, les flèches en noir représentent la direction du vecteur champ électrique. (f) image prise au microscope d'une PZ FA-LPF passive fabriquée. Plusieurs tronçons de fibre ont été étirés avec des diamètres de cœur différents compris entre  $60$  et  $140\mu\text{m}$  (diamètres extérieurs compris entre  $1$  et  $3\text{mm}$ ).

Pour caractériser les fibres PZ FA-LPF passives, j'ai monté le banc expérimental schématisé dans la figure 82. Dans ce montage, une diode de pompe à  $790\text{nm}$  a été utilisée avec une fibre LMA dopée thulium (MFD de  $21\mu\text{m}$ ) pour générer un faisceau laser non polarisé autour de  $2\mu\text{m}$ . Ici un réseau de Bragg totalement réfléchissant autour de  $1942\text{nm}$  a été inscrit dans la fibre LMA dopée thulium afin de former le miroir de fond de cavité. L'autre extrémité libre de la fibre est clivée en angle droit pour former le coupleur de sortie. Ensuite, un miroir dichroïque qui réfléchit des rayonnements à  $2\mu\text{m}$  a été utilisé pour dévier le faisceau laser vers deux miroirs (revêtement or) qui permettent de contrôler l'injection du faisceau laser dans la fibre PZ FA-LPF passive sous test. Le faisceau laser de longueur d'onde  $1942\text{nm}$  est injecté dans la fibre sous test à travers une lentille d'injection  $L_i$ . La distance focale image de  $L_i$  a été choisie afin d'être adaptée à la taille du cœur de la fibre PZ sous test ( $25\text{mm}$  et  $50\text{mm}$  pour injecter dans un cœur de  $60$  et  $140\mu\text{m}$  respectivement). La longueur de fibre sous test est de  $45\text{cm}$  et ce quel que soit le diamètre du cœur choisi. De plus, un polariseur tournant a été ajouté afin d'analyser l'état de polarisation du faisceau émis en sortie de la fibre sous test. Ce faisceau laser est également envoyé sur une caméra pyroélectrique afin d'observer la distribution d'intensité du mode guidé dans la fibre sous test et vers un analyseur de spectre optique (OSA) pour mesurer la puissance optique en sortie de la fibre sous test (on utilise ici la très grande dynamique de mesure de l'OSA).

Le spectre du faisceau émis par la fibre dopée thulium est montré dans la figure 83. Dans cette image on peut voir qu'on a un large spectre d'ASE (émission spontanée amplifiée) qui s'étale de  $1800$  jusqu'à  $2040\text{nm}$  avec un seul pic centré à  $1942\text{nm}$ . La différence d'intensité entre le pic et l'ASE est supérieure à  $37\text{dB}$  et la largeur spectrale du pic est inférieure à  $0,5\text{nm}$  (mesurée à  $-3\text{dB}$ ). De plus, une image de la distribution d'intensité mesurée en champ proche du faisceau à l'entrée de la fibre PZ FA-LPF passive est mise en insert dans la figure 83. Il faut préciser qu'aucun élément polarisant n'a été ajouté au montage en amont de la fibre sous test et que la lumière injectée dans la fibre sous test n'est



pas polarisée. De plus, le PER du montage expérimental sans la présence de la fibre sous test PZ FA-LPF (TDF+ miroir dichroïque + deux miroirs en or) est inférieur à 3dB.

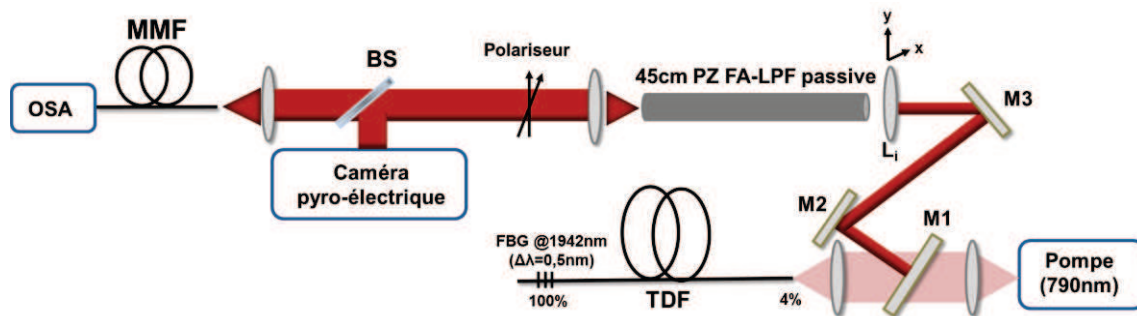


Figure 82 : Représentation schématique du montage expérimental utilisé pour tester les fibres FA-LPF passives à polarisation unique. TDF est une fibre dopée thulium. FBG est un réseau de Bragg réfléchissant à 1942nm avec une largeur spectrale de 0,5nm (mesuré à -3dB). M1 est un miroir dichroïque complètement réfléchissant à 2 $\mu$ m et transparent à 790nm. M2 et M3 sont deux miroirs ayant un revêtement en or.  $L_i$  est la lentille d'injection dans la PZ FA-LPF. BS est une lame séparatrice, MMF est une fibre de collection multimode et OSA est un analyseur du spectre optique.

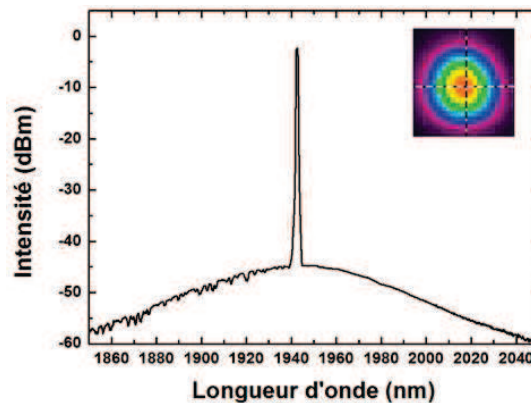


Figure 83 : Spectre du faisceau laser mesuré à l'entrée de la fibre PZ FA-LPF passive. Le pic est centré à 1942nm avec une largeur spectrale de 0,5nm. En insert, la distribution d'intensité mesurée en champ proche du faisceau à l'entrée de la fibre sous test.

Le premier test à faire était de vérifier si la propagation dans la fibre PZ FA-LPF passive est monomode ou pas. Dans ce but, la lentille d'injection  $L_i$  a été translatée dans un plan transverse suivant les axes x et y comme indiqué sur la figure 82. Les résultats obtenus avec une fibre ayant un diamètre de cœur proche de 140 $\mu$ m sont illustrés dans la figure 84. Dans cette figure, on peut voir que la distribution d'intensité du mode observé en sortie de la fibre sous test a une valeur maximale au centre du cœur (position 0 $\mu$ m dans la figure 84). Ensuite, en changeant la position de la lentille  $L_i$  par translation (selon l'axe x, puis selon l'axe y), l'intensité du mode guidé dans la fibre sous test décroît au fur et à mesure qu'on éloigne la lentille de sa position initiale jusqu'à ce que le mode fondamental disparaisse (au-delà d'une distance égale au rayon du cœur i.e. 70 $\mu$ m). On peut remarquer qu'en bougeant  $L_i$  aucun mode d'ordre supérieur n'apparaît et seul le mode fondamental est guidé dans le cœur. Donc, les fibres PZ FA-LPF passives fabriquées ici gardent une très bonne capacité à délocaliser les modes d'ordre supérieur en dehors du cœur. Cependant, le mode fondamental a une forme un peu allongée à cause de l'utilisation des inclusions de stress.

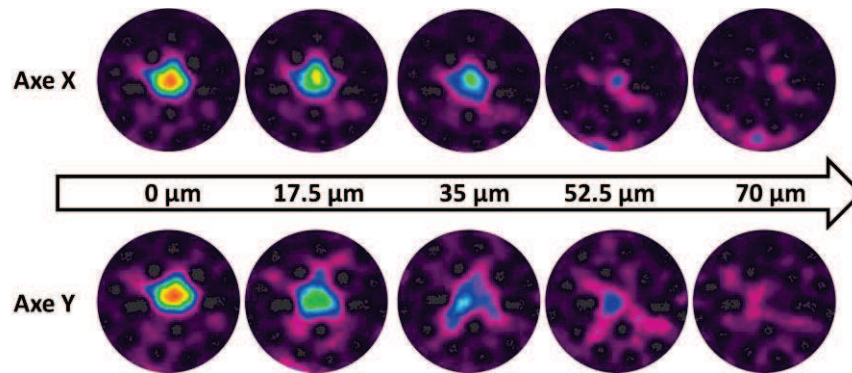


Figure 84 : Evolution de la distribution d'intensité observée en champ proche, à la sortie du cœur d'une PZ FA-LPF passive avec un diamètre de 140μm en translatant la lentille d'injection suivant les axes x et y. La translation, dans les 2 directions, est effectuée sur une distance couvrant 70μm (rayon du cœur de la fibre sous test).

Après, l'état de polarisation de la distribution d'intensité du mode émis en sortie de la fibre sous test a été analysé en tournant le polariseur sur lui-même. Les résultats représentés dans la figure 85 montrent qu'à la sortie des deux fibres exhibant les tailles de cœur de 60μm et 140μm, l'intensité du mode guidé diminue progressivement quand l'angle du polariseur augmente (les images dans la figure 85 sont obtenus pour un pas de rotation de 30°) jusqu'à ce qu'on obtienne une extinction quasi-totale quand le polariseur est tourné de 90° par rapport à sa position initiale. En outre, pour une rotation complète du polariseur (360°), deux maxima et deux minima d'intensité sont observés. Ces résultats montrent qu'un seul état de polarisation linéaire se propage dans ces fibres sous test et que le second n'est pas guidé.

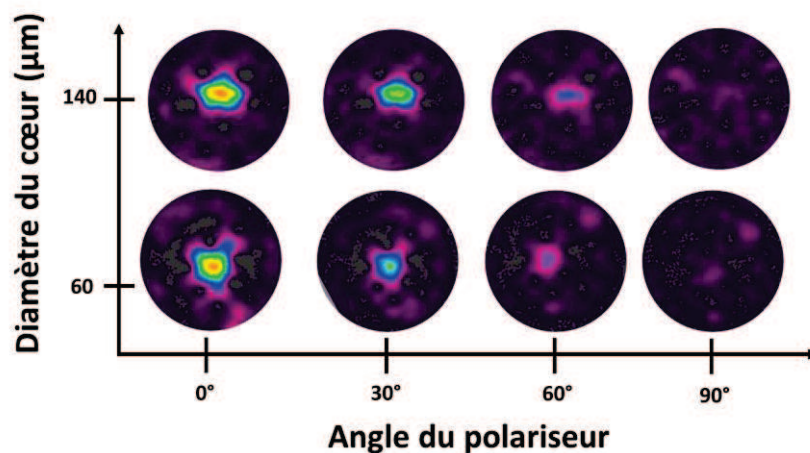


Figure 85 : Evolution de la distribution d'intensité observée en champ proche, à la sortie du cœur d'une PZ FA-LPF passive avec un diamètre de cœur de 60 et de 140μm en fonction de l'angle du polariseur tournant (pas de rotation de 30°). Une extinction totale est observée à 90°.

La dernière étape de caractérisation était la mesure du taux d'extinction des fibres PZ FA-LPF passives. Dans ce but, le rayonnement obtenu à la sortie de ces fibres a été acheminé à l'entrée d'un OSA en utilisant une fibre multimode (MMF). La taille du cœur de la fibre multimode a été choisie en fonction de la taille du cœur de la fibre sous test. Par exemple, pour la fibre PZ de 60μm de cœur, la fibre MMF utilisée est une fibre 50/125 (cœur de 50μm de diamètre). Par contre une fibre MMF 100/125 (100μm de diamètre de cœur) a été utilisée pour collecter le rayonnement à la sortie de la fibre PZ de 140μm du cœur. Le fait

d'adapter le diamètre du cœur de la fibre de collection à celui de la fibre sous test nous permet de ne pas sous-estimer ni surestimer les valeurs de PER de nos fibres PZ. En effet, d'une part, l'utilisation d'une fibre MMF avec un diamètre de cœur beaucoup plus petit que celui de la PZ FA-LPF va donner des valeurs de PER très élevées car dans ce cas on fait une mesure sélective sur le FM et on ne tient pas compte des autres modes d'ordre supérieur susceptibles d'exister dans le cœur de la fibre sous test et dont la distribution d'intensité est plus forte sur l'extérieur du cœur. D'autre part, si la taille du cœur de la fibre MMF est plus grande que celle du cœur de la PZ FA-LPF, une partie du rayonnement qui se propage dans la gaine va également être collecté et la valeur de PER va être de fait plus petite que la valeur réelle. En effet dans nos conditions de mesure, l'interface silice/air représentant la surface externe de la fibre (absence de revêtement polymère ici du fait d'une fibre rod-type) va permettre le confinement de l'intensité présente dans la gaine faite de silice pure. Tous les modes d'ordre supérieur qui sont évacués du cœur ainsi que l'état de polarisation du mode fondamental couplé avec un mode de gaine conduisent ainsi à avoir un rayonnement non nul qui reste guidé dans la gaine durant leur propagation. Donc, pour faire une mesure assez correcte il faut essayer de récupérer la puissance qui sort du cœur uniquement, d'où l'utilisation d'une fibre MMF avec un diamètre de cœur légèrement plus petit que celui de la fibre sous test. Un couple de lentilles de même distance focale image (8mm) a été utilisé pour collimater le faisceau à la sortie de la fibre sous test et pour l'injecter dans la fibre MMF. Avec ces conditions expérimentales, des valeurs de PER (différence de puissance optique mesurée sur l'OSA quand le polariseur est à  $0^\circ$  puis à  $90^\circ$ ) de 19,5dB et de 16,5dB sont obtenues avec les fibres PZ FA-LPF ayant des diamètres de cœur de 60 et de 140 $\mu\text{m}$  respectivement. Ce qui montre que les fibres PZ FA-LPF passives offrent une propagation quasi-monomode à polarisation unique pour un diamètre de cœur de 140 $\mu\text{m}$  (MFA de 14590 $\mu\text{m}^2$ ) à une longueur d'onde de 1942 $\mu\text{m}$ . De plus, des valeurs de PER de 19,1dB et de 18,8dB ont été mesurées à 1030nm et 1550nm respectivement avec la même structure ayant un cœur de 60 $\mu\text{m}$  [du Jeu17].

#### V.4. Conclusion

Dans ce chapitre, la première fibre rod-type FA-LPF dopée thulium a été fabriquée. L'architecture de la fibre a été légèrement modifiée (FA-LPF à gaine réduite) afin de tenir compte des matériaux fabriqués mis à disposition. Des contraintes supplémentaires liées à la présence de fines couches parasites, ayant un indice de réfraction plus faible, entourant les cellules élémentaires formant le cœur actif m'ont obligé à m'adapter en limitant les dimensions de cœur exploitable pour conserver une émission quasi-monomode en sortie de fibre. Ainsi une FA-LPF à gaine réduite avec un cœur de 40 $\mu\text{m}$  (MFA calculée valant 961 $\mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 2\mu\text{m}$ ) a pu être caractérisée en configuration laser. Une émission laser autour de  $\lambda = 1950\mu\text{m}$  avec une puissance maximale de 25W a été obtenue. L'efficacité de cette fibre est de 31% et la mesure de  $M^2$  donne une valeur de 1,45. Pour augmenter le diamètre du cœur il faut essayer de réduire la différence d'indice de réfraction entre le cœur actif et la silice dopée passivement dans les prochaines fabrications.

Enfin, une évolution supplémentaire pouvant être apportée dans l'architecture de la fibre FA-LPF est l'ajout d'une fonctionnalisation permettant de la rendre PZ (i.e. fibre émettant un faisceau polarisé rectilignement). Cette fonctionnalisation n'a pas été ajoutée au moment de la fabrication de la fibre active de manière à ne pas en complexifier sa fabrication dans un premier temps. Cependant, la démonstration de la faisabilité de cette fonctionnalité a été menée en fabriquant une FA-LPF passive à polarisation unique permettant d'obtenir

une lumière polarisée à la sortie de la fibre à une longueur d'onde de  $2\mu\text{m}$ . Un taux d'extinction de polarisation de 16,5 dB a été obtenu avec une fibre ayant un cœur de  $140\mu\text{m}$  à  $1942\text{nm}$ .



## Conclusion

---

L'objet de ma thèse est le développement d'une fibre optique dopée thulium à très large aire modale avec une structure originale qui permet de monter en puissance moyenne et/ou crête, à une longueur d'onde de  $2\mu\text{m}$ , sans être limité par l'apparition des effets non linéaires et les instabilités modales transverses.

Pour cette raison une structure aperiodique à large pitch (A-LPF) basée sur la rupture de symétrie de la gaine microstructurée a été proposée. Avec cette structure, une propagation quasi-monomode a été obtenue dans une fibre passive ayant un cœur de  $140\mu\text{m}$  à  $2\mu\text{m}$ . Ensuite cette structure a été numériquement optimisée (cf. troisième chapitre) en tenant compte des effets thermiques présents au sein de la fibre à cause des défauts quantique des ions de terres rares et du photonoirissement. La nouvelle structure, appelée FA-LPF, permet notamment d'avoir le seuil du régime multimode obtenu en présence du chargement thermique qui est 1,9 fois plus grand que le seuil obtenu par la structure LPF standard air-silice (fibre commerciale) qui représente l'état de l'art des fibres à très grandes aires modales. Après, un travail de modélisation prédictive a été mené de manière à proposer d'autres structures basées sur une modulation contrôlée de l'indice de réfraction dans le milieu à gain afin de repousser encore plus le seuil du régime multimode. Plusieurs architectures de fibres FA-LPF permettant de pré-compenser la charge thermique s'établissant dans la fibre sous l'effet du pompage sont ainsi mises en avant, chacune ayant leur spécificité et leur plage de travail possible. Un compromis sur les paramètres de la fibre (MFA, plage de travail) est forcément à faire.

A côté du travail d'optimisation de la structure de la fibre, j'ai également mené durant ma thèse un travail sur la composition chimique afin de minimiser les défauts quantiques des ions thulium afin de diminuer la quantité de chargement thermique généré dans la fibre. Dans le chapitre 4, une efficacité de 50% a été obtenue en utilisant une fibre à saut d'indice à triple gaine ayant un cœur de  $18\mu\text{m}$ . Pour ce travail, j'ai notamment effectué un séjour scientifique à l'IPHT (Jena, Allemagne) dans le cadre d'une STSM (« Short Term Scientific Mission ») financé par le COST MP1401 (intitulé "Advance Fiber Laser and Coherent Source as Tools for Society, Manufacturing and Life science") afin de connaître les avantages et les limitations de la méthode REPUSIL.

Dans le dernier chapitre, la fabrication de la première fibre FA-LPF dopée thulium a été montrée. La fabrication des matériaux (actifs et passifs) avec des niveaux de concentration élevée (notamment en aluminium) reste un challenge technologique et des étapes permettant d'atteindre une bonne répétabilité sont encore à franchir. Je me suis donc adapté aux imperfections de fabrication des matériaux de manière à concevoir malgré tout la première fibre FA-LPF dopée thulium. Parmi les adaptations faites, la gaine aperiodique a dû être réduite par manque de matériau haut-indice formant le fond de la gaine microstructurée et la dimension de cœur a dû être limitée à  $40\mu\text{m}$ . A ce jour, un des résultats marquant a été obtenu avec une fibre ayant un cœur de  $40\mu\text{m}$ , un diamètre extérieur de 1mm et une longueur de 88cm. Cette fibre, caractérisée en configuration laser pompée à  $\lambda = 793\text{ nm}$ , a permis d'obtenir une émission laser de 25W avec un rendement de 31% et une valeur de  $M^2$  de 1,45.

De plus, une possibilité de fonctionnalisation supplémentaire de la fibre est également discutée. Celle-ci concerne l'inclusion dans son architecture transverse de barreaux de stress induisant une biréfringence. Suite à un filtrage de l'un des états de polarisation du mode fondamental, l'émission directe d'un faisceau laser polarisé rectilignement est ainsi

possible. Devant les difficultés rencontrées au cours de la fabrication des matériaux de la fibre FA-LPF dopée thulium (léger désaccord d'indice entre le cœur et la gaine, cristaux formés dans certains barreaux de la gaine passive conduisant à une réduction de sa géométrie), cette fonctionnalisation n'a pas été introduite au moment de la fabrication de la fibre active de manière à éviter d'en complexifier son étude à ce stade. L'étude de la polarisation unique émise a donc été menée sur une fibre FA-LPF passive de manière à en démontrer le principe et la faisabilité à une longueur d'onde de 2 $\mu$ m. Ainsi un taux d'extinction de polarisation de 16,5dB à 1942nm a été démontré, en utilisant une structure FA-LPF passive à polarisation unique avec un cœur de 140 $\mu$ m.

Les perspectives à mon travail de thèse sont nombreuses et s'étalent à court, moyen et long terme. La prochaine étape est sans conteste la fabrication de nouvelles fibres FA-LPF dopée thulium avec une différence d'indice entre le cœur et la gaine inférieure à  $3 \times 10^{-4}$ , et une meilleure gestion des seuils de cristallisation au sein des matériaux passifs. Tendre vers un bon accord entre les indices du cœur et de la gaine permettra d'augmenter fortement la taille du cœur (dimension de cœur > 100 $\mu$ m). A court terme, il s'agira donc ensuite d'exploiter ces fibres dans diverses configurations (laser, amplificateur) pour aussi valider la méthode REPUSIL utilisée pour la fabrication des matériaux (cette méthode a été validée à ce jour pour les ions ytterbium). Enfin, à plus long terme, la fonctionnalisation de ces fibres FA-LPF dopées thulium pourra ainsi être conduite via l'ajout notamment d'inclusions dépressée en indice dans le milieu à gain pour repousser le seuil d'apparition des instabilités modales transverses et l'ajout d'inclusions en bore dans la gaine afin d'obtenir une lumière polarisée à la sortie de la fibre active.



## Références bibliographiques

---

Agrawal06: G. P. Agrawal, « Nonlinear effects in optical fibers », *Institute of Optics. University of Rochester. Rochester*, 2006.

Alkeskjold11: T. T. Alkeskjold, M. Laurila, L. Scolari, et J. Broeng, « Single-mode ytterbium-doped large-mode-area photonic bandgap rod fiber amplifier », *Optics express*, vol. 19, n° 8, p. 7398–7409, 2011.

Arai86: K. Arai, H. Namikawa, K. Kumata, T. Honda, Y. Ishii, et T. Handa, « Aluminum or phosphorus co-doping effects on the fluorescence and structural properties of neodymium-doped silica glass », *Journal of Applied Physics*, vol. 59, n° 10, p. 3430, 1986.

Baumgartl11: M. Baumgartl, F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, B. Ortaç, J. Limpert, et A. Tünnermann, « High average and peak power femtosecond large-pitch photonic-crystal-fiber laser », *Optics letters*, vol. 36, n° 2, p. 244–246, 2011.

Benoit14: A. Benoît, R. Dauliat, R. Jamier, G. Humbert, S. Grimm, K. Schuster, F. Salin, and P. Roy, « Highly efficient higher-order modes filtering into aperiodic very large mode area fibers for single-mode propagation », *Optics Letters*, vol. 39, n° 15, p. 4561, août 2014.

Benoit.a: A. Benoit, « Sources laser fibrées hybrides de haute puissance : Amplification et conversion de fréquences », université de Limoges, 2014.

Birks97: T. A. Birks, J. C. Knight, et P. S. J. Russell, « Endlessly single-mode photonic crystal fiber », *Optics letters*, vol. 22, n° 13, p. 961–963, 1997.

Brooks06: C.D. Brooks, et F. D. Teodoro, « Multimegawatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100  $\mu\text{m}$  core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier », *Applied Physics Letters*, vol. 89, sept 2006.

Brown01: D. C. Brown et H. J. Hoffman, « Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, n° 2, p. 207-217, févr. 2001.

Clément15: Q. Clément, J.-M. Melkonian, J.-B. Dherbecourt, M. Raybaut, A. Grisard, E. Lallier, B. Gérard, B. Faure, G. Souhaité, et A. Godard, « Longwave infrared, single-frequency, tunable, pulsed optical parametric oscillator based on orientation-patterned GaAs for gas sensing », *Optics Letters*, vol. 40, n° 12, p. 2676, juin 2015.





Coscelli14: E. Coscelli, C. Molardi, A. Cucinotta, et S. Selleri, « Symmetry-Free Tm-Doped Photonic Crystal Fiber With Enhanced Mode Area », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, n° 5, p. 544-550, sept. 2014.

Coscelli16: E. Coscelli, R. Dauliat, F. Poli, D. Darwich, A. Cucinotta, S. Selleri, K. Schuster, A. Benoit, R. Jamier, P. Roy et F. Salin, « Analysis of the Modal Content Into Large-Mode-Area Photonic Crystal Fibers Under Heat Load », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 22, n° 2, p. 323-330, mars 2016.

Dauliat12: R. Dauliat, D. Gaponov, R. Jamier, S. Grimm, K. Schuster, et P. Roy, « LASER EFFICACE A FIBRE DOPEE THULIUM SYNTHETISEE PAR FRITTAGE ET VITRIFICATION DE POUDRES DOPEES », in *Journées Nationales de l'Optique Guidée (31ème édition)*, 2012.

Dauliat13: R. Dauliat, D. Gaponov, A. Benoit, F. Salin, K. Schuster, R. Jamier, et P. Roy, « Inner cladding microstructuration based on symmetry reduction for improvement of singlemode robustness in VLMA fiber », *Optics Express*, vol. 21, n° 16, p. 18927, août 2013.

Dauliat13.a: R. Dauliat, « Advanced microstructured fibers design for a robust singlemode high power laser operation », université de Limoges, 2013.

Deslandes13: P. Deslandes, M. Perrin, J. Saby, D. Sangla, F. Salin, et E. Freysz, « Picosecond to femtosecond pulses from high power self mode-locked ytterbium rod-type fiber laser », *Optics Express*, vol. 21, n° 9, p. 10731, mai 2013.

Devautour09: M. Devautour, P. Roy, S. Février, C. Pedrido, F. Sandoz, et V. Romano, « Nonchemical-vapor deposition process for fabrication of highly efficient yb-doped large core fibers », *App. Opt*, vol. 48, n° 31, p. G139, oct. 2009.

Dolfi-Bouteyre08: A. Dolfi-Bouteyre, B. Augère, C. Besson, G. Canat, D. Fleury, T. Gaudo, D. Goular, L. Lombard, C. Planchat, M. Valla, J-P. Cariou, O. Petilon, et J. Lawson-Daku, « 1.5  $\mu\text{m}$  all fiber pulsed LIDAR for wake vortex monitoring », in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2008, p. CMQ3.

Dolfi-Bouteyre09: A. Dolfi-Bouteyre, B. Augere, M. Valla, D. Goular, D. Fleury, G. Canat, C. Planchat, T. Gaudo, C. Besson, A. Gilliot, J.P. Cariou, O. Petilon, J. Lawson-Daku, S. Brousmiche, S. Lugan, L. Bricteux, B. Macq, « Aircraft wake vortex study and characterization with 1.5  $\mu\text{m}$  fiber Doppler lidar », *AerospaceLab*, n° 1, p. p-1, 2009.

Dominic99: V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts, S. Sanders, S. Bicknese, R. Dohle, E. Wolak, P.S. Yeh, E. Zucker, « 110 W fibre laser », *Electronics Letters*, vol. 35, n° 14, p. 1158, 1999.



Dong07: L. Dong, X. Peng, et J. Li, « Leakage channel optical fibers with large effective area », *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 24, n° 8, p. 1689, août 2007.

du Jeu17: R. du Jeu, R. Dauliat, D. Darwich, A. Benoit, R. Jamier, K. Schuster, et P. ROY « Broadband single-mode single-polarization passive fully aperiodic large-pitch fibers », *Optics Letters*, vol. 42, n° 9, p. 1672, mai 2017.

Ehrenreich10: T. Ehrenreich, R. Leveille, I. Majid, K. Tankala, G. Rines, et P. F. Moulton, “1kW, all-glass Tm: fiber laser,” presented at SPIE Photonics West, Fiber Lasers VII: Technology, Systems, and Applications, San Francisco, CA, 23–28 Janv. 2010

Eidam11: T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers », *Optics Express*, vol. 19, n° 14, p. 13218, juill. 2011.

Fang12: Q. Fang, W. Shi, E. Petersen, K. Kieu, A. Chavez-Pirson, et N. Peyghambarian, « Half-mJ All-Fiber-Based Single-Frequency Nanosecond Pulsed Fiber Laser at 2- $\mu\text{m}$  », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, n° 5, p. 353-355, mars 2012.

Faure05 : B. Faure, « Fabrication et caractérisation de fibres optiques en silice dopées au thulium: Influence de l’environnement des terres rares sur l’amplification dans la bande S », Université Nice Sophia Antipolis, 2005.

Firth06: G. P. Frith et D. G. Lancaster, « Power scalable and efficient 790-nm pumped Tm<sup>3+</sup>-doped fiber lasers », in *Lasers and Applications in Science and Engineering*, 2006, p. 610208–610208.

Firth10: G. Frith; A. Carter; B. Samson; J. Faroni; K. Farley; K. Tankala; G. E. Town., « Mitigation of photodegradation in 790nm-pumped Tm-doped fibers », in *SPIE LASE*, 2010, p. 75800A–75800A.

Fomin10: V. Fomin, M. Abramov, A. Ferin, A. Abramov, D. Mochalov, N. Platonov, et 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, Jun. 28- Jul. 1, 2010, Session HPFL-1.3.

Gaida12: C. Gaida, P. Kadwani, L. Leick, J. Broeng, L. Shah, et M. Richardson, « CW-lasing and amplification in Tm<sup>3+</sup>-doped photonic crystal fiber rod », *Optics letters*, vol. 37, n° 21, p. 4513–4515, 2012.



Gaida13: C. Gaida, M. Gebhardt, P. Kadwani, L. Leick, J. Broeng, L. Shah, et M. Richardson, « Amplification of nanosecond pulses to megawatt peak power levels in Tm 3+-doped photonic crystal fiber rod », *Optics letters*, vol. 38, n° 5, p. 691–693, 2013.

Gebhardt13: M. Gebhardt, C. Gaida, P. Kadwani, A. Sincore, N. Gehlich, L. Shah, et M. Richardson, « Nanosecond Tm: fiber MOPA System for High Peak Power Mid-IR Generation in a ZGP OPO », in *Mid-Infrared Coherent Sources*, 2013, p. MW3B–2.

Goodno09: G. D. Goodno, L. D. Book, et J. E. Rothenberg, « Low-phase-noise, single-frequency, single-mode 608 W thulium fiber amplifier », *Optics Letters*, vol. 34, n° 8, p. 1204, avr. 2009.

Grisard14: A. Grisard, B. Faure, G. Souhaité, et E. Lallier, « High energy single frequency passively Q-switched 2-micron microlaser in thulium-doped yttrium aluminium perovskite », 2014, p. ATu2A.39.

Hansen14: K. R. Hansen et J. Lægsgaard, « Impact of gain saturation on the mode instability threshold in high-power fiber amplifiers », *Optics Express*, vol. 22, n° 9, p. 11267, mai 2014.

Hayward00: R. A. Hayward, W. A. Clarkson, P. W. Turner, J. Nilsson, A. B. Grudinin, et D. C. Hanna, « Efficient cladding-pumped Tm-doped silica fibre laser with high power singlemode output at 2  $\mu\text{m}$  », *Electronics Letters*, vol. 36, n° 8, p. 711, 2000.

Jackson03: S. D. Jackson et S. Mossman, « Efficiency dependence on the Tm 3+ and Al 3+ concentrations for Tm 3+-doped silica double-clad fiber lasers », *Applied optics*, vol. 42, n° 15, p. 2702–2707, 2003.

Jackson04: S. D. Jackson, « Cross relaxation and energy transfer upconversion processes relevant to the functioning of 2  $\mu\text{m}$  Tm3+-doped silica fibre lasers », *Optics Communications*, vol. 230, n° 1-3, p. 197-203, janv. 2004.

Jackson09: S. D. Jackson, « The spectroscopic and energy transfer characteristics of the rare earth ions used for silicate glass fibre lasers operating in the shortwave infrared », *Laser & Photonics Review*, vol. 3, n° 5, p. 466-482, sept. 2009.

Jackson12: S. D. Jackson, « Towards high-power mid-infrared emission from a fibre laser », *Nature Photonics*, vol. 6, n° 7, p. 423-431, juin 2012.

Jaeck09 : J. Jaeck, « Émission infrarouge sous champ électrique dans le cristal de ZnSe dopée au chrome », Ecole Polytechnique X, 2009.



Jain15: D. Jain, Y. Jung, P. Barua, S. Alam, et J. K. Sahu, « Demonstration of ultra-low NA rare-earth doped step index fiber for applications in high power fiber lasers », *Optics Express*, vol. 23, n° 6, p. 7407, mars 2015.

Jansen10: F. Jansen, F. Stutzki, H-J. Otto, M. Baumgartl, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « The influence of index-depressions in core-pumped Yb-doped large pitch fibers », *Optics express*, vol. 18, n° 26, p. 26834–26842, 2010.

Jansen11: F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Avoided crossings in photonic crystal fibers », *Optics express*, vol. 19, n° 14, p. 13578–13589, 2011.

Jansen12: F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « High-power very large mode-area thulium-doped fiber laser », *Optics letters*, vol. 37, n° 21, p. 4546–4548, 2012.

Jauregui11: C. Jauregui, T. Eidam, J. Limpert, et A. Tünnermann, « The impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers », *Optics Express*, vol. 19, n° 4, p. 3258, févr. 2011.

Jauregui12: C. Jauregui, T. Eidam, H-J Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Temperature-induced index gratings and their impact on mode instabilities in high-power fiber laser systems », *Optics Express*, vol. 20, n° 1, p. 440, janv. 2012.

Jauregui13: C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « High-power fibre lasers », *Nature Photonics*, vol. 7, n° 11, p. 861-867, oct. 2013.

Jauregui13.a: C. Jauregui, H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Passive mitigation strategies for mode instabilities in high-power fiber laser systems », *Optics Express*, vol. 21, n° 16, p. 19375, août 2013.

Jauregui13.b: C. Jauregui, H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, et A. Tünnermann, « On the power threshold of mode instabilities », 2013, p. 1-1.

Jauregui15: C. Jauregui, H.-J. Otto, F. Stutzki, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Simplified modelling the mode instability threshold of high power fiber amplifiers in the presence of photodarkening », *Optics Express*, vol. 23, n° 16, p. 20203, août 2015.

Jauregui16: C. Jauregui, H.-J. Otto, S. Breitkopf, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Optimizing high-power Yb-doped fiber amplifier systems in the presence of transverse mode instabilities », *Optics Express*, vol. 24, n° 8, p. 7879, avr. 2016.



Jeong04: Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, et J. Nilsson, « Ytterbium-doped large-core fibre laser with 1 kW of continuous-wave output power », *Electronics Letters*, vol. 40, n° 8, p. 470, 2004.

Jiang08: Z. Jiang et J. R. Marciante, « Impact of transverse spatial-hole burning on beam quality in large-mode-area Yb-doped fibers », *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 25, n° 2, p. 247, févr. 2008.

Johansen13: M. M. Johansen, K. R. Hansen, M. Laurila, T. T. Alkeskjold, et J. Lægsgaard, « Estimating modal instability threshold for photonic crystal rod fiber amplifiers », *Optics Express*, vol. 21, n° 13, p. 15409, juill. 2013.

Jørgensen12: M. M. Jørgensen, S. R. Petersen, M. Laurila, J. Lægsgaard, et T. T. Alkeskjold, « Optimizing single mode robustness of the distributed modal filtering rod fiber amplifier », *Optics Express*, vol. 20, n° 7, p. 7263, mars 2012.

Kieleck15: C. Kieleck, A. Berrou, B. Donelan, B. Cadier, T. Robin, et M. Eichhorn, « 65 W ZnGeP<sub>2</sub> OPO directly pumped by a Q-switched Tm<sup>3+</sup>-doped single-oscillator fiber laser », *Optics Letters*, vol. 40, n° 6, p. 1101, mars 2015.

Knight96: J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, et D. M. Atkin, « All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding », *Optics Letters*, vol. 21, n° 19, p. 1547, oct. 1996.

Koch07: G. J. Koch, J. Y. Beyon, B. W. Barnes, M. Petros, J. Yu, F. Amzajerjian, M. J. Kavaya et U. N. Singh, « High-Energy 2- $\mu$ m Doppler Lidar For Wind Measurements », 2007.

Koplow00: J. P. Koplow, D. A. V. Kliner, et L. Goldberg, « Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier », *Optics Letters*, vol. 25, n° 7, p. 442, avr. 2000.

Kuhlmey02: B. T. Kuhlmey, R. C. McPhedran, et C. M. de Sterke, « Modal cutoff in microstructured optical fibers », *Optics letters*, vol. 27, n° 19, p. 1684–1686, 2002.

Kuznetsov14: M. Kuznetsov, O. Vershinin, V. Tyrtyshtnyy, et O. Antipov, « Low-threshold mode instability in Yb<sup>3+</sup>-doped few-mode fiber amplifiers », *Optics Express*, vol. 22, n° 24, p. 29714, déc. 2014.

Lægsgaard16: J. Lægsgaard, « Optimizing Yb concentration of fiber amplifiers in the presence of transverse modal instabilities and photodarkening », *Applied Optics*, vol. 55, n° 8, p. 1966, mars 2016.



Laurila11: M. Laurila, J. Saby, T. T. Alkeskjold, L. Scolari, B. Cocquelin, F. Salin, J. Broeng, et J. L'ægsgaard, « Q-switching and efficient harmonic generation from a single-mode LMA photonic bandgap rod fiber laser », *Optics express*, vol. 19, n° 11, p. 10824–10833, 2011.

Laurila12: M. Laurila, M. M. Jørgensen, K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, et J. L'ægsgaard, « Distributed mode filtering rod fiber amplifier delivering 292W with improved mode stability », *Optics express*, vol. 20, n° 5, p. 5742–5753, 2012.

Leich11: M. Leich, F. Just, A. Langner, M. Such, G. Schötz, T. Eschrich, et S. Grimm, « Highly efficient Yb-doped silica fibers prepared by powder sinter technology », *Optics Letters*, vol. 36, n° 9, p. 1557, mai 2011.

Leindecker12: N. Leindecker, A. Marandi, R. L. Byer, K. L. Vodopyanov, J. Jiang, I. Hartl, M. Fermann, et P. G. Schunemann, « Octave-spanning ultrafast OPO with 2.6-6.1  $\mu\text{m}$  instantaneous bandwidth pumped by femtosecond Tm-fiber laser », *Optics express*, vol. 20, n° 7, p. 7046–7053, 2012.

Leproux01: P. Leproux, S. Février, V. Doya, P. Roy, et D. Pagnoux, « Modeling and Optimization of Double-Clad Fiber Amplifiers Using Chaotic Propagation of the Pump », *Optical Fiber Technology*, vol. 7, n° 4, p. 324-339, oct. 2001.

Limpert03: J. Limpert, T. Schreiber, A. Liem, S. Nolte, H. Zellmer, T. Peschel, V. Guyenot, et A. Tünnermann, « Thermo-optical properties of air-clad photonic crystal fiber lasers in high power operation », *Optics Express*, vol. 11, n° 22, p. 2982, nov. 2003.

Limpert05: J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönninger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, et others, « High-power rod-type photonic crystal fiber laser », *Optics Express*, vol. 13, n° 4, p. 1055–1058, 2005.

Limpert06: J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault, et F. Salin, « Extended single-mode photonic crystal fiber lasers », *Optics Express*, vol. 14, n° 7, p. 2715–2720, 2006.

Limpert12: J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, et A. Tünnermann, « Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation », *Light: Science & Applications*, vol. 1, n° 4, p. e8, avr. 2012.

Lucas14: E. Lucas, « Développement d'une source laser à fibre dopée thulium pour la génération d'impulsions cohérentes, linéairement polarisée et de forte puissance à 2050nm », TELECOM PARIS TECH, 2014.

Lupi16: J-F. Lupi, M. Vermillac, W. Blanc, F. Mady, M. Benabdesselam, B. Dussardier, et D. R. Neuville, « Steady photodarkening of thulium alumino-silicate fibers pumped at 107



$\mu\text{m}$ : quantitative effect of lanthanum, cerium, and thulium », *Optics Letters*, vol. 41, n° 12, p. 2771, juin 2016.

Ma14:X. Ma, C. Zhu, I.-N. Hu, A. Kaplan, et A. Galvanauskas, « Single-mode chirally-coupled-core fibers with larger than 50 $\mu\text{m}$  diameter cores », *Optics Express*, vol. 22, n° 8, p. 9206, avr. 2014.

Manek-Hönninger07: I. Manek-Hönninger, J. Boulet, T. Cardinal, F. Guillen, S. Ermeneux, M. Podgorski, R. Bello Doua, et F. Salin, « Photodarkening and photobleaching of an ytterbium-doped silica double-clad LMA fiber », *Optics Express*, vol. 15, n° 4, p. 1606, févr. 2007.

McComb10: T. S. McComb, R. A. Sims, C. C. C. Willis, P. Kadwani, V. Sudesh, L. Shah, et M. Richardson, « High-power widely tunable thulium fiber lasers », *Applied optics*, vol. 49, n° 32, p. 6236–6242, 2010.

Modsching11: N. Modsching, P. Kadwani, R. A. Sims, L. Leick, J. Broeng, L. Shah, et M. Richardson, « Lasing in thulium-doped polarizing photonic crystal fiber », *Optics letters*, vol. 36, n° 19, p. 3873–3875, 2011.

Morin10 : F. Morin, « Conception d'une source à impulsions courtes à 1600 nm à fibres dopées erbium. Application à la greffe de cornée. », Université Paris Sud-Paris XI, 2010.

Mortensen03: N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, et K. P. Hansen, « Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers », *Optics Letters*, vol. 28, n° 20, p. 1879, oct. 2003.

Moulton09: P. F. Moulton, G. A. Rines, E. V. Slobodtchikov, K. F. Wall, G. Frith, B. Samson, A. L. G. Carter, « Tm-Doped Fiber Lasers: Fundamentals and Power Scaling », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, n° 1, p. 85-92, janv. 2009.

Nicholson08: J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, et S. Ghalmi, « Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers », *Optics Express*, vol. 16, n° 10, p. 7233, mai 2008.

Otto12: H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Temporal dynamics of mode instabilities in high-power fiber lasers and amplifiers », *Optics Express*, vol. 20, n° 14, p. 15710, juill. 2012.

Otto13: H.-J. Otto, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Controlling mode instabilities by dynamic mode excitation with an acousto-optic deflector », *Optics Express*, vol. 21, n° 14, p. 17285, juill. 2013.



Otto14: H.-J. Otto, F. Stutzki, N. Modsching, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « 2 kW average power from a pulsed Yb-doped rod-type fiber amplifier », *Optics Letters*, vol. 39, n° 22, p. 6446, nov. 2014.

Otto15: H.-J. Otto, N. Modsching, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Impact of photodarkening on the mode instability threshold », *Optics Express*, vol. 23, n° 12, p. 15265, juin 2015.

Perdrido07: C. PEDRIDO, P. ROY, M. DEVAUTOUR, " Method for fabricating a preform, a preform, an optical fiber and an amplifier", N° de brevet PCT/EP2007/063519, 310544 , déposé le 07/12/2007.

Peterka04: P. Peterka, B. Faure, W. Blanc, M. Karasek, et B. Dussardier, « Theoretical modelling of S-band thulium-doped silica fibre amplifiers », *Optical and Quantum Electronics*, vol. 36, n° 1-3, p. 201–212, 2004.

Peterka12: P. Peterka, B. Dussardier, W. Blanc, I. Kasik, et P. Honzatko, « Thulium-doped silica fibers with enhanced 3 H 4 level lifetime for fiber lasers and amplifiers », in *2012 IEEE 3rd International Conference on Photonics*, 2012, p. 56–60.

Plamann10: K. Plamann, F. Aptel, C. L. Arnold, A. Courjaud, C. Crotti, F. Deloison, F. Druon, P. Georges, M. Hanna, J.-M. Legeais, « Ultrashort pulse laser surgery of the cornea and the sclera », *Journal of Optics*, vol. 12, n° 8, p. 84002, août 2010.

Poole86: S. Poole, D. Payne, R. Mears, M. Fermann, et R. Laming, « Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, n° 7, p. 870-876, 1986.

Pulford15: B. Pulford, T. Ehrenreich, R. Holten, F. Kong, T. W. Hawkins, L. Dong, et I. Dajani, « 400-W near diffraction-limited single-frequency all-solid photonic bandgap fiber amplifier », *Optics Letters*, vol. 40, n° 10, p. 2297, mai 2015.

Rablau99:C. I. Rablau, J.-O. Ndap, X. Ma, A. Burger, et N. C. Giles, « Absorption and photoluminescence spectroscopy of diffusion-doped ZnSe: Cr<sup>2+</sup> », *Journal of electronic materials*, vol. 28, n° 6, p. 678–682, 1999.

Renard12:W. Renard, « Etude et réalisation de sources lasers fibrées impulsionnelles de forte puissance autour de 2  $\mu\text{m}$  », Ecole Polytechnique X, 2012.

Renard14: W. Renard, D. Goular, M. Valla, C. Planchat, B. Augere, A. Dolfi-Bouteyre, C. Besson, et G. Canat, « Beyond 10 Km Range wind-speed measurement with a 1.5  $\mu\text{m}$  all-fiber laser source », in *CLEO: Applications and Technology*, 2014, p. AW1P–5.





Rothman09: L. S. Rothman, I. E. Gordon, A. Barbe, D. Chris Benner, P. F. Bernath, M. Birk, V. Boudon, L. R. Brown, A. Campargue, J.-P. Champion, K. Chance, L. H. Coudert, V. Dana, V. M. Devi, S. Fally, J.-M. Flaud, R. R. Gamache, A. Goldman, D. Jacquemart, I. Kleiner, N. Lacome, W. J. Lafferty, J.-Y. Mandin, S. T. Massie, S. N. Mikhailenko, C. E. Miller, N. Moazzen-Ahmadi, O. V. Naumenko, A. V. Nikitin, J. Orphal, V. I. Perevalov, A. Perrin, A. Predoi-Cross, C. P. Rinsland, M. Rotger, M. Šimečková, M. A. H. Smith, K. Sung, S. A. Tashkun, J. Tennyson, R. A. Toth, A. C. Vandaele, J. Vander Auwera, « The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database », *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 110, n° 9, p. 533–572, 2009.

Russell03: P. Russell, « Photonic Crystal Fibers », *Science*, vol. 299, n° 5605, p. 358-362, janv. 2003.

Russell06: P. S. J. Russell, « Photonic-Crystal Fibers », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, n° 12, p. 4729-4749, déc. 2006.

Saha14: M. Saha, A. Pal, et R. Sen, « Vapor Phase Doping of Rare-Earth in Optical Fibers for High Power Laser », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 26, n° 1, p. 58-61, janv. 2014.

Saitoh05: K. Saitoh, Y. Tsuchida, M. Koshiba, et N. A. Mortensen, « Endlessly single-mode holey fibers: the influence of core design », *Optics Express*, vol. 13, n° 26, p. 10833–10839, 2005.

Schimpf11: D. N. Schimpf, R. A. Barankov, et S. Ramachandran, « Cross-correlated ( $C^2$ ) imaging of fiber and waveguide modes », *Optics Express*, vol. 19, n° 14, p. 13008, juill. 2011.

Schimpf11.a: D. Schimpf, R. Barankov, K. Jespersen, et S. Ramachandran, « Optical low-coherence interferometry for reconstruction of the modal-content in few-mode fibers », *CLEAO*. p. CFM6.2011.

Schreiber05: T. Schreiber, F. Röser, O. Schmidt, J. Limpert, R. Iliew, F. Lederer, A. Petersson, C. Jacobsen, K. Hansen, J. Broeng, « Stress-induced single-polarization single-transverse mode photonic crystal fiber with low nonlinearity », *Optics Express*, vol. 13, n° 19, p. 7621–7630, 2005.

Schuster14: K. Schuster, S. Unger, C. Aichele, F. Lindner, S. Grimm, D. Litzkendorf, J. Kobelke, J. Bierlich, K. Wondraczek et H. Bartelt, « Material and technology trends in fiber optics », *Advanced Optical Technologies*, vol. 3, n° 4, janv. 2014.

Simakov15: N. Simakov, A. V. Hemming, A. Carter, K. Farley, A. Davidson, N. Carmody, M. H., J. M. O. D., L. Corena, D. Stepanov, et J. Haub, « Design and experimental demonstration of a large pedestal thulium-doped fibre », *Optics Express*, vol. 23, n° 3, p. 3126, févr. 2015.



Simpson08:D. A. Simpson, « Spectroscopy of thulium doped silica glass », Victoria University, 2008.

Smith11: A. V. Smith et J. J. Smith, « Mode instability in high power fiber amplifiers », *Optics Express*, vol. 19, n° 11, p. 10180, mai 2011.

Smith13: A. V. Smith et J. J. Smith, « Increasing mode instability thresholds of fiber amplifiers by gain saturation », *Optics Express*, vol. 21, n° 13, p. 15168, juill. 2013.

Smith16: A. V. Smith et J. J. Smith, « Mode instability thresholds for Tm-doped fiber amplifiers pumped at 790 nm », *Optics Express*, vol. 24, n° 2, p. 975, janv. 2016.

Stihler17: C. Stihler, C. Jauregui, H.-J. Otto, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Controlling mode instabilities at 628 W average output power in an Yb-doped rod-type fiber amplifier by active modulation of the pump power », 2017, p. 100830P.

Stutzki11.a: F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, A. Steinmetz, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation », *Optics letters*, vol. 36, n° 5, p. 689–691, 2011.

Stutzki11.b: F. Stutzki, H.-J. Otto, F. Jansen, C. Gaida, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « High-speed modal decomposition of mode instabilities in high-power fiber lasers », *Optics letters*, vol. 36, n° 23, p. 4572–4574, 2011.

Stutzki12: F. Stutzki, F. Jansen, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « 26 mJ, 130 W Q-switched fiber-laser system with near-diffraction-limited beam quality », *Optics letters*, vol. 37, n° 6, p. 1073–1075, 2012.

Stutzki13: F. Stutzki, F. Jansen, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « 2.4 mJ, 33 W Q-switched Tm-doped fiber laser with near diffraction-limited beam quality », *Optics letters*, vol. 38, n° 2, p. 97–99, 2013.

Stutzki14: F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Designing advanced very-large-mode-area fibers for power scaling of fiber-laser systems », *Optica*, vol. 1, n° 4, p. 233, oct. 2014.

Swiderski14: J. Swiderski, M. Michalska, C. Kieleck, M. Eichhorn, et G. Maze, « High Power Supercontinuum Generation in Fluoride Fibers Pumped by 2  $\mu\text{m}$  Pulses », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 26, n° 2, p. 150-153, janv. 2014.



Tittel03: F. K. Tittel, D. Richter, et A. Fried, « Mid-Infrared Laser Applications in Spectroscopy », in *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources*, vol. 89, I. T. Sorokina et K. L. Vodopyanov, Éd. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2003, p. 458-529.

Wadsworth03 : W. Wadsworth, R. M. Percival, G. Bouwmans, J. Knight, et P. Russell, « High power air-clad photonic crystal fibre laser », *Optics express*, vol. 11, n° 1, p. 48–53, 2003.

Wadsworth04 : W. J. Wadsworth, R. M. Percival, G. Bouwmans, J. C. Knight, T. A. Birks, T. D. Hedley, et P. St. J. Russell, « Very High Numerical Aperture Fibers », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, n° 3, p. 843-845, mars 2004.

Ward16: B. Ward, « Theory and modeling of photodarkening-induced quasi static degradation in fiber amplifiers », *Optics Express*, vol. 24, n° 4, p. 3488, févr. 2016.

Xu16: W. Xu, Z. Lin, M. Wang, S. Feng, L. Zhang, Q. Zhou, D. Chen, L. Zhang, S. Wang, C. Yu, et L. Hu, « 50  $\mu\text{m}$  core diameter  $\text{Yb}^{3+}/\text{Al}^{3+}/\text{F}^-$  codoped silica fiber with  $M^2 < 1.1$  beam quality », *Optics Letters*, vol. 41, n° 3, p. 504, févr. 2016.

Yang16: B. Yang, H. Zhang, C. Shi, X. Wang, P. Zhou, X. Xu, J. Chen, Z. Liu, et Q. Lu, « Mitigating transverse mode instability in all-fiber laser oscillator and scaling power up to 25 kW employing bidirectional-pump scheme », *Optics Express*, vol. 24, n° 24, p. 27828, nov. 2016.

Yao16: J. Yao, B. Zhang, K. Yin, L. Yang, J. Hou, et Q. Lu, « Mid-infrared supercontinuum generation based on cascaded Raman scattering in a few-mode  $\text{As}_2\text{S}_3$  fiber pumped by a thulium-doped fiber laser », *Optics Express*, vol. 24, n° 13, p. 14717, juin 2016.

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 », *Optics Express*, vol. 24, n° 5, p. 4761, mars 2016.

Yehouessi17: J.-P. Yehouessi, C. Vinçont, C. Pierre, P. Morin, S. Vidal, A. Jolly et J. Bouillet, « Nouveaux effets de dégradation modale dans les fibres à large cœur », in *Journées Nationales de l'Optique Guidée*(37ème édition), 2012.

Zervas14: M. N. Zervas et C. A. Codemard, « High Power Fiber Lasers: A Review », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, n° 5, p. 219-241, sept. 2014.

Zhao10: P. Zhao, S. Ragam, Y. J. Ding, et I. B. Zotova, « Compact and portable terahertz source by mixing two frequencies generated simultaneously by a single solid-state laser », *Optics letters*, vol. 35, n° 23, p. 3979–3981, 2010.





## Annexes

---

Annexe 1. FA-LPF-19 dopée ytterbium .....	126
---	-----



## Annexe 1. FA-LPF-19 dopée ytterbium

Une FA-LPF dopée ytterbium avec un diamètre de cœur de  $47\mu\text{m}$  a été fabriquée par la méthode REPUSIL dans le cadre du projet EATLASE (projet industriel de l'équipe). Ce projet regroupe les entreprises Thales Optronique SA, Eolite Systems, Amplitude Systems, et Leukos dans le but de produire une source laser à haute puissance à  $1\mu\text{m}$ . La mesure d'indice de réfraction sur cette fibre a montré une différence indicielle de  $-6 \times 10^{-5}$  entre le cœur actif et la gaine passive. C'est-à-dire que le cœur est légèrement enterré de  $6 \times 10^{-5}$  par rapport à la gaine. Donc, on se trouve dans un cas qui ressemble au modèle FA-LPF-19 présenté dans le chapitre 3. Comme on l'a déjà vu, cette structure doit être suffisamment chauffée afin de bien confiner le mode fondamental dans le cœur. Dans ce but, des tests expérimentaux ont été menés par Marie-Alicia Malleville et Aurélien Benoît à Eolite Systems afin de vérifier la performance de cette fibre.

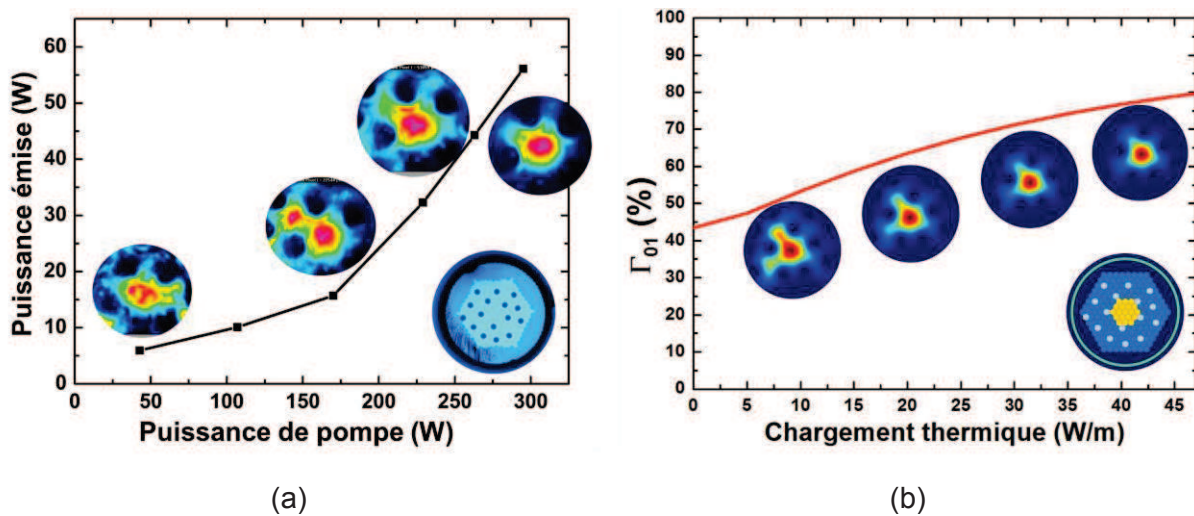


Figure 86 : (a) résultats expérimentaux représentant l'évolution de la puissance de signal émise en fonction de la puissance de pompe à la sortie d'une FA-LPF dopée ytterbium ayant un cœur de  $47\mu\text{m}$  et une dépression d'indice de  $6 \times 10^{-5}$ . En insert est montrée la distribution d'intensité en champ proche mesurée pour quatre points de mesure. En insert également, une image de la section transverse de la fibre prise au microscope. (b) Résultats numériques montrant l'évolution du facteur de recouvrement du mode fondamental du cœur de la structure avec le milieu à gain sous l'influence du chargement thermique dans une FA-LPF-19 dépressée de  $6 \times 10^{-5}$  avec une dimension de cœur de  $47\mu\text{m}$  et à une longueur d'onde de  $1\mu\text{m}$ . La distribution d'intensité calculée pour quatre valeurs du chargement thermique est montrée. En insertion aussi une image de la section transverse de la fibre modélisée.

Cette fibre a été testée en configuration amplificateur en utilisant une diode de pompe à  $976\text{nm}$  délivrant une puissance de  $300\text{W}$  avec un seed à  $1030\text{nm}$  ayant une puissance de  $4\text{W}$ . La puissance de signal émise par la FA-LPF est représentée en fonction de la puissance de pompe dans la figure 82.a. Dans ce graphe, on voit clairement qu'à cause de la dépression d'indice du cœur, le mode fondamental est couplé avec un mode de gaine. Par contre quand la puissance de pompe (autrement-dit le chargement thermique) augmente, ce mode devient de plus en plus confiné dans le cœur jusqu'à ce qu'il commence à être bien guidé pour une puissance de pompe de  $300\text{W}$ . De plus, la montée en puissance améliore la distribution d'intensité du mode fondamental (meilleure localisation dans la zone de gain) mais elle augmente aussi l'efficacité laser de la fibre parce que l'interaction du FM avec le milieu à gain devient plus importante donc l'amplification de ce mode est meilleure. Ces

observations concordent très bien avec les simulations réalisées sur une structure FA-LPF-19 avec une dépression de  $6 \times 10^{-5}$  à  $1 \mu\text{m}$ . Les résultats numériques illustrés dans la figure 82.b montrent que pour des faibles valeurs du chargement thermique le FM est couplé et il devient de plus en plus confiné dans le cœur quand la quantité de chaleur dans la fibre augmente. Ce confinement se traduit par une augmentation de son facteur de recouvrement ( $\Gamma_{01}$ ) avec le milieu à gain. Regardant les distributions d'intensité dans la figure 82.b, on peut dire que le FM commence à être bien confiné dans le cœur à partir d'un chargement thermique de  $37\text{W/m}$  (correspondant à  $\Gamma_{01} = 70\%$ ). Si on utilise le coefficient de  $11\%$  défini par Jauregui et *al.* dans [Jauregui15] (5% de défauts quantiques et 6% de photonoircissement), et en prenant pour faire un calcul rapide une longueur de fibre égale à  $1\text{m}$ , on trouve une valeur de puissance de pompe de  $336\text{W}$  (11% de cette puissance participe donc au chargement thermique conduisant au  $37\text{W}$ ). De plus, théoriquement le seuil de régime multimode dans cette fibre est obtenu pour un chargement thermique autour de  $165\text{W/m}$  (bien au-delà des  $37\text{W/m}$ ). On peut donc s'attendre à avoir un seuil des IMT très élevé d'où l'intérêt de pomper la fibre avec une puissance beaucoup plus élevée (jusqu'à  $1,5\text{kW}$ ).



## Abréviations

---

<b>A-LPF</b> : fibre à large pitch apériodique	<b>MFA</b> : aire effective du mode
<b>ADE</b> : amplificateur à double étages	<b>MFD</b> : diamètre du champ du mode
<b>AEU</b> : amplificateur à un étage unique	<b>ON</b> : ouverture numérique
<b>Al<sup>3+</sup></b> : ions aluminium	<b>OPO</b> : oscillateur paramétrique optique
<b>ASE</b> : émission spontanée amplifiée	<b>PCF</b> : fibre à cristal photonique
<b>BIP</b> : bande interdite photonique	<b>PER</b> : le taux d'extinction de polarisation
<b>CCCF</b> : Chirally coupled core fiber	<b>PM</b> : fibres à maintien de polarisation
<b>Ce</b> : Cérium	<b>PZ</b> : fibre à polarisation unique
<b>CR</b> : phénomène de relaxation croisée	<b>SC</b> : Supercontinuum
<b>DMF</b> : fibres à filtrage de modes	<b>SMF28</b> : fibre monomode standard
<b>Er<sup>3+</sup></b> : ions erbium	<b>SPM</b> : auto-modulation de phase
<b>ETU</b> : phénomènes d'absorption parasites vers les états excités	<b>SRS</b> : diffusion Raman stimulée
<b>FA-LPF</b> : fibre à large pitch complètement apériodique	<b>STRS</b> : Stimulated thermal rayleigh scattering
<b>FM</b> : mode fondamental	<b>TDF</b> : fibre dopée thulium
<b>FWM</b> : mélange à quatre d'ondes	<b>TSHB</b> : Transverse spatial hole burning
<b>HITRAN</b> : High-resolution TRANsmission molecular absorption database	<b>TIR</b> : réflexion interne totale
<b>HO<sup>3+</sup></b> : ions holmium	<b>Tm<sup>3+</sup></b> : ions thulium
<b>HOM</b> : modes d'ordre supérieur	<b>TR</b> : ions terres rares
<b>IMT</b> : instabilités modales transverses	<b>Yb<sup>3+</sup></b> : ions ytterbium
<b>LAS</b> : configuration laser	<b>YDF</b> : fibre dopée ytterbium
<b>LCF</b> : Leakage channel fiber	<b>ZDW</b> : longueur d'onde à zéro dispersion
<b>LIDAR</b> : Light Détection and Ranging	
<b>LPF</b> : fibre à large pitch	
<b>MCVD</b> : procédé modifié de dépôt par réaction chimique en phase gazeuse	







## Table des figures

Figure 0 : Bandes de transmission de l'atmosphère, d'absorption de certaines molécules et d'émission de différents types de lasers existants. [Rablau99, Tittel03, Jaeck09] .....	10
Figure 1 : Représentation graphique de la dépendance spectrale de l'absorption d'une cornée [Morin10, Plamann10].....	15
Figure 2 : Spectres d'absorption de certains gaz, d'après la base de données HITRAN [Rothman09].....	16
Figure 3: (a) SC généré dans une fibre fluorée. En insertion, en haut la courbe d'atténuation de cette fibre, et en bas l'évolution de la puissance mesurée dans certaines plages spectrales en sortie de la fibre en fonction de la puissance de pompe injectée [Swiderski14]. (b) variation des spectres (et de la puissance) de SC générés dans une fibre chalcogénure en fonction de la puissance injectée [Yao16]. .....	16
Figure 4 : (a) Figure représentative d'un laser à fibre à double gaine[Zervas14], et (b) le profil d'indice de réfraction qui correspond à cette fibre.....	20
Figure 5 : Image microscopique d'une fibre en silice avec une gaine d'air. Issue de [Wadsworth03]. .....	20
Figure 6 : Les quatre premiers modes calculés qui se propagent dans une fibre optique à saut d'indice avec un cœur de 50 $\mu\text{m}$ et une différence d'indice entre le cœur et la gaine de $2 \times 10^{-3}$ . La longueur d'onde de travail est de 2 $\mu\text{m}$ . .....	21
Figure 7 : (a) assemblage des cannes active (en rouge) avec des cannes dopées en fluor (cannes vertes), et (b) image MEB d'un cœur filamenté (zones rouges = zones actives et zones noires = zones dopées fluor). .....	25
Figure 8: images de la section transverse d'une PCF dopée thulium avec un cœur de (a) 80 $\mu\text{m}$ , issue de [Gaida12], et (b) 50 $\mu\text{m}$ à polarisation unique, issue de [Modsching11]. Les images du faisceau émis mesurées en champ proche sont aussi présentées. ....	25
Figure 9: (a) Représentation schématique du principe de « passoire modale » mis en avant dans les fibres à large pitch, issue de [Russell06], et (b) image de la section transverse d'une fibre LPF et image en champ proche du faisceau émis, issue de [Limpert12, Jansen12]. ....	26
Figure 10: phénomène de “avoided crossing” dans une LPF, image issue de [Jansen11]. Pour un diamètre de cœur fixe, un couplage entre le mode fondamental et un mode de gaine apparait en changeant la taille de la gaine d'air. ....	27
Figure 11: (a) image de la microstructure d'une fibre DMF, issue de [Laurila11] et (b) zoom sur un résonateur, formé d'un trou d'air (disque central noir) entouré de deux anneaux : le premier constitué de silice dopée germanium présentant un indice de réfraction $n_2$ , le second fait de silice pure et ayant un indice de réfraction $n_3$ . L'image est issue de [Alkeskjold11]. ...	28
Figure 12 : La montée en puissance dans les fibres dopées ytterbium observées au cours des deux dernières décennies, issue de [Jauregui13]. .....	30
Figure 13 : Quelques résultats remarquables dans les lasers à fibre émettant à 2 $\mu\text{m}$ . LAS, AEU et ADE sont des configurations laser, amplificateur à un étage unique et amplificateur à	



double étage respectivement. [Moulton09, Goodno09, Ehrenreich10, Gaida12, Jansen12, Simakov15] .....	31
Figure 14 : Distribution d'intensité d'un faisceau émis en sortie d'un laser basé sur une fibre LPF en fonction de la puissance signal émise. Pour une faible puissance (à gauche), seul le mode fondamental est guidé et émis. Au-delà d'une certaine puissance seuil, les instabilités modales apparaissent et dégradent la qualité du faisceau. On observe clairement ici le transfert d'énergie entre le mode fondamental et le premier mode d'ordre élevé au cours du temps. Cette image est issue de [Jauregui13]. .....	32
Figure 15 : Evolution du seuil d'apparition des instabilités modales avec le diamètre du champ du mode, issue de [Jauregui13.b] .....	32
Figure 16: Sections transverses théoriques des structures (a) LPF et (b) A-LPF, $\Lambda$ est le pitch de la structure formé par trois mailles élémentaires. Les profils d'indice de réfraction de chaque fibre sont présentés dans (c) et (d). Le matériau qui correspond à chaque couleur est aussi mentionné. ....	35
Figure 17: Variation du facteur de recouvrement du mode fondamental ( $\Gamma_{01}$ ) (en rouge) et de la discrimination modale ( $\Delta\Gamma$ ) (en bleu) dans une LPF (lignes en pointillées) et dans une A-LPF (lignes continues) en fonction de la taille du cœur. Ces calculs sont effectués à une longueur d'onde de $2\mu\text{m}$ . ....	38
Figure 18: Distribution d'intensité calculée à $2\mu\text{m}$ du mode $\text{LP}_{11}$ dans une structure LPF et dans une structure A-LPF, chacune des deux présentant un cœur de $80\mu\text{m}$ . Le facteur de recouvrement $\Gamma_{11}$ de ce mode avec la zone de gain (couvrant toute la surface du cœur) est indiqué pour chaque cas. ....	39
Figure 19: Les différentes étapes de fabrication d'une A-LPF. (a) tirer des cannes en silice pure, (b) assemblage de ces cannes sous une forme hexagonale, (c) insertion de l'assemblage précédent dans un tube de maintien en silice avec blocage à l'aide de cales en silice (ronds noirs et rouges visibles sur le pourtour), (d) ajout des inclusions bas-indice en silice dopée fluor pour former la gaine microstructurée aperiodique, (e) zoom sur la partie centrale de la section transversale de la fibre ainsi étirée (diamètre externe > 1mm) et (f) rappel de la structure théorique de la fibre A-LPF modélisée. ....	40
Figure 20: Montages expérimentaux utilisés pour caractériser les fibres A-LPF à des longueurs d'onde (a) entre 400 et $1750\text{nm}$ et (b) autour de $2\mu\text{m}$ . Le terme SMF28 correspond à une fibre monomode telecom standard avec un MFD de $10\mu\text{m}$ à $\lambda = 1,5\mu\text{m}$ et le terme TDF correspond à une fibre à saut d'indice dopée thulium avec un cœur de $10\mu\text{m}$ . M1, M2, et M3 sont des miroirs dichroïques totalement réfléchissants à $2\mu\text{m}$ et totalement transparents à $790\text{nm}$ . ....	41
Figure 21 : Distribution d'intensité mesurée en champ proche à la sortie d'une A-LPF avec un diamètre de cœur de $50\mu\text{m}$ , $70\mu\text{m}$ et $80\mu\text{m}$ à une longueur d'onde de $1\mu\text{m}$ . ....	41
Figure 22 : Distribution d'intensité mesurée en champ proche à la sortie d'une A-LPF ayant une taille de cœur de $80\mu\text{m}$ pour trois longueurs d'onde de travail : 1, 1,5 et $2\mu\text{m}$ . ....	42
Figure 23: Distribution d'intensité mesurée en champ proche à la sortie d'une A-LPF avec un diamètre de 50, 70, 80, $140\mu\text{m}$ à une longueur d'onde de travail de $2\mu\text{m}$ . ....	43

Figure 24 : Evolution de la distribution d'intensité mesurée en champ proche à $\lambda = 2\mu\text{m}$ en sortie de la fibre A-LPF présentant un cœur de $140\mu\text{m}$ en fonction de la position de la fibre SMF28 par rapport à la A-LPF.....	43
Figure 25: Montage expérimental de l'interféromètre à faible cohérence (OLCI) utilisé ici. Le terme BPF désigne un filtre spectral (10nm de bande passante), BS est un cube séparateur de faisceau et BC est un coupleur de faisceau. (b) Trace obtenue pour une fibre A-LPF avec un diamètre de cœur de $80\mu\text{m}$ pour $\lambda = 1300\text{nm}$ .....	44
Figure 26 : Graphique représentatif des différentes images (à l'échelle) des modes obtenues pour différents diamètres du cœur à plusieurs longueurs d'ondes. Les points noirs représentent les différents points de mesure. La zone verte est la zone d'opération monomode de la fibre.....	44
Figure 27 : (a) Zoom sur le cœur d'une fibre A-LPF avec un diamètre de $140\mu\text{m}$ , et (b) une mesure de WDX (wavelength dispersive X-ray) effectuée sur une canne A-LPF suivant la flèche tracée dans la figure 27.a.....	45
Figure 28 : Observation des instabilités modales transverses dans une (a) LPF ayant un MFD de $56\mu\text{m}$ , et (b) DMF ayant un MFD de $60\mu\text{m}$ . Dans les deux cas, la distribution d'intensité du faisceau émis mesurée en champ proche au-dessous ((a) dans fig. 28.b) et au-dessus ((b-f) dans fig.28.b) du seuil d'apparition des instabilités modales est montrée [Eidam11, Laurila12]. .....	48
Figure 29: Les différentes étapes responsables de la formation du réseau d'indice de réfraction dans une fibre active. (a) représente l'interférence d'intensité entre les modes, ce schéma d'interférence crée le réseau d'inversion de population représenté dans (b). Ce dernier, et dû au chargement thermique, génère le réseau de température illustré dans (c), qui de sa part et par l'effet thermo-optique crée le réseau d'indice de réfraction montré dans (d) [Jauregui13]. .....	49
Figure 30: schéma illustratif de la section transverse d'une fibre optique à saut d'indice à simple gaine .....	51
Figure 31 : De gauche à droite :profil d'indice de réfraction dans une fibre à saut d'indice sans chargement thermique, profil de température et profil d'indice de réfraction sous chargement thermique.....	53
Figure 32: Différents domaines indiciaux(numérotés de 1 à 5) dans la structure a périodique A-LPF.....	54
Figure 33 : Profil d'indice de réfraction d'une A-LPF sans (en haut) et avec (en bas) chargement thermique.....	55
Figure 34 : Graphiques représentent l'évolution des facteurs de recouvrement du mode fondamental (en rouge) et du mode d'ordre supérieur le plus confiné (en noir) avec la zone de gain, ainsi que l'évolution de la discrimination modale (en bleu) en fonction du chargement thermique dans (a) une LPF et (b) une A-LPF ( $\Lambda = 45\mu\text{m}$ , $\lambda = 2\mu\text{m}$ ). L'encart gris représente la zone de fonctionnement monomode de la structure (c'est-à-dire pour $\Delta\Gamma > 30\%$ ). .....	57
Figure 35 : Evolution du diamètre du champ du FM en fonction du chargement thermique dans une LPF (en noir) et une A-LPF (en rouge). Le régime monomode est représenté en	

trait plein et le régime multimode est représenté en trait pointillé. La valeur de l'aire effective du FM calculée à $Q_{max}$ est ajoutée pour chaque structure. Avec $\Lambda = 45\mu m$ et $\lambda = 2\mu m$ .....	59
Figure 36 : (a et b) Distribution d'intensité calculée du mode $LP_{11}$ suivant les deux axes de polarisation dans la structure A-LPF pour un chargement thermique valant $Q = 30 W/m$ . (c et d) Synthèse des étapes suivies pour optimiser la structure A-LPF. ....	60
Figure 37: Section transverse modélisée d'une FA-LPF. ....	60
Figure 38 : Evolution du facteur de recouvrement du mode fondamental (en rouge), du mode d'ordre supérieur le plus confiné (en noir) et de la discrimination modale (en bleu) dans une FA-LPF en fonction du chargement thermique. La zone grise représente la zone de fonctionnement monomode (c'est-à-dire pour $\Delta\Gamma > 30\%$ ). De plus, le seuil du régime multimode est représenté en ligne discontinue pour une LPF, et en ligne pointillée pour une A-LPF. Avec $\Lambda = 45\mu m$ et $\lambda = 2\mu m$ . ....	61
Figure 39 : Comparaison faite entre les 3 architectures de fibre (LPF, A-LPF et FA-LPF) portant sur la distribution de l'intensité du champ électrique du mode $LP_{11}$ en fonction du chargement thermique appliqué. Pour chaque distribution de l'intensité du mode $LP_{11}$ simulée, le facteur de recouvrement du mode $LP_{11}$ avec la zone de gain (rappelée en rouge dans les profils d'indice des 3 structures) est également calculé. La valeur de $Q_{max}$ pour chacune des structures est symbolisée par une étoile. Le pitch ici est de $45\mu m$ et la longueur d'onde est de $2\mu m$ .....	63
Figure 40 : Evolution du diamètre du champ du FM guidé dans une structure LPF (en noir) et dans une structure FA-LPF (en rouge) en fonction du chargement thermique. Le régime monomode est représenté en trait plein et le régime multimode est représenté en trait pointillé. La valeur de l'aire effective du FM calculée à $Q_{max}$ est ajoutée pour chaque structure. Avec $\Lambda = 45\mu m$ et $\lambda = 2\mu m$ . ....	64
Figure 41 : Calcul de la valeur du seuil d'apparition du régime multimode (défini par le paramètre $Q_{max}$ ) en fonction de la longueur d'onde de travail dans une architecture FA-LPF (ligne rouge) et une structure LPF (ligne noire). Le pitch dans les deux structures est fixé à $45\mu m$ . ....	65
Figure 42 : Cartographies 3 D de la variation du $\Gamma_{01}$ avec le chargement thermique et la taille de la zone active dans une (a) LPF et (b) FA-LPF. Les lignes continues et discontinues définies la zone où le régime de fonctionnement de la fibre est monomode, c'est-à-dire entre $Q_{min}$ et $Q_{max}$ . La longueur d'onde d'opération est de $2\mu m$ .....	65
Figure 43 : (a) Variation de l'indice de réfraction dans un cœur sous chargement thermique, et (b) le profil d'indice à réaliser durant la fabrication. ....	66
Figure 44 : un zoom sur le cœur d'une FA-LPF, à gauche, et le profil d'indice de réfraction en forme d'escalier, à droite. ....	67
Figure 45 : Les différents modèles à pré-compensation d'indice proposés. Les inclusions en jaune ont un indice de réfraction inférieur de $1 \times 10^{-4}$ en comparaison avec l'indice de la silice dopée passivement représentée en bleu. Rappelons que l'indice de la zone bleu est aussi égal à l'indice des cellules actives représentées en rouge. La zone de gain correspond dans tous les cas à l'association des cellules jaunes et rouges (dans ces cellules, le dopage en ions de terres rares est identique). ....	68



Figure 46 : Représentation graphique des différents résultats obtenus pour chaque exemple de structuration indicielle du cœur proposé. Le seuil du régime monomode,  $Q_{\min}$ , est représenté par des carrés bleus et le seuil du régime multimode,  $Q_{\max}$ , est représenté par des cercles rouges. En outre, un zoom sur le design de la structure du milieu à gain est ajouté en insert pour chaque modèle. Les inclusions en jaune ont un indice de réfraction abaissé de  $1 \times 10^{-4}$  en comparaison de l'indice de la gaine optique. Le résultat obtenu avec la LPF air-silice est aussi montré. Le pitch ici est de  $45 \mu\text{m}$  et la longueur d'onde est de  $2 \mu\text{m}$ . .69

Figure 47 : Représentation graphique des différents résultats obtenus pour chaque exemple de structuration indicielle du cœur proposé. Le seuil du régime monomode,  $Q_{\min}$ , est représenté par des carrés bleus et le seuil du régime multimode,  $Q_{\max}$ , est représenté par des cercles rouges. En outre, un zoom sur le design de la structure du milieu à gain est ajouté en insert pour chaque modèle. Les inclusions en orange ont un indice de réfraction abaissé de  $2 \times 10^{-4}$  en comparaison de l'indice de la gaine optique. Le résultat obtenu avec la LPF air-silice est aussi montré. Le pitch ici est de  $45 \mu\text{m}$  et la longueur d'onde est de  $2 \mu\text{m}$ . .71

Figure 48 : Evolution de l'aire effective du mode fondamental en fonction du chargement thermique déposé pour chaque structure proposée. La dépression des cellules de cœur concernées est fixée à  $2 \times 10^{-4}$ . Les courbes en trait continu correspondent au calcul fait lorsqu'on se situe dans le régime monomode ( $Q_{\min} < Q < Q_{\max}$ ) et les courbes en trait pointillé correspondent au calcul fait dans la zone où la propagation est multimode ( $Q > Q_{\max}$ ). Le pitch ici est de  $45 \mu\text{m}$  et la longueur d'onde est de  $2 \mu\text{m}$ . .....72

Figure 49 : : Représentation graphique des différents résultats obtenus avec la structure FA-LPF-5 pour cinq inclusions dépressées de  $1 \times 10^{-4}$  (en jaune),  $2 \times 10^{-4}$  (en orange),  $3 \times 10^{-4}$  (en rouge clair) et  $4 \times 10^{-4}$  (en vert). Le seuil de régime monomode,  $Q_{\min}$ , est représenté par des carrés bleus. De plus, le seuil du régime multimode,  $Q_{\max}$ , est représenté par des cercles rouges. En outre, un zoom sur la zone du milieu à gain est ajouté en insert pour chaque modèle. Les résultats obtenus avec la LPF air-silice et La FA-LPF sont aussi montrés. Le pitch ici est de  $45 \mu\text{m}$  et la longueur d'onde est de  $2 \mu\text{m}$ . .....72

Figure 50 : Evolution de l'aire du champ du mode fondamental en fonction du chargement thermique et ce dans chaque modèle de fibre montré dans la figure 49. Les courbes en trait continu correspondent au calcul fait lorsqu'on se situe dans le régime monomode ( $Q_{\min} < Q < Q_{\max}$ ) et les courbes en trait pointillé correspondent au calcul fait dans la zone où la propagation est multimode ( $Q > Q_{\max}$ ). Le pitch ici est de  $45 \mu\text{m}$  et la longueur d'onde est de  $2 \mu\text{m}$ . .....73

Figure 51 : Variation du seuil d'apparition du régime multimode (défini par  $Q_{\max}$ ) en fonction du pitch ou de la taille de la zone de gain dans une LPF air-silice (en noir), FA-LPF (en rouge), FA-LPF-5(-1) (en bleu) et FA-LPF-5(-2) (en vert) à une longueur d'onde de  $2 \mu\text{m}$ . ...73

Figure 52 : Evolution de la valeur du seuil d'apparition du régime multimode en fonction de la longueur d'onde dans 3 structures de fibre : LPF (courbe noire), FA-LPF (courbe rouge) et FA-LPF-5(-1) (courbe bleu). Le pitch dans toutes les structures est fixé à  $45 \mu\text{m}$ . .....74

Figure 53 : (a) diagramme énergétique et (b) sections efficaces d'absorption (bleu) et d'émission (rouge) d'une fibre en silice dopée  $\text{Tm}^{3+}$  [Peterka04, Peterka12]. .....77

Figure 54: Phénomène de relaxation croisée recherché dans une fibre en silice dopée thulium, avec  $\text{Tm}1$  et  $\text{Tm}2$  deux ions thulium voisins. ....78



Figure 55: Phénomène d'absorption vers les états excités (ETU pour l'anglicisme « energy transfer upconversion ») entre deux ions $Tm^{3+}$ voisins. ....	79
Figure 56 : Représentation schématique de la méthode MCVD, avec les différentes étapes de fabrication d'une préforme dopée passivement. Figure tirée de [Schuster14]. ....	81
Figure 57 : Représentation schématique de la méthode Chelates, avec les différentes étapes de fabrication d'une préforme dopée activement. Figure tirée de [Schuster14]. ....	82
Figure 58 : Différentes étapes de fabrication d'une préforme de silice dopée activement par la méthode REPUSIL. (a) silice dopée sous forme de poudre, (b) compression de la poudre sous la forme d'un cylindre, (c) frittage et vitrification sur un banc MCVD et (d) image d'une préforme de silice dopée avec des ions terres rares fabriquée par cette méthode. ....	83
Figure 59 : (a) Image microscopique de la section transversale de la fibre Fib1, et (b) le profil d'indice de réfraction de cette fibre. ....	85
Figure 60 : (a) Assemblage des cannes : en rouge la canne dopée $Tm^{3+}/Al^{3+}$ , en bleu les cannes dopées $Al^{3+}$ et en blanc le tube de maintien fait en silice pure. (b) Une image microscopique de la section transversale de la fibre Fib2 étirée. Les différentes dimensions sont précisées. Dans cette image le polymère bas indice n'est pas visible. ....	86
Figure 61 : Profil d'indice de réfraction de la fibre Fib2. Une différence d'indice entre le cœur et le piédestal de $2 \times 10^{-3}$ est obtenue. ....	86
Figure 62: spectre d'absorption de la fibre Fib2. ....	87
Figure 63: Représentation schématique du montage expérimental de mesure du temps de vie. GBF est un générateur à basse fréquence. TDF est un échantillon de 4cm de la fibre dopée thulium sous test. M est un miroir dichroïque complètement réfléchissant à $2\mu m$ et complètement transparent à $790nm$ . L'émission spontanée, envoyée vers une photodiode et visualisée sur un oscilloscope, est marquée en rouge. ....	87
Figure 64 : Mesure du temps de vie des ions thulium sur le niveau $^3F_4$ dans la fibre Fib2. Les points de mesure sont représentés en rouge, et l'ajustement exponentiel de la courbe est en noir. ....	88
Figure 65 : Représentation schématique du montage expérimental utilisé pour caractériser la fibre Fib2. M1 et M2 sont deux miroirs dichroïques complètement réfléchissants à $2\mu m$ et complètement transparents à $790nm$ . PM1 et PM2 sont deux puissance-mètres, et OSA est un analyseur de spectre optique. ....	89
Figure 66 : Evolution de la puissance émise avec la puissance absorbée dans un tronçon de 4,5m de la fibre Fib2. La ligne noire en pointillée représente les résultats obtenus à une température de $20^\circ C$ , et la ligne rouge en continue représente ceux à $0^\circ C$ . L'efficacité de la fibre à chaque température est montrée. ....	89
Figure 67 : Variation de l'efficacité (en noir) et de la puissance émise (en bleu) avec la température. La mesure est faite pour un pas de $5^\circ C$ . ....	90
Figure 68 : Spectre mesuré en sortie de la fibre Fib2 sous test. L'émission spontanée amplifiée couvre une bande de longueurs d'onde allant de $1800$ jusqu'à $2070nm$ . L'émission laser est obtenue autour de $1975nm$ . ....	91
Figure 69 : Schéma représentatif de la méthode de mesure $M^2$ . ....	92



Figure 70 : Points de mesure obtenus du rayon du faisceau laser focalisé suivant les deux axes, x (en noir) et y (en rouge), pour une puissance signal de 1W, en déplaçant la caméra. L'ajustement de ces points est représenté en lignes continues. En insertion, la distribution d'intensité du faisceau émis en champ proche à une puissance émise de 8W. ....	92
Figure 71 : (a) Calcul de l'évolution du seuil d'apparition du régime multimode dans une FA-LPF ayant un pitch de 45µm (soit une dimension de cœur de 75µm) en fonction du contraste d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine. (b) Calcul de la différence d'indice maximale pouvant être tolérée pour assurer un caractère monomode en fonction de la dimension du cœur de la structure FA-LPF (ces résultats sont obtenus pour un chargement thermique fixé arbitrairement à 0W/m correspondant à une fibre « froide »). ....	95
Figure 72 : profil d'indice 2D théorique de (a) la structure FA-LPF et (b) de la structure FA-LPF à gaine réduite proposée en solution alternative. (c) Assemblage de la structure FA-LPF à gaine réduite : la zone rouge représente le milieu à gain, les disques verts représente les inclusions bas-indice de la microstructure, les barreaux blancs sont de la silice dopée aluminium et les disques bleus sont des cales en silice pure. (d) Image prise au microscope de la section transversale d'une canne et (e) image prise au microscope d'une fibre FA-LPF à gaine réduite. ....	96
Figure 73 : (a) image de la section transversale de la fibre de test fabriquée, constituée de 3 barreaux actifs et de 4 barreaux passifs. (b) Résultat de la mesure de la cartographie d'indice de la section transversale de la fibre sous test obtenue avec l'appareil commercial IFA100 (InterFiber Analysis). Un excès d'indice de réfraction dans le cœur de $3 \times 10^{-4}$ a été observé suivant les trois axes de mesure. ....	97
Figure 74 : Distribution d'intensité en mesurée en champ proche à la sortie d'une fibre FA-LPF à gaine réduite ayant un cœur de 80µm en utilisant une source (a) supercontinuum et (b) à 2µm. ....	98
Figure 75 : Représentation schématique du montage expérimental utilisé pour caractériser la FA-LPF dopée thulium. M1 et M2 sont deux miroirs dichroïques complètement réfléchissants à 2µm et complètement transparents à 790nm. PM1 et PM2 sont deux puissance-mètres, et OSA un analyseur de spectre optique. ....	99
Figure 76 : spectre mesuré en sortie du laser construit avec la fibre FA-LPF dopée thulium ayant une dimension de cœur égale à 40µm (L = 88cm). ....	99
Figure 77 : Evolution de la puissance laser émise en fonction de la puissance de pompe dans un tronçon de 88cm de la fibre complètement apériodique à gaine réduite ayant une dimension de cœur de 29µm et une dimension de gaine d'air interne de 100µm. ....	100
Figure 78 : Evolution de la puissance laser émise en fonction de la puissance de pompe dans un tronçon de 88cm de la fibre complètement apériodique à gaine réduite ayant une dimension de cœur de 40µm et une gaine interne de 150µm. La distribution d'intensité du faisceau émis observée pour cinq puissances extraites différentes est aussi ajoutée. ....	101
Figure 79 : Mesure du paramètre $M^2$ effectuée pour une puissance laser extraite de 12,5W en sortie de la fibre avec 40µm de diamètre de cœur. ....	101
Figure 80 : Evolution de la puissance laser émise en fonction de la puissance de pompe dans un tronçon de 83cm de la fibre complètement apériodique à gaine réduite ayant une dimension de cœur de 48µm et une dimension interne de la gaine d'air de 200µm. ....	102



Figure 81 : (a) structure modélisée d'une FA-LPF passive (le bleu foncé représente la silice pure et le bleu clair représente la silice dopée fluor), (b) structure modélisée d'une PZ FA-LPF passive (les inclusions de stress, faites en silice dopée bore, sont représentées en jaune), (c) distribution du stress dans une PZ FA-LPF passive, (d) distribution d'intensité de l'état de polarisation du mode fondamental guidé dans le cœur, (e) distribution d'intensité de l'état de polarisation du mode fondamental couplé. Les résultats montrés dans les figures (d) et (e) sont obtenus avec un cœur de 140 $\mu$ m et à une longueur d'onde de 2 $\mu$ m. De plus, les flèches en noir représentent la direction du vecteur champ électrique. (f) image prise au microscope d'une PZ FA-LPF passive fabriquée. Plusieurs tronçons de fibre ont été étirés avec des diamètres de cœur différents compris entre 60 et 140 $\mu$ m (diamètres extérieurs compris entre 1 et 3mm)..... 105

Figure 82 : Représentation schématique du montage expérimental utilisé pour tester les fibres FA-LPF passives à polarisation unique. TDF est une fibre dopée thulium. FBG est un réseau de Bragg réfléchissant à 1942nm avec une largeur spectrale de 0,5nm (mesuré à -3dB). M1 est un miroir dichroïque complètement réfléchissant à 2 $\mu$ m et transparent à 790nm. M2 et M3 sont deux miroirs ayant un revêtement en or. L<sub>i</sub> est la lentille d'injection dans la PZ FA-LPF. BS est une lame séparatrice, MMF est une fibre de collection multimode et OSA est un analyseur du spectre optique..... 106

Figure 83 : Spectre du faisceau laser mesuré à l'entrée de la fibre PZ FA-LPF passive. Le pic est centré à 1942nm avec une largeur spectrale de 0,5nm. En insert, la distribution d'intensité mesurée en champ proche du faisceau à l'entrée de la fibre sous test. .... 106

Figure 84 : Evolution de la distribution d'intensité observée en champ proche, à la sortie du cœur d'une PZ FA-LPF passive avec un diamètre de 140 $\mu$ m en translatant la lentille d'injection suivant les axes x et y. La translation, dans les 2 directions, est effectuée sur une distance couvrant 70 $\mu$ m (rayon du cœur de la fibre sous test)..... 107

Figure 85 : Evolution de la distribution d'intensité observée en champ proche, à la sortie du cœur d'une PZ FA-LPF passive avec un diamètre de cœur de 60 et de 140 $\mu$ m en fonction de l'angle du polariseur tournant (pas de rotation de 30°). Une extinction totale est observée à 90°..... 107

Figure 86 : (a) résultats expérimentaux représentant l'évolution de la puissance de signal émise en fonction de la puissance de pompe à la sortie d'une FA-LPF dopée ytterbium ayant un cœur de 47 $\mu$ m et une dépression d'indice de 6x10<sup>-5</sup>. En insert est montrée la distribution d'intensité en champ proche mesurée pour quatre points de mesure. En insert également, une image de la section transverse de la fibre prise au microscope. (b) Résultats numériques montrant l'évolution du facteur de recouvrement du mode fondamental du cœur de la structure avec le milieu à gain sous l'influence du chargement thermique dans une FA-LPF-19 dépressée de 6x10<sup>-5</sup> avec une dimension de cœur de 47 $\mu$ m et à une longueur d'onde de 1 $\mu$ m. La distribution d'intensité calculée pour quatre valeurs du chargement thermique est montrée. En insertion aussi une image de la section transverse de la fibre modélisée. .... 126

## Table des tableaux

---

Tableau 1 : Les longueurs d'onde d'émission et d'absorption, les plus utilisées, des principaux ions de terres rares utilisés dans les lasers à fibre (matrice de silice) [Jackson12]. .....	20
Tableau 2 : Quelques résultats remarquables atteints par 4 architectures de fibres sélectionnées dans la littérature. Tous ces résultats sont obtenus à 1 $\mu$ m.....	29
Tableau 3 : Paramètres opto-géométriques utilisés pendant la modélisation.....	36
Tableau 4 : Les différents paramètres physiques et géométriques utilisés dans notre modèle numérique .....	54
Tableau 5 : FA-LPF dopées thulium tirées.....	98
Tableau 6 : paramètres utilisés dans le calcul du stress .....	104



## CONTRIBUTIONS SCIENTIFIQUES

---

### PUBLICATIONS DANS DES REVUES INTERNATIONALES A COMITE DE LECTURE

1. M-A. Malleville, A. Benoît, R. Dauliat, B. M. Leconte, **D. Darwich**, R. du Jeu, R. Jamier, K. Schuster, and P. Roy, "Experimental study of the mode instabilities onset threshold in high power FA-LPF lasers," *Opt. Lett.* **42**(24), (2017).
2. **D. Darwich**, M. Sabra, R. du Jeu, M-A. Malleville, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoit, K. Schuster, and P. Roy, "140  $\mu\text{m}$  single-polarization passive fully aperiodic-large pitch fibers operating near 2  $\mu\text{m}$ ," *Appl. Opt.* **56**(33), 9221-9224 (2017).
3. R. du jeu, R. Dauliat, **D. Darwich**, A. Benoit, R. Jamier, K. Schuster, and P. Roy, "Broadband single-mode single-polarization passive fully-aperiodic large-pitch fibers," *Opt. Lett.* **42**(9), 1672-1675 (2017).
4. **D. Darwich**, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoit, 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), 8213-8220 (2016)
5. R. Dauliat, A. Benoit, **D. Darwich**, R. Jamier, J. Kobelke, S. Grimm, K. Schuster, and P. Roy, "Demonstration of a homogeneous Yb-doped core fully aperiodic large-pitch fiber laser," *Appl. Opt.* **51**(23), 6229-6235 (2016)
6. **D. Darwich**, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoit, 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), 384-387 (2016)
7. E. Coscelli, R. Dauliat, F. Poli, **D. Darwich**, A. Cucinotta, S. Selleri, K. Schuster, A. Benoît, R. Jamier, P. Roy, and F. Salin, "Analysis of the modal content into large-mode-area photonic crystal fibers under heat load," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **22**(2), (2016).
8. D. A. Gaponov, R. Dauliat, **D. Darwich**, T. Mansuryan, R. Jamier, S. Grimm, K. Schuster, and P. Roy, "High power passively mode-locked dissipative soliton fiber laser featuring cladding-pumped non-CVD thulium-doped fiber," *J. Opt. Soc. Am. B* **32**(8), 1656-1659(2015).

### PUBLICATIONS A DES CONFERENCE INTERNATIONALES A COMITE DE LECTURE

1. C. Molardi, F. Poli, R. Dauliat, B.M. Leconte, **D. Darwich**, R. du Jeu, M-A.Malleville, R. Jamier, K. Tragni, A. Cucinotta, S. Selleri, and P. Roy, "Design of an amplifier model accounting for thermal effect in fully aperiodic large pitch fibers," In Proc. SPIE Photonics West, paper 10512-79. United state (2018).
2. R. du Jeu, R. Dauliat, **D. Darwich**, A. Benoît, B. M. 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 high-order modes delocalization," In Proc. SPIE Photonics West, paper 10512-63. United state (2018).



3. M-A. Malleville, A. Benoît, R. Dauliat, B. M. Leconte, **D. Darwich**, R. du Jeu, R. Jamier, K. Schuster, and P. Roy, "Experimental investigation of the transverse modal instabilities onset in high power fully aperiodic-large-pitch fiber lasers," In Proc. SPIE Photonics West, paper 10512-5. United state (2018).
4. R. du jeu , R. Dauliat, **D. Darwich**, A. Benoit, R. Jamier, K. Schuster, and P. Roy, "Single-polarization large-mode-area fibre at 1030nm and 1550nm," In CLEO europe, paper CJ-7.4 Germany (2017).
5. **D. Darwich**, R. du jeu , R. Dauliat, A. Benoit, R. Jamier, K. Schuster, and P. Roy, "Original all-solid aperiodic very large-mode-area fiber for infrared laser applications," In 3rd International Conference on EEETEM, paper 124. Lebanon (2017).
6. A. Benoit, M-A. Malleville, R. Dauliat, **D. Darwich**, R. Jamier, S. Grimm, J. Kobelke, K. Schuster and Philippe Roy, "High peak-power fiber laser based on a non filamented-core fully-aperiodic large pitch fiber," In Proc. SPIE Photonics West, paper 10083-50. United state (2017).
7. P. Roy, **D. Darwich**, R. du jeu , R. Dauliat, A. Benoit, R. Jamier, and K. Schuster, "Evolved Fully Aperiodic Large-Pitch-Fibers: Prospective on Single polarization and thermal-load pre-compensation," in 13th International Conference on Fiber Optics and Photonics, paper Tu2E.1. India (2016). **Invited paper**
8. **D. Darwich**, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoit, K. Schuster, and P. Roy, "Pre-compensation of thermal-induced index changes in a fully aperiodic large pitch fiber for increasing the mode instability threshold," in Advanced Photonics, paper SoW1H.2. Canada (2016).
9. **D. Darwich**, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoit, J-L. Auguste, S. Grimm, J. Kobelke, A. Schwuchow, K. Schuster and P. Roy, "Relevance of the REPUSIL process for the production of LMA thulium-doped fibers," in Advanced Photonics, paper NoTu3D.3. Canada (2016).
10. R. du jeu, **D. Darwich**, R. Dauliat, A. Benoit, R. Jamier, K. Schuster and P. Roy, "Single-polarization in evolved Fully-Aperiodic LPF design," in Advanced Photonics, paper SoW1H.4. Canada (2016).
11. Coscelli, F.Poli, R.Dauliat, **D.Darwich**, A.Cucinotta, S.Selleri, K.Schuster, A.Benoit, R.Jamier, P.Roy, and F.Salin, "Inner cladding influence on large mode area photonic crystal fiber properties under severe heat load," In Proc.SPIE Photonics West, paper 9728-80. United state (2016).
12. Benoit, R.Dauliat, **D.Darwich**, R.Jamier, S.Grimm, J.Kobelke, K.Schuster, and P.Roy, "High-power fiber laser based on a non filamented-core fully-aperiodic large pitch fiber," In Proc. SPIE Photonics West, paper 9728-18. United state (2016).
13. P. Roy, R. Dauliat, A. Benoit, **D. Darwich**, J. Kobelke, K. Schuster, S. Grimm, F. Salin, and R. Jamier, "Ultra Large Mode Area Fibres with Aperiodic Cladding Structure for High Power Fibre Lasers," in Workshop on Specialty Optical Fibers and Their Applications, paper WT2A.1. China (2015). **Invited paper**
14. R.Dauliat, A.Benoît, **D.Darwich**, J.Kobelke, K.Schuster, S.Grimm, R.Jamier, F.Salin, and P.Roy, "New solid fully-aperiodic large pitch fibers with non-filamnted core for



high-power singlemode emission," in Advanced Solid State Lasers, paper AW2A.2. Germany (2015).

15. R. Dauliat, E. Coscelli, F. Poli, **D. Darwich**, A. Benoît, K. Schuster, S. Grimm, A. Cucinotta, S. Selleri, and P. Roy, "Large mode area aperiodic fiber designs for robust singlemode emission under high thermal load," in Proc. SPIE 9507, 950709. Czech Republic (2015).
16. R. Dauliat, **D. Darwich**, A. Benoit, R. Jamier, S. Grimm, K. Schuster, F. Salin, and P. Roy, "All-solid aperiodic Large Pitch Fibers for operation in high power regime," in 17th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), pp.1-4. Hungary (2015). **Invited paper**
17. P. Roy, A. Benoit, **D. Darwich**, R. Jamier, R. Dauliat, K. Schuster, S. Grimm, J. Saby, D. Sangla, and F. Salin, "High Energy Pulsed Sources from Infrared to UV with Yb Rod Type fibers: current limits and prospects," in Advanced Photonics, paper SoM3B.1. Spain (2014). **Invited paper**

## PUBLICATIONS A DES CONFERENCE NATIONALES A COMITE DE LECTURE

1. **D. Darwich**, R. du Jeu, M-A. Malleville, M. Sabra, R. Dauliat, A. Benoit, R. Jamier, K. Schuster, G. Humbert, and P. Roy, " propagation a polarisation unique dans des fibres apériodiques à large pitch à très grande aire modale à 2 $\mu$ m," in JNOG'37. Limoges (2017)
2. M-A. Malleville, A. Benoit, R. du Jeu, R. Dauliat, **D. Darwich**, K. Schuster, R. Jamier, and P. Roy, " Emission laser de haute puissance moyenne et crête avec des fibres apériodiques à large aire modale," in JNOG'37. Limoges (2017)
3. M-A. Malleville, A. Benoit, R. Dauliat, **D. Darwich**, R. du Jeu, R. Jamier, K. Schuster, and P. Roy, " etude experimentale de l'apparition des instabilites modales dans un laser a fibre de puissance," in JNOG'37. Limoges (2017)
4. R. Dauliat, **D. Darwich**, R. du Jeu, M-A. Malleville, A. Benoit, 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," in JNOG'37. Limoges (2017). **Invited paper**
5. M. Sabra, R. Dauliat, **D. Darwich**, G. Humbert, R. Jamier, J-L. Auguste, and P. Roy, "Laser bi-frequences à fibre dopee thulium," in JNOG'37. Limoges (2017)
6. R. du Jeu, R. Dauliat, A. Benoit, **D. Darwich**, M-A. Malleville, R. Jamier, K. Schuster, and P. Roy, " Laser polarisé basé sur une fibre LMA apériodique à large pitch dopée Ytterbium," in JNOG'37. Limoges (2017)
7. R. Royon, J. Lhermite, J-C. delagnes, E. Cormier, G. Santarelli, R. Jamier, P. Roy, **D. Darwich**, and R. Dauliat, "Réalisation d'une source Yb accordable tout-fibrée pour la conversion de fréquence vers le domaine visible par mélange à quatre ondes dans les fibres microstructures, " in JNOG'36. Bordeaux (2016).
8. **D. Darwich**, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoit, K. Schuster, and P. Roy, "Pre-compensation des effets thermiques pour la montée en puissance dans une fibre apériodique à large pitch," in JNOG'36. Bordeaux (2016).



9. R. du jeu, **D. Darwich**, R. Dauliat, A. Benoit, R. Jamier, K. Schuster and P. Roy, "Conception de fibres apériodiques passives à grande aire effective ne propageant qu'une polarisation du mode fondamental," in JNOG'36. Bordeaux (2016).
10. **D. Darwich**, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoit, S. Grimm, K. Schuster and P. Roy, "Laser thulium efficace basé sur une fibre à grande aire modale à triple gaine fabriquée par la méthode REPUSIL," in JNOG'35. Rennes (2015).
11. A. Benoit, **D. Darwich**, R. Dauliat, R. Jamier, G. Humbert, S. Grimm, K. Schuster, F. Salin, and P. Roy, "Nouvelles architectures de fibres optiques à très large aire modale pour la montée en puissance des lasers fibrés," in JNOG'34. Nice (2014).

## WORKSHOPS / ECOLES D'ETE

1. M-A. Malleville, A. Benoit, R. du Jeu, R. Dauliat, **D. Darwich**, K. Schuster, R. Jamier, and P. Roy, "Emission laser de hautes puissances moyenne et crête avec des fibres apériodiques à large aire modale," in INNOV Fibre. Fréjus (2017)
2. R. du Jeu, R. Dauliat, A. Benoit, **D. Darwich**, M-A. Malleville, R. Jamier, K. Schuster, and P. Roy, "Laser polarize basé sur une fibre LMA apériodique à large pitch dopée ytterbium," in INNOV Fibre. Fréjus (2017)
3. M. Sabra, R. Dauliat, **D. Darwich**, G. Humbert, R. Jamier, J-L. Auguste, and P. Roy, "Laser bi-frequences à fibre dopee thulium," in INNOV Fibre. Fréjus (2017)
4. **D. Darwich**, R. Jamier, and P. Roy, "Power scaling of fiber laser systems based on all-solid Large Pitch Fibers operating at 2 $\mu$ m," in Xlim Workshop. Limoges (2016)
5. R. du Jeu., **D. Darwich**, R. Dauliat, A. Benoit, R. Jamier, K. Schuster, and Philippe Roy, "Fully-aperiodiclarge-pitchfibers: currentstateandprospects," in LAPHIA. Bordeaux (2016)
6. P. Roy, R. Dauliat, A. Benoit, **D. Darwich**, R. Jamier, K. Schuster, and S. Grimm, "Concepts structurels et technologies de fabrications avancées pour la réalisation de fibres optiques actives pour laser de très forte puissance," in CFAFO'4. Paris (2015)
7. Benoit, R. Dauliat, **D. Darwich**, J. Kobelke, K. Schuster, S. Grimm, R. Jamier, and P. Roy, "Fibres apériodiques à grande aire modale pour les lasers de puissance," Conférence invitée dans le cadre des Journées thématiques "Fibres optiques pour les lasers intenses". Paris (2015)
8. **D. Darwich**, A. Benoît, R. Dauliat, R. Jamier, G. Humbert, S. Grimm, K. Schuster, F. Salin, and P. Roy, "Highly efficient HOMs delocalization into VLMA optical fiber for high power fiber lasers," in INNOV Fibre. Urrugne (2014)



## Résumé

---

Ce travail concerne le développement d'une fibre optique à structure originale permettant la monter en puissance moyenne et crête dans les systèmes lasers à  $2\mu\text{m}$ . La gestion des effets thermiques est devenue aujourd'hui un enjeu primordial notamment pour essayer de repousser le seuil d'apparition des instabilités modales transverses. Le principe mis en avant ici est basé sur la rupture de symétrie de la gaine microstructurée de la fibre afin d'améliorer la délocalisation des modes d'ordre supérieur vers l'extérieur du milieu à gain. Ainsi une propagation quasi-monomode est obtenue dans une fibre aperiodique passive avec un cœur de  $140\mu\text{m}$  à  $2\mu\text{m}$ . Un travail de modélisation a été mené de manière à proposer d'autres structures basées sur une modulation contrôlée de l'indice de réfraction dans le milieu à gain afin de repousser encore plus le seuil du régime multimode. En outre, la fabrication de la première fibre dopée thulium à large aire modale ( $D_{\text{cœur}} = 18\mu\text{m}$ ) par la méthode REPUSIL a montré une efficacité de 50%. Ensuite, la fabrication de la première fibre rigide complètement aperiodique à gaine réduite dopée thulium a été réalisée. Une fibre avec un cœur de  $40\mu\text{m}$ , un diamètre extérieur autour de  $1\text{mm}$  et une longueur de  $88\text{cm}$  a été caractérisée en configuration laser et a permis d'obtenir une émission laser à  $2\mu\text{m}$  de  $25\text{W}$  avec un rendement de 31% et une valeur de  $M^2$  de 1,45. De plus, une fibre passive complètement aperiodique à polarisation unique avec un cœur de  $140\mu\text{m}$  a également été réalisée et a permis d'obtenir un ratio d'extinction de polarisation de 16,5dB à  $2\mu\text{m}$ .

---

Mots-clés : fibres microstructurées à très grandes aires modales, effets thermiques, laser à fibre dopée thulium, fibre à grande aire modale polarisation unique.

## Abstract

---

This work deals with the development of an original leaky structure of optical fiber aiming at generating a high power laser radiation at  $2\mu\text{m}$  in CW and pulsed regimes. The management of thermal effects in high power/energy regime became a major issue, in particular to push further the transverse modal instabilities threshold. Our approach consists in breaking the symmetry of the microstructured fiber cladding for to improve the delocalization of the high order modes outside of the gain medium. Thus, an effective single-mode propagation at a  $2\mu\text{m}$  operating wavelength was first demonstrated into a passive aperiodic fibers whose the core diameter reaches up to  $140\mu\text{m}$ . After implementing some Stress Applying Parts over our aperiodic design, a PER of 16.5dB was achieved at  $2\mu\text{m}$  using a single polarization passive FA-LPF with a core of  $140\mu\text{m}$ . Thence, a numerical study on the tailoring the active core refractive index has been carried out so as to fend off the threshold of multimodedness. Additionally, the first LMA Tm-doped fiber ( $D_{\text{cœur}} = 18\mu\text{m}$ ) fabricated by the REPUSIL method and showing an efficiency of 50% is demonstrated. Thereafter, the fabrication of the first rod-type Tm-doped FA-LPF with reduced cladding is shown. A  $40\mu\text{m}$  core FA-LPF was characterized in laser configuration, leading to an emission of  $25\text{W}$  of average power at  $2\mu\text{m}$ , an efficiency of 31% and a  $M^2$  value at 1.45.

---

Keywords: very large mode area microstructured fibers, thermal effects, thulium-doped fiber laser, single-polarization large mode area fiber

