

THÈSE DE DOCTORAT

Présenté à :

L'Université de Lille 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES DE LA MATIÈRE, DU RAYONNEMENT ET DE
L'ENVIRONNEMENT

Pour obtenir le grade de :

DOCTEUR EN SCIENCES

Dans la spécialité :

Milieux denses, matériaux et composants

FIBRES MICROSTRUCTURÉES POUR LA MISE EN FORME SPATIALE: FIBRES DÉLIVRANT UN MODE FONDAMENTAL APLATI

Par :

PIERRE GOURIOU

Soutenue le 15 septembre 2017 devant la commission d'examen composée de :

Philippe ROY	Directeur de recherche CNRS HDR- XLIM Université de Limoge	Rapporteur
Marwan ABDOU AHMED	Directeur du département Développement Laser HDR- Université de Stuttgart	Rapporteur
Arnaud MUSSOT	Professeur-PhLAM, Université de Lille	Examinateur
William RENARD	Ingénieur R&D-EOLITE Lasers, Pessac	Examinateur
Thierry CHARTIER	Professeur -ENSSAT, Lannion	Examinateur
Geraud BOUWMANS	Professeur -PhLAM, Université de Lille	Directeur de thèse
Emmanuel HUGONNOT	Ingénieur CEA HDR-CEA CESTA, le Barp	Co-directeur de thèse
Constance VALENTIN	Chargée de recherche CNRS HDR- PhLAM, Université de Lille	Co-encadrant de thèse

Remerciement

Ces travaux ont été effectués dans le laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules à Villeneuve d'Ascq en partenariat avec le CEA CESTA à Bordeaux.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude aux membres du jury d'avoir accepté de juger ces travaux de thèse.

Merci à Emmanuel HUGONNOT pour son encadrement tout au long de ces années, que ce soit pour sa patience envers moi mais aussi (et surtout) envers l'administration.

Je remercie Constance VALENTIN pour son encadrement (et pour le champagne du pot de thèse).

Un énorme merci à Geraud BOUWMANS qui m'a tout appris sur la fabrication des fibres microstructurées avec pédagogie, bonne humeur (et self-control).

Merci à toute l'équipe photonique de m'avoir soutenu notamment Rémi HABERT pour tout le côté caractérisation et Olivier VANVINCQ pour les simulations numériques. Merci à tous pour la bonne humeur et la bonne ambiance au quotidien.

Je tiens également à remercier tous les membres du laboratoire, scientifiques, administratifs et techniques qui ont contribué au bon déroulement de mes travaux

Pour terminer je voudrais remercier Hélène LOUIS avec qui j'ai partagé les bons moments de cette thèse (comme les moins bons). Je lui suis infiniment reconnaissant, entre autres, de son soutien et de nos discussions techniques en tout lieu et tout moment.

Résumé

La mise en forme spatiale de faisceau laser, en particulier l'obtention d'un profil d'intensité homogène intéresse aussi bien la recherche que l'industrie (recherche biomédicale, microscopie, découpe, gravure, marquage laser, Laser MegaJoule...). De par ses avantages intrinsèques, nous sommes désireux d'apporter une solution fibrée, monomode et à maintien de polarisation. Ces travaux s'articulent autour de 2 problématiques :

L'obtention d'un mode plat polarisé linéairement.

Différentes solutions ont été mises en place pour satisfaire cette contrainte (embouts, fibres air-silice et fibres toute solide incluant des barreaux de contraintes). Nous avons notamment réalisé une fibre microstructurée air-silice monomode délivrant un mode plat de diamètre $20\mu\text{m}$ à 1050nm de polarisation linéaire (taux d'extinction de 20dB , biréfringence $\sim 0,6 \times 10^{-4}$). Cette fibre a été intégrée avec succès dans une chaîne amplificatrice délivrant un faisceau cohérent avec un profil d'intensité aplati polarisé linéairement dépassant $100\mu\text{J}$ en régime nanoseconde. En parallèle le développement de codes numériques a permis de proposer des designs augmentant la biréfringence voire polarisants.

L'augmentation de l'aire effective du mode.

Nos études ont permis de mettre en évidence les compromis entre qualité modale et pertes par courbures y compris dans le cas de structure présentant des résonateurs pour « vider » les modes d'ordre supérieur. L'impact sur le contenu modal des indices de différents types de barreaux de contraintes et de la biréfringence induite a également été étudié. Enfin nous avons réalisé une fibre mode plat à 1050nm de diamètre $34\mu\text{m}$ (aire effective $\sim 1200\mu\text{m}^2$) utilisable en tant qu'embout.

Mots-clés

Fibre optique, microstructurée, maintien de polarisation, biréfringent, mode plat, contraintes, monomode, grande aire effective

Abstract

Spatial beam shaping, in particular an homogeneous intensity profile is very attractive to fundamental research and industry (biomedical, microscopy, laser cutting, engraving, marking, Laser MegaJoule...). Thanks to the intrinsic advantages we wish to offer a fibered, single-mode and polarization maintaining solution. This work is presented around 2 problems:

Singlemode polarization maintaining fiber delivering a flat linearly polarized mode.

Different solutions were developed to achieve this objective: fiber end-cap, air-silica and all-solid microstructured fibers with Stress Applying Parts (SAP). We have obtained several fibers including an air-silica microstructured single-mode fiber which delivers a flat fundamental mode with a diameter of $20\mu\text{m}$ at 1050nm linearly polarized (polarization extinction ratio of 20dB and a birefringence of 0.6×10^{-4}). This fiber was successfully integrated in an amplifier chain delivering a coherent output beam with a flat intensity profile linearly polarized with a power of more than $100\mu\text{J}$ for pulses of 10ns . In the same time, we developed a numerical code permitting us to propose designs with a birefringence enhanced including a polarized behavior.

Increase of mode effective area

Our studies exhibit the compromises needed between modal quality and bending losses even in the case of a fiber design with resonator to extract from the core the high order modes. The impact of indices of different kinds of SAP and the impact of the induced birefringence on the modal content are also studied. Finally we realized a fiber delivering a flat intensity with a mode diameter equals to $34\mu\text{m}$ (effective area $\sim 1200\mu\text{m}^2$) at 1050nm which can be used like an end-cap.

Keywords

Optical fiber, photonic crystal, polarization maintaining, birefringence, flat top, strain, single mode, large mode area

Table des matières

Remerciement	<i>i</i>
Résumé	<i>ii</i>
Mots-clés	<i>ii</i>
Table des matières	v
Introduction	9
Chapitre 1 Fondamentaux sur les fibres optiques et génération de faisceaux aplatis	11
1.1 Génération de faisceau aplati	11
1.1.1 Contexte et Motivations	11
1.1.2 Techniques de mise en forme spatiale de faisceau	14
1.1.2.1 Masque d'intensité	14
1.1.2.2 Au sein d'un résonateur (cavité TF à LIL)	15
1.1.2.3 Masque de phase	16
1.1.2.4 Combinaisons de faisceaux	18
1.1.2.5 Mise en forme spatiale à l'aide de plusieurs mode d'une fibre	19
1.1.2.6 Mise en forme à l'aide d'un mode unique d'une fibre	20
1.1.3 Synthèse	21
1.2 Fondamentaux sur les fibres optiques	22
1.2.1 Mécanismes de guidage	22
1.2.1.1 Réflexion totale interne (RTI)	22
1.2.1.2 Réflexion Totale Interne Modifiée (RTIM)	24
1.2.1.3 Guidage par Bande interdite photonique (BIP)	25
1.2.2 Propriétés modales	26
1.2.2.1 Equation de propagation	26
1.2.2.2 La constante de propagation et l'indice effectif	27
1.2.2.3 Profil spatial transverse	28
1.2.2.4 Fréquence normalisée	29
1.2.2.5 Aire effective	29
1.2.2.6 Atténuation dans les fibres optiques	29
1.2.3 Seuil de dommage et effets non-linéaires	32
1.2.3.1 Seuil de dommage induit par laser (LIDT)	32
1.2.3.2 Effets non-linéaires	33
1.3 Fibre optique mode plat	34
1.3.1 Principe du mode fondamental plat dans une fibre optique	35
1.3.2 Etat de l'art	38
1.3.2.1 Historique et stratégie originale	38
1.3.2.2 Caractérisation	40
1.3.2.3 Déformation du mode plat lors de la propagation	41
1.4 Notions de fabrication	42
1.5 Conclusion	45

Chapitre 2	<i>Fibre mode plat à maintien de polarisation</i>	47
2.1	Motivations et résultats préliminaires	47
2.2	Fibres air-silice PM : approches expérimentales	49
2.2.1	Design	49
2.2.2	Fabrication	51
2.2.3	Difficultés rencontrées	52
2.2.4	Caractérisation	55
2.2.4.1	Profil d'intensité en sortie de fibre	55
2.2.4.2	Contenu modal	56
2.2.4.3	Mesure de la biréfringence	59
2.2.4.4	Pertes linéiques et pertes par courbure	60
2.2.4.5	Synthèse et valorisation	61
2.2.5	Etablissement du modèle	62
2.2.6	Résultats numériques de la fibre réalisée	64
2.2.7	Etudes numériques de nouveaux designs	67
2.3	Fibre PM toute solide	71
2.3.1	Motivations	71
2.3.2	D'une gaine air-silice vers une gaine toute solide	71
2.3.3	1 ^{ère} réalisation (V_1)	73
2.3.4	Stratégies pour rendre la fibre monomode	74
2.3.5	Réalisations suivantes (V_2 et V_3)	75
2.3.6	Taper tout solide et obtention d'un mode plat	76
2.3.7	Fibre toute solide PM	79
2.3.7.1	Réalisation	79
2.3.7.2	Caractérisation	80
2.4	Conclusion	83
Chapitre 3	<i>Fibre mode plat à aire effective élargie</i>	85
3.1	Problématique	85
3.1.1	De la nécessité d'un design multimode	85
3.1.2	Méthodes de filtrage modale	88
3.1.2.1	Différentiels de pertes induits par courbure	88
3.1.2.2	Fibres microstructurées à grand pas : délocalisation des HOM	89
3.1.2.3	Fibres de Bragg: conditions demi-onde et hétérostructuration	90
3.1.2.4	Fibres à résonateur satellites	92
3.2	Design de fibre mode plat avec résonateurs satellites	93
3.2.1	Choix du cœur	93
3.2.2	Choix des résonateurs	96
3.2.3	Structure avec résonateur	96
3.2.4	Structure avec résonateur PM	99
3.2.5	Structure avec résonateurs et barreaux de contraintes silice codopée bore/germanium	103
3.3	Impact de la courbure	104
3.3.1	Principe général	104
3.3.2	Cas des fibres précédentes	106

3.4 Synthèse de l'étude sur les résonateurs	112
3.5 Vers une intégration en tant qu'embout	113
3.5.1 Motivation	113
3.5.2 Design	114
3.5.3 Réalisation	114
3.5.4 Caractérisation	115
3.6 Conclusion	116
Conclusion	119
Références	123
Liste des publications	131

Introduction

De nos jours, plusieurs milliards de kilomètres de fibres optiques connectent les individus du monde entier. De nombreuses applications s'ajoutent au domaine de la télécommunication. Ainsi, le secteur de l'industrie avec le marquage, la soudure et la découpe laser bénéficient de cette nouvelle technologie. Il en est de même dans le secteur médical avec les fibroscopes permettant l'ablation de tissus. La recherche scientifique est un domaine nous intéressant particulièrement, notamment avec les grands lasers de puissance. Il existe plusieurs lasers de ce type dans le monde, dont les deux plus énergétiques : le National Ignition Facility (NIF) [1] aux Etats-Unis et le Laser Mégajoule (LMJ) [2] en France. C'est dans le cadre de ce dernier que cette étude s'inscrit.

Les lasers de puissance délivrent des impulsions très énergétiques (du kilojoule au mégajoule) sur de courtes durées (de la femto-seconde à la nanoseconde). Grâce à ce type de laser, il est possible de réunir les conditions nécessaires à l'ignition de la réaction de fusion nucléaire. Ils sont donc un atout stratégique pour la défense militaire. En effet, depuis les années 1990 et la ratification du traité d'interdiction des essais nucléaires, les projets de construction du NIF et du LMJ ont été lancés.

Ces lasers de puissance se composent de centaines de faisceaux focalisés sur une cible composée d'isotope d'hydrogène (deutérium-tritium). Une énergie totale de l'ordre du mégajoule y est déposée sur une échelle de temps de la nanoseconde nécessaire à l'amorçage de la réaction de fusion des atomes. Mais pour atteindre de telles énergies sur un si court laps de temps, les différents faisceaux lumineux doivent subir un grand nombre de modifications (étirement/compression temporels, mise en forme spatiale, amplifications, triplement de fréquence...). Pour cela, le développement de tels lasers nécessite d'énormes moyens financiers, humains et surtout technologiques. Du début des travaux en 2003 à sa mise en service en 2014, et encore aujourd'hui, les savoirs techniques, technologiques et scientifiques évoluent. Il est donc nécessaire de mener constamment des études permettant l'amélioration du système. Ces évolutions ont pour but de mener à une réduction des coûts, à une fiabilité accrue, à une diminution de l'encombrement et à une facilité d'utilisation. Dans ce sens, L. Lago propose dans sa thèse, soutenue en 2011, le passage d'une partie de l'amplification, se faisant en espace libre, en une amplification toute fibrée [3]. Cette solution ne tenant pas en compte la mise en forme spatiale du faisceau, P. Calvet a mené des travaux intégrant cette problématique dans la réalisation d'un amplificateur tout fibré [4]. La mise en forme spatiale du faisceau a été possible grâce à un embout intégré à la sortie de l'amplificateur. Du fait de la faible dimension longitudinale de cet embout, les contraintes sur le contenu modal et la biréfringence de la fibre ont été levées. Nous proposons donc dans ces travaux de thèse de développer une fibre optique monomode à maintien de polarisation permettant le transport de fortes puissances et délivrant, en sortie, un profil d'intensité homogène tout en satisfaisant les spécificités du LMJ.

Pour cela, nous commencerons le manuscrit par un premier chapitre présentant le LMJ, nous attardant surtout sur le module de pré-amplification où la mise en forme spatiale du faisceau est nécessaire. Nous poursuivrons par un tour d'horizon des différentes techniques de mise en forme de faisceau. Que celles-ci soient fibrées ou non, nous présenterons leurs avantages et inconvénients, ce qui permettra de mettre en avant le potentiel d'une mise en forme spatiale fibrée monomode. Nous expliciterons la stratégie originale que nous avons choisie et nous développerons la méthode de fabrication avec les premières réalisations.

Dans un second chapitre, nous présentons la première fibre mode plat monomode à maintien de polarisation, en débutant par son architecture, puis sa caractérisation. L'étude numérique sur cette fibre sera présentée avec des propositions de design permettant d'augmenter sa biréfringence. Nous enchaînerons avec une étude sur une fibre à maintien de polarisation toute solide, composée d'une gaine micro-structurée fluor/silice.

Dans le troisième chapitre nous avons comme principale préoccupation d'augmenter l'aire effective du mode pour obtenir une fibre supportant plus d'énergie lors de la propagation. La recherche de solutions se fera par étapes, avec en premier lieu la proposition d'un design de fibre à cœur élargi pour, dans un second temps, y ajouter la propriété de maintien de polarisation. Des études numériques montreront les soucis inhérents à l'augmentation du diamètre de cœur. De celles-ci découleront des stratégies visant à s'affranchir de ces problèmes. Ensuite sera présentée la fabrication d'une fibre à cœur élargi utilisant la stratégie présentée dans l'étude numérique. Enfin nous présenterons la réalisation de fibres à cœur élargi qui pourront dans l'avenir être utilisées comme embout.

Chapitre 1 Fondamentaux sur les fibres optiques et génération de faisceaux aplatis

Ce 1^{er} chapitre a pour but de poser les bases nécessaires à la compréhension des notions de génération de faisceaux aplatis. Dans un premier temps, nous parlons des motivations de cette thèse dans le contexte du Laser Mégajoule ainsi que des bénéfices d'un faisceau aplati pour l'industrie. Ceci mène donc à la présentation de différentes techniques existantes pour la mise en forme d'un faisceau aplati. Cette recherche bibliographique a permis de définir une solution de mise en forme spatiale se basant sur une technologie fibrée. De ce fait nous présentons dans un deuxième temps des notions de bases de l'optique guidée avec en particulier les différents mécanismes de guidage, la notion de mode et la fabrication de fibres optiques. Enfin, dans un troisième temps, nous explicitons le principe général de génération de faisceaux aplatis dans une fibre ainsi que les premières réalisations effectuées en amont de ces travaux de thèse.

1.1 Génération de faisceau aplati

Dans cette partie nous présentons le contexte de l'étude en particulier avec la description du Laser MégaJoule (LMJ) et des applications industrielles d'un faisceau présentant une intensité homogène telles que le marquage, la découpe et la soudure laser. Ensuite, nous présentons différentes techniques existantes de mise en forme spatiale de faisceau en mettant l'accent sur leurs avantages et inconvénients.

1.1.1 Contexte et Motivations

Le partenariat entre le CEA CESTA et le laboratoire de Physique des lasers, Atomes et Molécules (PhLAM) a pour but le développement de la nouvelle génération de source pilote du LMJ. Ce projet de laser énergétique permet de recréer les conditions nécessaires au déclenchement de la fusion nucléaire [3, 7]. L'intérêt de cette dernière se situe aussi bien dans le domaine militaire que civil. Pour ce faire, une centaine de faisceaux de haute énergie sont focalisés sur une cible de deutérium-tritium atteignant une énergie totale de l'ordre du Mégajoule sur une durée de l'ordre de la nanoseconde.

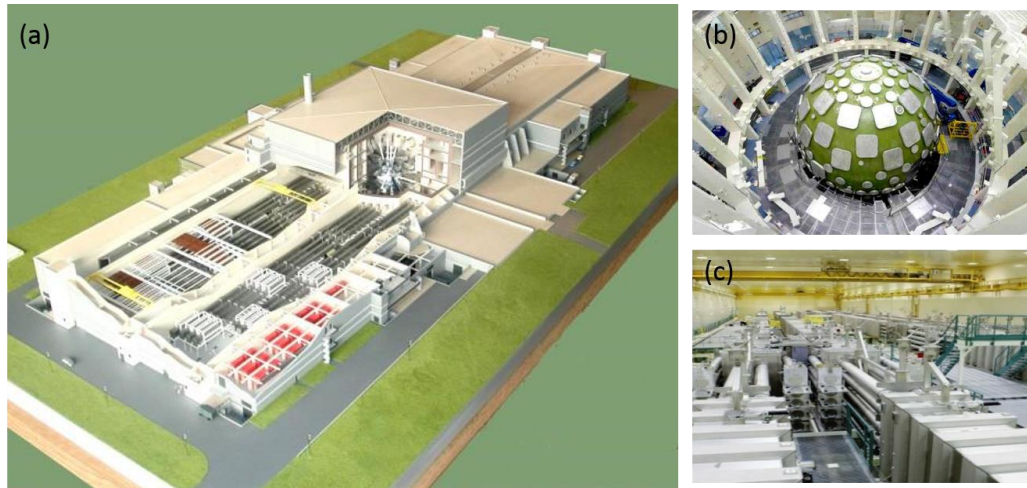


Figure 1-1: Représentation 3D du complexe LMJ (a), photographie de la sphère d'expérimentation (b), photographie d'un hangar contenant une partie des chaînes laser.

La Figure 1-1 représente l'installation laser MégaJoule (a) avec la sphère d'expérimentation (b) où se focalisent les faisceaux et une photographie du hall contenant une partie de ces chaînes laser (c).

Nous pouvons voir sur la Figure 1-2 un schéma de principe de l'architecture d'un des 176 faisceaux laser du LMJ. La mise en forme temporelle, spatiale et une première amplification se fait au sein du laser pilote. Celui-ci permet d'obtenir un faisceau laser de l'ordre du Joule avec un profil spatial aplati, d'une durée de l'ordre de la nanoseconde. Puis le faisceau est amplifié jusqu'à la dizaine de kilojoule grâce à des plaques de verre dopées néodyme dont l'inversion de population se fait par lampe flash. La section efficace du néodyme est étroitement centrée autour de 1053 nm et impose donc un fonctionnement de notre étude à cette longueur d'onde. Le faisceau est ensuite dirigé vers un système tripleur de fréquence (à base de KDP) et un réseau de diffraction focalisant le faisceau à 351 nm sur la cible.

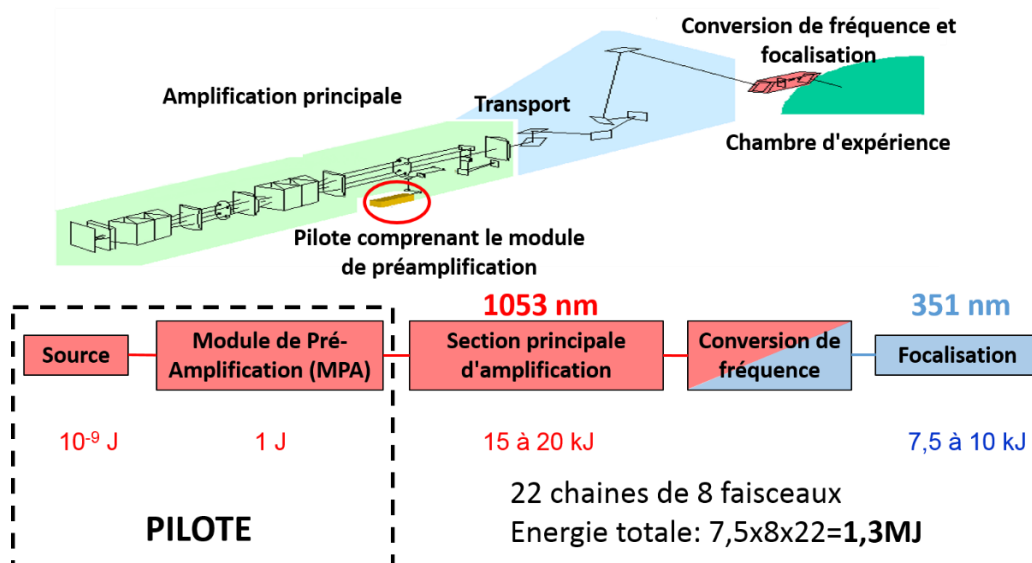


Figure 1-2: Schéma de l'architecture d'une des chaînes du Laser MégaJoule (LMJ).

Le pilote est le premier élément de la chaîne laser et est à l'origine de l'impulsion avec sa mise en forme spatiale et temporelle. Il est donc un élément très important du LMJ et un mauvais réglage ou un défaut de ce composant aura un effet désastreux sur la qualité de faisceau en sortie allant jusqu'à l'endommagement du reste de l'architecture. Le pilote est composé de deux parties. La première comprend une source fibrée [10] créant l'impulsion et l'amplifiant jusqu'au nanojoule. Elle lui confère ses propriétés temporelles et spectrales à travers des modulations d'intensité et de phase. La seconde partie, quant à elle, est composée d'un module de préamplification (MPA) permettant d'atteindre une énergie de l'ordre du Joule et de garantir spatialement la forme plate (intensité homogène) et carrée du faisceau. Ce module est une succession d'éléments d'optique en espace libre avec notamment une cavité régénérative imposant un long chemin optique (environ 100 m). Une lame de phase, placée au sein de cette dernière, permet la mise en forme spatiale du faisceau. L'alignement de cette lame est un critère critique pour la qualité spatiale requise (typiquement, un désalignement de plus de $10 \mu\text{rad}$ n'est pas toléré).

Dans le cas du LMJ, une intensité homogène avec une forme carrée du faisceau est recherchée. En effet, lors de l'amplification sur les plaques de verre néodyme, un faisceau gaussien n'aura pas le meilleur rendement possible alors qu'une intensité homogène permettra d'optimiser l'extraction de l'énergie.

Les applications à la mise en forme spatiale de faisceau ne se cantonnent pas qu'au LMJ. Par exemple, la possibilité d'obtenir une intensité homogène en sortie de laser intéresse les industriels [14,15]. En effet, la soudure, la découpe laser et le marquage bénéficient grandement de cette propriété. La possibilité d'obtenir une énergie homogène sur toute la section transverse du faisceau permet de gagner en qualité, précision et rapidité d'exécution.

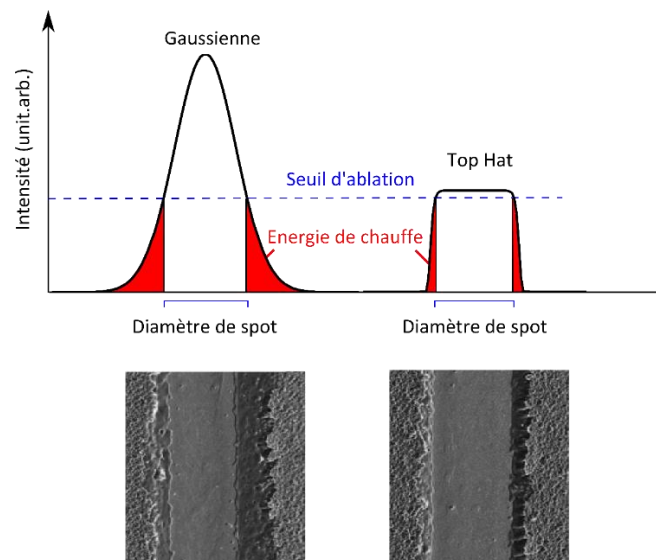


Figure 1-3: Comparaison d'une ablation avec un faisceau Gaussien et un faisceau plat, représentation schématique du faisceau [11](en haut), Image d'une ablation de ZnO/CIGS/Mo/PI tiré de la référence [12] (en bas)

La Figure 1-3 présente la comparaison d'un faisceau quasi-gaussien et d'un faisceau plat lors d'une ablation sur une cellule photovoltaïque [12]. Nous remarquons qu'en utilisant un mode quasi-gaussien, une partie de l'énergie du faisceau est supérieure à l'énergie nécessaire à l'ablation. Cette énergie est donc inutile et peut même entraîner des dommages. De plus, l'énergie contenu dans les ailes de la gaussienne (en dessous du seuil d'ablation) va chauffer les bords de la ligne de découpe et entraîner une coupe moins nette. Alors qu'avec un mode plat, l'énergie est déposée uniformément sur le matériau. Ceci permet d'obtenir une coupe bien plus nette et la précision en est accrue.

1.1.2 Techniques de mise en forme spatiale de faisceau

La forme du faisceau est usuellement quasi-gaussienne à la sortie d'une fibre optique monomode. Mais pour certaines applications que nous avons décrites précédemment nous désirons une intensité homogène (forme aplatie du faisceau) [16,17].

C'est pourquoi des techniques de mise en forme de faisceaux ont été développées pour répondre aux besoins de ces applications. Ces techniques peuvent être vues comme la réorganisation spatiale des photons dans le plan transverse de la propagation. Pour ce faire, il est possible de manipuler deux paramètres de l'onde lumineuse : soit on façonne directement l'intensité pour obtenir la forme de faisceau attendue, soit on modifie la phase d'un faisceau pour contrôler la forme de l'intensité lors de la propagation. Dans les paragraphes suivant, nous nous intéresserons à la mise en forme de faisceaux aplatis aux moyens de méthodes basées sur la modification de ces deux paramètres. Nous évoquerons également les solutions basées sur la combinaison de faisceaux (en espace libre ou au sein d'une fibre optique) ainsi que l'obtention d'un profil d'un mode (unique) aplati au sein de fibres optiques. Enfin, une synthèse des avantages et inconvénients de ces techniques sera donnée sous la forme d'un tableau.

1.1.2.1 Masque d'intensité

Principe

La méthode la plus simple pour obtenir un mode transverse plat est de propager un faisceau quasi-gaussien dans un trou (diaphragme/pupille) de taille définie (Figure 1-4) pour ne sélectionner que la partie la plus « plate » de la gaussienne [13]. La taille du mode plat peut ensuite être modifiée par un simple système optique de grossissement. Cette méthode est très robuste de par sa simplicité et sa facilité de mise en œuvre. Mais de toute évidence, cette technique induit de fortes pertes et est rédhibitoire dans bien des cas nécessitant la conservation de l'énergie. De plus si le faisceau lumineux de départ n'est pas d'assez bonne qualité (modulation d'intensité), il ne sera pas possible de trouver une taille de trou permettant l'obtention d'un profil d'intensité homogène.

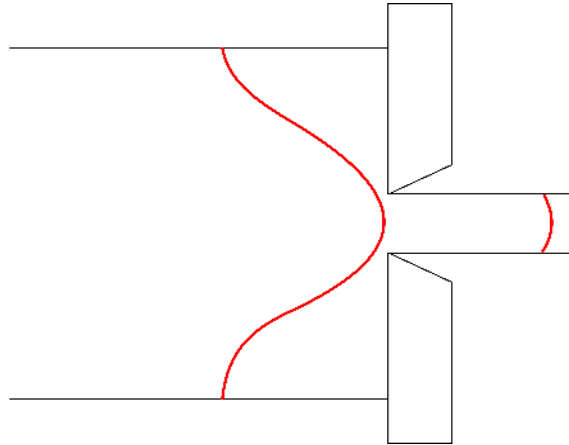


Figure 1-4: Découpe de faisceau Gaussien à travers un diaphragme, schéma reproduit à partir de la référence [13].

Application au NIF

Précisons que cette technique est utilisée au sein du NIF pour la mise en forme de l'impulsion lumineuse avant l'étape d'amplification [18,19], les bords du diaphragme sont toutefois crénelés pour éviter des rebonds par transformée de Fourier. De plus l'ajout d'un second masque d'intensité permet de pré-compenser la modification de la forme du faisceau pour qu'en sortie d'amplification principale, l'intensité soit homogène. En effet, l'amplification étant plus importante au centre du faisceau, il est nécessaire de corriger la répartition transverse du gain pour obtenir un faisceau aplati en sortie (Figure 1-5).

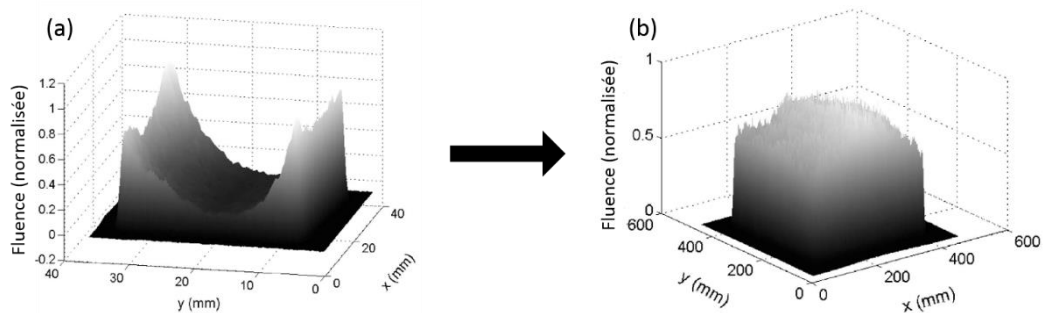


Figure 1-5: Profil d'intensité pré compensé, avant l'amplification (a), profil d'intensité en sortie d'amplification (b) (d'après [15])

Il est facilement concevable que ces techniques se basant sur la modification de l'intensité occasionnent d'énormes pertes d'intensité principalement dues au fait que toute la partie occultée du faisceau représente de l'énergie perdue.

1.1.2.2 Au sein d'un résonateur (cavité TF à LIL)

Il est possible d'utiliser la technique précédente dans le plan de Fourier d'une lentille. Pour cette méthode, ce n'est plus le faisceau qui est directement coupé à la forme voulue mais sa transformée de Fourier. Ainsi, après collimation, le faisceau aura la forme recherchée. Cette méthode s'intègre bien dans les résonateurs optiques. En effet, dans ces résonateurs, plusieurs modes transverses peuvent être présents. Il est

donc intéressant de placer le masque d'amplitude dans le plan de Fourier de la cavité conçue spécialement pour que seul le mode fondamental ait la forme aplatie et d'augmenter les pertes sur les autres modes. Finalement, ces modes parasites sont discriminés par l'écart de pertes avec le mode fondamental renforcé par les allers-retours dans la cavité. La Figure 1-6 montre une cavité laser monomode spatial avec un faisceau aplati en intensité et en phase proposé par V. Kermene et al. [16].

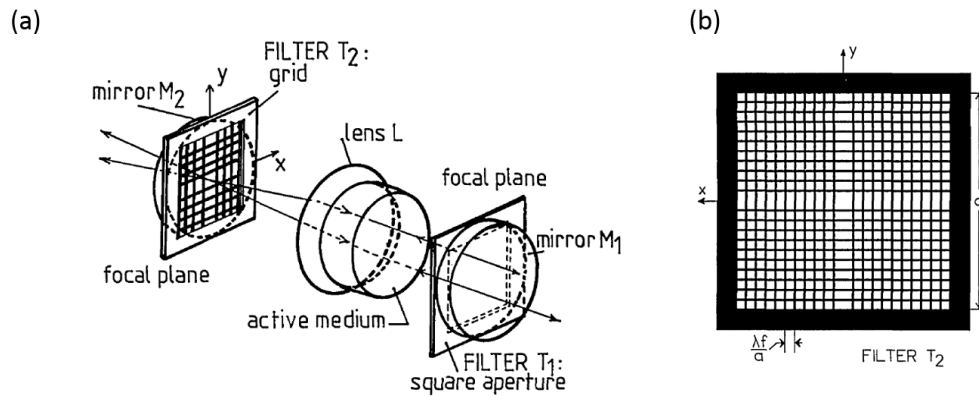


Figure 1-6: Schéma de la cavité confocale avec le filtre à transformée de Fourier (a), filtre spatial à transformée de Fourier (b) (d'après [16]).

Cette technique, tout comme la technique précédente, présente de fortes pertes. Mais elle fut tout de même choisie pour la Ligne d'Intégration Laser (LIL), prototype d'une des 22 chaînes du LMJ.

1.1.2.3 Masque de phase

Principe

Nous avons vu que les masques en intensité sont relativement faciles d'utilisation mais occasionnent de fortes pertes. Afin de pallier à ce problème, l'utilisation d'un masque de phase [13] est une alternative intéressante. Il permet de modifier de façon contrôlée la phase spatiale d'un faisceau incident et ainsi obtenir le profil d'intensité requis en sortie tout en conservant la puissance du faisceau. Il est possible d'appliquer la modification de la phase dans le plan direct ou dans le plan de Fourier comme pour le masque d'intensité.

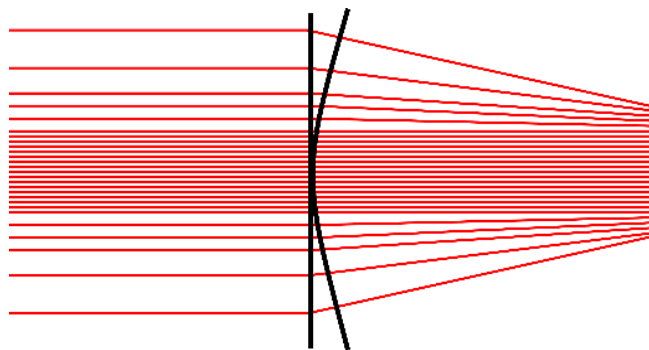


Figure 1-7: Représentation du masque de phase schéma reproduit à partir de la référence [13].

Comme l'on peut voir sur la Figure 1-7, le faisceau incident, ici avec une distribution d'intensité transverse gaussienne, traverse un système optique. Les rayons de celui-ci sont alors courbés pour obtenir une distribution uniforme sur un plan de sortie. Il est possible de définir le plan d'onde par approximation de l'optique géométrique et de là, déterminer une fonction de phase qui produirait le faisceau lumineux modifié selon les critères requis. La détermination de cette fonction de phase est la partie la plus délicate du problème. Il est possible d'avoir recours à des algorithmes génétiques pour obtenir un design répondant aux besoins. Cela se complique si en plus du profil d'intensité, une contrainte est imposée sur la phase. De nombreux produits commerciaux [17-20] profitent des avantages de préservation de l'énergie qu'offre cette méthode comparée au masque d'intensité induisant de fortes pertes. Mais, le masque de phase est très sensible à l'alignement et dépend de la forme du faisceau, ce qui limite son utilisation pour des applications nécessitant maniabilité et robustesse.

Au sein d'un amplificateur (LMJ)

Le paragraphe 1.1.2.2 a montré la technique de mise en forme spatiale de mode utilisée dans la LIL en intégrant un masque d'amplitude dans le résonateur optique. La combinaison du masque d'intensité et des allers-retours permet d'obtenir un faisceau monomode au profil spatial aplati. Le paragraphe 1.1.2.3 a montré les avantages du masque de phase notamment sur la préservation de l'énergie. Ce paragraphe, quant à lui, décrit la méthode actuelle utilisée dans le LMJ pour la mise en forme spatiale du faisceau. La solution retenue intègre un masque de phase dans une cavité régénératrice.

V. Bagnoud et al. [21] ont placé une lame de phase dans une cavité pour concevoir un amplificateur régénératif délivrant une impulsion monomode transverse avec un profil spatial aplati.

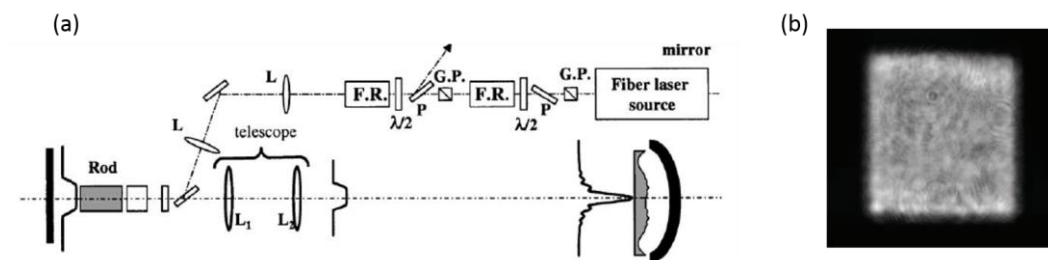


Figure 1-8: Montage expérimental de la cavité laser à optique diffractante (a) (d'après [21]), image du mode en sortie du pilote du LMJ (b).

La Figure 1-8 (a) présente le montage expérimental de cette cavité régénérative avec sur la Figure 1-8 (b) le profil spatial du faisceau du LMJ en sortie de pilote présentant une intensité homogène et une section carré. Cette technique présente les avantages et inconvénients de la lame de phase i.e. respectivement peu de pertes et instabilités. Comme expliqué précédemment (cf paragraphe 1.1.2.3), la forme du faisceau incident doit être très proche de celle utilisée pour le dimensionnement du masque de phase. Un léger désalignement et/ou une modification du profil du faisceau incident détériore fortement le faisceau. Nous avons vu lors de la description du LMJ

(paragraphe 1.1.1) que le chemin de la cavité régénérative est très grand (environ 100 m) ce qui implique qu'un léger désalignement (typiquement $10 \mu\text{rad}$ de désalignement angulaire) peut entraîner une déformation du faisceau et l'excitation d'autres modes de la cavité. Ceci implique donc un contrôle fin de tous les éléments optiques de la cavité et des paramètres environnementaux (par exemple, la régulation de la température s'effectue à $0,1^\circ\text{C}$).

1.1.2.4 Combinaisons de faisceaux

Une méthode proposée par K. Gao et al. [22] consiste à combiner de façon cohérente plusieurs faisceaux quasi-gaussiens et ainsi reconstruire un profil aplati en champ lointain. La Figure 1-9 présente l'exemple de treize faisceaux disposés selon une maille hexagonale répartie en deux sous-groupes (en noir et en gris) selon leurs amplitudes complexes relatives, le profil d'intensité aplati étant obtenu en champ lointain. L'article ne propose pas de réalisation expérimentale. Une possibilité envisagée a été de profiter des avancées actuelles sur la combinaison cohérente de faisceaux issus de fibres multicoeurs [23]. Toutefois, le rapport de taille relative entre la distance intercœur et le diamètre des faisceaux est bien trop faible pour espérer une structure non couplée (ce rapport est de 1,5 dans l'exemple précédent). De plus assurer la combinaison cohérente complexifie le système que nous cherchons à simplifier et fiabiliser, rendant cette solution peu pertinente dans notre contexte.

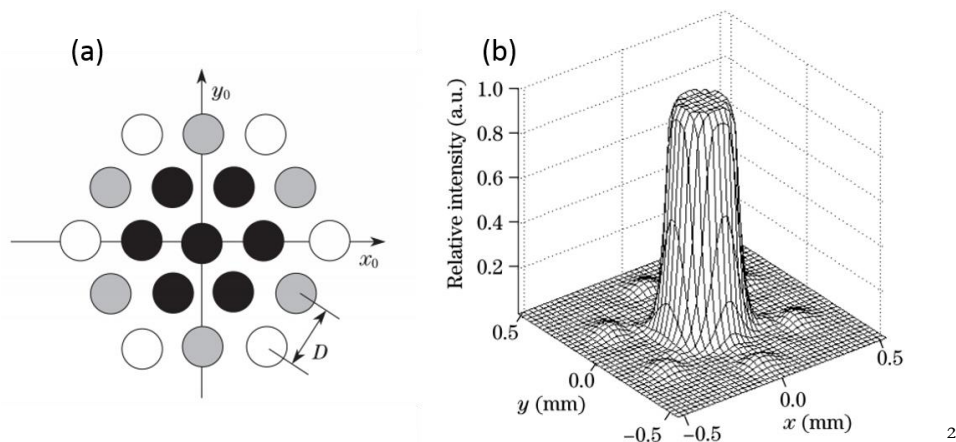


Figure 1-9: Disposition hexagonale d'une combinaison cohérente de faisceaux (a). Profil d'intensité obtenu en champ lointain (b). Image tirée de la référence [22].

J. W. Kim et al. proposent, quant à eux, une méthode basée sur le contrôle du profil spatial du gain au sein d'un laser multimode pour qu'en sortie, le faisceau laser présente un profil plat [24]. Cette technique est basée sur l'injection d'un premier faisceau pompe présentant un profil plat (issu d'une fibre à saut d'indice très multimode) et d'un deuxième faisceau pompe présentant un profil en anneau. L'ajustement de la puissance de ces deux pompes permet d'obtenir en sortie du laser un profil d'intensité aplati correspondant à la somme de 2 modes de la cavité laser, le mode gaussien TEM_{00} et le mode annulaire LG_{01} (principe schématisé sur la Figure 1-10). Le profil obtenu est certes remarquables mais le fait qu'il soit la combinaison de deux modes spatiaux d'un laser le rend incompatible avec notre cahier des charges.

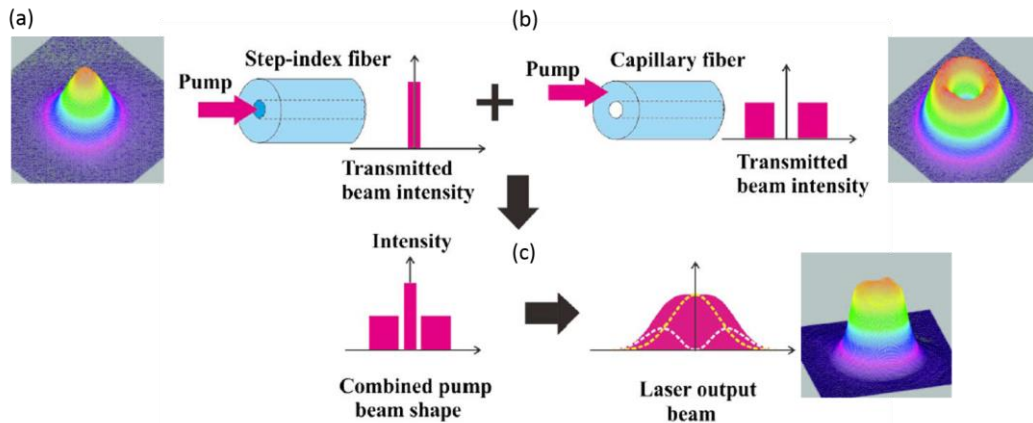


Figure 1-10: Schéma de la combinaison de faisceaux réalisée par Kim et al. [24] avec un des deux faisceaux incidents présentant un profil quasi-gaussien (a), le deuxième faisceau présentant une forme annulaire (b) et le résultat de la combinaison présentant un profil plat (c).

1.1.2.5 Mise en forme spatiale à l'aide de plusieurs mode d'une fibre

La plupart des techniques permettant la mise en forme spatiale fibrée utilise le phénomène de couplage de modes pour obtenir le profil d'intensité souhaité en sortie de fibre. Le nombre et le type de modes excités dépendent des propriétés du faisceau initial (taille, forme, angle d'injection...) et ainsi en ajustant le recouvrement des modes à l'entrée de la fibre, il est possible de mettre en forme le faisceau pour obtenir un profil d'intensité homogène en sortie. Voici quelques exemples de techniques présentées dans la littérature :

- Reprenant le même principe que J. W. Kim et al. [24], X. Gu et al. proposent une solution toute fibrée couplant un mode de cœur et un mode de gaine grâce à un réseau à pas long [25]. En effet, pour qu'il y ait couplage entre le mode de cœur et le mode de gaine, l'accord de phase doit être vérifié. Comparée à la réalisation de J.W Kim et al., cette méthode présente l'avantage d'être toute fibrée. Mais le profil aplati est obtenue seulement sur une courte plage de longueur d'onde. Dans l'article, il est montré que le profil aplati est obtenu à 1550 nm, qu'un profil annulaire est observé à 1546 nm et un profil quasi-gaussien à 1551,6 nm. De plus, le réseau est sensible aux contraintes extérieures ce qui rend cette solution peu robuste.
- Y. Matsuura et al. propose une autre réalisation de couplage de modes [26]. Cette fois-ci au lieu d'un seul mode de gaine couplé avec un mode de cœur, une multitude de modes de gaine sont utilisés. L'ajout à la sortie d'une fibre à cœur creux d'un homogénéiseur composé d'un tube de verre de section carrée intérieurement revêtu d'aluminium, permet le mixage de modes et ainsi d'obtenir un profil d'intensité aplati. Cette technique est uniquement utilisée pour des longueurs d'onde dans l'UV et délivre un profil d'intensité homogène et de forme carré.

- Plus récemment, Nufern a développé une technique de mixage de modes pouvant être intégrée à tout système optique, fibré ou non [27]. En effet, l'ajout d'une fibre multimode spéciale en fin de système permet d'obtenir une distribution homogène. L'architecture de la fibre est personnalisée pour chaque système car les éléments placés dans le cœur de la fibre permettant la bonne distribution de puissance dans les différents modes doit être ajustée selon les propriétés du faisceau initial.

Nous avons vu quelques applications du couplage de modes pour la mise en forme spatiale de faisceau. Cette technique, étant certes efficace et à faible pertes, comporte quand même un inconvénient non négligeable pour certaines applications. En effet, le faisceau de sortie de système est forcément multimode (faisceau peu cohérent), ce qui réduit fortement la profondeur de champ.

1.1.2.6 Mise en forme à l'aide d'un mode unique d'une fibre

HOM aplati en champ lointain

En 2016, I. Gris Sanchez et al. de l'université de Bath en partenariat avec la compagnie Prysmian ont développé un design de fibre permettant de propager un mode ayant pour forme une figure d'Airy [28], ce qui conduit à un profil aplati en champ lointain. Ce design de fibre est basé sur un profil d'indice particulier représenté sur la Figure 1-11.

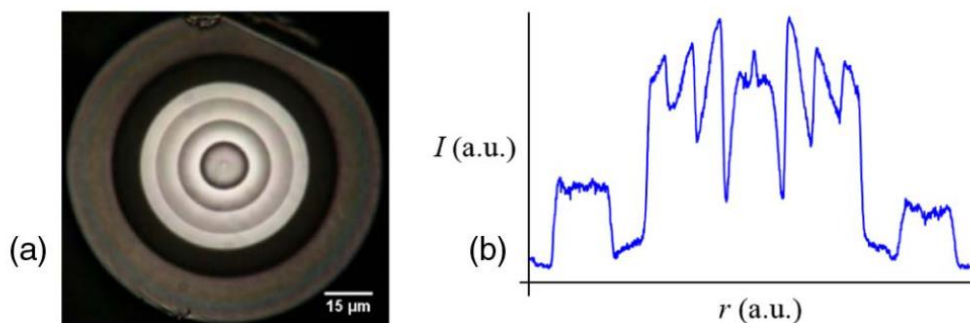


Figure 1-11: Photographie au microscope optique d'une des extrémités de 3 cm de la fibre d'Airy illuminée par une source blanche à l'autre extrémité (a), coupe d'intensité provenant de (a) passant par le centre de la fibre.

La création d'un tel profil d'indice se réalise par couches successives d'indices différents grâce à la technique PCVD («plasma-activated chemical vapor deposition»). La fibre étant de dimension transverse finie, un profil d'indice d'Airy idéal n'est pas réalisable, en choisissant un compromis entre la dimension de la fibre et la qualité spatial du faisceau, il a été décidé de tronquer le profil d'Airy après le 3^{ème} anneau.

La propriété d'une figure d'Airy qui nous intéresse tout particulièrement vient du fait que sa transformée de Fourier produit une figure plate [Figure 1-11 (a)]. Ainsi, l'observation en champ lointain du faisceau sortant la fibre au profil d'Airy tronquée fait apparaître un profil d'intensité plat mais de qualité moindre [Figure 1-11 (b) et (c)].

De plus, le fait que cette mise en forme spatiale se fait sur un mode d'ordre supérieur, qui est un mode se propageant parmi tant d'autres, est un réel problème car il peut y avoir des couplages entre modes qui ont pour conséquences une qualité spatiale diminuée et une diminution de la cohérence du faisceau.

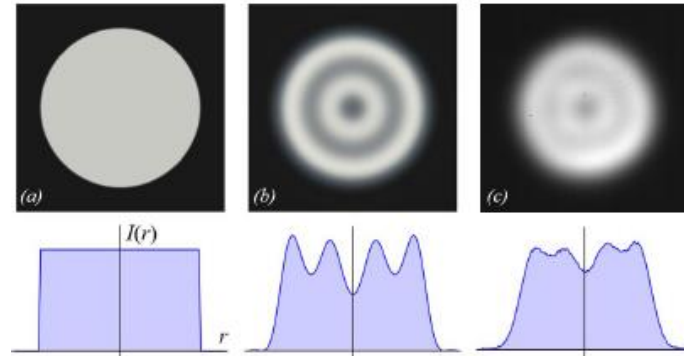


Figure 1-12: Distribution de l'intensité en champ lointain (a) calculée pour une figure d'Airy parfaite (b) calculée pour une figure d'Airy tronquée après le troisième anneau (c) acquisition expérimentale. Les profils d'intensité 1D (partie basse) ont été tracés selon une coupe horizontale du profil 2D (partie haute).

Mise en forme toute fibrée monomode

Au vu des techniques présentées précédemment, il est difficile d'en retenir une qui ne présente pas d'inconvénients. La solution idéale serait d'obtenir une fibre monomode délivrant un mode plat : solution qui apporterait à la fois une forte cohérence du faisceau de sortie tout en ayant une mise en forme sans pertes significatives ni de fortes sensibilités au faisceau incident. Le principe de cette solution « miracle » et sa première mise en œuvre fera l'objet d'une description détaillée à la section 1.3.2.1, après avoir rappelé quelques fondamentaux sur les fibres optiques.

1.1.3 Synthèse

Le Tableau 1-1 présente une synthèse des différentes techniques présentées précédemment avec les avantages et inconvénients inhérents à celles-ci. Nous remarquons que la solution d'une mise en forme spatiale dans une fibre monomode est la plus adaptée à notre problématique (pertes, sensibilités...).

	Pertes	Sensibilité à l'alignement	Sensibilité au profil du faisceau incident	Cohérence du faisceau de sortie
Masque d'intensité	Très importantes	Faible	Moyenne	Bonne
Masque d'intensité au sein d'un résonateur (LIL)	Très importantes	Faible	Faible	Bonne
Masque de phase	Faibles	Très importante	Très importante	Bonne
Masque de phase au sein d'un résonateur (LM)	Faibles	Très importante	Faible	Bonne
Combinaison de faisceaux	Faibles	Importante	Faible	Mauvaise
Couplages de modes	Faibles	Moyenne	Très importante	Mauvaise
HOM avec un profil d'Airy	Faibles	Moyenne	Très importante	Mauvaise
Mise en forme spatiale fibrée monomode	Faibles	Faible	Faible	Bonne

Tableau 1-1: Tableau récapitulatif des avantages et inconvénients des différentes techniques de mise en forme.

1.2 Fondamentaux sur les fibres optiques

Cette section a pour but de présenter succinctement à un lecteur non familier aux fibres optiques des rappels sur des notions fondamentales sur les fibres optiques nécessaires à la compréhension des résultats de ce manuscrit.

1.2.1 Mécanismes de guidage

D'un point de vue pratique, la fibre optique peut être vue comme un guide d'onde diélectrique. Sous certaines conditions, la lumière est confinée efficacement dans une zone spatiale spécifique (cœur de la fibre), de plus, elle est protégée de l'environnement extérieur par un second élément, appelée gaine optique. Ce confinement efficace de la lumière est généralement associé à l'un des trois mécanismes décrits ci-dessous et synthétisés dans le Tableau 1-2.

1.2.1.1 Réflexion totale interne (RTI)

La fibre la plus simple est constituée d'un cœur homogène (d'indice n_c) de rayon r_c entouré d'une gaine homogène d'indice n_g . On parle alors de fibre à saut d'indice

(structure très répandue, notamment dans les réseaux de télécommunication), [Figure 1-13 (a)]. Le mécanisme de guidage s'interprète alors facilement à l'aide d'une simple approche d'optique géométrique : si $n_c > n_g$ les rayons se propageant dans le cœur et arrivant avec un angle supérieur à un angle critique (θ_c) à l'interface cœur/gaine vont subir une réflexion totale. Ce mécanisme est appelé Réflexion Totale Interne (RTI).

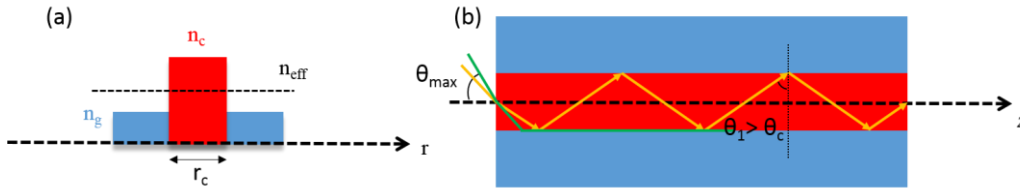


Figure 1-13: coup radiale du profil d'indice d'une fibre à saut d'indice (a), représentation de la réflexion totale interne avec une injection de la lumière selon un angle inférieur à l'angle maximal θ_{max} (b).

Les rayons lumineux pénétrants dans le cœur avec un angle d'incidence inférieur à θ_{max} subissent une succession de réflexions à l'interface cœur-gaine. Par conséquent la lumière se propage sans perte d'énergie due à la réfraction du rayon dans la gaine. L'ensemble des angles inférieurs ou égaux à θ_{max} forme le cône d'acceptance. On peut ainsi définir l'ouverture numérique (ON) d'une fibre comme :

$$ON = \sin \theta_{max} \quad (1-1)$$

Ce qui conduit à :

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1-2)$$

Une autre approche basée sur l'optique ondulatoire, qui sera développée plus en détail section 1.2.2.1, consiste à dire que la lumière sera piégée dans le cœur si, à cette longueur d'onde, la lumière peut se propager dans le matériau associé au cœur mais pas dans celui associé à la gaine. Cette condition est souvent exprimée sous la forme suivante¹ :

$$n_g < n_{eff} < n_c \quad (1-3)$$

où n_{eff} est l'indice effectif associé au mode qu'on peut ici relier à l'angle de réflexion du rayon lumineux à l'interface cœur-gaine θ par la relation suivante :

$$n_{eff} = n_c \cos \theta \quad (1-4)$$

¹ En effet une onde ne peut se propager dans un milieu infini homogène d'indice n que si son $n_{eff} \leq n$ ($n_{eff} = n$ correspondant à l'onde plane se propageant selon l'axe z pris comme direction de référence)

1.2.1.2 Réflexion Totale Interne Modifiée (RTIM)

Une nouvelle famille de fibres voit le jour en 1996 grâce à P. St J. Russell [29] et est appelé fibre à cristaux photoniques (PCF) [Figure 1-14 (a)]. La gaine, contrairement à la fibre standard, n'est pas homogène. En effet, elle se compose d'un réseau d'inclusions de formes et d'indices variés dans une matrice, parcourant toute la longueur de la fibre.

Prenons un exemple typique, une fibre PCF air/silice à cœur de haut indice [Figure 1-14 (b)]. Ce type de fibre comporte une gaine périodique se composant d'un réseau de trous d'air dans une matrice de silice. Plusieurs paramètres pertinents apparaissent ici, le diamètre des trous, noté d , ainsi que le pas du réseau, noté Λ . Il a été démontré [29] que la plupart des propriétés de ce type de fibres peuvent être déduites en introduisant la notion d'un indice équivalent de la gaine, noté n_{FSM} (fundamental space filling). Cet indice correspond à celui du mode fondamental (ie. l'indice effectif le plus élevé et avec une variation transversale du profil d'intensité la plus lente) de la structure infinie associée à la gaine de la PCF (sans cœur). Il dépend non seulement des indices de ses matériaux et de sa structure (d et Λ) mais aussi du rapport de la longueur d'onde du rayonnement (λ) au pas de la structure.

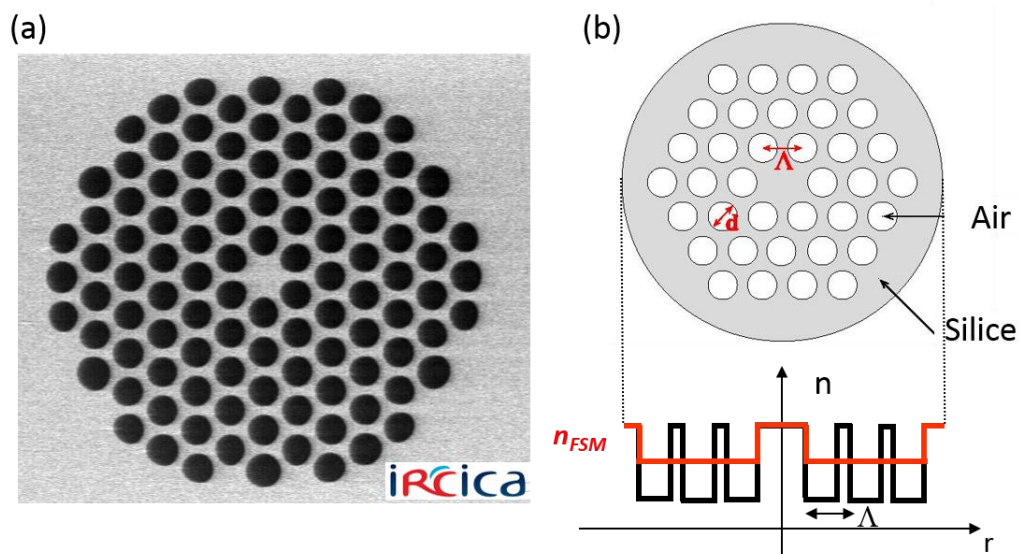


Figure 1-14: Photographie au Microscopie Electronique à Balayage (MEB) d'une PCF (a), représentation 2D d'une fibre PCF air-silice (en haut) et une coupe transversale du profil d'indice (en bas) (b).

Ainsi, il y a propagation confinée dans le cœur si l'indice de l'onde est compris entre l'indice du cœur et l'indice équivalent n_{FSM} ($n_{FSM} < n_{eff} < n_c$). On parle de propagation par réflexion totale interne modifiée (RTIM). Ce type de structure présente de nombreux avantages par rapport aux fibres standards [29] : fibre infiniment monomode, à très grande ouverture numérique, à très forte biréfringence, ou maximisant des effets non-linéaires (taille de cœur réduit et grande capacité à ajuster la dispersion chromatique) .

1.2.1.3 Guidage par Bande interdite photonique (BIP)

Un autre type de fibre PCF peut être schématisé par un agencement périodique d'inclusions de haut indice autour d'un cœur de bas indice [30]. Ce type de design fait intervenir la notion de « bande interdite photonique » (BIP) par analogie aux cristaux photoniques [29]. Afin d'introduire cette notion, considérons un milieu périodique infini. Les BIP sont définies comme une plage de longueurs d'ondes associée à un intervalle d'indices effectifs pour lesquels la propagation est interdite dans ce milieu périodique (pas de solution à l'équation de propagation). Ainsi, dans certains cas, la lumière ne peut pas se propager dans la gaine et de ce fait peut être confinée dans le cœur. Les indices effectifs des modes guidés par BIP sont non seulement inférieurs à l'indice du cœur homogène (pour pouvoir s'y propager), mais aussi inférieurs à l'indice équivalent de la gaine n_{FSM} contrairement aux guidages RTI et RTIM. Une autre conséquence de ce mécanisme de couplage est que seules certaines longueurs d'ondes sont guidées. Ce type de structure a permis notamment de confiner efficacement la lumière dans des cœurs creux [31] (transport de puissance, capteurs, effets non-linéaires dans des fluides...) mais aussi dans des structures à cœur solide [32] (pour contrôler l'extension spectrale de supercontinuum, forcer des lasers à atteindre des longueurs d'onde intéressantes mais inhabituelles pour le dopant utilisé...)

Le Tableau 1-2 résume les différents mécanismes de guidage (RTI, RTIM, BIP).

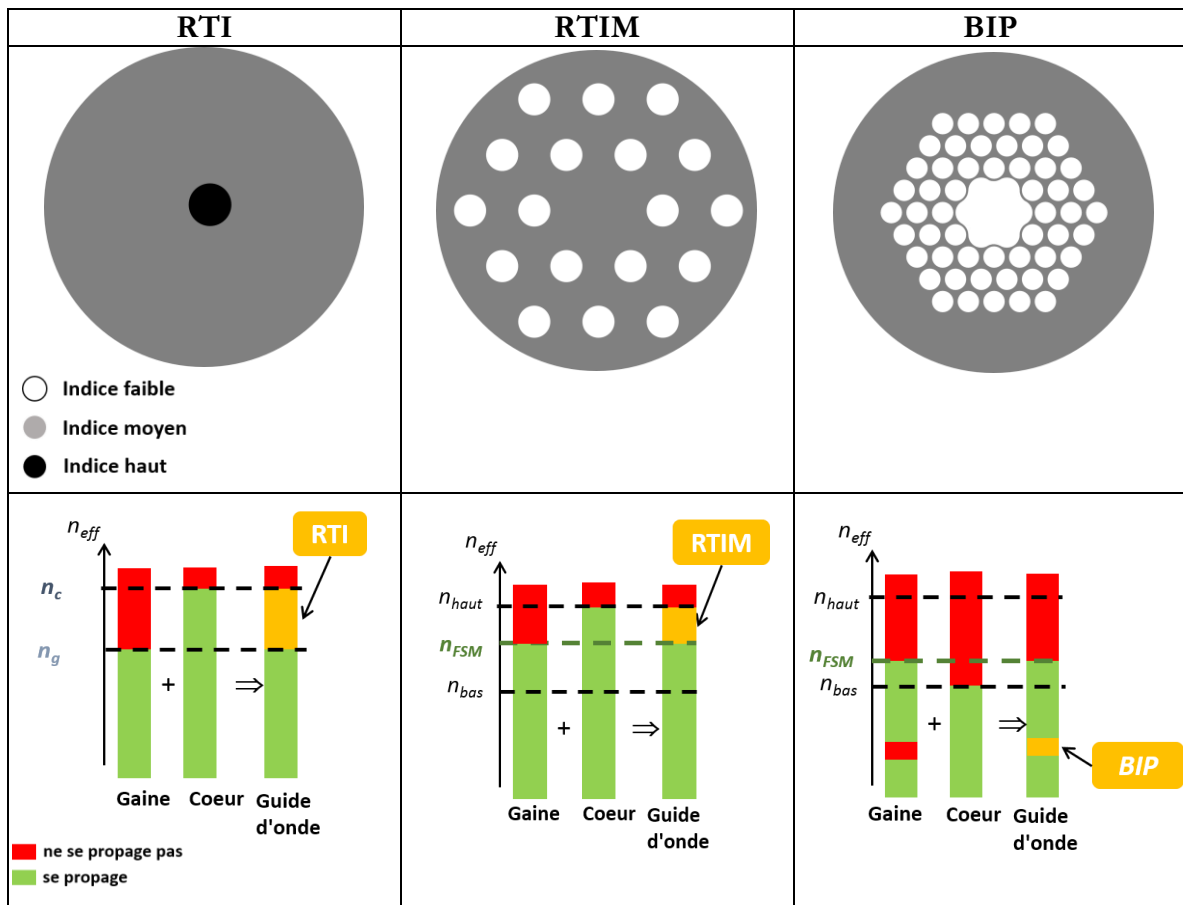


Tableau 1-2: synthèse des mécanismes de guidage (RTI, RTIM, BIP) avec les profils d'indice de fibres (en haut) avec en vert les zones de propagation autorisées, en rouge les zones interdites et en jaune les zones de guidage à une longueur d'onde fixée (en bas).

1.2.2 Propriétés modales

Précédemment, il a été défini les mécanismes de guidage dans différents types de fibres. En particulier, une approche géométrique a été abordée pour expliquer les conditions de guidage dans une fibre standard. Dans la suite de cette section, une approche ondulatoire va permettre de rappeler la notion de mode et ses caractéristiques principales (indice effectif (n_{eff}), profil d'intensité, aire effective, atténuation, dispersion...), notions qui seront utiles pour les chapitres suivant.

1.2.2.1 Equation de propagation

Pour simplifier ce rappel, quelques approximations vont être faites ici :

- Une gaine optique infinie.
- Absorption et effets non-linéaires négligés.
- L'approximation de faible guidage est vérifiée. Ce qui impose que la différence entre les indices de cœur et de gaine est très faible devant ces mêmes indices (n_c proche de n_g). Cette approximation permet classiquement de définir des solutions de l'équation de propagation sous la forme des modes polarisés linéairement (LP).

Comme toute onde électromagnétique, la lumière obéit aux équations de Maxwell. A partir de ces équations, il est possible d'obtenir l'équation de propagation d'une onde lumineuse dans un milieu diélectrique (Equation d'Helmholtz) [33] :

$$\vec{\Delta}\vec{E}(\vec{\rho}) + n_i^2 \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{\rho}) = \vec{0} \quad (1-5)$$

Avec n_i l'indice du milieu (cœur ou gaine), $\vec{\rho}$ les variables spatiales (x, y, z) , ω la pulsation et c la vitesse de la lumière. On cherche des solutions de l'équation de type onde monochromatique progressive vers les z croissants se propageant dans le cœur. Ces solutions sont appelées modes transverses (pas de dépendance en z si ce n'est le terme de phase due à la propagation de l'onde):

$$E_n(\vec{\rho}) = F_n(x, y) e^{i\omega t} e^{-i\beta_n z} \quad (1-6)$$

Avec β_n la constante de propagation du $n^{\text{ième}}$ mode et $F_n(x, y)$ le profil transverse du $n^{\text{ième}}$ mode (dans le plan xy). Chaque mode est donc caractérisé par un profil transverse et une constante de propagation.

Il est possible de montrer que les composantes transverses du champ peuvent être exprimées en fonction des composantes longitudinales. Ainsi, il suffit de déterminer ces dernières, pour déduire les composantes transverses. La résolution de la composante longitudinale est à la base de la résolution des modes exacts de la fibre. Ces modes sont appelés modes vectoriels.

Avec l'approximation de faible guidage, il est montré que la composante longitudinale des champs des modes vectoriels devient négligeable devant les autres composantes [33]. On constate une simplification des solutions qui sont alors appelées modes scalaires.

A partir de cette approximation, il est intéressant de chercher des solutions polarisées linéairement. Ces solutions sont appelées mode Linéairement Polarisées (modes LP) et représente la base la plus simple pour décrire les modes scalaires. Dans la suite du manuscrit, nous prendrons en compte cette base et utiliserons donc les modes LP pour définir nos modes transverses.

1.2.2.2 La constante de propagation et l'indice effectif

Précédemment nous avons introduit le terme β correspondant à la constante de propagation du mode. Pour que le mode soit confiné dans le cœur, la relation que nous devons réaliser sur les indices effectifs devient :

$$k_0 n_g < \beta < k_0 n_c \quad (1-7)$$

Avec comme précédemment, n_g et n_c les indices de la gaine et du cœur respectivement. La résolution de l'équation d'Helmholtz fait apparaître une discrétisation de la constante de propagation. La lumière se propage dans le cœur d'une fibre selon des

modes bien définis. On associe à chacun de ces modes propres un indice effectif n_{eff} défini comme :

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} \quad (1-8)$$

1.2.2.3 Profil spatial transverse

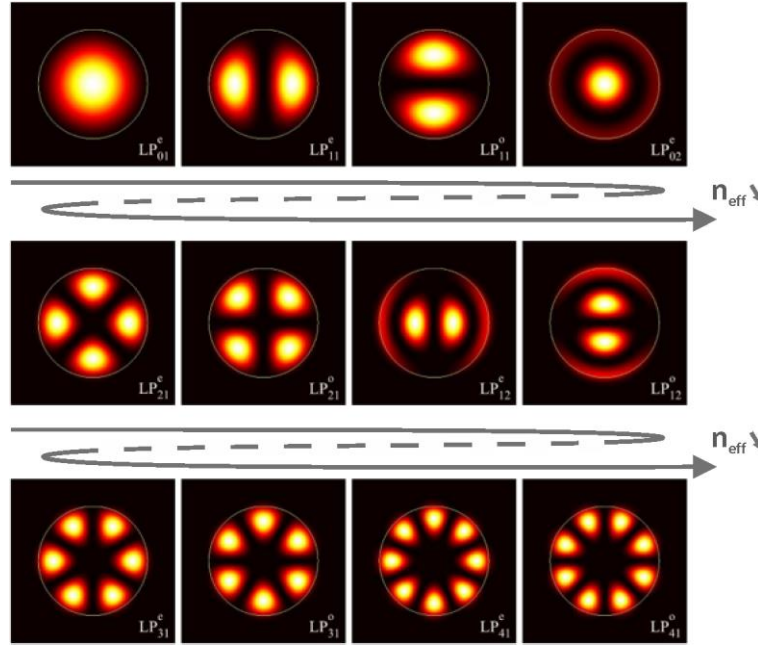


Figure 1-15: Représentation du profil d'intensité de quelques modes transverse guidés.

La Figure 1-15 représente la distribution spatiale transverse d'intensité lumineuse de quelques modes guidés. Les modes représentés ici ont été calculés selon l'approximation de faible guidage et sont linéairement polarisés. Ceux-ci sont orthogonaux entre eux et sont dégénérés deux fois du fait de l'orientation de leur polarisation selon l'axe horizontal (x) ou l'axe vertical (y). Les modes sont classés par ordre décroissant de valeur de n_{eff} (représenté par les flèches sur la figure). Le premier mode, ou mode fondamental (FM²), possède le n_{eff} le plus élevé et présente une distribution d'intensité quasi-gaussienne. Les modes suivants sont appelés modes d'ordre supérieur (HOMs). A noter que l'on appelle les fibres n'ayant qu'un seul mode se propageant, les fibres monomodes. Au contraire, les fibres supportant plusieurs modes sont appelées fibres multimodes.

² Par souci de simplicité et de cohérence avec la communauté scientifique internationale, dans la suite de ce manuscrit nous emploierons l'acronyme FM (et HOM) qui en anglais est traduit par Fundamental Mode (respectivement High Order Mode).

1.2.2.4 Fréquence normalisée

Nous introduisons le paramètre V correspondant à la fréquence normalisée du guide d'onde [34]. Elle est calculée selon la longueur d'onde λ_0 injectée dans une fibre de rayon r_c avec des indices de cœur (n_c) et de gaine (n_g) :

$$V = \frac{2\pi r_c}{\lambda_0} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1-9)$$

Dans les fibres optiques à saut d'indice, la valeur de V pour laquelle un seul mode est guidé est inférieure à 2,405. Il est également intéressant d'étudier ce paramètre dans le cas des fibres RTIM [35].

1.2.2.5 Aire effective

L'aire effective d'un mode est un paramètre utilisé à l'origine pour évaluer les effets non-linéaires que nous expliciterons dans la partie 1.2.3 (Kerr, effet Raman, effet Brillouin...). Il est calculé grâce à la répartition transverse du champ selon l'équation :

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}(x,y)|^4 dx dy} \quad (1-10)$$

L'aire effective est reliée au diamètre de mode (MFD, mode field diameter) par la relation :

$$A_{eff} = \pi \left(\frac{MFD}{2} \right)^2 \quad (1-11)$$

Où dans le cas d'un mode Gaussien :

$$MFD = 2\omega \quad (1-12)$$

Où ω désigne le rayon de ceinture (waist) du mode, défini à $1/e^2$ de l'amplitude maximale de l'intensité.

1.2.2.6 Atténuation dans les fibres optiques

Nous avons vu les conditions nécessaires pour qu'il y ait propagation d'une onde lumineuse dans le cœur d'une fibre optique. Mais dans toute fibre optique (passive), il y a diminution du signal au cours de la propagation. Elle est usuellement mesurée en dB/km (atténuation supposée uniforme le long de la fibre), qui traduit la décroissance exponentielle de la puissance lumineuse en fonction de la longueur de la fibre. La relation suivante permet de calculer l'atténuation en dB.km⁻¹ (α_{dB}) :

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log \left(\frac{P_T}{P_0} \right) \quad (1-13)$$

avec L la longueur de la fibre, P_T la puissance transmise et P_0 la puissance à l'entrée de la fibre. Plusieurs causes sont à l'origine de cette atténuation. La Figure 1-16 montre différents mécanismes induisant des pertes selon la longueur d'onde injectée dans une fibre à saut d'indice en silice. Nous verrons par la suite que notre étude se place à une

longueur d'onde de $1.05 \mu\text{m}$. A cette longueur d'onde de travail, la lumière n'est que peu affectée par les absorptions UV et Infra-rouge ainsi que par le pic d'absorption des ions hydroxydes OH^- .

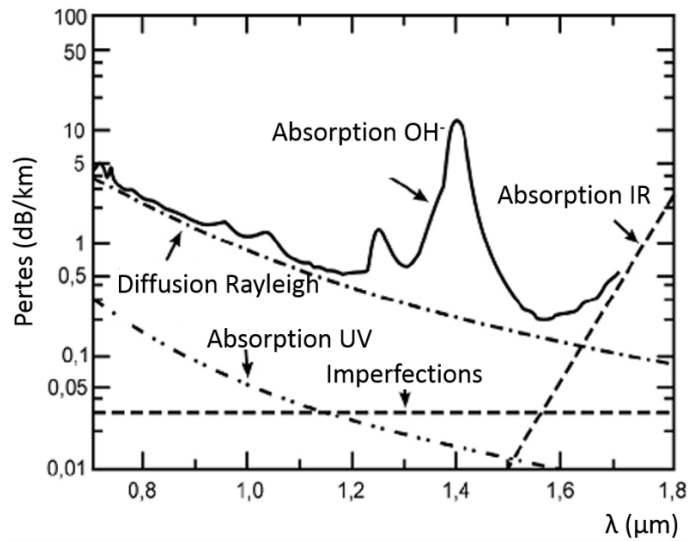


Figure 1-16:Atténuation spectrale de la silice.

Une autre cause de l'atténuation dans les fibres vient des pertes dites par (manque de) confinement liées à la dimension finie de la gaine optique et au revêtement extérieur. En effet la fibre optique est composée de verre et donc est fragile aux contraintes extérieures, c'est pourquoi l'on ajoute un revêtement (souvent en polymère) lors de la fabrication. En plus d'avoir un rôle de protection mécanique, ce revêtement peut posséder des propriétés optiques. Particulièrement dans les fibres standards type « télécom », il permet d'éliminer les modes de gaine qui auraient pu être excités à l'entrée de la fibre grâce à l'utilisation d'un revêtement possédant un indice plus élevé que le cœur [Figure 1-17 (a)] (le cas d'un revêtement d'indice plus faible, illustré figure [Figure 1-17 (b)], conduirait à l'ajout d'une seconde gaine de bas indice, confinant les modes de la gaine interne). Toutefois l'ajout de ce polymère de haut indice entraîne des pertes pour le mode confiné dans le cœur puisque celui-ci peut fuir du cœur à travers la gaine de bas indice vers la zone de haut indice où l'onde peut à nouveau se propager ($n_{\text{eff}} < n_P$). C'est ce type de perte par effet tunnel optique qui est appelé pertes (par manque) de confinement. Si elles sont très faibles dans les fibres « télécom » (gaine de bas indice suffisamment large), elles sont souvent bien plus importantes pour les fibres RTIM et BIP, (du fait d'une gaine microstructurée relativement peu épaisse)... Par analogie avec l'effet tunnel en mécanique quantique, plus la gaine optique est large, moins le couplage entre ces modes et les modes de la gaine en polymère est efficace entraînant donc des pertes plus faibles. Le même raisonnement est valable avec l'indice de la gaine optique. Plus la différence d'indice entre le cœur et la gaine optique est forte, plus la décroissance exponentielle de l'onde évanescente est rapide, moins le couplage entre les modes confinés et les modes de gaine polymère est efficace.

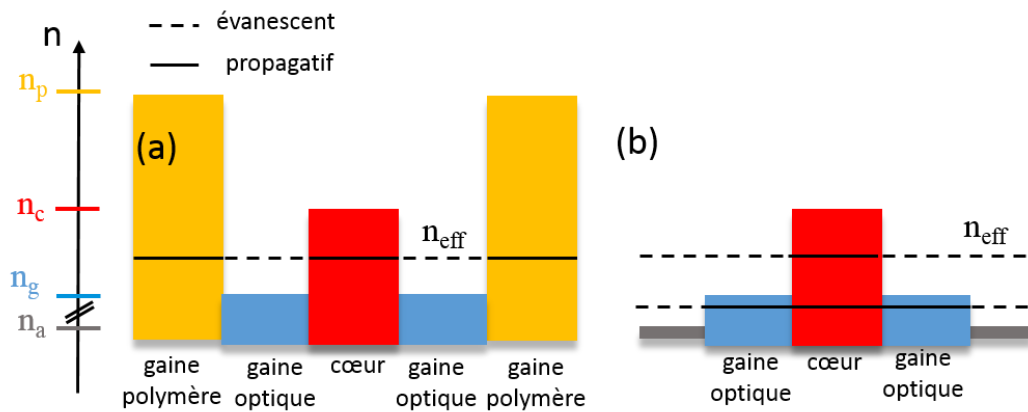


Figure 1-17: Coupe de réfraction d'une fibre standard entourée de polymère (a) et : coupe de réfraction d'une fibre standard entourée d'un milieu d'indice plus faible (type double gaine de laser de puissance) (b).

A noter que pour le cas d'une fibre sans revêtement polymère de haut indice [Figure 1-17 (b)], les modes de cœur ne se couplent pas avec le milieu extérieur (en gris) et ne subissent donc pas de pertes par confinement. De même un mode de gaine (se propageant et dans le cœur et dans la gaine) ne subit pas de pertes par confinement et va donc pouvoir dégrader la qualité du faisceau en sortie. Toutefois ce type de structure à double gaine de bas indice est très prisé pour réaliser des lasers de puissance, la gaine externe permettant de confiner les faisceaux de pompe de faible brillance [36-38].

La courbure de la fibre est un autre effet induisant des pertes par effet tunnel. Une fibre courbée raccourci le chemin optique à l'intérieur de la courbure et l'augmente à l'extérieur (Figure 1-18).

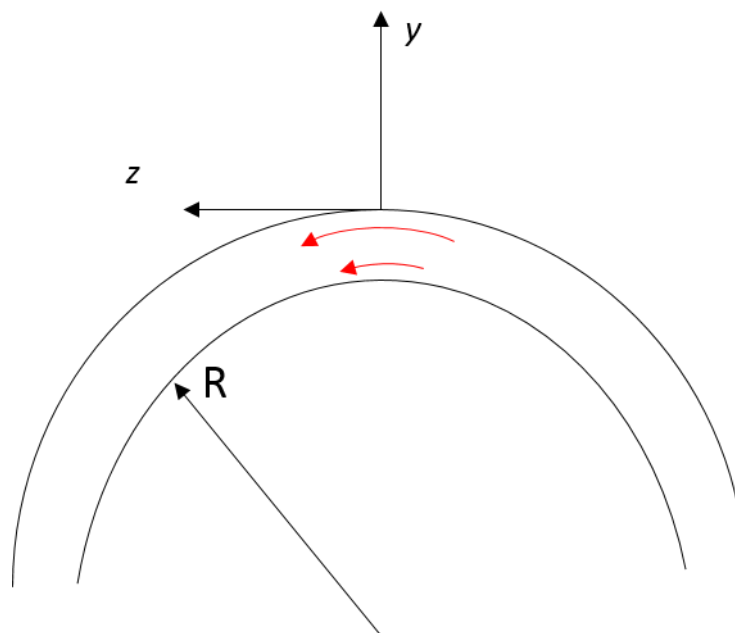


Figure 1-18: Schéma d'une fibre optique courbée selon l'axe y avec un rayon de courbure R .

Une schématisation de cet effet a été introduite par Marcuse en 1982 [39]. Celui-ci propose de schématiser la fibre courbée par une fibre droite dont le profil d'indice aurait été modifié. Ainsi, la courbure revient à appliquer un indice croissant allant de l'intérieur vers l'extérieur de la courbure. Supposons une fibre faiblement courbée selon l'axe y , l'indice peut être alors approximé par la formule linéaire suivante :

$$n_R(x, y) = n_0(x, y) \times \left[1 + \frac{y}{R} \times (1 - \chi) \right] \quad (1-14)$$

Où $n_0(x, y)$ est l'indice de réfraction de la fibre non courbée, R le rayon de courbure et χ le coefficient élasto-optique du matériau. La Figure 1-19 représente schématiquement l'évolution du profil d'indice des rayons de courbure décroissants ($R_1 > R_2 > R_3$). On observe alors que le mode peut être à nouveau propagatif dans la gaine (du côté extérieur à la courbure) à partir du point noté A sur la Figure 1-19, introduisant ainsi des extra pertes induites par la courbure. Ces pertes sont d'autant plus grandes que la courbure est importante (le point A se rapprochant du cœur) ou que n_{eff} est proche de n_g (notamment cas des HOMs qui peuvent donc être défavorisés en courbant la fibre).

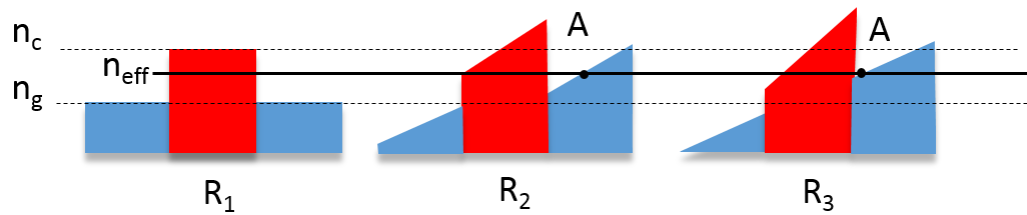


Figure 1-19: Evolution du profil d'indice de réfraction d'une fibre standard pour des rayons de courbure décroissants. $R_1 > R_2 > R_3$

1.2.3 Seuil de dommage et effets non-linéaires

1.2.3.1 Seuil de dommage induit par laser (LIDT)

La fibre optique est utilisée pour transmettre de l'information mais est aussi appréciée pour sa capacité à transporter de forte puissance lumineuse. Les fibres que nous étudions sont composées de silice qui a une tenue au flux élevée (typiquement 10 GW/cm^2). Pourtant, avec les puissances atteignables aujourd'hui, il est possible d'endommager les extrémités des fibres, il est donc important de définir la valeur de puissance maximale pouvant être transmise sans endommagement. Pour définir ce seuil de dommage (laser induced damage threshold, LIDT en anglais), il existe une norme (norme ISO 21254-1:2011, ISO 21254-2:2011). Ce seuil correspond à la plus grande quantité de radiation laser appliquée sur un élément d'optique, pour laquelle la probabilité extrapolée de dommage est nulle. Cette quantité peut être exprimée en densité d'énergie (fluence) ou en densité de puissance (intensité). Nous pouvons voir que les seuils de dommages de la silice provenant de différentes sources et synthétisés sur la Figure 1-20 par A.V.Smith et al. [40] ne font pas consensus.

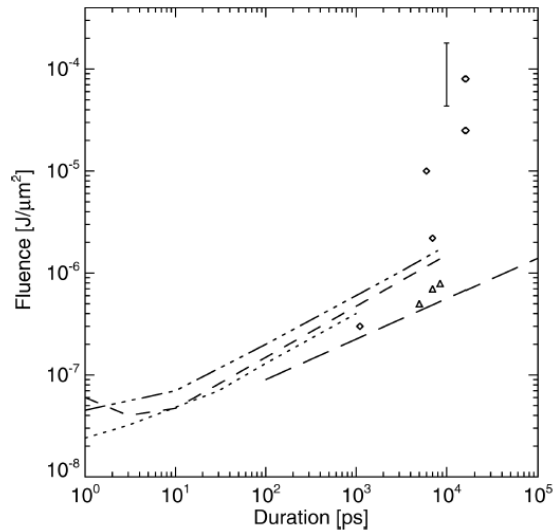


Figure 1-20: Synthèse des seuils de dommage pour la silice pour des impulsions de la picoseconde à la nanoseconde tirée de la référence [40]. La barre verticale indique l'intervalle du seuil de dommage par Yasue et al. [41]. Les lignes en dessous sont les seuils tirés des travaux de Campbell et al. [42], Stuart et al. [43], Du et al. [44] et Tien et al. [45]. Les triangles (surface damage) et les diamants (bulk damage) allant de la plus faibles à la plus hautes fluence sont respectivement de Kuzuu et al. [46], Krol et al. [47], Natoli et al. [48], Kamimura et al. [49], Natoli et al. [50], Webster et al. [51], et Kitriotis et Merkel [42,43].

Pour augmenter le seuil de dommage, plusieurs solutions existent. Premièrement une protection de la surface contre la poussière et un polissage peuvent être envisagés. Si ce n'est pas suffisant, il est possible d'augmenter la taille des modes en entrée et en sortie en y apposant un embout (end-cap) où la lumière se propage sans être guidée. De plus, il est possible d'augmenter l'aire effective du mode pour diminuer la densité de puissance, en augmentant la taille du cœur. Mais une grande aire effective complique l'obtention du caractère monomode dans la fibre. A titre d'exemple, pour une valeur de V inférieure à 2,405, à une longueur d'onde de 1050 nm et un rayon de cœur de 20 μm , la différence d'indice entre le cœur et la gaine doit être inférieure à $9,6 \times 10^{-5}$. Cette problématique de l'augmentation de l'aire effective de mode tout en gardant le caractère monomode et une certaine résistance à la courbure sera discutée plus en détail au chapitre 3.

1.2.3.2 Effets non-linéaires

Un faisceau laser injecté dans le cœur d'une fibre va modifier l'indice du matériau. En effet, l'indice du cœur peut se décomposer en une somme d'indice linéaire et non linéaire comme suit (effet Kerr optique) [54]:

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (1-15)$$

Avec $n(I)$ l'indice dépendant de l'intensité I , n_0 l'indice de réfraction linéaire et n_2 l'indice de réfraction non-linéaire d'ordre 2, (il est relié à la susceptibilité d'ordre 3) évalué à $3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ pour la silice.

Un mode quasi-gaussien voit son intensité décroître plus on s'écarte de son centre. Selon l'équation (1-15), l'indice du milieu est d'autant plus augmenté qu'il se situe au centre du mode. Ce phénomène se traduit par une lentille effective, appelée lentille

Kerr, qui a pour effet de focaliser le faisceau. Ainsi, l'énergie va de plus en plus se localiser au milieu du cœur jusqu'à atteindre le seuil de dommage (vu en 1.2.3.1). Cet effet est appelé **l'auto-focalisation** [54].

D'après la formule (1-15), pour que le produit $n_2 \times I$ soit égal à 0,1% de n , il faut que la valeur de I soit égale à 4,53 TW/cm². Si l'on compare cette valeur au seuil de dommage de la silice de 10 GW/cm² (cf partie 1.2.3.1), on remarque que la fibre sera détruite bien avant l'apparition significative de l'auto-focalisation.

Toutefois, l'effet Kerr optique peut jouer un rôle important dans le domaine spectral, notamment dans le cas d'impulsions courtes. En effet, la variation temporelle de la phase non-linéaire associée à cette modification d'indice induit un chirp qui conduit à l'élargissement spectral de l'impulsion. Cet effet se nomme **l'auto-modulation de phase** [54].

Un autre effet possible est la génération de nouvelles fréquences par **mélange à 4 ondes** [54]. Il peut se traduire par l'absorption de deux photons (photons pompes) produisant un photon signal et un photon idler satisfaisant à la fois, la conservation de l'énergie et de l'impulsion.

Les effets non-linéaires précédents, gouvernés par la composante réelle de la susceptibilité d'ordre 3, sont dits élastiques. C'est-à-dire qu'il y a conservation de l'énergie lumineuse entre le milieu diélectrique et le champ. Une deuxième classe d'effets non-linéaires résulte de la diffusion stimulée inélastique où le champ optique transfère de l'énergie au milieu non-linéaire. Les deux effets les plus importants sont la **diffusion Raman stimulée (SRS)** et la diffusion **Brillouin stimulée (SBS)** [54]. D'un point de vue de la mécanique quantique, un photon du champ incident est annihilé pour créer un photon de plus faible énergie et un phonon d'énergie correspondant à la différence d'énergie des deux photons précédents est émis. On peut différencier ces deux effets par la nature du phonon intervenant dans ces phénomènes. Pour la SRS, un phonon optique est émis et pour la SBS un phonon acoustique. Le résultat de ces effets non-linéaires va induire la génération de nouvelle fréquence dans le spectre.

Il existe un seuil au-delà duquel ces effets vont apparaître. A titre d'exemple, pour une fibre télécom d'une longueur effective de 20 km avec un coefficient de perte linéique de 0,2 dB/m à 1,55 μm et une aire effective de 50-75 μm^2 , on obtient un seuil Raman de 1 W et un seuil Brillouin de 1 mW. Comme dans le cas du seuil de dommage, ces seuils de non-linéarité sont inversement proportionnels à l'aire effective du mode [54], d'où l'intérêt de travailler avec des structures guidant un mode à aire effective élargie.

1.3 Fibre optique mode plat

Dans cette section, nous expliquons tout d'abord le principe général permettant la mise en forme du mode fondamental que nous avons retenu. Nous développons ensuite la stratégie originale retenue par notre équipe permettant de réaliser cette fibre.

Enfin, nous présentons les résultats de caractérisation de cette fibre posant ainsi les bases sur lesquelles s'appuie cette thèse.

1.3.1 Principe du mode fondamental plat dans une fibre optique

Nous avons vu dans la partie 1.1.2 que les techniques utilisées à l'heure actuelle ne nous satisfont pas pleinement (fortes pertes, espace libre, faisceau incohérent...). C'est pourquoi une stratégie a été retenue impliquant la mise en forme spatiale du mode fondamental dans une fibre optique monomode. A.K Ghatak et al. [55] ont présenté dès 1999 un design original de fibre optique monomode dont le mode fondamental est plat. Ce design est basé sur l'ajout d'un anneau de haut indice d'épaisseur, ΔR , faible autour d'une fibre à saut d'indice classique.

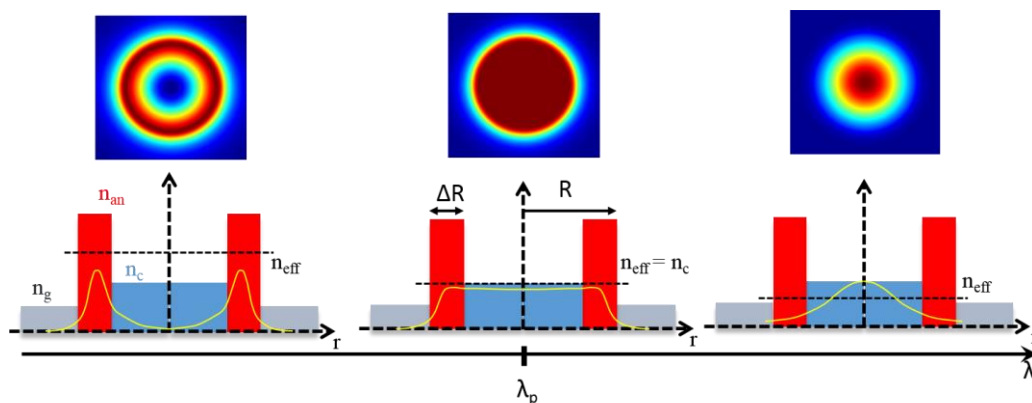


Figure 1-21 : Schéma 1D du profil d'indice du design proposé par A.K Ghatak et al. [55] avec en jaune le profil d'intensité 1D et au-dessus le profil d'intensité 2D simulé numériquement.

La Figure 1-21 représente un tel profil d'indice avec en gris l'indice de la gaine (n_g), en rouge l'indice de l'anneau (n_{an}), en bleu l'indice du cœur et en jaune le profil du mode fondamental. L'apparition de deux sauts d'indices au lieu d'un seul (pour une fibre à saut d'indice) modifie les propriétés de confinement de la lumière comme décrit ci-dessous.

A **faible longueur d'onde** (à gauche de l'image), la lumière peut résoudre le guide formé par l'anneau de haut indice et être évanescente dans la gaine et le cœur, l'indice effectif du mode fondamental (n_{eff}) est alors supérieur à celui du cœur. A noter que la différence d'indices entre l'anneau et la gaine ($n_{an}-n_g$) étant plus élevée qu'entre l'anneau et le cœur ($n_{an}-n_c$), la décroissance exponentielle du mode est bien plus rapide dans la gaine que dans le cœur. Nous obtenons ainsi un **mode fondamental annulaire**.

A contrario, en se plaçant à **grande longueur d'onde**, le mode fondamental va se localiser au centre du cœur et à suffisamment grande longueur d'onde ($\lambda \gg \Delta R$), la lumière ne résout plus l'anneau et le mode sera similaire à celui d'une fibre standard, soit un **mode quasi-gaussien** (à droite de l'image).

Entre ces deux régimes, il existe une longueur d'onde pour laquelle le mode fondamental a une **forme plate**. En effet, en augmentant la longueur d'onde depuis le régime $\lambda \ll \Delta R$, on observe un étalement progressif de l'onde dans le cœur et la

gaine, ce qui a pour conséquence une diminution de l'indice effectif n_{eff} du FM. A une certaine longueur d'onde, son indice effectif (n_{eff}) devient égale l'indice du cœur : la lumière est propagative dans les deux guides d'onde (anneau et cœur). C'est à cette longueur d'onde (λ_p) que l'on obtient un profil de mode plat (au milieu de l'image).

Nous voyons que l'originalité de ce profil d'indice vient de l'ajout d'un anneau de haut indice autour du cœur. Mais pour obtenir un mode plat à la longueur d'onde souhaitée, il est important d'étudier l'interdépendance des paramètres d'épaisseur et d'indice de cet anneau en fonction des paramètres optogéométriques de la fibre (indices, longueur d'onde, taille du cœur ...).

Ainsi, j'ai entrepris l'étude des couples indice/épaisseur pour lequel le mode plat est obtenu à une longueur d'onde de 1050 nm, en me basant sur l'article de A.K Ghatak [55] et al.

On se fixe tout d'abord les paramètres optogéométriques du cœur (n_c et ΔR) et de la gaine (n_g) ; le choix de ces paramètres pouvant être guidé par une valeur de fréquence normalisée proche de 2,405. Puis on détermine, pour une valeur d'indice d'anneau donnée, ΔR à l'aide de l'équation (1-16).

$$\frac{U \left[Y_0'(U) - \frac{Y_0'(Ud/a)}{J_0'(Ud/a)} J_0'(U) \right]}{Y_0(U) - \frac{Y_0(Ud/a)}{J_0(Ud/a)} J_0(U)} = \frac{W K_0'(W)}{K_0(W)}$$

$$\begin{aligned} U &= ak_0 (n_1^2 - n_3^2)^{1/2} \\ W &= ak_0 (n_3^2 - n_2^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (1-16)$$

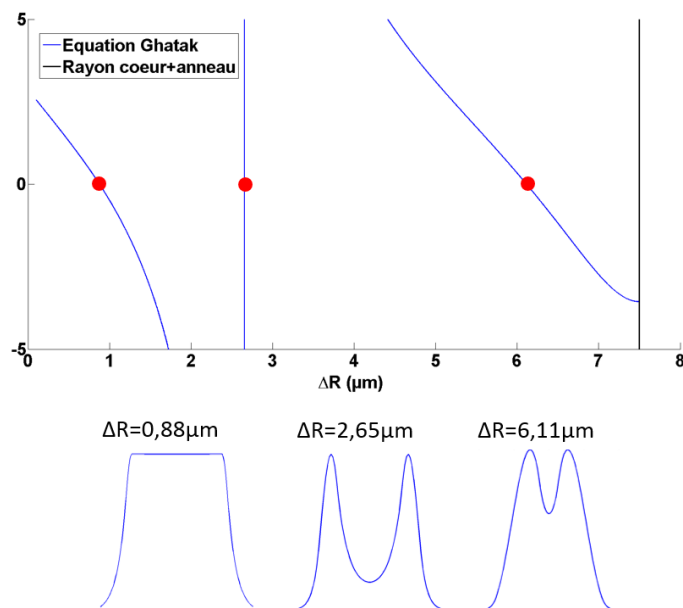


Figure 1-22: Résultat de l'équation (1-17) de Ghatak en fonction de l'épaisseur (au-dessus) avec le profil du mode fondamental de chaque solution (en-dessous) pour un indice de l'anneau égale à 4×10^{-3} au-dessus de l'indice de la silice.

La Figure 1-22 est un exemple de la méthode ci-dessus. Elle a été réalisée avec les paramètres suivant : $R= 7,5 \mu\text{m}$, $n_g = 1,44881$ grâce à l'équation (4), $n_c=1,4498$, $n_{an}=1,4538$. Nous remarquons sur cette figure, qu'il existe plusieurs solutions de l'équation mais seule la première donne un mode plat pour une épaisseur (ΔR) de $0,88 \mu\text{m}$. A noter que pour certaines valeurs de rayon trop faible, il peut ne pas exister de solution.

Puis l'étude est réitérée autant de fois que nécessaire pour obtenir l'évolution de l'indice de l'anneau en fonction de son épaisseur et ceci pour différents rayons.

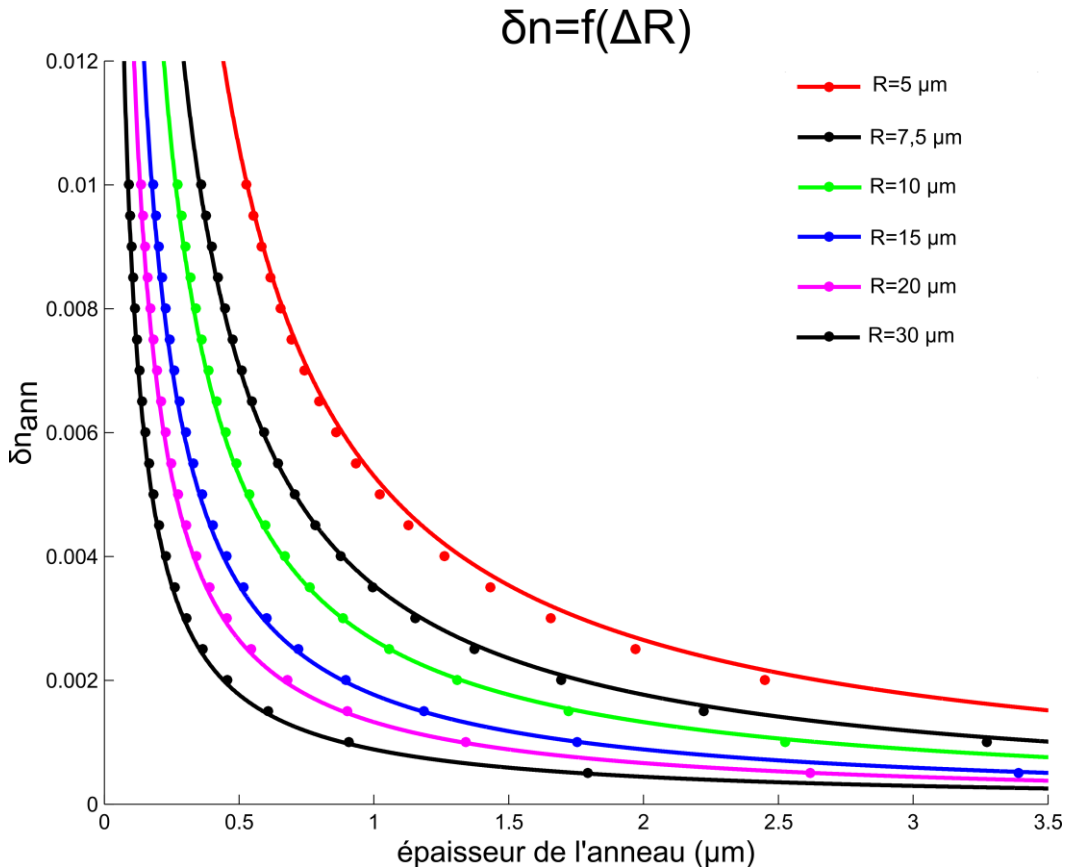


Figure 1-23: Représentation des couples indice/épaisseur de l'anneau pour des rayons de l'anneau de 5, 7,5, 10, 15 et 30 μm avec les points représentant les valeurs simulées numériquement et les trait plein l'ajustement de courbe de type $y=c/x$ avec c une constante.

Le résultat d'une telle étude pour 6 différents rayons du cœur est représenté sur la Figure 1-23. Nous pouvons remarquer pour chaque rayon une décroissance de l'indice en fonction de l'épaisseur par une relation du type $\delta n_{an} \Delta R = C$, avec C une constante. De plus, nous pouvons déduire une relation reliant C au rayon de cœur tel que $C=0,26/R$. Le mode plat étant dépendant, entre autres, de l'indice et de l'épaisseur de l'anneau, il est possible de compenser une baisse de l'indice de l'anneau par une augmentation de son épaisseur. Il est intéressant de voir qu'avec l'augmentation du rayon de l'anneau (et donc du cœur), cette décroissance devient de plus en plus abrupte et que pour un même indice d'anneau, l'épaisseur de l'anneau diminue. Ces observations nous donnent des indications pratiques pour les futures fabrications. En effet, obtenir des cœurs plus larges (pour le transport de puissance) nécessite de

travailler avec des anneaux d'indices et d'épaisseurs relativement faibles, ce qui complique la fabrication. A titre d'exemple, pour un diamètre de 40 μm , l'épaisseur d'anneau est de seulement 0,343 μm (soit 0,8 % du diamètre) pour un $\Delta n=0,004$.

1.3.2 Etat de l'art

Après avoir vu le principe général de l'apparition du mode plat, intéressons-nous à la fabrication de la fibre correspondante. Pour la fabrication de cette fibre, nous nous sommes basés sur le design de A.K Ghatak et al. Un des défis techniques à relever fut le contrôle de tous les indices.

1.3.2.1 Historique et stratégie originale

Bien que dès 1999, A.K Ghatak et al. [55] proposent un design de fibre permettant d'obtenir un mode fondamental plat [Figure 1-24 (a)], il a fallu attendre 2004 pour que cette étude numérique se concrétise par la fabrication d'une fibre. Celle-ci délivrant un mode plat est encore bien loin de la forme idéale [Figure 1-24 (b)] [56]. Cette difficulté de réalisation découle de problèmes techniques empêchant d'obtenir le bon profil d'indice. Ce n'est qu'en 2012 que la première réalisation convaincante d'une fibre mode plat monomode a été obtenue [Figure 1-24 (c)] [57].

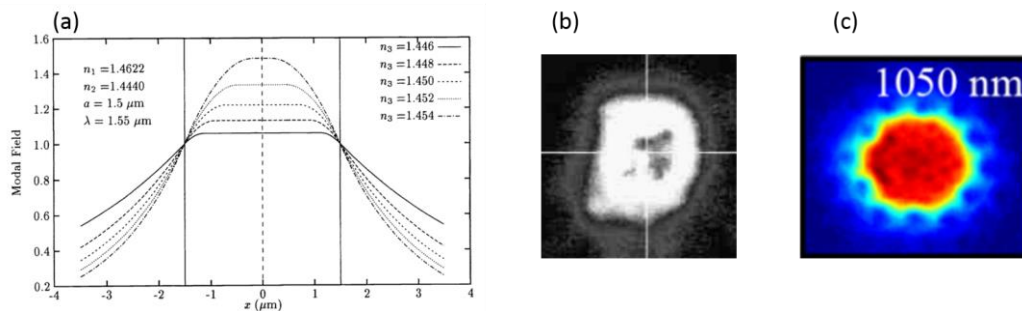


Figure 1-24: Historique du mode plat, simulation numérique par Gathak et al. en 1999 [55] (a), première observation expérimentale par Dawson et al. en 2004 [56] (b), première observation convaincante par Valentin et al. en 2012 [57] (c).

Cette réalisation obtenue au sein de notre laboratoire (PhLAM), a été rendue possible grâce à la stratégie originale suivante :

1. La gaine est **une gaine air-silice microstructurée** : ceci permet d'ajuster finement son indice effectif lors du dernier fibrage via notamment le pas, Δ (ce qui modifie aussi la taille du cœur) mais aussi grâce au contrôle de la taille des trous, d , indépendamment de la taille du cœur. Les paramètres de cette gaine sont choisis de façon à ce que son indice effectif soit supérieur à l'indice effectif du premier mode d'ordre supérieur mais inférieur à l'indice effectif du mode fondamental. Cette condition permet de ne guider seulement le mode fondamental et ainsi de rendre la fibre monomode.
2. **L'anneau de haut indice**, quant à lui, est contrôlé finement grâce à la technique de dépôt par phase gazeuse (Outside Vapor Deposition) [51, 52]. En effet, cette anneau de silice dopé germanium est déposé sur une cible en silice pur par couches successives. Ainsi, en contrôlant la concentration de

dopant et le nombre de couches, il est possible d'atteindre bien plus précisément le couple indice/épaisseur choisi (cf Figure 1-23) que dans le cas d'une fabrication par MCVD par exemple.

La Figure 1-25 représente schématiquement le design de fibre avec les différents paramètres conditionnant l'obtention du mode plat à 1050 nm et le caractère monomode de la fibre.

Les premières réalisations ont montré qu'il est techniquement très difficile d'obtenir une fibre monomode délivrant un mode plat à 1050 nm avec un cœur ayant le même indice que la silice de la gaine. Pour cela, **un cœur (HSQ 300 Heraeus) avec un indice légèrement inférieur à celui de la silice de la gaine (F300 Heraeus)** a servi de cible à l'anneau lors de l'OVD. Ceci a permis de relâcher la contrainte sur la taille des trous de la gaine micro-structurée. Ainsi, à titre d'exemple, pour un pas de 5 μm , un design nécessitant des trous de 150 nm de diamètre ($d/\text{pas} \sim 0,03$) pour obtenir le caractère monomode dans le cas d'un cœur de silice de même indice que celui de la silice utilisée dans la gaine est remplacé par un design avec un diamètre de trous d'environ 500 nm ($d/\text{pas} \sim 0,1$) pour un cœur d'indice 6×10^{-4} plus faible.

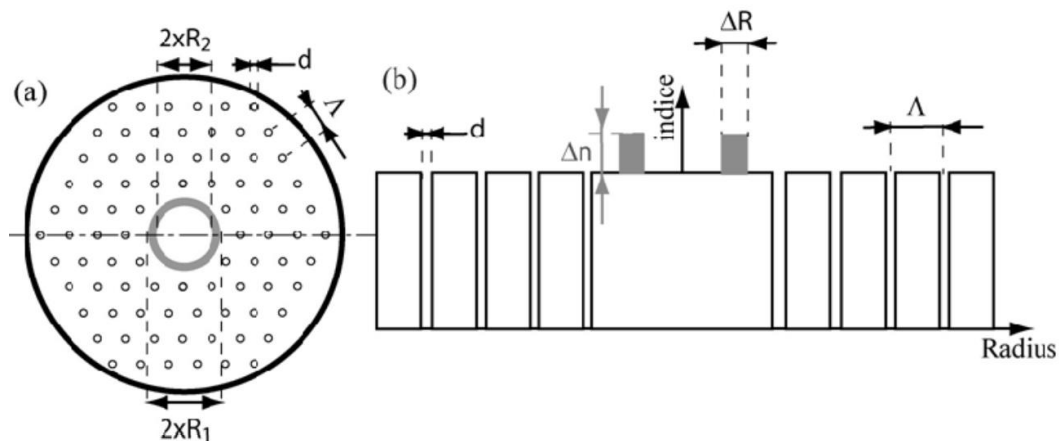


Figure 1-25: Section transverse (a) et profil d'indice (b) d'une fibre mode plat. Avec $\Delta R = R_1 - R_2$ représentant l'épaisseur de l'anneau et Δn son indice par rapport à la silice, d le diamètre des trous d'air et Λ le pas de la gaine microstructurée

Le résultat de fabrication est représenté sur la Figure 1-26 (a). Les trous d'air inclus apparaissent en noir sur la photo MEB, la matrice de silice pure en gris. A noter la présence de défauts dans la gaine. Ces défauts sont dus à la technique de fabrication des capillaires obtenus par double assemblage³. Mais ces trous surnuméraires ou de taille élargie sont situés relativement loin du cœur (4ème et 5ème couronnes). Ainsi, ces défauts n'ont que très peu d'effet sur la forme du mode fondamental. Nous pouvons observer, en gris clair, l'anneau de silice dopée germanium autour du cœur. Notons que le MEB ne permet pas de distinguer les deux qualités de silice utilisées ici.

³ La technique de double assemblage consiste à insérer dans chaque capillaire empilé un autre capillaire pour obtenir le rapport diamètre interne sur diamètre externe voulue (d/Λ).

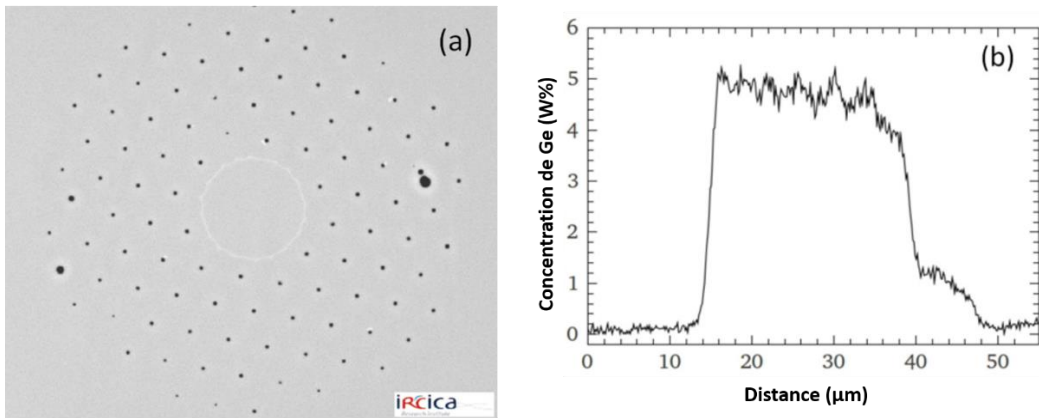


Figure 1-26: Photographie prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la fibre (a), concentration de germanium mesurée par microsonde sur la préforme avant tirage en fibre (b) (d'après [57]).

La Figure 1-26 (b) est le résultat de la mesure de la concentration de germanium de l'anneau OVD faite par mesure microsonde. Il est important de souligner que cette mesure n'est possible que sur des tailles d'échantillon supérieures au micron à cause de la précision de la mesure. Pour cela, la mesure a été faite sur la préforme avant le tirage en fibre. Nous pouvons observer que cette concentration est homogène avec des bords bien marqués. Cette mesure nous conforte sur le choix de la technique OVD pour la création de l'anneau. Précisons qu'il est possible d'estimer l'épaisseur de l'anneau dans la fibre finale par simple homothétie.

1.3.2.2 Caractérisation

Une fois la fibre fabriquée, une première caractérisation a été réalisée en injectant une source supercontinuum dans deux mètres de cette fibre. Des filtres de bande passante de 10 nm ont été placés devant la lentille d'injection pour suivre l'évolution du mode selon la longueur d'onde. L'image en champ proche a ainsi été obtenue sur une caméra ayant une bande passante suffisante pour observer de 650 nm à 1650 nm. La Figure 1-27 présente les résultats de cette caractérisation.

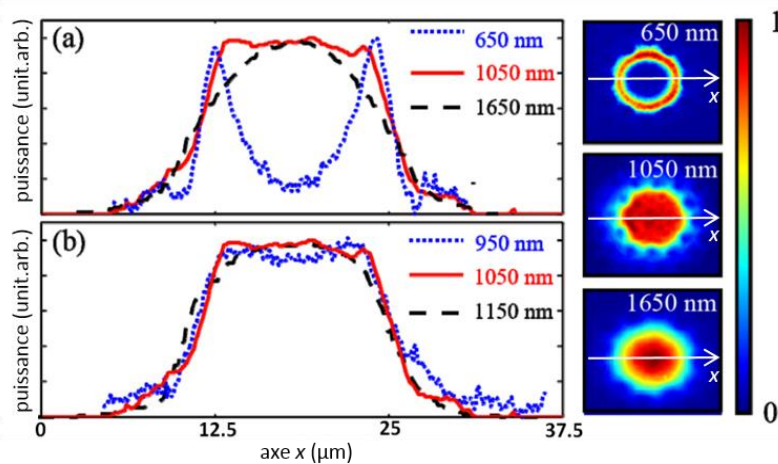


Figure 1-27: profil transverse expérimental du mode fondamental entre 650 nm et 1650 nm (a) et entre 950 nm et 1150 nm (b) (d'après [57]).

Nous observons le comportement de la forme du mode selon la longueur d'onde décrit à la partie 1.3.1. A 650 nm, la lumière est principalement confinée dans l'anneau et nous retrouvons le mode annulaire. En augmentant la longueur d'onde jusque 1650 nm nous retrouvons le mode quasi-gaussien, typique des fibres standard. C'est bien à 1050 nm que le mode prend une forme plate. De plus, il est observé le maintien de cette forme plate sur une plage de longueur d'onde s'étendant sur environ 200 nm centrée autour d'une planéité quasi parfaite à 1050 nm.

Le caractère monomode a été quant à lui testé par la méthode du S^2 [60]. Aucun mode d'ordre supérieur n'est observé et ce pour différentes conditions de mesures (différents couplages en entrée de fibre, différents rayons de courbure).

Pour caractériser les pertes, il a d'abord été utilisé la technique de découpes successives (« cut-back » en anglais) sur une fibre tenue le plus droit possible. Dans un second temps, une mesure des extra-pertes par courbure a été réalisée. La Figure 1-28 (a) présente le résultat du cutback avec des pertes linéiques de 0,23 dB/m. La Figure 1-28 (b), quant à elle, présente les résultats des pertes par courbure. Il est observé des pertes acceptables pour des rayons supérieurs à 10 cm.

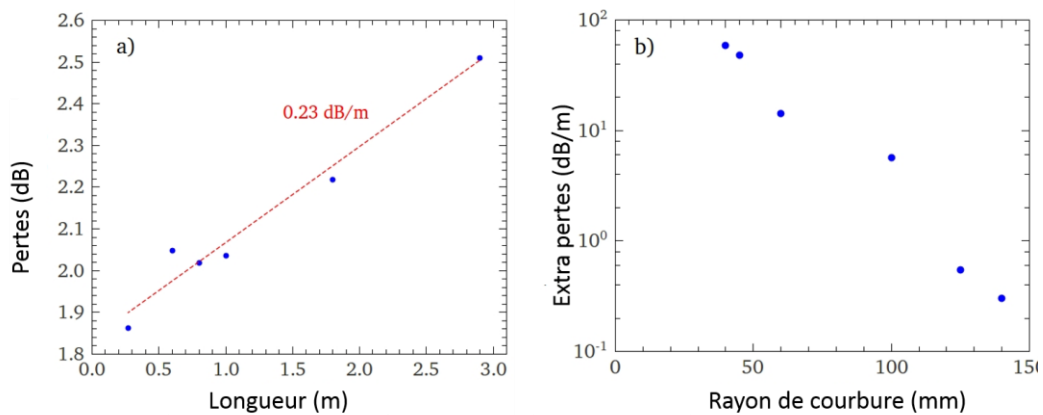


Figure 1-28: Résultat de mesure des pertes linéiques (a), résultats de mesure des extra-pertes par courbures (b) (d'après [57]).

Toutefois cette fibre mode plat ne permet pas le maintien de polarisation ni le transport de fortes puissances par rapport aux objectifs à atteindre (le mJ).

1.3.2.3 Déformation du mode plat lors de la propagation

Nous avons vu qu'un faisceau aplati peut intéresser les industriels, notamment pour la découpe, la gravure et le marquage laser. Pour ces applications, le faisceau doit avoir la forme souhaitée lorsqu'il est déposé sur la cible. Or le faisceau aplati se déforme lors de la propagation en espace libre, ce qui ajoute une contrainte sur la profondeur de champ utilisable. Dans le cas d'un faisceau gaussien, celui-ci ne se déforme pas lors de la propagation, ainsi, la profondeur de champ est définie par rapport à la distance de Rayleigh, i.e. défini par l'élargissement du faisceau par rapport au waist minimum. Or avec un faisceau aplati, il faut également tenir compte de la déformation du profil d'intensité lors de la propagation. La Figure 1-29 présente la forme spatiale d'un

faisceau aplati en fonction de la distance de propagation normalisée par la distance de Rayleigh. Nous pouvons observer la forme plate du faisceau au point focal (a, b), on voit apparaître la déformation du faisceau dès une propagation égale à $\frac{1}{4}$ de la distance de Rayleigh (c, d) avec un forme creusé au milieu du mode. Enfin pour des distances de propagation plus grandes, le faisceau se rapproche de la forme quasi-gaussienne usuelle (e, f, g, h). Il apparait donc une profondeur de champ utile assez réduite.

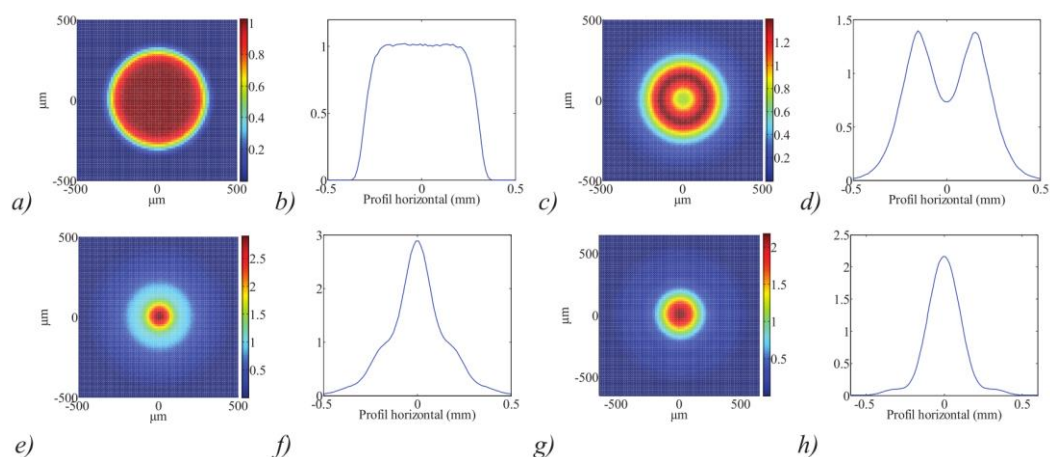


Figure 1-29: Images et profils d'intensité d'un faisceau aplati (super-gaussienne d'ordre 5, $w_0 = 333 \mu\text{m}$, $Z_r = 17,5 \text{ cm}$) au cours de sa propagation. (a et b) au point focal (waist minimum), (c et d) à une distance égale à $\frac{1}{4}$ de la distance de Rayleigh. (e et f) à une distance égale à $\frac{1}{2}$ de la distance de Rayleigh. (g et h) à une distance égale à la distance de Rayleigh. Tirée de la thèse de P. Calvet [4].

1.4 Notions de fabrication

Ces travaux de thèse ont demandé beaucoup d'efforts de fabrication. On explicite ici la méthode générale retenue. Les spécificités propres à chaque design seront précisées dans les sections concernées.

L'étude présentée ici se place dans un régime de propagation RTIM présentée à la section 1.2.1.2. Pour cela, les fibres fabriquées utilisent la technique de microstructuration de la gaine. La fibre microstructurée air/silice se différencie de la fibre standard à saut d'indice par l'introduction de trous d'air dans la gaine, ce qui implique un procédé de fabrication différent. Pour cela il existe différentes techniques comme le perçage, le moulage ou l'extrusion mais il a été retenu une technique largement utilisée par la communauté pour fabriquer ce genre de fibre, la technique d'empilement et tirage⁴ (stack and draw en anglais).

⁴ Pour plus de simplicité et de cohérence avec la communauté scientifique, nous utiliserons le terme anglais « stack and draw » dans la suite du document

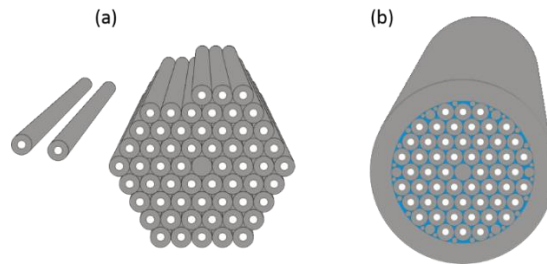


Figure 1-30: Première étape de la méthode "stack and draw" avec l'empilement des capillaires (a) et le manchonnage (b).

Une fois le design établi, la première étape consiste à tirer les capillaires nécessaires à la microstructuration de la gaine. Tout d'abord, un tube de silice est étiré sur une tour de 6 m de hauteur en une centaine de capillaires de 1 à 2 mm de diamètre⁵. Cette tour d'étirage se compose d'un mécanisme de descente de préforme permettant de descendre le tube dans un four (Figure 1-31). Le tube est ramolli grâce à une température fixée autour de 2000 °C. Un système de tirage va permettre son amincissement pour obtenir les capillaires.

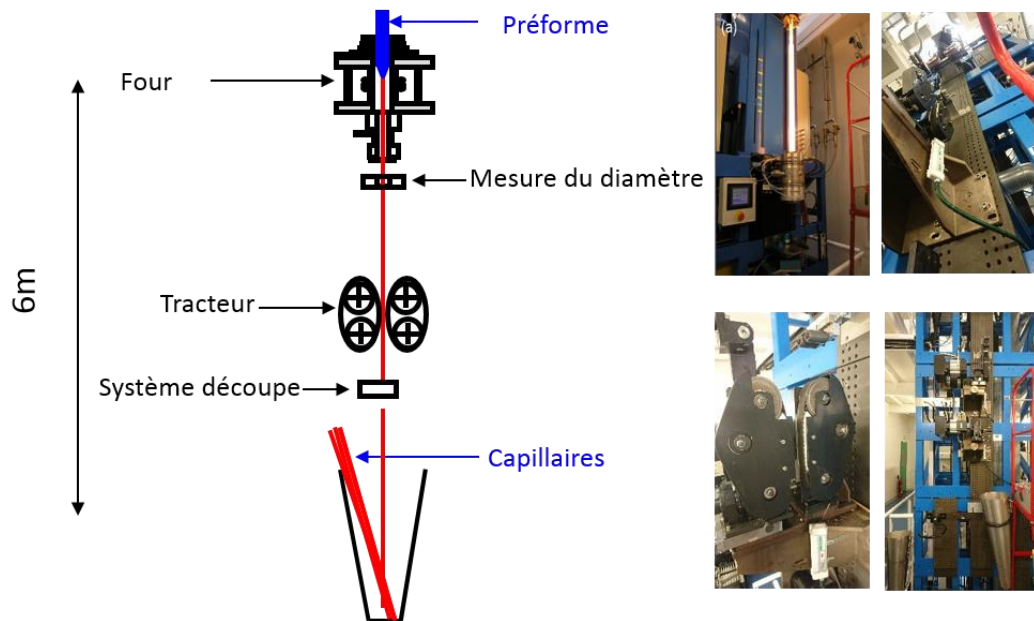


Figure 1-31: Schéma de la tour de tirage des capillaires avec les photographies d'une préforme dans le four et du système de traction et de découpe.

Le diamètre des capillaires est obtenu en ajustant le rapport des vitesses de descente de préforme (v_p) et de tirage (v_c). En effet, par la conservation du volume lors de l'étirage, on peut calculer ce rapport tel que :

⁵ A noter que les valeurs de diamètres présentées ici sont des valeurs typiques. L'ordre de grandeur reste le même d'une réalisation à l'autre mais des variations sont possibles selon les besoins et les matériaux disponibles.

$$\frac{v_c}{v_p} = \frac{r_p^2}{r_c^2} \quad (1-17)$$

Où r_p correspond au rayon du tube et r_c le rayon du capillaire en supposant l'homothétie lors du tirage (i.e. pas de rétreint ni de gonflement). De même, le cœur et des coins sont étirés par la même méthode.

La seconde étape consiste à empiler (« stack » en anglais) ces capillaires selon un assemblage hexagonal [Figure 1-30 (a)]. Le cœur est inséré à la place du ou des capillaires centraux selon la taille désirée (défaut de 1, 7 ou 19⁶). Certains capillaires en périphérie du stack sont enlevés pour permettre son insertion dans un tube manchon de 25 mm de diamètre externe [Figure 1-30 (b)]. Sont ensuite insérés les coins pour ajuster le stack au manchon assurant le maintien de la structure à l'intérieur de celui-ci.

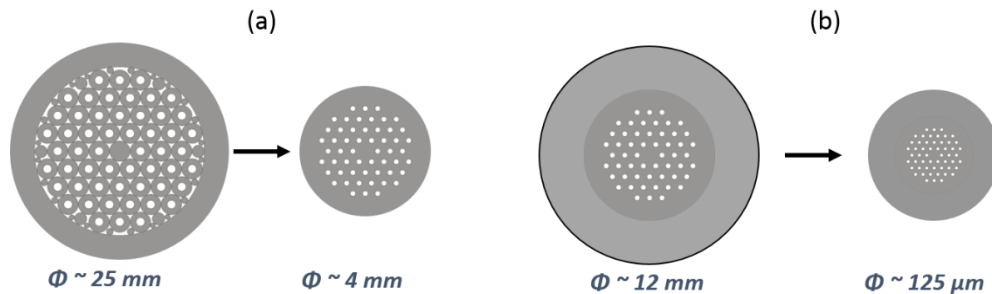


Figure 1-32: Représentation de la méthode "stack an draw" avec le premier tirage de l'empilement manchonné (25 mm) en préforme (4 mm) (a) et le tirage de la préforme manchonnée (12 mm) en fibre (125 µm) (b).

La troisième étape de fabrication consiste à étirer le stack en préforme secondaire sur la même tour que pour l'étirage des capillaires, ce stack manchonné est étiré en canne de 4 mm de diamètre. Pour cela, il est nécessaire d'appliquer un vide entre les capillaires et le tube manchon pour assurer le bon collage. L'air piégé dans les capillaires va se dilater lors de la montée en température. Ce phénomène permet de contrebalancer la tendance naturelle des trous à se retreindre du fait de la tension de surface. Ainsi, il est possible d'appliquer le vide entre les capillaires et le tube manchon tout en gardant l'intérieur des capillaires ouvert. Le résultat est une nouvelle fois manchonné dans un tube de 12 mm de diamètre externe.

La dernière étape consiste à étirer la préforme secondaire manchonnée en fibre de typiquement 100 à 200 µm de diamètre. Pour cela, elle est accrochée à une tour de fibrage [Figure 1-33 (a)] utilisant le même principe que pour l'étirage en capillaire. Comme vu précédemment, un système de vide est rajouté sur la préforme pour assurer le bon collage entre le manchon et la canne microstructurée. Mais à cette étape, un système de pression est aussi appliqué pour ajuster la taille des trous de la gaine. Un polymère est rajouté autour de la fibre permettant d'accroître essentiellement sa

⁶ Un défaut de 1, 7, 19 revient à remplacer respectivement 1, 7, 19 capillaires par le cœur.

résistance mécanique. Elle peut ainsi ensuite passer par le cabestan. La fibre avec sa gaine de polymère est finalement enroulée autour d'un tambour.

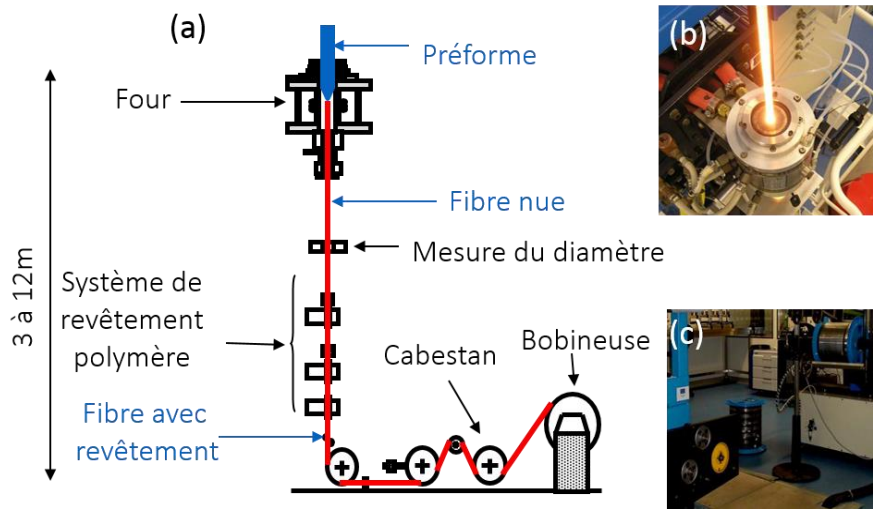


Figure 1-33: Schéma de la tour de fibrage (a), photographie du four (b), photographie du cabestan et de la bobineuse (c).

L'un des intérêts de cette technique de fabrication de fibre vient du fait qu'un contrôle fin des paramètres de la gaine est possible jusqu'à la dernière étape de fabrication. En effet lors du tirage de la fibre, il est possible, en modifiant la vitesse et la pression d'obtenir respectivement le Δ et le d/Δ de gaine désirés. Par contre, ces paramètres ne sont pas mesurables pendant le tirage. Il est donc nécessaire de faire plusieurs échantillonnages avant de trouver les bons paramètres. Le processus étant très reproductible, les paramètres ne varieront que peu d'un tirage à l'autre.

1.5 Conclusion

Ce premier chapitre a permis de préciser le contexte de ces travaux de thèse qui ont pour but de développer une fibre optique monomode à maintien de polarisation délivrant un mode dont l'énergie est homogène sur toute sa section transverse (au contraire du mode usuel quasi-gaussien). En effet, ce type de fibre est très pertinent pour répondre à des besoins exprimés notamment par l'industrie de découpe, marquage et gravure laser dans le milieu industriel et par le CEA-CESTA pour le pilote du Laser MégaJoule. Plus précisément nous avons effectué une étude comparative de différentes méthodes permettant la mise en forme spatiale de faisceau. Il découle notamment de cette étude que les techniques en espace libre (masque d'intensité ou de phase, combinaison de faisceaux) et les différentes techniques fibrées développées ailleurs (fibre très multimode, fibre d'Airy) font soit apparaître de trop fortes pertes ou une trop forte sensibilité à l'alignement soit produisent un faisceau aplati peu cohérent, rendant ces approches non compatibles avec nos objectifs. La solution optimale alors retenue consiste à réaliser une fibre monomode délivrant un mode fondamental aplati grâce à l'ajout d'un anneau de haut indice entre le cœur et la gaine d'une fibre standard (K. Ghatak et al. [55]). L'état de l'art, correspondant à la première réalisation mondiale d'une telle fibre et à ses principales propriétés, a été reporté. La stratégie alors retenue est basée sur le dépôt de l'anneau de haut indice par OVD sur

un cœur de silice d'indice légèrement plus faible que celle utilisée pour la gaine microstructurée. L'évolution de cette stratégie pour obtenir une fibre à maintien de polarisation et pour augmenter son aire effective feront notamment l'objet des chapitres 2 et 3 de ce mémoire.

Chapitre 2 Fibre mode plat à maintien de polarisation

Dans ce chapitre nous proposons d'améliorer la fibre présentée précédemment en y ajoutant la propriété de maintien de polarisation. Nous présentons tout d'abord les besoins du LMJ quant à la préservation de la polarisation et la solution apportée pour pouvoir intégrer la fibre précédente dans un amplificateur. Nous présentons ensuite le cas d'une fibre présentant un mode plat à 1050 nm, monomode et à maintien de polarisation (PM). Le choix de notre 1^{er} design est tout d'abord explicité, puis nous présentons les détails de sa fabrication pour poursuivre sur la caractérisation du résultat obtenu. Par la suite, nous présentons le modèle numérique qu'il a fallu développer ainsi que les simulations numériques liées à cette première fibre et nous proposons de nouveaux designs permettant l'augmentation de la biréfringence. La dernière partie de ce chapitre concerne l'étude de fibres toute solide mode plat. Nous commençons par étudier les paramètres de la gaine toute solide permettant d'exhiber les mêmes propriétés optiques que la gaine air-silice. Enfin, nous présentons les résultats de réalisations de fibres toute solide mode plat ainsi que les caractérisations de monomodalité, de profil de mode et de biréfringence associées.

2.1 Motivations et résultats préliminaires

Les différents faisceaux du LMJ doivent préserver leur polarisation lors du transport de l'énergie jusqu'à la cible. En effet, les propriétés optiques (transmission, efficacité, ...) de tous les différents éléments utilisés (tels que les miroirs, les plaques amplificatrices, les cristaux convertisseurs de fréquence, ...) dépendent de la polarisation, celle-ci doit donc être parfaitement maîtrisée. Pour cela, le maintien de polarisation dans nos fibres est une préoccupation importante et de nouveaux designs de fibre doivent être développés.

Toutefois nous avons pu présenter une 1^{ère} solution à la mise en forme spatiale de mode transverse préservant la polarisation de la lumière à l'aide de la fibre mode plat décrite précédemment. Cette solution est basée sur l'utilisation de cette fibre comme embout final à un système amplificateur PM [61]. En effet un embout de longueur millimétrique est suffisamment long pour assurer un profil d'intensité de sortie plat tout en étant suffisamment court pour que l'état de polarisation soit conservé bien que la fibre servant d'embout ne soit pas PM. Avec cette solution il est ainsi possible de mettre en forme spatialement des faisceaux délivrés par un grand nombre de fibres commerciales à maintien de polarisation.

La Figure 2-1 montre les deux architectures (pompage co- ou contra-propagatif) d'un tel amplificateur nanoseconde de classe $100\mu\text{J}$ réalisé au CEA-CESTA avec dans le dernier étage d'amplification une fibre NKT-Photonics (DC-135/14-PM-Yb) ainsi que notre fibre mode plat (THF), décrite au chapitre 1, ajoutée en tant qu'embout de 3mm en sortie du système.

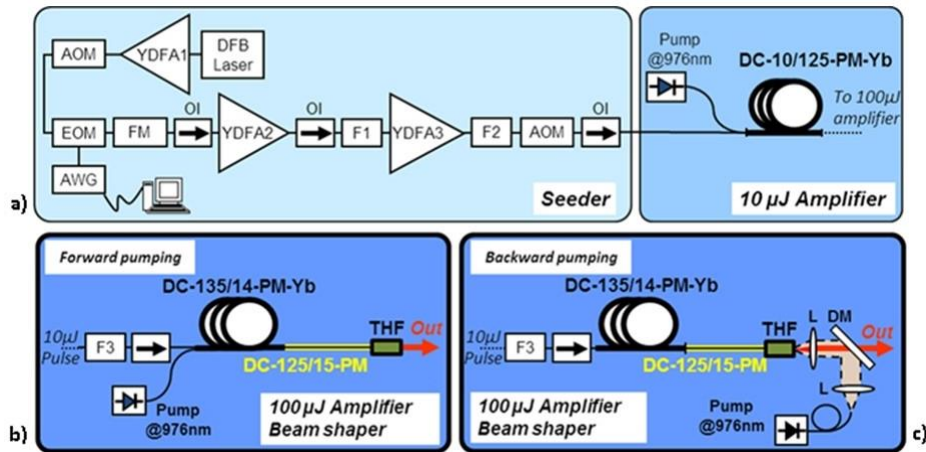


Figure 2-1: Schéma expérimental de l'amplificateur. DFB: distributed feedback; YDFA: Yb-doped fiber amplifier; AOM: acousto-optic modulator; EOM: electro-optic modulator; AWG: arbitrary waveform generator; FM: frequency modulator; OI: optical isolator; F1, F2: 2 nm FWHM pigtailed spectral filters @1053 nm; F3: 1 nm FWHM pigtailed spectral filter @1053 nm; THF: Top-hat fiber; L: lens; DM: dichroic mirror. D'après la référence [61]

Notons qu'un de point de vue pratique de meilleurs résultats ont été obtenus en intercalant une fibre passive (Nufern PLMA-GDF-15/130 OU DC-125/15-PM) entre la fibre active et l'embout notamment pour mieux adapter le mode gaussien à la fibre à mode plat [61]. L'efficacité de couplage théorique entre ce type de modes est représentée en fonction du MFD du faisceau quasi-gaussien sur la Figure 2-2 (a). Cette figure démontre que des efficacités théoriques très élevées peuvent être obtenues malgré la forte différence apparente des profils d'intensité considérés. En effet le taux de couplage atteint une valeur maximale de 96% pour un MFD proche de $16\mu\text{m}$. La Figure 2-2 (b) montre quant à elle le profil spatial du mode obtenu en sortie de l'amplificateur. Cette solution de mise en forme spatiale et de conservation de la polarisation a produit des résultats satisfaisant pour cet amplificateur de $100\mu\text{J}$.

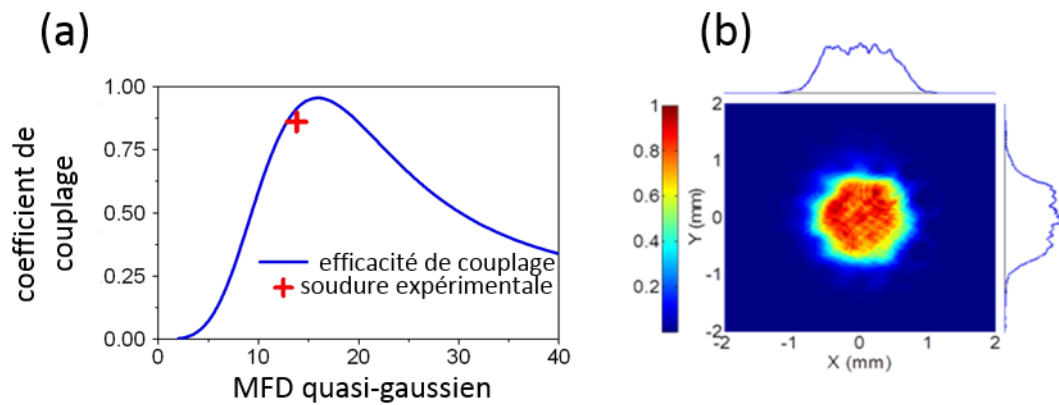


Figure 2-2: Evolution du coefficient de couplage en fonction du diamètre du mode quasi-gaussien en entrée (a), Profil 2D de l'intensité du mode en sortie d'amplificateur avec les coupes verticales (au-dessus) et horizontal (à droite) tirée de la référence [61].

Cependant une véritable fibre à maintien de polarisation permet un plus grand choix d'architecture d'amplificateur et de ce fait une facilité de personnalisation selon les besoins (par exemple, l'utiliser comme fibre de transport). Le but final est de créer un amplificateur tout fibré de l'ordre du millijoule. Il est donc intéressant de produire une fibre permettant simultanément l'amplification, la mise en forme du mode fondamental et le maintien de polarisation. Nous développons dans un premier temps une solution intégrant la mise en forme spatiale du mode et le maintien de polarisation dans une seule et unique fibre.

2.2 Fibres air-silice PM : approches expérimentales

Contrairement au cas de la fibre non PM, il n'existait pas de code numérique pouvant aider au design de la fibre avant sa réalisation. Afin d'avancer sur la problématique, il a été décidé de réaliser une 1ère fibre PM sans qu'elle soit modélisée au préalable et de développer en parallèle un nouveau code numérique permettant de prendre en compte les effets de contraintes sur les propriétés optiques de la fibre.

2.2.1 Design

Comme nous l'avons vu dans la section 1.3, le principe du mode plat est basé sur un profil d'indice bien particulier et son contrôle doit être très fin. De plus, rappelons que le mode plat à 1050 nm n'est pas notre seule préoccupation, des besoins ont été identifiés quant au maintien de polarisation de cette fibre.

Nous avons décidé de garder le même type de design que celui de la première fibre mode plat décrit en section 1.3.2 en y ajoutant des barreaux de contraintes. Rappelons les constituants importants de la fibre mode plat monomode :

1. Une gaine microstructurée air-silice réalisée par l'empilement de tubes de silice pure (F300-Heraeus)⁷ selon la technique du stack and draw (décrite dans la partie 1.4). Elle se caractérise par le pas de son réseau (Λ) et le diamètre des trous d'air (d). Cette méthode de fabrication de la gaine permet le contrôle de son indice effectif et ce jusqu'à la dernière étape de fabrication. Ainsi, l'obtention du caractère monomode en est grandement facilitée.
2. Un anneau de haut indice, composé de silice dopée germanium, déposé autour du cœur par la technique OVD (présenté au chapitre 1). Cette technique permet le contrôle de l'épaisseur (ΔR) et de l'indice de réfraction grâce au contrôle de la quantité de dopant incorporée à chaque couche de dopant. Dans notre cas, la différence d'indice de réfraction entre l'anneau et la silice pure est estimée à 4×10^{-3} à partir de la mesure de concentration de GeO_2 par microsonde.
3. Un cœur de silice (HSQ330-Heraeus) avec un indice de réfraction légèrement inférieur à la silice de la gaine ($n_{\text{Si}} - n_{\text{c}} = 6 \times 10^{-4}$). Cet indice abaissé permet ainsi de faciliter la fabrication d'une fibre microstructurée monomode dont les trous d'air peuvent être plus gros que dans le cas d'un indice de cœur égal à celui de la silice de la gaine (expliqué au chapitre 1).

Nous avons choisi de créer une biréfringence de contraintes au sein de la fibre plutôt qu'une biréfringence de forme basée sur l'asymétrie du cœur [62], ce qui aurait pu modifier la forme de notre mode et conduire à une valeur de biréfringence plus faible pour une taille de cœur équivalente. Cette biréfringence de contraintes a été possible en ajoutant des barreaux de contraintes composés de silice dopée bore (en noir sur la Figure 2-3). En effet, ce matériau n'ayant pas le même coefficient d'expansion thermique⁸ ($2,05 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour une concentration en bore de 16 mol%) que la silice ($5,4 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$) [63], lors du refroidissement il y a apparition de contraintes induisant la biréfringence.

Ces barreaux sont ajoutés dans la gaine de part et d'autre du cœur. Pour minimiser leurs impacts potentiels sur la forme du mode, nous avons décidé d'en inclure un faible nombre (6x2) et de les placer relativement loin du cœur (sur les 3^{ème} et 4^{ème} couronnes). Précisons que le choix du placement et du nombre des éléments de contraintes a été aussi motivé par l'apparition de problèmes liés à la fabrication que nous présentons dans la partie 2.2.3.

⁷ Dans la suite du manuscrit, nous prenons comme référence cette silice (F300-Heraeus). Toutes les différences d'indices calculées par la suite sont réalisées à partir de cette silice ($\delta n = n - n_{\text{Si}}$ avec $n_{\text{Si}} = n_{\text{F300-heraeus}}$)

⁸ Cette valeur de coefficient thermique est calculée pour une concentration de Bore de 16 mol% en nous basant sur le travail de Guan [63].

2.2.2 Fabrication

Comme nous l'avons précisé précédemment, cette nouvelle fibre reprend les caractéristiques de la première fibre mode plat présentée au chapitre 1 à laquelle sont rajoutés des barreaux de contraintes dans la gaine. Plusieurs réalisations ont été nécessaires afin d'obtenir la fibre ayant les propriétés souhaitées. Afin de faciliter la lecture, nous décrivons dans cette section les étapes de fabrication de cette fibre, les difficultés rencontrées étant quant à elles précisées dans la section suivante 2.2.3. Cette fibre a été réalisée en utilisant le principe du stack and draw selon le design de l'assemblage Figure 2-3.

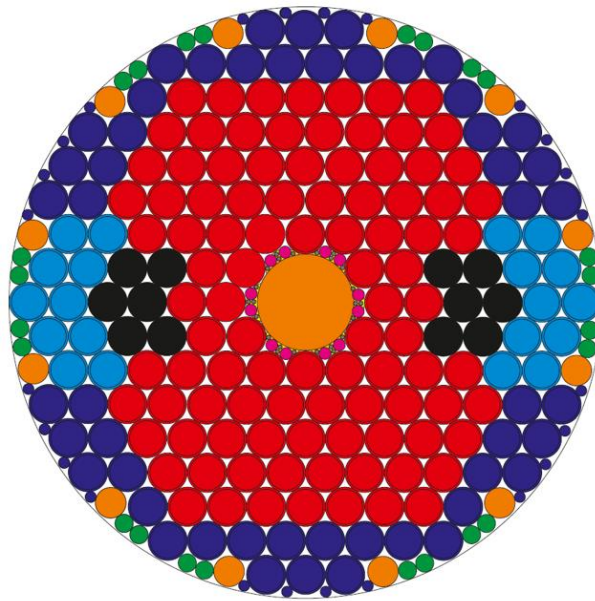


Figure 2-3: Dessin de l'empilement des capillaires.

Plus précisément la gaine microstructurée air-silice a été construite en assemblant 120 capillaires de diamètre externe de 1,256 mm issus de l'étirage d'un tube de silice pure (F300 Heraeus) de diamètre externe 30 mm et de diamètre interne de 4 mm (30/4) en rouge sur la Figure 2-3. Au centre de cet assemblage a été placé un barreau de 3,06mm (remplaçant 7 capillaires de 1,256 mm) issu de l'étirage d'une préforme constituée d'un barreau de silice HSQ-330 de 18 mm de diamètre sur lequel a été déposé par OVD douze couches de silice dopée germanium à 4 wt% puis 4 couches de silice pure [cf Figure 2-4 (a)]. Les barreaux de contraintes, au nombre de 12 et de 1,25 mm de diamètre, ont été ajoutés sur la 3ème et 4ème couronne de trous (en noir sur la Figure 2-3). Ils ont été étirés à partir d'un barreau de silice de 9,75 mm de diamètre dont le centre (8,7 mm) est dopé au Bore (16 mol %) provenant de la société Draka. Autour de cette 1ère gaine de « petits » trous (assurant le comportement monomode), une seconde gaine de trous de diamètre plus importants a été ajoutée afin de minimiser les pertes par confinement et par courbures du mode fondamental. Ces capillaires ont été obtenus en étirant un tube de 25/15 toujours en silice pure F300 en 50 capillaires de

diamètre 1,256 mm (en bleu foncé sur la Figure 2-3) et ont été complétés par 20 capillaires de silice pure positionnés derrière les barreaux de Bore (en bleu clair sur la Figure 2-3) pour des raisons qui seront explicitées dans la section 2.2.3.

L'ensemble forme un réseau de mailles triangulaires selon un empilement hexagonal. Pour obtenir la forme circulaire de la fibre, il est nécessaire d'enlever les capillaires excédentaires aux coins de l'hexagone. Cet empilement a été ensuite inséré dans un tube manchon 25/19 de silice pure F300. Des capillaires de diamètres 0,95 et 0,52 mm issus d'un barreau de F300 sont alors ajoutés pour maintenir en place l'empilement de capillaires à l'intérieur du tube en orange et vert respectivement.

Cet assemblage dans son tube manchon est une première fois étiré en une préforme secondaire de 3,8 mm de diamètre en appliquant un vide entre les capillaires afin de fermer les trous interstitiels. Cette préforme secondaire est ensuite manchonnée dans un tube de silice pure 10/4 pour être tirée finalement en fibres. Un système de vide et de pressurisation permet d'assurer le bon collage à l'interface entre la préforme et le tube et permet d'assurer le contrôle de la taille des trous lors du fibrage.

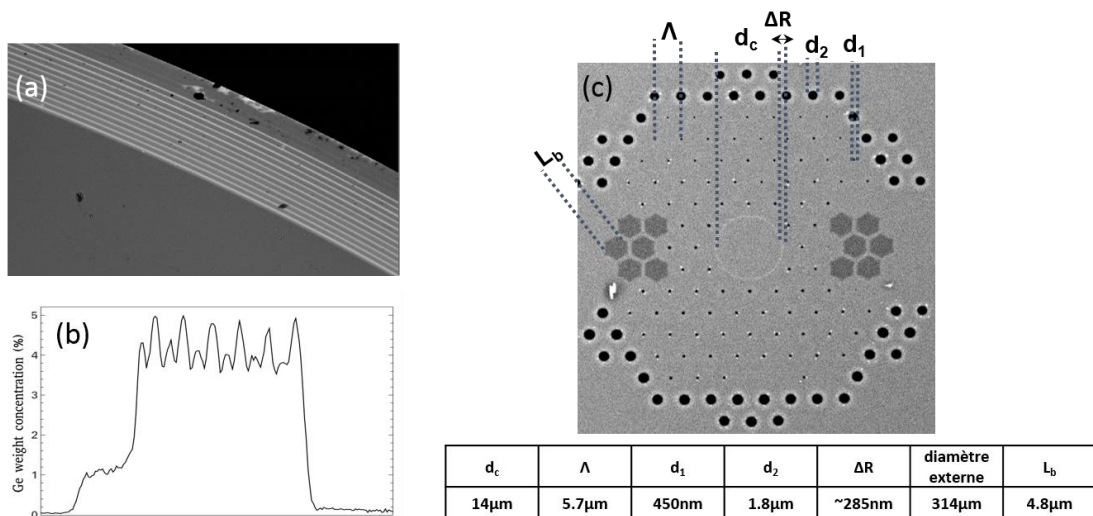


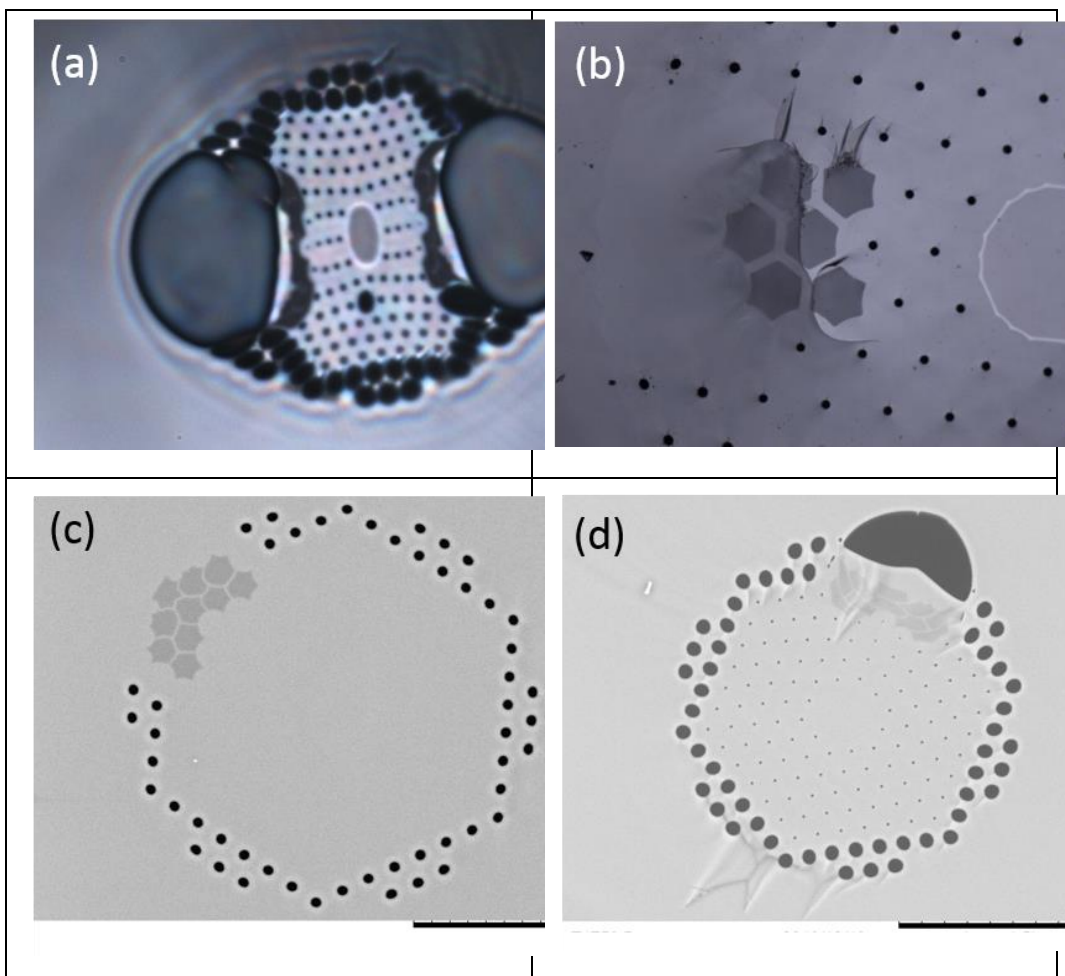
Figure 2-4: Photographie prise au MEB de la périphérie du cœur OVD sur laquelle on observe les couches de silice dopée germanium (en clair) et les couches de silice pure au-dessus (a), résultat de l'analyse microsonde montrant le profil de concentration en germanium de l'anneau dopée en wt% (b), photographie prise au MEB de la fibre mode plat à maintien de polarisation (au-dessus), avec le tableau récapitulatif des paramètres opto-géométriques (en-dessous) (c).

2.2.3 Difficultés rencontrées

Avant de présenter la caractérisation de la fibre retenue, précisons dans cette section des difficultés spécifiques qui ont été rencontrées lors de la fabrication. En effet de nombreux essais (6 stacks dont certains contenant longitudinalement 3 structures différentes) ont été nécessaires avant d'obtenir un résultat de fibrage satisfaisant. Des exemples de structures présentant des défauts sont illustrés sur la Figure 2-5. Ces défauts liés à la présence des barreaux de contraintes et entraînant des fissures visibles sur les préformes secondaires [Figure 2-5 (b)] n'avaient pas été observés

précédemment au laboratoire. En effet l'ajout de barreaux de contraintes du même type dans des structures multicoeurs telles qu'illustrées sur la Figure 2-5 (f) n'avait pas entraîné de difficulté particulière au fibrage.

Lors des premiers tests, la seconde gaine comportant les « gros » trous était présente derrière les barreaux de contraintes (couronne complète de « gros » trous). Des bulles énormes apparaissaient alors systématiquement derrière ces barreaux de contraintes durant les fibrages Figure 2-5 (a), ces bulles semblant être liées à la très forte augmentation de diamètres de certains de ces trous placés derrière les barreaux dopés Bore. Afin d'éviter ce phénomène, les capillaires associés à ces « gros » trous de la seconde gaine ont été remplacés par des barreaux de silice pure lors des assemblages suivants (cas de la Figure 2-4 (c)). D'un point de vue optique, cette opération est possible puisque le contraste d'indice apporté par ces inclusions dopées Bore est suffisant pour confiner efficacement le mode guidé. En effet, ces inclusions ont une différence d'indice par rapport à la silice de référence de $-7,6 \times 10^{-3}$, ce qui correspond à un n_{FSM} associé de $-5,4 \times 10^{-3}$, alors que le n_{FSM} qu'on peut associer à la couronne de gros trous de la fibre décrite sur la Figure 2-3 (en bleu foncé) n'est que de $-2,6 \times 10^{-3}$.



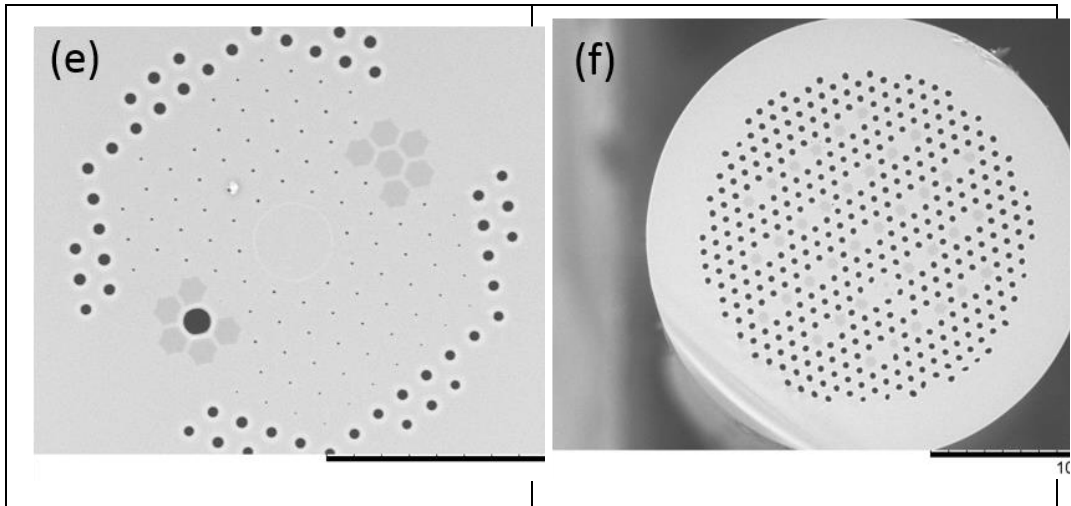


Figure 2-5: Photographie au microscope optique : de la fibre avec d'énormes bulles d'air au niveau des barreaux de contraintes (a), des fissures au niveau des barreaux de contrainte sur la préforme (b). Photographie au MEB : de la fibre avec seulement les gros trous de la gaine d'ouvert (c), de la fibre avec tous les trous de la gaine ouverts (d), de la fibre avec un trou d'air à la place d'un plot de silice dopée bore (e) et de la fibre multi-cœurs (f).

Malgré ce nouveau design, des difficultés ont persisté, notamment lorsque la pression appliquée aux trous est augmentée afin d'ouvrir les trous des 1ères couronnes. Ainsi sans pression positive au sommet de la préforme secondaire, les barreaux de silice dopée bore sont à leur place et aucune bulle n'apparaît. En augmentant la pression, les plus gros trous extérieurs s'ouvrent [Figure 2-5 (c)] en premier, comme attendu, et toujours aucune bulle n'est observée. Mais lorsque la pression est suffisante pour que les petits trous s'ouvrent, une bulle autour de ces barreaux peut apparaître [Figure 2-5 (d)]. On peut supposer que sur ces tests la pression appliquée en haut de la préforme secondaire est suffisante pour faire gonfler les fissures déjà présentes. Ce problème n'apparaît donc que parce que les trous que l'on cherche à obtenir ici possèdent un diamètre très faible (<500 nm) ceci expliquerait que cette difficulté n'avait pas été rencontrée auparavant au laboratoire (cf fibre multicoeur de la Figure 2-5 (f) ayant des trous de $3,5 \mu\text{m}$) et qu'elle n'a été probablement pas non plus rencontrée lors de la fabrication de fibres telles que la NKT 40/200 pour lesquelles le diamètre des trous est presque 4 fois plus grand ($\sim 1,6 \mu\text{m}$).

Voyant que la cause de ces énormes bulles peut provenir des fissures lors du tirage de la préforme, nous avons testé différents couples de paramètres vitesses/température lors du tirage de celle-ci pour minimiser la formation de ces fissures. Après fibrage de ces préformes affranchies de toute fissure, un nouveau problème peut apparaître. En effet, on peut remarquer sur la Figure 2-5 (e) une bulle remplaçant un des barreaux de contraintes. Ce nouveau souci pourrait s'expliquer par une décomposition thermique locale lors du fibrage. Finalement, après plusieurs essais, nous avons trouvé des paramètres de vitesses de tirage/températures/ pression nous permettant d'obtenir une fibre non déformée comme celle de la Figure 2-4 (c).

2.2.4 Caractérisation

2.2.4.1 Profil d'intensité en sortie de fibre

Le profil du mode en sortie a tout d'abord été observé pour vérifier la présence du mode plat en présence des barreaux de contraintes. Pour ce faire, un faisceau d'une source super-continuum filtré à 1050 nm (avec une largeur à mi-hauteur de 10 nm) a été injecté à l'aide d'une lentille de 7,5 mm de focale dans cette fibre. Le profil d'intensité en champ proche en sortie de fibre est imagé à l'aide d'une seconde lentille sur une caméra. Le résultat obtenu est reporté sur la Figure 2-6, et fait apparaître un mode d'intensité homogène sur toute sa section transverse centrale. Une estimation du diamètre de mode a été réalisée en mesurant à la caméra le diamètre à une intensité de $1/e^2$ et est évaluée à 20 μm .

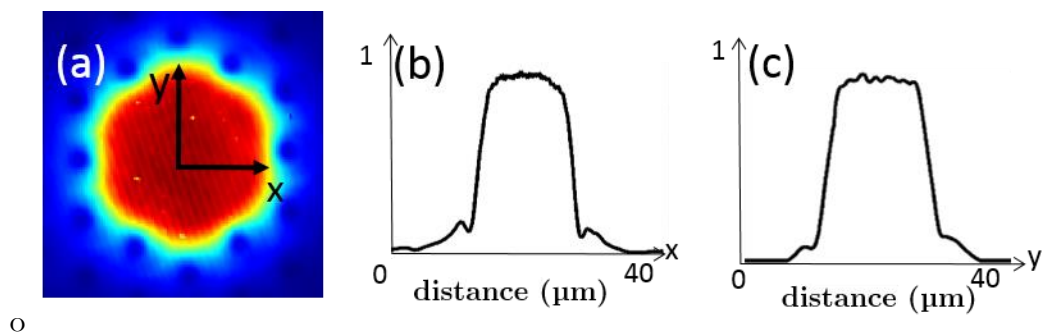


Figure 2-6: Profil transverse de l'intensité pour une longueur d'onde 1050 nm en sortie de fibre (a), coupe selon l'axe x (b), coupe selon l'axe y (c).

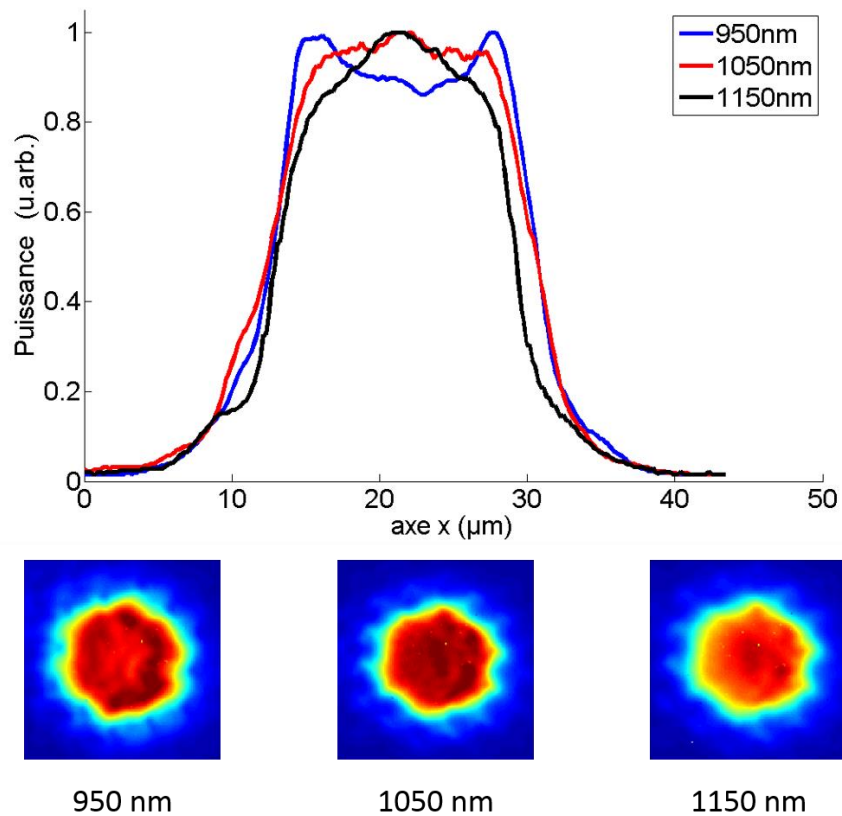


Figure 2-7: Coupe du profil d'intensité selon l'axe y aux longueurs d'ondes de 950, 1050 et 1150 nm (en haut) avec les profils d'intensité 2D associés (en bas).

La Figure 2-7 présente les résultats de caractérisation pour différentes longueurs d'ondes (950, 1000 et 1050 nm). Nous observons un léger creux au centre du profil pour une longueur d'onde de 950 nm, un mode se rapprochant d'une gaussienne pour une longueur d'onde de 1150 nm et un profil plat pour la longueur d'onde de 1050 nm. Ces résultats sont en accord avec le principe d'obtention du mode plat expliqué au chapitre 1.

2.2.4.2 Contenu modal

Le caractère monomode de cette fibre est dans un premier temps testé par l'observation de la modification de la forme du mode lors du décalage de l'injection. En effet, lorsque l'injection est optimisée, i.e. centrée au milieu du cœur avec un recouvrement suffisamment efficace, seul le mode fondamental est excité. Lors du décalage de l'injection, le ou les modes d'ordre supérieurs, vont être excités. De plus, si ceux-ci sont confinés dans le cœur, il va être possible d'observer une modification de la forme du profil d'intensité en sortie de fibre résultant de la superposition de ces modes [4].

Afin de réaliser cette mesure expérimentale résolue en polarisation, il a été placé un polariseur et un analyseur respectivement en entrée et en sortie de fibre, ajoutés au montage précédent [Figure 2-8 (a)]. Ainsi, il a été possible d'injecter une onde lumineuse polarisée linéairement selon un axe propre de polarisation de la fibre. La

Figure 2-8 montre le résultat de cette observation pour un décalage de $0\ \mu\text{m}$, $5\ \mu\text{m}$ et $7\ \mu\text{m}$ correspondant à 0% , 71% et 100% du rayon du cœur. Aucun changement notable du profil d'intensité n'est observé et ceci pour les deux polarisations de l'onde [Figure 2-8 (b)]. Ces premiers résultats mettent en avant le comportement monomode de cette fibre avec les moyens de détections utilisés ici.

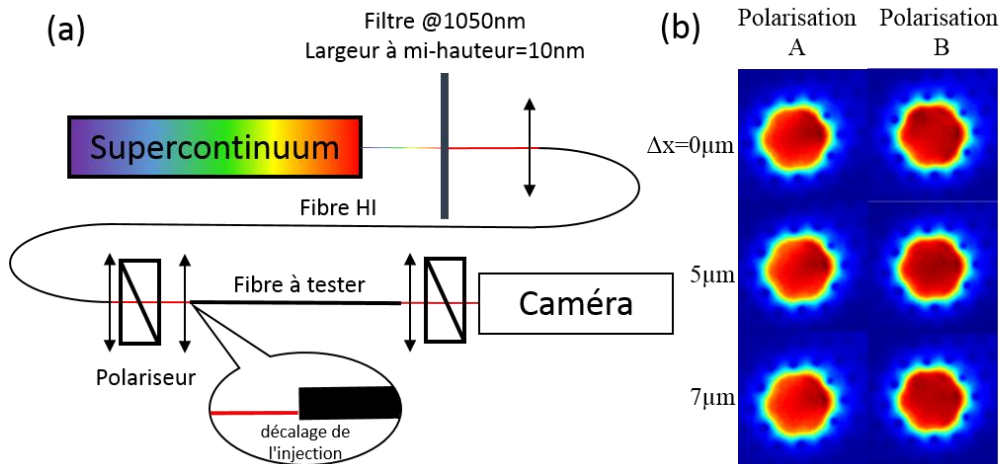


Figure 2-8: dispositif expérimental (a), profil transverse de l'intensité en sortie de fibre pour 0 , 5 et $7\ \mu\text{m}$ (respectivement 0 , 71 et 100% du rayon du cœur) de décalage à l'injection (Δx) pour les deux directions de polarisation selon les axes de biréfringence (b).

Les investigations sont allées encore plus loin en mettant en œuvre des mesures quantitatives du contenu modal de la fibre à l'aide de la méthode avancée du S^2 [64].

La méthode du S^2 a été décrite initialement par Nicholson et al. [65]. Cette méthode est basée sur le fait que le spectre de transmission d'une fibre multimode (fibre à tester) illuminée avec une source large bande présente des franges dépendant de la position dans le cœur où la mesure est réalisée. Expérimentalement, le spectre de transmission d'une fibre large cœur est mesuré à une position définie (x, y) de la face de sortie de la fibre par aboutage à une fibre monomode dont le cœur est bien plus petit. Ainsi, en scannant l'intégralité de la face de sortie de la fibre, il est possible de reconstruire une image résolu spectralement. Comme alternative à la sonde (représentée par la fibre monomode), il est possible d'enregistrer une image pour chaque longueur d'onde directement sur une caméra (technique utilisée ici) [5, 7].

Les données de la mesure de S^2 ont ensuite été analysées par des méthodes statistiques multivariantes dans le domaine spatial et spectral décrit en [67]. Ceci permet de complètement séparer les différents battements entre les modes et de séparer les différences d'indice de groupe (Δn_g) des modes d'ordre supérieur avec le mode fondamental. Finalement, ce traitement de données permet de retrouver la distribution de puissance des modes spatiaux présents dans la fibre ainsi que le profil transverse d'intensité de chacun d'eux.

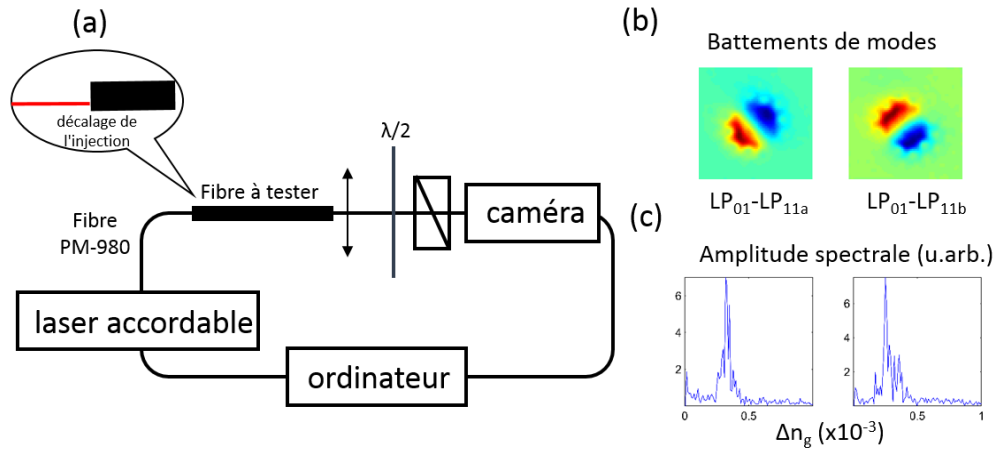


Figure 2-9: dispositif expérimental (a), profil de l'interférence entre le mode fondamental et les modes LP_{11a} et LP_{11b} (b), amplitude spectrale mettant en évidence les modes d'ordre supérieur (c).

Un faisceau laser linéairement polarisé selon un axe de biréfringence de la fibre est injecté avec un décalage latéral de $5 \mu\text{m}$ par rapport au centre du cœur de la fibre. Ce décalage permet de favoriser l'excitation des modes d'ordre supérieur [Figure 2-9 (a)]. De plus, les courbures de la fibre ont été minimisées pour éviter le filtrage des modes d'ordre supérieur. La figure des battements entre les modes est détectée grâce à une caméra [Figure 2-9 (b)]. À noter que l'insertion d'un analyseur de même orientation que la polarisation en entrée avant la caméra permet d'observer une seule polarisation à la fois. Après traitement numérique, le profil du battement entre les modes LP_{01} - LP_{11a} et LP_{01} - LP_{11b} [Figure 2-9 (c)] permet de reconstruire le profil spatial de chaque mode. Ces premiers résultats indiquent que cette fibre n'est pas strictement monomode mais qu'elle délivre un mode fondamental aplati comme sur la Figure 2-10 (a). De plus amples investigations montrent que malgré un décalage d'injection de $5 \mu\text{m}$ (71 % du rayon du cœur) et une fibre tenue droite, les différences de puissance entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur sont au minimum de 15 dB [Figure 2-10 (b)]. Il est donc clair qu'en pratique, cette fibre peut être considérée comme monomode.

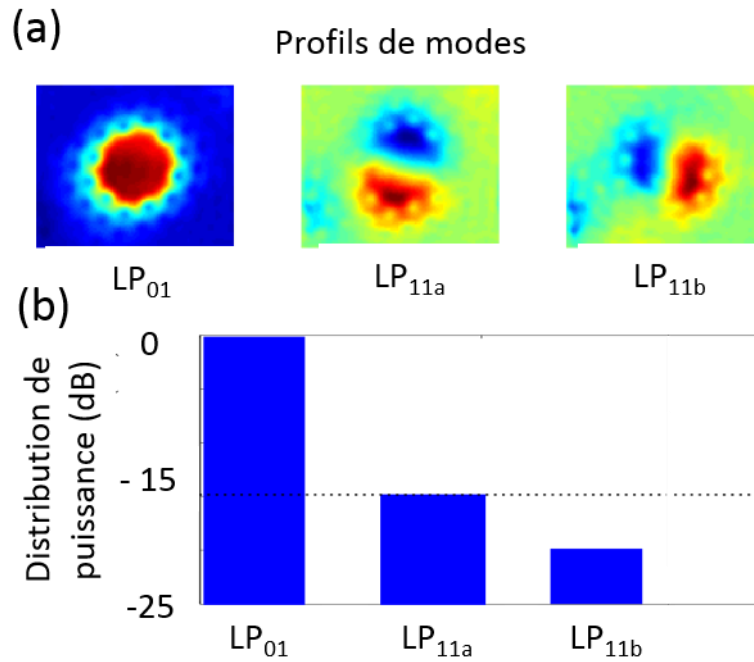


Figure 2-10: Reconstruction du profil des modes présents dans la fibre (a), distribution de la puissance dans ces mêmes modes (b).

2.2.4.3 Mesure de la biréfringence

Pour observer la levée de dégénérescence due à la biréfringence, une seconde mesure de S^2 a été entreprise. Pour cela, le même montage que précédemment a été utilisé à l'exception de l'orientation des deux polariseurs placés cette fois-ci à 45° des axes de biréfringence de la fibre. Le profil spatial du battement des deux modes fondamentaux de polarisation orthogonale est représenté sur la Figure 2-11 (a). La biréfringence de groupe est déduite de la TF du spectre associée et évaluée à $0,61 \times 10^{-4}$ [Figure 2-14 (b)].

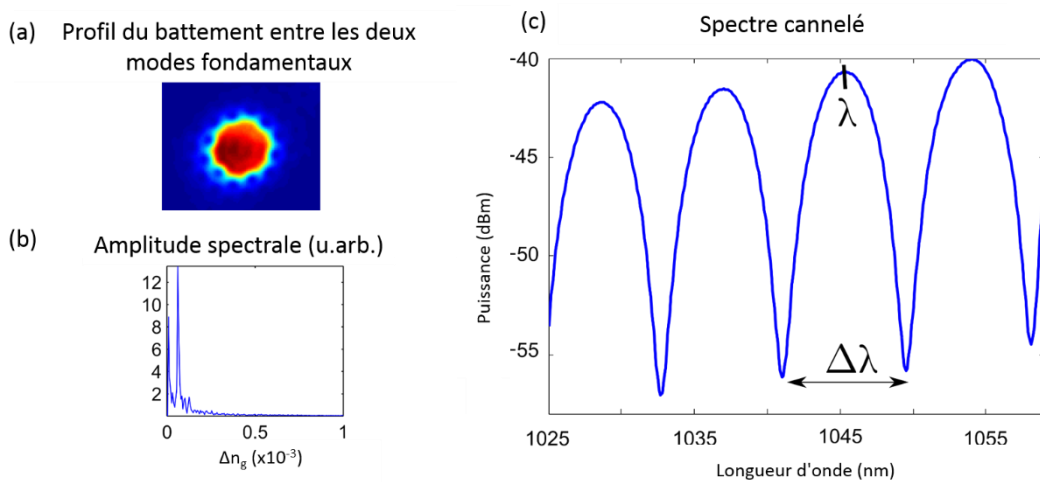


Figure 2-11: Profil de battement entre les deux modes fondamentaux polarisés selon les axes de biréfringence (a), TF du spectre associée à ce battement (b), spectre cannelé permettant de confirmer le résultat de la mesure S^2 (c).

Pour confirmer cette valeur de biréfringence, nous avons mis en place une seconde méthode de mesure de la biréfringence. Un faisceau laser supercontinuum polarisée à

45° des axes de biréfringence est injecté dans 2 m de fibre (L), après passage par un analyseur à 45 ° en sortie, le spectre est mesuré [Figure 2-14 (c)]. Nous pouvons remarquer une modulation du spectre, à partir de la période de ces modulations, il est possible d'en déduire la valeur de biréfringence de groupe (B) à l'aide de la formule :

$$B(\lambda) = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda.L} \quad (2-1)$$

Ainsi, la biréfringence de groupe de cette fibre est évaluée à $0,6 \times 10^{-4}$ pour une longueur d'onde de 1050 nm (λ) qui est en accord avec la valeur mesurée par la méthode du S^2 décrite précédemment ($0,61 \times 10^{-4}$).

Pour terminer ces caractérisations expérimentales, le rapport d'extinction de polarisation (polarization extinction ratio, PER en anglais) a été mesuré. Une onde polarisée selon un axe de biréfringence est injectée dans la fibre, un analyseur orienté selon ce même axe est placé en sortie et la puissance transmise est mesurée. Une seconde mesure est prise avec l'analyseur orienté à 90° (selon l'autre axe de biréfringence). Ainsi, le rapport de ces puissances de sortie est évalué à plus de 20 dB et ce pour une longueur supérieure à 20 m. A noter que même sous contraintes extérieures (manipulation de la fibre lors de la mesure), la polarisation est maintenue, ce qui montre la robustesse de cette fibre.

2.2.4.4 Pertes linéiques et pertes par courbure

Les mesures de pertes sur cette fibre ont été réalisées par la méthode de raccourcissement successif (méthode du cut-back en anglais). La puissance optique a été mesurée sur une longueur de fibre de 27,5 m puis sur 3,6 m en prenant soin de ne pas modifier les conditions d'injection entre les deux cas. A noter que cette fibre était placée sur une bobine de 31,8 cm de rayon. Ainsi, les pertes ont été estimées à 0,1 dB/m, ce qui est tout à fait convenable pour notre utilisation.

Les extra-pertes par courbure sont synthétisées sur la Figure 2-12. Nous remarquons que les extra-pertes par courbures de la fibre fabriquée (en noir sur la figure) font apparaître une forte sensibilité de la fibre à partir d'un certain rayon de courbure. En effet, pour des rayons inférieurs à 15 cm, les pertes dépassent typiquement 1 dB/m et augmentent rapidement en dessous de ce rayon. Notons dès à présent que les résultats de simulations numériques (dont la méthode sera décrite à la section 2.2.5) qui contrairement aux résultats expérimentaux sont résolus en polarisation et en direction de courbure, montrent une nette différence de pertes entre le mode fondamental polarisé selon l'axe x (FM x) et celui polarisé selon l'axe y (FM y) avec de plus fortes pertes pour ce dernier.

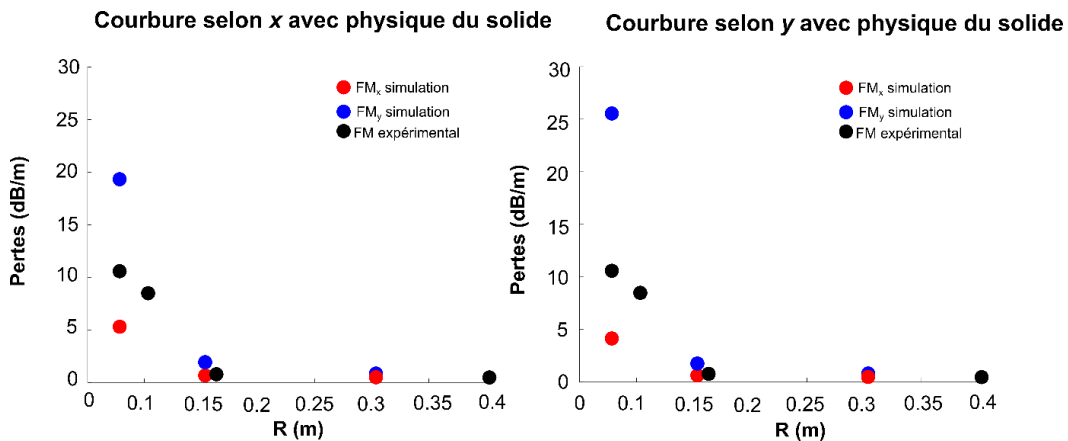


Figure 2-12 : Graphique présentant les extra-pertes par courbure selon la direction x et y (respectivement à gauche et à droite) du mode fondamental simulé polarisé selon x et y. Les extra-pertes par courbure du mode fondamental expérimental ne sont quant à elle non résolues en polarisation.

2.2.4.5 Synthèse et valorisation

Cette fibre microstructurée air-silice monomode PM mode plat délivre un mode transverse d'intensité homogène et de diamètre de mode de $20 \mu\text{m}$. La méthode habituelle de détermination du caractère monomode ne met pas en évidence de modes d'ordre supérieur, mais après analyse par la méthode S^2 et en favorisant l'apparition de ces modes (décalage de l'injection), des modes d'ordre supérieur sont observés. Après quantification de la distribution d'énergie, on peut conclure que la puissance de ces modes est négligeable devant celle du mode fondamental (différences supérieures à 15 dB). Cette fibre est donc considérée comme monomode en pratique. De plus, elle présente une biréfringence évaluée à $0,6 \times 10^{-4}$ et un rapport d'extinction de polarisation supérieur à 20 dB, assurant effectivement le maintien de polarisation. Les pertes linéiques ont été évaluées à 0,1 dB/m et cette fibre peut être utilisée avec des rayons de courbure supérieurs à 20 cm. Cette fibre monomode mode plat PM peut donc être utilisée comme fibre de transport à l'inverse de la fibre précédente utilisée comme embout.

Cette fibre a été intégrée dans un amplificateur au CEA-CESTA. Cet amplificateur entièrement fibré permet de satisfaire les contraintes du pilote du LMJ [68]. Son architecture est composée de 3 étages: source nanojoule, étage de préamplification et étage d'amplification de puissance [Figure 2-13 (a)]. Il est intégré dans un rack [Figure 2-13 (b)] pour pouvoir facilement s'intégrer dans les chaînes d'amplification du LMJ. Les impulsions sont sculptées temporellement à 10 ns [Figure 2-13 (c)] pour une cadence de 10 kHz à une longueur d'onde de 1053 nm [Figure 2-13 (d)]. Il délivre un faisceau cohérent présentant un profil d'intensité aplati [Figure 2-13 (e)] et atteint une énergie de 110 μJ . Sur la Figure 2-13 (a), nous pouvons remarquer que la fibre mode plat (dernier élément de l'amplificateur) est directement soudée à la fibre amplificatrice (NKT 14/135) au contraire du premier amplificateur décrit au début du chapitre où il était nécessaire d'introduire une fibre permettant d'adapter la taille du mode [fibre DC 125/15 PM sur la Figure 2-1 (d)].

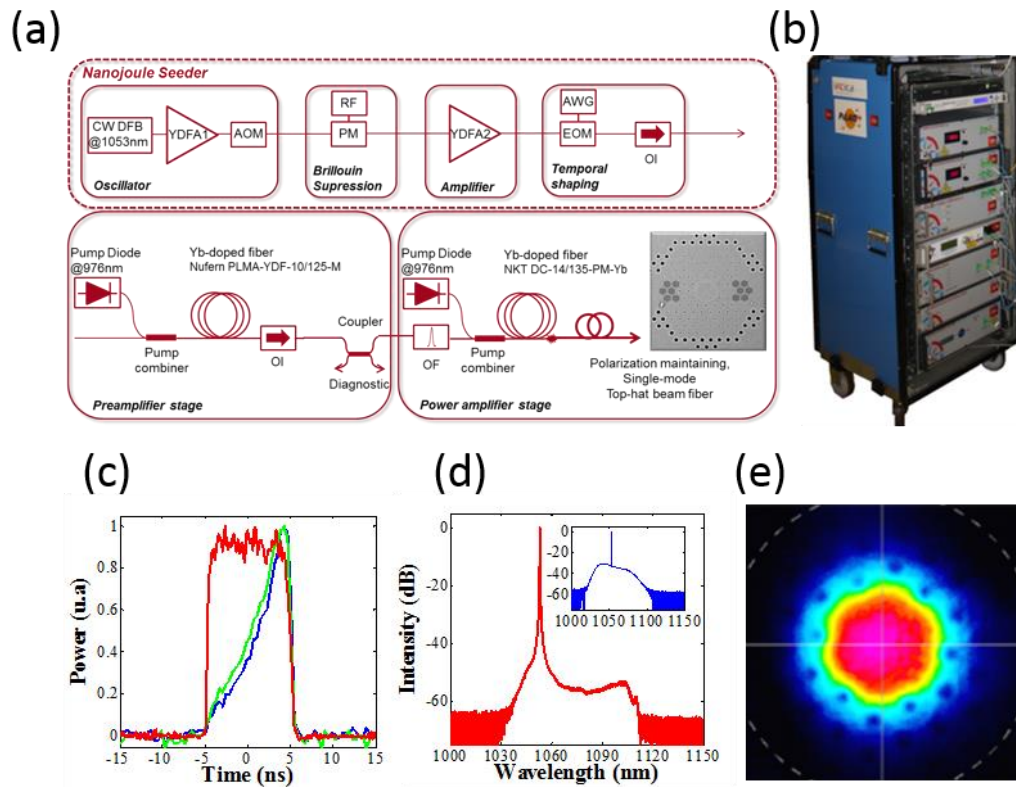


Figure 2-13: (a) Schéma du dispositif expérimental et (b) photo du prototype réalisé. Le système réalisé est basé sur le design des sources du LMJ à savoir une fonction par rack. (c) Profils temporels des impulsions : en sortie du modulateur électro-optique (bleu), du préamplificateur (vert) et pour $110\mu\text{J}$ en sortie du système (rouge). (d) Spectre normalisé (échelle logarithmique) obtenu en sortie du système pour $110\mu\text{J}$. Encart : Spectre normalisé (échelle logarithmique) obtenu en sortie de l'EOM. (e) Image en champs proche du profil spatial obtenu en sortie du système pour $110\mu\text{J}$ d'après [68].

2.2.5 Etablissement du modèle

Un outil numérique a été développé avant ces travaux de thèse permettant de tester différents designs de fibre sans biréfringence. Il a ainsi été possible d'obtenir la composition modale et les profils d'intensités des modes. Mais ce code de simulation ne rend pas compte de l'introduction de barreaux de contraintes et de leurs effets. Il a donc fallu développer un nouveau code numérique prenant en compte la considération mécanique due aux différents coefficients d'expansion thermique des matériaux [8–12].

La physique menant à la biréfringence par contrainte dans la fibre est complexe et dépend de plusieurs mécanismes. Lors du fibrage, la préforme est ramollie et étirée à une certaine vitesse pour obtenir une fibre aux paramètres géométriques voulues. Le fait d'étirer la préforme va donc induire une tension dans l'axe longitudinal de la fibre (axe z) [71]. De plus, les éléments de la fibre n'ont pas le même coefficient d'expansion thermique ni les mêmes températures de ramollissement, ainsi lors du tirage certains éléments réagissent de manière élastique et d'autres à la manière d'un fluide.

Nous pouvons citer 3 sources de contraintes :

- Une contribution transversale définie par la **pression hydrostatique** prend place lorsque certains matériaux réagissent à la manière d'un fluide alors que

d'autres réagissent de manière élastique. Par exemple si la gaine se solidifie à une température supérieure à celle du cœur, ce dernier qui n'a pas de surface libre va exercer une pression hydrostatique sur la gaine lors du refroidissement.

- Une contribution axiale (dans le sens du fibrage) définie par une différence de viscoélasticité entre les matériaux induit un **stress mécanique**. A titre d'exemple, dans un système à deux composants avec un cœur de plus faible viscosité que la gaine, la tension induite par le tirage va prendre place principalement dans la gaine.
- La source de contraintes nous intéressant particulièrement provient de la différence des coefficients d'expansion thermique entre les matériaux. Dans notre cas, ces **contraintes thermiques** sont induites par les barreaux dopés bore qui grâce à leur fort coefficient d'expansion thermiques induisent un champ de contraintes. De plus, grâce à leur disposition dans la fibre brisant la symétrie cylindrique, ce champ de contraintes est créé selon un axe privilégié, qui a pour conséquence la biréfringence de la fibre.

L'ensemble de ces différents mécanismes induisant des contraintes au sein de la fibre sont régis par de nombreux paramètres inhérents aux matériaux et sont dépendant des conditions de fabrication. Les dépendances thermiques du module de Young (E), du coefficient de Poisson (ν) et du coefficient thermique d'expansion (α) des différents matériaux sont souvent mal connues.

La complexité des mécanismes induisant des contraintes dans la fibre et la difficulté à quantifier les différents paramètres nécessaires à une modélisation numérique complète nous oblige à simplifier le modèle. Ainsi, le stress induit par le fibrage et la pression hydrostatique sont généralement considérés comme négligeable devant le stress thermique [74]. Par conséquent, ceux-ci n'ont pas été pris en compte dans la définition de notre modèle.

Nous avons également décidé d'utiliser l'approche standard simplifié pour notre modèle [3], [13–18]. Celle-ci implique l'utilisation d'un coefficient thermique moyen, d'un module de Young et d'un coefficient de Poisson moyen pour tous les matériaux.

L'étude bibliographique fait apparaître des désaccords au sein de la communauté quant à la valeur de la température de référence ainsi qu'aux coefficients d'expansion thermique des barreaux de contraintes (silice dopée bore)[3], [13], [16–18] et de l'anneau de haut indice (silice dopé germanium)[74], [77], [78]. La température de référence est définie comme la température à partir de laquelle le matériau ayant la plus basse température de ramollissement n'est plus considéré comme ayant les propriétés d'un fluide. Nous avons donc choisi les mêmes valeurs que dans les références [3] et [15], évaluant un écart de température (ΔT) de -980 °K et un coefficient d'expansion thermique d'environ 2×10^{-6} K⁻¹ pour une concentration de 16 % de silice dopée bore.

A noter que la contribution mécanique de l'anneau de silice dopée germanium n'est pas prise en compte dans notre modèle du fait de la symétrie cylindrique et de la faible épaisseur de ce dernier.

L'étude numérique de la fibre se fait en deux étapes. Tout d'abord, le profil de contrainte est calculé sur toute la section transversale de la fibre. Ceci est possible grâce au module de structure mécanique du logiciel Comsol Multiphysics® appliquant le critère de Von-Mises⁹[75] en chaque point de la fibre. Grâce au profil de contraintes, il est possible de calculer la modification du profil d'indice de la fibre par relation :

$$\Delta n = -C\sigma \quad (2-2)$$

Avec Δn la modification de l'indice de réfraction induite par l'effet elasto-optique, C le tenseur photo-élastique et σ le tenseur des contraintes.

Ce profil d'indice modifié est implémenté dans le code déjà utilisé au sein du laboratoire utilisant le module « onde optique » du même logiciel. Celui-ci utilise la méthode des éléments finis et permet de trouver le contenu modal de la fibre avec l'indice effectif du mode fondamental et des modes d'ordre supérieur. Une couche absorbante parfaitement adaptée (perfectly matched layer, PML en anglais) placée sur le bord externe de la fibre permet de calculer les pertes par confinement des différents modes [80], [81].

2.2.6 Résultats numériques de la fibre réalisée

Pour valider notre modèle numérique, nous avons utilisé les paramètres de la fibre réalisée (cf. section 2.2.2) et les paramètres thermo-mécaniques du Tableau 2-1.

⁹Contraintes de Von Mises calculées avec la formule

$$\sigma_e = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2}$$

avec σ_i correspondant aux éléments du tenseur des contraintes.

d (g/cm ³)	ν	E (Pa)	ΔT (K)	α_{Si} (K ⁻¹)	α_{SiB2O3} (K ⁻¹)
2.375	0.17	72 10 ⁹	-980	5.4 10 ⁻⁷	2.10 ⁻⁶

Tableau 2-1: Paramètres de simulation: d correspond à la densité du matériau, ν le coefficient de Poisson, E le module de Young, ΔT le changement de température et α_{Si} et α_{SiB2O3} les coefficients d'expansion thermique respectivement de la silice pure et de la silice dopée bore à 16 %mol.

La Figure 2-14 représente le profil d'indice utilisé ainsi que le profil spatial des deux modes fondamentaux présentant une distribution d'intensité homogène comme attendu. Le Tableau 2-2 résume les résultats obtenus par simulation numérique associant chaque mode à son n_{eff} et ses pertes. A noter que le n_{FSM} a été calculé grâce à un programme développé au laboratoire basé sur la décomposition en ondes planes, une valeur de 1,44903 a été trouvée pour les paramètres opto-géométrique de la gaine ($\Lambda = 5,7 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0,08$ et $\lambda = 1,05 \mu\text{m}$). Le premier mode d'ordre supérieur a donc un indice effectif juste en dessous du n_{FSM} de la gaine air-silice (calculé sans contrainte), ce qui explique les pertes par confinement élevées de ce mode avec deux ordres de grandeurs supérieurs à celles du mode fondamental (FM) qui sont autour de 0,1 dB/m. De plus, la biréfringence de groupe calculée par la différence des indices de groupe des deux FMs donne une valeur de $0,6 \times 10^{-4}$. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux décrits précédemment (section 2.2.4). Ceci justifie que ce code de simulation sera par la suite utilisé pour tester de nouveaux designs. A noter que l'aire effective est évaluée à $440 \mu\text{m}^2$ correspondant à un MFD autour de $23 \mu\text{m}$. Il existe donc une différence entre la valeur de MFD mesurée à $1/e^2$ sur les images expérimentales et la valeur calculée à partir de l'équation (1-11) du chapitre 1 sur les simulations numériques.

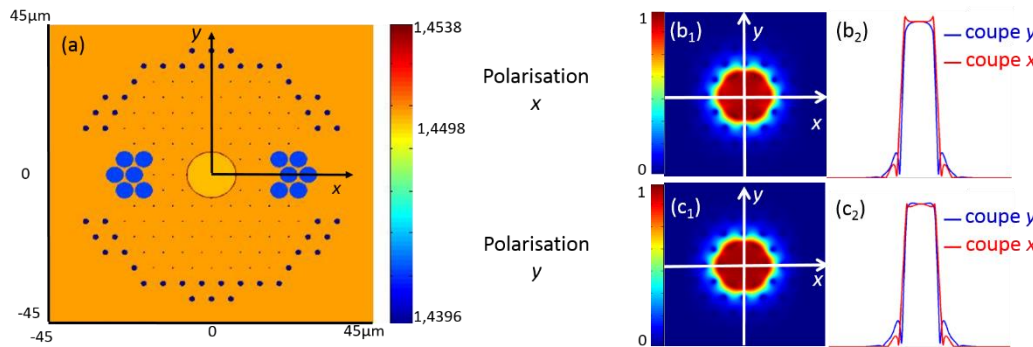


Figure 2-14: Profil d'indice 2D, à noter que pour améliorer la clarté de la figure, la valeur minimum de l'échelle de couleur est fixé à 1,4396, les trous d'air ont un indice fixé à 1 (a), profile d'intensité 2D du MF polarisé selon x (b_1), avec une coupe selon x et y de ce profil (b_2), profile d'intensité 2D du MF polarisé selon y (c_1), avec une coupe selon x et y de ce profil (c_2).

Modes	FMx	FM y	HOM1Ax	HOM1Bx	HOM1Ay	HOM1By
n_{eff}	1,44922	1,44917	1,44899	1,44895	1,44897	1,44890

Pertes (dB/m)	0,06	0,24	6,61	12,35	17,30	49,54
--------------------------	------	------	------	-------	-------	-------

Tableau 2-2: Tableau récapitulatif des modes avec leur indice effectif et leurs pertes

Précisons que dans le cas présent la forme du mode fondamental n'est pas parfaitement plate. Ainsi les coupes selon l'axe x et y du profil d'intensité représentées sur la Figure 2-15 (a) font apparaître une forme différente du mode selon ces deux axes. En effet, selon l'axe y le mode a une forme très légèrement bombée en son centre alors que selon l'axe x , ce mode a une forme creusé en son centre. De même nous observons une légère différence de profil entre les deux polarisations. La question se pose de l'origine de cette déformation, vient-elle de l'introduction de ces barreaux de contraintes ?

Fibre sans barreau de contraintes :

Le même calcul que précédemment a été réalisé mais cette fois-ci sur une fibre sans barreau de contraintes. Nous pouvons observer sur la Figure 2-15 (b) que les profils des modes polarisés selon les axes x et y sont identiques. Cette première observation, comparé au cas de la Figure 2-15 (a), semble logique du fait de la dégénérescence de la polarisation induite par la perte de la biréfringence de contraintes de la fibre. Nous retrouvons tout de même une différence de profil entre les coupes selon l'axe x et y , les barreaux de contraintes ne semblent donc pas être à l'origine de cette déformation.

Fibre avec une gaine homogène :

Cette fois ci, la gaine microstructurée a été remplacée par une gaine homogène d'indice équivalent ($n_g = n_{FSM}$). Les résultats de simulation présentés sur la Figure 2-15 (c) montrent un profil d'intensité plat, sans déformation et ceci quelle que soit la direction de coupe ou la polarisation. A noter que le mode est bien plus circulaire et que les rebonds d'intensité en périphérie du mode ont disparu.

On peut donc conclure que l'introduction de ces barreaux de silice dopée bore n'ont que peu d'impact sur la forme du mode dans le cas de ce design de fibre mais que la microstructuration de la gaine joue un rôle dans la légère déformation du mode.

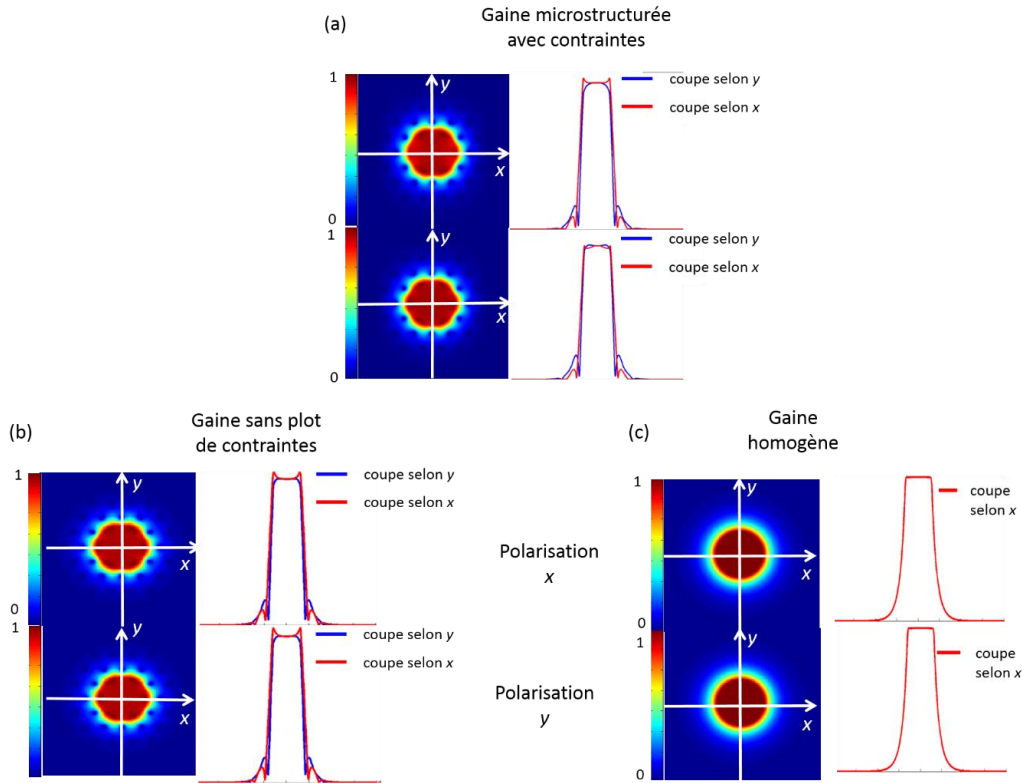


Figure 2-15: Profil 2D et coupe selon les axes x et y associé d'un design tenant compte des contraintes (a), avec une gaine microstructurée air-silice sans plots de contraintes (b) et avec une gaine homogène d'indice équivalent au n_{FSM} de la gaine microstructurée précédente (c).

2.2.7 Etudes numériques de nouveaux designs

Dans cette partie nous cherchons à étudier numériquement à l'aide du modèle validé précédemment de nouveaux designs notamment en vue d'augmenter la biréfringence pour les applications qui le nécessiteraient.

Pour augmenter la valeur de la biréfringence, plusieurs solutions sont possibles. En effet, nous avons vu précédemment que pour éviter la modification de la forme du mode, nous avons décidé de ne placer qu'un nombre réduit de barreaux de contraintes, relativement loin du cœur et peu dopés. Regardons l'effet du rapprochement de ces barreaux en prenant les mêmes paramètres de simulation numérique que précédemment mais avec un design différent [Figure 2-16 (a)].

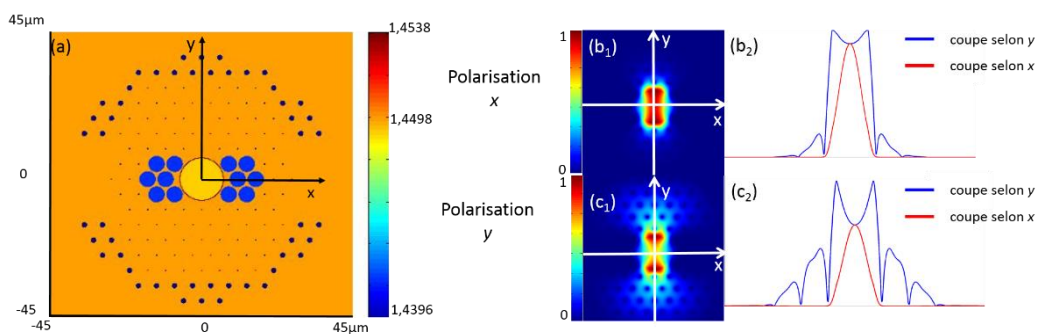


Figure 2-16: Profil d'indice 2D, à noter que pour améliorer la clarté de la figure, la valeur minimum de l'échelle de couleur est fixé à 1,4396, les trous d'air ayant un indice fixé à 1 (a), profile d'intensité 2D du FM polarisé selon x (b_1), avec une coupe selon x et y de ce profil (b_2), profile d'intensité 2D du FM polarisé selon y (c_1), avec une coupe selon x et y de ce profil (c_2).

La Figure 2-16 (b_1 et c_1) montre clairement la modification du profil transverse, nous n'obtenons plus le mode plat. Les fortes contraintes exercées par les barreaux de silice dopée bore entraînent certes une biréfringence élevée ($1,65 \times 10^{-4}$) mais s'accompagnent également d'une forte modification de la forme du mode selon les deux axes orthogonaux x et y [Figure 2-16 (b_2 et c_2)]. Le profil d'intensité dans la direction x présente une forme quasi-Gaussienne alors que dans la direction y , il présente un renforcement en son centre.

Le problème de ces deux formes que l'on peut qualifier d'antagoniste empêche de retrouver une forme aplati en modifiant seulement les paramètres géométriques de la fibre (ou en travaillant à une autre longueur d'onde). En effet, le profil d'intensité selon l'axe x peut être aplati en augmentant le pas du réseau de la gaine (Λ) (ou en travaillant à plus faible longueur d'onde, voir chapitre 1 où la forme quasi-gaussienne est observée pour les grandes longueurs d'onde). Mais le profil selon y verrait sa forme encore plus creusée au centre, la lumière serait encore plus localisée dans l'anneau du fait de l'augmentation de l'épaisseur de ce dernier, conséquence de l'augmentation de Λ (ou dans le cas d'une longueur d'onde de travail plus faible, voir chapitre 1).

La question se pose de savoir si cette modification du profil d'intensité provient des contraintes ou de l'indice des plots de silice dopée bore. Nous voyons sur la Figure 2-17 qu'en ne tenant pas compte des contraintes, les deux modes ont le même profil d'intensité 2D (pas de levée de dégénérescence de la polarisation) mais le profil reste déformé (non plat). Nous pouvons donc dire que la différence d'indice entre les plots et le reste de la gaine joue un rôle important dans la déformation du mode. Ces résultats nous confortent dans notre intuition de départ sur le placement des barreaux de contraintes suffisamment éloignés du cœur. Une solution pour s'affranchir de ce problème pourrait être de ramener l'indice de plots (n_b) à l'indice équivalent de la gaine (n_{FSM}) en codant la silice dopé bore avec du germanium.

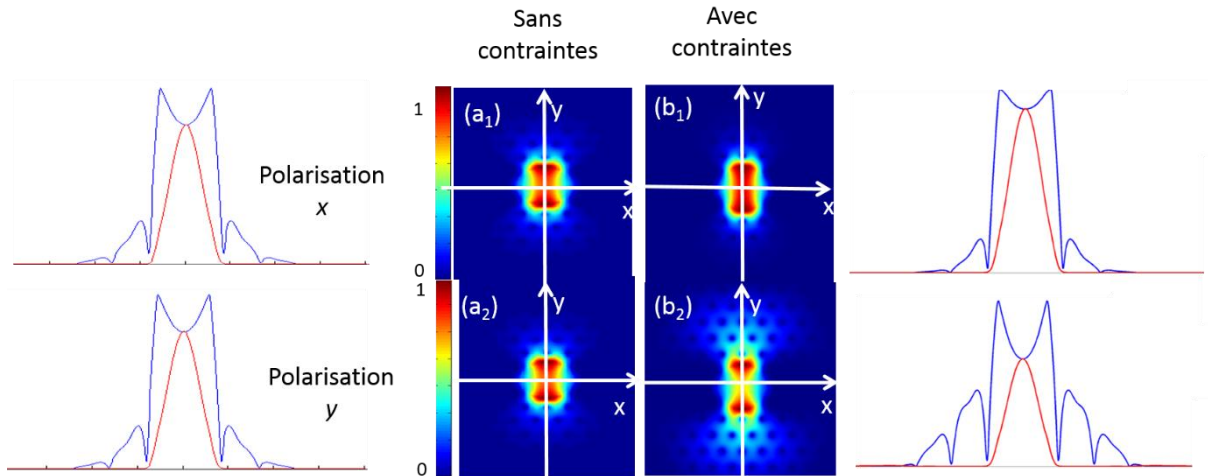


Figure 2-17: Profil 2D de l'intensité sans prise en compte de l'effet mécanique des barreaux de contraintes (a_1 et a_2) et avec prise en compte de l'effet mécanique (b_1 et b_2).

Pour augmenter la valeur de biréfringence tout en gardant un mode dont la distribution reste la plus homogène possible, plusieurs simulations numériques ont été nécessaires afin de trouver un compromis acceptable entre valeur de biréfringence et déformation modale. Nous ne présenterons ici que deux résultats particuliers. Dans le cas du 1^{er} design, le nombre de barreaux de contraintes a été augmenté de 12 à 20 et positionnés relativement loin du cœur (cf Figure 2-18). La concentration de bore dans la silice reste quant à elle à 16 %mol.

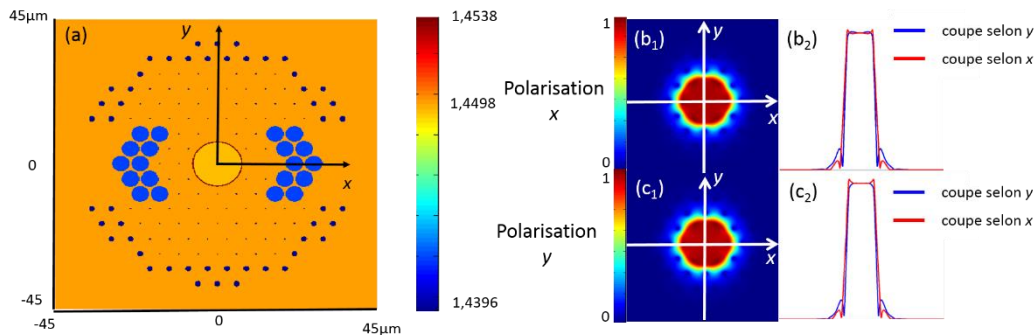


Figure 2-18: Profil d'indice 2D, à noter que pour améliorer la clarté de la figure, la valeur minimum de l'échelle de couleur est fixé à 1,4396, les trous d'air ont un indice fixé à 1 (a), profile d'intensité 2D du FM polarisé selon x (b_1), avec une coupe selon x et y de ce profil (b_2), profile d'intensité 2D du FM polarisé selon y (c_1), avec une coupe selon x et y de ce profil (c_2).

Avec un tel design, nous n'obtenons non seulement une biréfringence de 1×10^{-4} mais aussi une bonne homogénéité sur toute la surface du mode [Figure 2-18 (b_1 , b_2 , c_1 et

c_2]. Rappelons que cette valeur de biréfringence est suffisante pour la plupart des applications.

Dans le troisième design, nous nous sommes autorisés à augmenter la concentration de bore à 20 %mol [82], le nombre de barreaux à 15x2 et à réduire l'épaisseur de silice pure autour de ces barreaux¹⁰.

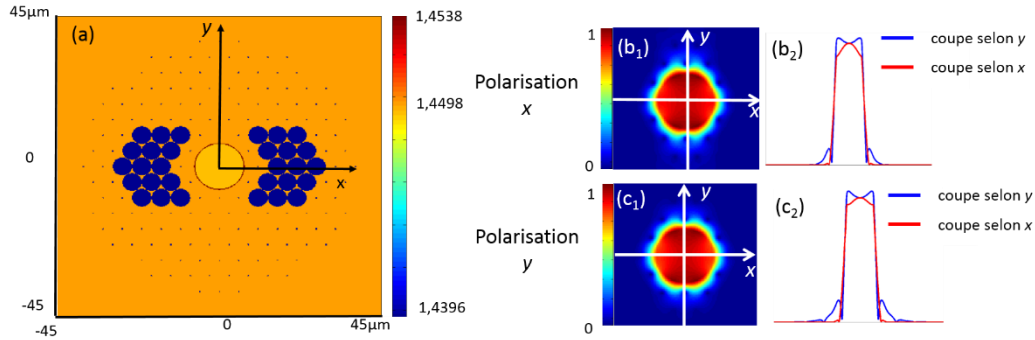


Figure 2-19: Profil d'indice 2D : à noter que pour améliorer la clarté de la figure, la valeur minimum de l'échelle de couleur est fixé à 1,4396, les trous d'air ayant un indice fixé à 1 (a), profile d'intensité 2D du FM polarisé selon x (b1), avec une coupe selon x et y de ce profil (b2), profile d'intensité 2D du FM polarisé selon y (c1), avec une coupe selon x et y de ce profil (c2).

Ceci conduit à une valeur de biréfringence fortement supérieure ($B=2,7 \times 10^{-4}$) aux cas précédents mais au prix d'une déformation du profil d'intensité qui devient notable. Toutefois précisons que ce design présente un comportement polarisant. En effet, comme indiqué dans le Tableau 2-3 seul le mode fondamental polarisé selon x possède des pertes faibles.

Tableau 2-3: Contenu modal avec les indices effectifs et les pertes par confinement correspondant aux différents modes

	FMx	FMy	HOMAx	HOMBx
neff	1,44935	1,44908	1,44906	1,44893
Pertes (dB/m)	0,02	8,89	12,37	13,83

¹⁰ Le rapport du diamètre de la zone dopée sur le Λ était jusqu'alors de 0,914, il est fixé maintenant à 0,99. A noter que d'un point de vue pratique, la fabrication de ce genre de design demande des traitements préalables. En effet, une abrasion des barreaux de silice dopé bore est nécessaire pour diminuer l'épaisseur de silice pure autour de ceux-ci, les rendent fragiles et délicats à manipuler.

Ces études numériques ont mis en avant deux designs monomodes notables l'un présentant une biréfringence de 1×10^{-4} et l'autre, outre une biréfringence bien plus élevée ($2,7 \times 10^{-4}$), présente la particularité d'être polarisante.

2.3 Fibre PM toute solide

2.3.1 Motivations

Nous avons présenté une fibre mode plat PM avec une gaine microstructurée air-silice. Cette fibre convient tout à fait à nos attentes et a pu être intégrée dans un prototype d'amplificateur satisfaisant aux contraintes du LMJ. Nous avons vu dans la partie 2.2.3 que la fabrication de cette fibre n'est pas triviale notamment à cause des bulles d'air pouvant apparaître lors du fibrage. Dans un souci de reproductibilité et de production à plus grande échelle, nous avons cherché une alternative à la gaine air-silice et nous avons décidé de la remplacer par une gaine microstructurée toute solide. Ce type de gaine présente l'avantage, lors de la fabrication, de s'affranchir du système de pression utilisé pour contrôler la taille des trous de la gaine air-silice. Les défauts observés précédemment et attribués à la pressurisation des fractures sont donc écartés. De plus, pour une gaine air-silice, la contamination des trous par des éléments extérieurs est possible et peut induire des pertes, au contraire d'une gaine toute solide. Enfin, une gaine air-silice demande une attention particulière lors de la soudure car un mauvais paramétrage peut entraîner un affaissement des trous de la gaine et induire des pertes. Même si une gaine air-silice convient tout à fait pour la réalisation d'une fibre mode plat, ces arguments nous mènent au développement d'une fibre mode plat avec une gaine microstructurée toute solide.

2.3.2 D'une gaine air-silice vers une gaine toute solide

Comme élément constituant la gaine, nous avons décidé de remplacer les trous d'air par des barreaux pleins de silice dopée fluor. Nous avons choisi de la silice dopée fluor (F320 Heraeus), ayant un indice annoncé de $1,2 \times 10^{-3}$ inférieur à l'indice de la silice pure, car ce matériau est facilement disponible par notre fournisseur. Une gaine toute solide facilite a priori la fabrication de la fibre mode plat puisqu'il n'est plus nécessaire de pressuriser les trous que l'on cherche à conserver dans la fibre microstructurée à trous d'air. Mais le passage à une gaine toute solide entraîne une perte du contrôle du rapport d/Λ lors de la dernière étape de fabrication. En effet, il n'est plus possible de contrôler la taille des inclusions par un système de pression et donc le rapport d/Λ de la gaine est figé dès l'empilement des capillaires.

La Figure 2-20 résume les études paramétriques menées dans le but de déterminer le d_{F320}/Λ (d_{F320} étant le diamètre des inclusions dopées fluor) et le choix de la silice du cœur (même indice ou indice légèrement différents de celui utilisée dans la gaine). Plus précisément, la Figure 2-20 (a) représente la courbe $d_{F320}/\Lambda = f(d_{air}/\Lambda)$ dans le cas d'un pas de $6 \mu\text{m}$ et une longueur d'onde de $1,05 \mu\text{m}$. Cette courbe permet de déterminer simplement le d_{F320}/Λ de la structure toute solide qui permet d'obtenir le même n_{FSM} que la structure air-silice de rapport d_{air}/Λ . La Figure 2-20 (b) représente quant à elle

la différence d'indice entre n_{FSM} et l'indice de la silice F300 (n_{Si}) en fonction du d/Λ dans le cas des deux structures (F320 et air).

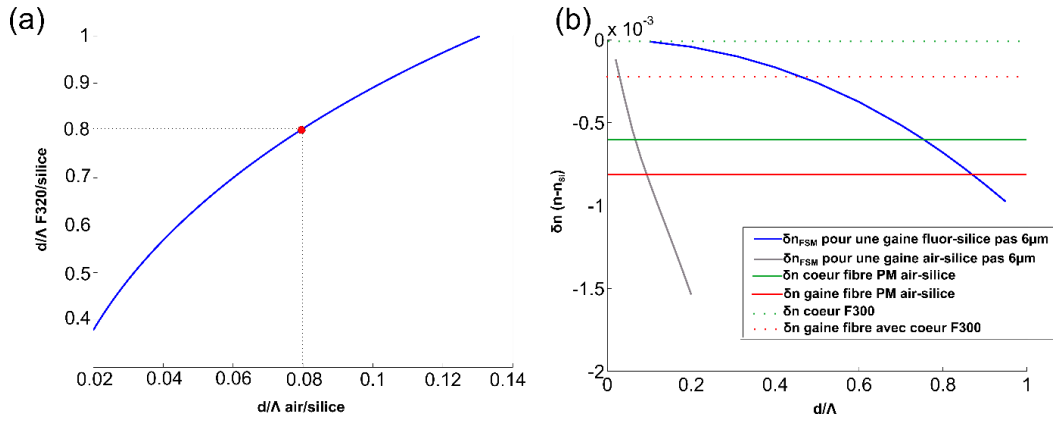


Figure 2-20: Courbe représentant le d_{F320}/Λ en fonction du d_{air}/Λ où les n_{FSM} de chaque gaine est égale (a). Comparaison des valeurs de l'indice effectif ($n_{FSM}-n_{Si}$) entre des fibres toute solide fluor-silice pour un pas de $6\mu m$ et des fibres air-silice pour un pas de $6\mu m$ à une longueur d'onde de 1050 nm , il est aussi représenté l'indice du cœur et de la gaine de la fibre PM air-silice de la Figure 2-4 (b).

D'après les résultats obtenus, nous observons que:

- i. Comme attendu, pour une même valeur de n_{FSM} et de pas de la gaine, le diamètre des inclusions de la silice dopée fluor est bien plus grand que le diamètre des trous d'air ($d_{F320} > d_{air}$). Ceci se comprend facilement par la différence de valeur des indices de l'air et du F320, respectivement de 1 et 1,4486. La proportion de F320 dans une gaine fluor-silice doit être bien plus grande que la proportion d'air dans une gaine air-silice pour obtenir la même valeur de n_{FSM} .
- ii. Dans le cas particulier de la fibre précédente où le cœur a un indice de 6×10^{-4} inférieur à l'indice de la silice pure (trait horizontal continu vert), il est nécessaire d'avoir un d/Λ supérieur à 0,77 ($d_{F320}/\Lambda > 0,77$) pour que la fibre puisse guider (afin d'avoir une valeur du n_{FSM} inférieure à l'indice du cœur).
- iii. Si l'on souhaite fabriquer une fibre toute solide monomode avec un cœur de bas indice (HSQ 330), alors le d_{F320}/Λ doit être compris entre 0,77 et 0,85.
- iv. Par contre si on souhaite fabriquer une fibre avec un même écart d'indice cœur-gaine que la fibre précédente mais pour un cœur qui serait cette fois-ci en F300 (lignes pointillées rouge et verte), le d_{F320}/Λ visé est compris entre 0,15 et 0,47.
- v. Nous pouvons remarquer que pour un cœur en F300, la plage de d_{F320}/Λ est bien plus grande que pour un cœur d'indice abaissé. Ce qui a pour avantage

d'avoir une plus grande liberté sur le d_{F320}/Λ de la gaine et donc facilite la fabrication.

2.3.3 1^{ère} réalisation (V₁)

Suite à ces études, il a été décidé d'utiliser un cœur d'indice égal à celui de la silice, ce qui permet d'avoir un plus grand choix de d/Λ pour le design de notre fibre et de simplifier le contrôle de n_{FSM} . En effet d'une part à cause des déformations liées aux trous interstitiels il est plus simple d'obtenir le d/Λ visé lorsque celui est inférieur à 0,5 qu'autour de 0,8 et d'autre part le n_{FSM} est moins sensible à un écart de d/Λ pour des faibles valeurs de ce paramètre. Ainsi pour obtenir le même saut d'indice entre le cœur et l'indice n_{FSM} que la fibre précédente, nous avons choisi une gaine fluor-silice avec un d/Λ autour de 0,47 pour un Λ de 6 μm . Quant au cœur, il est composé d'une cible en F300 entourée de 24 couches de silice dopée Ge [Figure 2-26 (c)] et de 4 couches de silice sur l'extérieur déposées par la technique OVD. La différence d'indice de l'anneau par rapport à la silice pure a été estimée à 5×10^{-3} à partir de la mesure de concentration en Ge [Figure 2-21 (a)]. A noter que les deux couronnes de gros trous d'air de la fibre précédente, servant à diminuer les pertes par courbures, ont été remplacées par une gaine externe composée de silice dopée fluor (Heraeus F320) pour garder le caractère tout solide de cette fibre.

N'ayant pas de barreau constitué d'un cœur de F320 entouré de F300, nous avons opté pour la technique de « double stack » pour cette première version de fibre toute solide. Cette technique consiste, dans un premier temps, à former un stack de capillaire en F300 de diamètre 1,24 mm provenant d'un tube mère de dimension 40/20 (comme décrit dans le chapitre 1). Ensuite, un barreau mère de F320 de 10 mm de diamètre est tiré en plots de 0,6 mm qui sont insérés dans les capillaires de F300. A noter que les coins permettant le bon maintien du stack dans le tube manchon (Heraeus F320) sont eux aussi composés de silice dopée fluor pour éviter les résonances possibles entre la dernière couronne d'inclusions et le tube manchon [57]. Ensuite nous avons suivi le procédé de fabrication standard consistant à un premier étirage en préforme (diamètre 3,7 mm) puis un second manchonnage (dans un tube Heraeus F300 de dimension 10/4) et enfin un dernier étirage en fibre. Ce double stack rajoute une difficulté lors du tirage de la première préforme : il est nécessaire de porter un soin particulier aux bons collages aux interfaces [Figure 2-21 (c)].

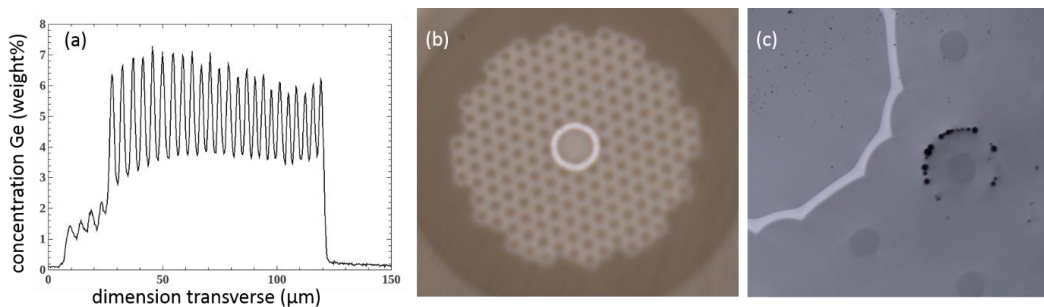


Figure 2-21: Profil de la concentration de Ge de l'anneau OVD sur la canne (a), photographie au microscope optique de la fibre toute solide (b), exemple de mauvais collage sur une préforme toute solide (c).

Afin de tester le concept de la fibre toute solide, nous avons décidé de réaliser dans un 1^{er} temps une fibre non PM.

La Figure 2-21 (b) représente la photographie au microscope optique de la fibre réalisée correspondant à un d/Λ égal à 0,46 avec un Λ d'environ 6 μm . A noter que l'utilisation d'un microscope électronique à balayage ne permet pas de distinguer la silice de la silice dopée fluor.

La caractérisation de cette fibre a été réalisée par la même méthode que pour la fibre air-silice décrite à la section 2.2.4.2, consistant à faire l'image en champ proche du profil d'intensité en sortie de fibre. Cette fois-ci, lors du décalage de l'injection, le profil d'intensité se déforme et pour des décalages importants, on voit apparaître deux lobes caractéristiques du profil du mode LP_{11} . La longueur d'onde de coupure mesurée pour cette fibre est de 1400 nm, bien plus importante que la longueur d'onde du mode plat attendue (1050 nm) ainsi que la longueur d'onde de coupure attendue. La valeur du d/Λ a pourtant été estimée à partir de la Figure 2-20 (cf partie 2.3.2). Nous avons donc cherché à élaborer une stratégie pour rendre la fibre monomode à 1050 nm.

2.3.4 Stratégies pour rendre la fibre monomode

Une idée simple pour rendre la fibre monomode est de diminuer la taille du cœur. Par raisonnement géométrique, le rayon du cœur (r_c) et le Λ étant liés par la relation :

$$r_c = (\sqrt{3} - 0,5) \times \Lambda \quad (2-3)$$

Diminuer la taille du cœur revient donc à diminuer le Λ de la gaine microstructurée pour retrouver la monomodalité de la fibre. Nous avons alors fabriqué plusieurs fibres avec des Λ différents à partir de la même préforme. La Figure 2-22 représente le résultat de caractérisation sur différentes fibres. Nous déduisons de cette courbe par une régression linéaire, que le caractère monomode devrait être obtenu pour un Λ de gaine de 3,8 μm à la longueur d'onde d'intérêt (1050 nm). Or cette valeur est beaucoup trop faible et ne convient pas aux besoins du CEA-CESTA.

Longueur d'onde d'apparition du caractère monomode en fonction du Λ de la gaine F320/silice pour un d/Λ de 0,46 et 0,19

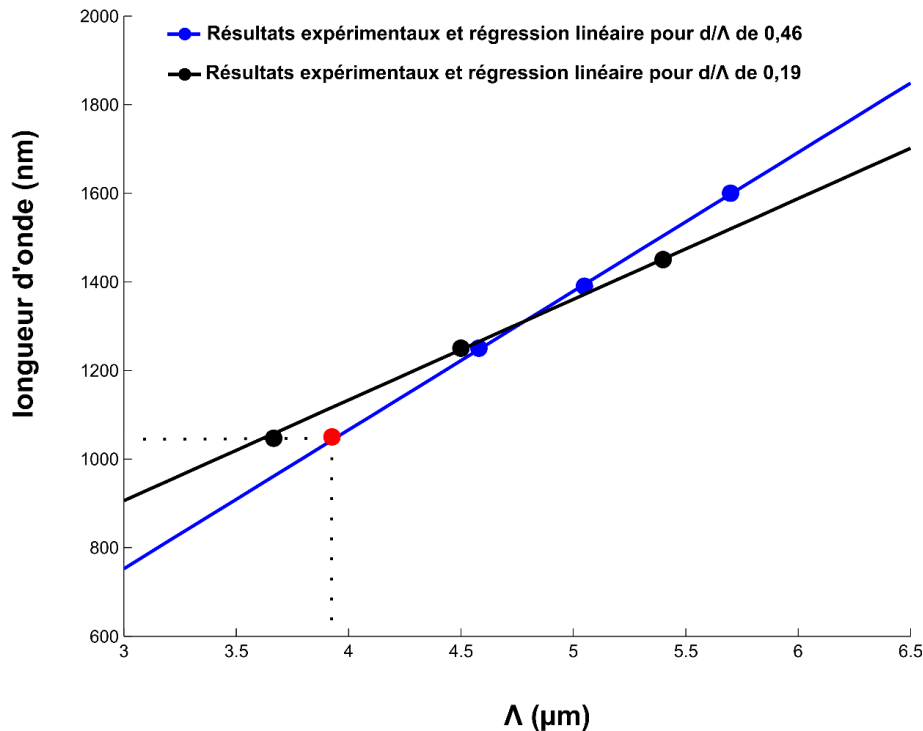


Figure 2-22: Résultats expérimentaux représentant la longueur d'onde d'apparition du caractère monomode en fonction du pas de différentes fibres avec des d/Λ de 0,46 et 0,19 (respectivement points bleus et rouges), la régression linéaire associée à chaque d/Λ (respectivement ligne bleue et rouge) ainsi que le pas déduit pour lequel la fibre de d/Λ de 0,46 est monomode (point rouge).

Nous avons imputé ce comportement multimode à une mauvaise estimation des indices de réfraction dans la fibre finale, que ce soit les indices des inclusions et/ou une modification de l'indice du cœur à cause des contraintes associées à l'ajout de ces zones de silice dopée fluor. Précisons que le mécanisme exact de modification des indices lors du tirage menant à ce désaccord n'est pas connu à ce jour. Le modèle simplifié utilisé pour la fibre air/silice à maintien de polarisation ne permet pas d'expliquer ces modifications d'indices. Nous rappelons que notre modèle ne tient pas compte des contraintes axiales qui deviennent importantes dans le cas du F320 [83]. De plus, des mesures de profil d'indice n'ont pas permis non plus de clarifier nos observations.

Nous avons donc choisi une autre stratégie consistant à diminuer suffisamment le diamètre des inclusions de F320 (pour diminuer le d/Λ) dans le but d'augmenter l'indice de la gaine afin d'obtenir une fibre monomode délivrant un mode plat à la longueur d'onde d'intérêt tout en gardant une valeur de Λ suffisamment grande.

2.3.5 Réalisations suivantes (V_2 et V_3)

Nous avons choisi dans un premier temps, un d/Λ égale à 0,26, correspondant à la deuxième version de la fibre toute solide (V_2). A noter que le stack a été divisé en deux parties, l'une sans barre de contraintes et l'autre introduisant des barreaux de

contraintes pour obtenir la propriété PM. Cette réalisation n'a pas donné de résultat exploitable sur la fibre sans barreau de contraintes notamment à cause de la présence de bulle d'air provenant d'un mauvais collage à certaines interfaces F320-F300. Toutefois, la caractérisation d'une fibre provenant de la partie du stack PM met en évidence la présence de modes d'ordre supérieur. Cette fibre n'étant pas monomode, nous avons donc décidé de réitérer la fabrication en visant à atteindre un d/Λ encore plus faible autour de 0,19 correspondant à la troisième version (V_3).

Pour atteindre cette valeur, la technique de fabrication a été adaptée. Au lieu d'utiliser la technique du double stack vu précédemment, nous manchonnons une première fois le barreau de F320 (diamètre 10 mm) dans un tube de F300 (25/11) que nous étirons à un diamètre de 4 mm. Ce résultat est ensuite manchonné dans un tube de F300 (8/4) pour être étiré en capillaires de 1,42 mm de diamètre. Ces différentes étapes demandent un effort particulier lors de l'étirage. En effet, il est nécessaire de définir les bons paramètres de tirage (vitesse, vide, température) pour éviter les bulles aux interfaces. Enfin ces capillaires sont empilés pour former le stack à partir duquel nous obtiendrons des fibres avec un d/Λ autour de 0,2. A noter que le diamètre des capillaires a été augmenté car nous avons décidé de diminuer le nombre de couronnes de la gaine microstructurée.

La fibre a été caractérisée par la même méthode que précédemment, et fait apparaître la signature de modes d'ordre supérieur pour un pas de la gaine autour de $6 \mu\text{m}$ à une longueur d'onde de 1050 nm. Il a donc été décidé de diminuer la taille de la fibre jusqu'à obtenir le caractère monomode, ce dernier apparaissant pour un pas autour de $3,6 \mu\text{m}$. Cette observation est étonnante, car ayant diminué le d/Λ , nous nous attendions à diminuer la longueur d'onde d'apparition du caractère monomode, autrement dit, obtenir une fibre monomode à 1050 nm avec un plus grand Λ que la fibre V_1 . Nous pouvons observer sur la Figure 2-22 que pour des Λ supérieurs à $4,6 \mu\text{m}$, la longueur d'onde d'apparition du caractère monomode est effectivement inférieure au cas de V_1 . Par contre la longueur d'onde de coupure du V_3 est supérieure à celle du V_1 pour des Λ plus faibles. Ces résultats nous confortent dans notre hypothèse d'une mauvaise estimation des indices dans la fibre finale, même si jusqu'à présent ce phénomène n'est pas compris.

2.3.6 Taper tout solide et obtention d'un mode plat

Lors des différentes caractérisations de ces fibres, il était très compliqué de définir la longueur d'onde d'apparition du mode plat noté λ_p . En effet, les fibres étant multimodes à cette longueur d'onde, le profil d'intensité en sortie de la fibre correspond à la combinaison des différents modes excités et peut donc soit apparaître plat alors qu'il s'agit d'une combinaison du FM et d'un HOM ou au contraire non plat bien qu'on soit à λ_p . Ainsi, pour simplifier grandement la caractérisation et augmenter la confiance dans nos résultats, nous avons utilisé l'approche dite de fibre effilée (« taper » en anglais) qui consiste à réaliser une fibre dont le diamètre varie longitudinalement. Nous obtenons de la sorte une fibre ayant un diamètre

suffisamment petit en entrée pour qu'elle soit monomode et à sa sortie le diamètre escompté pour observer le mode plat. Ce taper est réalisé directement sur la tour de fibrage en s'assurant que i) le petit diamètre est bien guidant et monomode et ii) que la longueur de transition (typiquement métrique) permette bien d'observer en sortie uniquement le mode fondamental de la fibre malgré son caractère multimode à cette extrémité. Ceci est simplement validé expérimentalement en s'assurant que le profil de sortie n'est pas modifié par l'injection en entrée.

La Figure 2-23 illustre le principe d'un tel taper : le FM présente un profil de type gaussien en entrée dont la forme va se rapprocher de la forme plate, puis au-delà de ce diamètre optimal, le profil va se creuser en son centre et présenter une forme s'approchant d'un mode annulaire (cf partie 1.3.1)

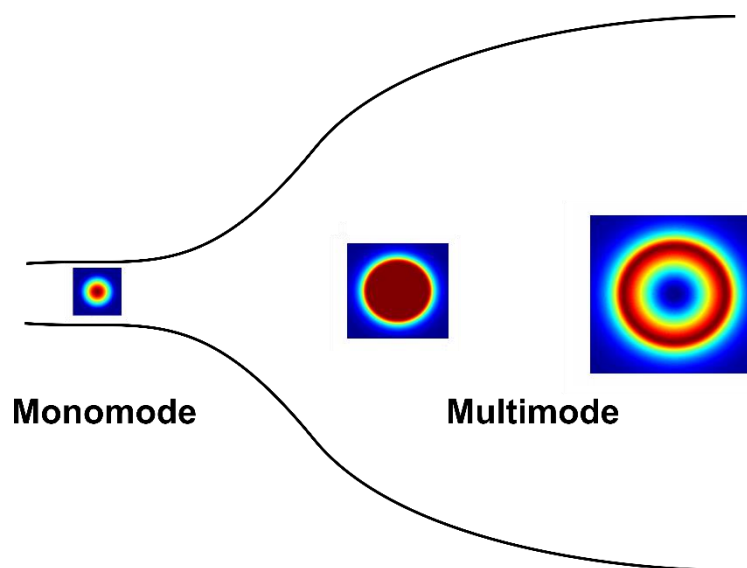


Figure 2-23: Schématisation du taper, avec l'augmentation du diamètre qui fait passer d'une fibre monomode avec un profil d'intensité quasi-gaussien à une fibre multimode présentant un profil d'intensité plat à un certain diamètre et un profil annulaire à plus grand diamètre.

Un exemple de taper réalisé à partir du « stack » de la 1^{ère} version est présenté Figure 2-24. Nous pouvons voir que la partie transitoire amenant le diamètre externe de la fibre de $169\ \mu\text{m}$ ($\Lambda \sim 3,8\ \mu\text{m}$) à $285\ \mu\text{m}$ ($\Lambda \sim 6,4\ \mu\text{m}$) se fait sur une longueur d'environ 6 m avec une variation tout d'abord rapide sur 2 m, puis bien plus lente sur 4 m ($\sim 5\ \mu\text{m}/\text{m}$), avant une diminution rapide du diamètre qui correspond à la préparation du prochain taper. Les tapers ont été extraits des bobines de tirage en gardant une zone amorce au faible diamètre autour de 1 m de long et en coupant l'autre extrémité à la valeur maximale du diamètre de la fibre. Les profils d'intensités observés en sortie d'un des tapers pour 3 longueurs d'onde (950, 1050 et 1100 nm) sont reportés sur la Figure 2-24. Nous observons un mode plat à 1050 nm. La manipulation de la fibre à l'entrée et le décalage de l'injection n'ont pas fait apparaître la signature de mode d'ordre supérieur (comme attendu puisque cette partie de fibre a été désignée pour être monomode). Fait plus étonnant, le profil d'intensité en sortie a été également relativement robuste lors de manipulation de la portion multimode du taper.

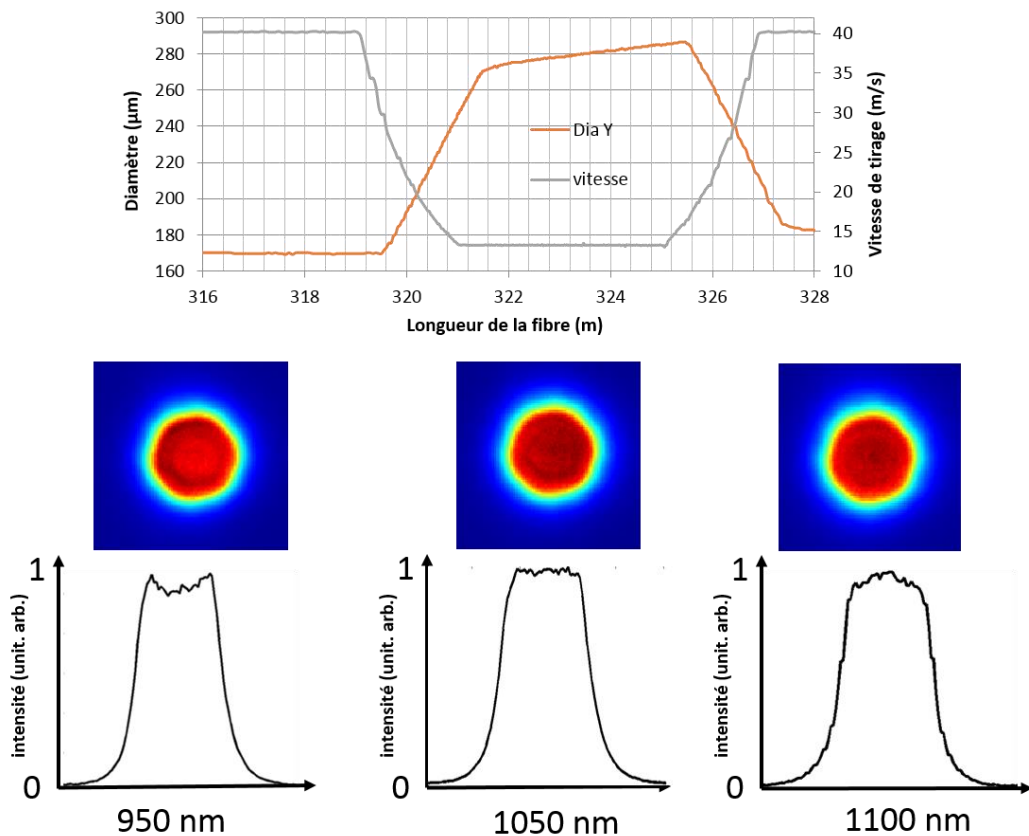


Figure 2-24: En haut, évolution du diamètre en fonction de la longueur du taper (en orange) et évolution de la vitesse de tirage correspondante (en gris). En bas, profil d'intensité obtenu lors de la caractérisation aux longueurs d'onde de 950, 1050 et 1100 nm.

A titre d'illustration, d'autres résultats sont présentés sur la Figure 2-25 comparant la fibre précédente (cf. Figure 2-24) ayant un pas final évalué à $6,4 \mu\text{m}$ et un taper ayant un pas final évalué à $7,3 \mu\text{m}$. Il apparaît sur la figure que le mode pour la fibre de plus grand Λ est plat à 1200 nm alors qu'il se rapproche d'une gaussienne pour le mode de la fibre à Λ réduit. Par contre à une longueur d'onde de 1050 nm , le mode de la fibre à Λ réduit est plat et le mode de la fibre à plus grand Λ est de forme annulaire. Il est intéressant de remarquer que pour une augmentation du pas de 15% , nous observons un décalage de la longueur d'onde de coupure également de l'ordre de 15% . A noter qu'il suffit évidemment de couper le taper pour atteindre un diamètre plus faible pour retrouver le mode plat à 1050 nm .

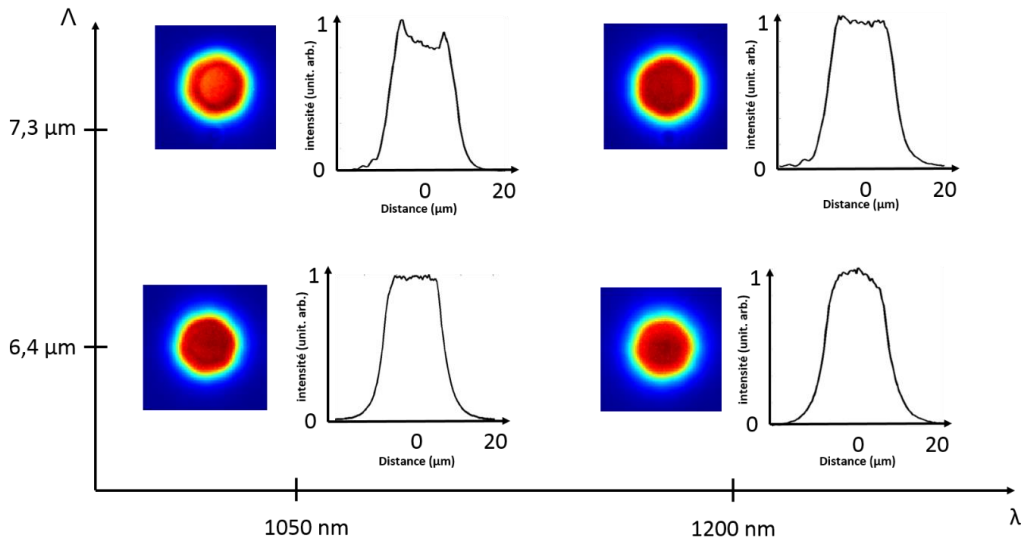


Figure 2-25: Résultats expérimentaux représentant la forme des modes à des longueurs d'onde de 1050 nm et 1200 nm pour deux tapers ayant un Λ de 6,4 μm et 7,3 μm .

2.3.7 Fibre toute solide PM

2.3.7.1 Réalisation

Comme nous l'avons précisé dans la partie 2.3.5, des versions tout solide PM ont été également réalisées en insérant dans une partie des stacks correspondant à un d/Λ de 0,26 et 0,19 (respectivement V_2 et V_3), des barreaux de contraintes de silice dopée bore. La concentration de bore est évalué par le fabricant à 16 mol% pour une valeur d'indice de $7,6 \times 10^{-3}$ en dessous de celle de la silice pour la V_2 et 24 mol% pour une valeur d'indice de $10,2 \times 10^{-3}$ en dessous de celle de la silice pour la V_3 . La Figure 2-26 (b) correspond à une photographie au microscope optique d'une fibre toute solide avec des inclusions de silice dopée bore dans la gaine pour induire une biréfringence avec un d/Λ d'une valeur de 0,26 pour un pas de 5,6 μm .

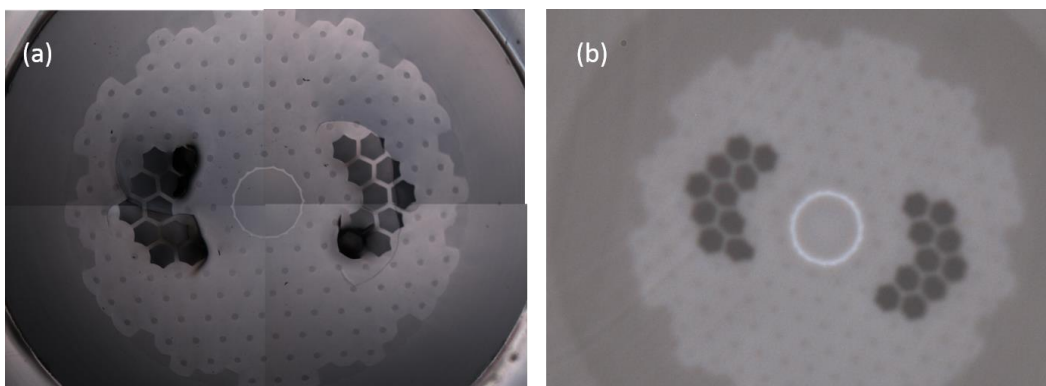


Figure 2-26: Photographie au microscope optique de la préforme toute solide fluor-silice V_2 avec des inclusions de silice dopée bore (a), photographie de la fibre provenant de la préforme avec $\Lambda=5,1 \mu\text{m}$, $d/\Lambda= 0,26$ (b).

2.3.7.2 Caractérisation

a) Profil d'intensité

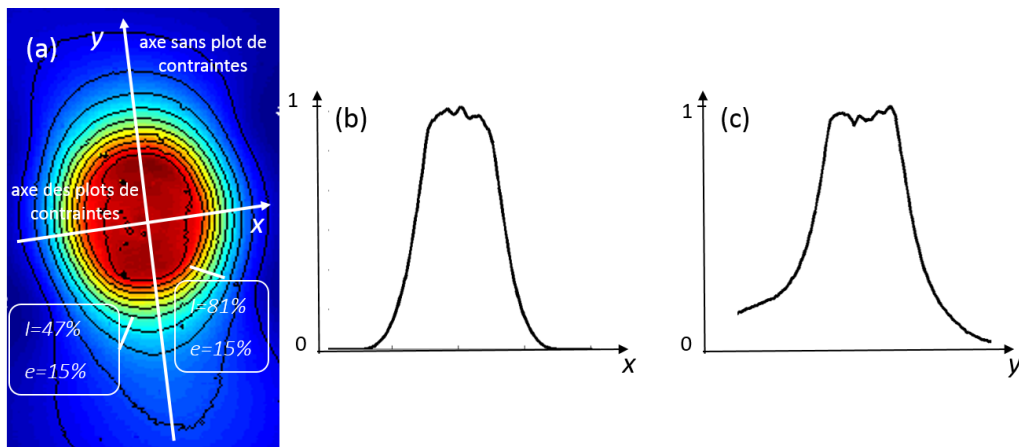


Figure 2-27 : Profil transverse de l'intensité pour une longueur d'onde 1050 nm en sortie de fibre (a), coupe selon l'axe x (b), coupe selon l'axe y (c). A noter que les plots de contraintes sont placés de part et d'autre du cœur selon l'axe x. Cette fibre est tirée à partir du stack V_3 avec comme paramètres $\Lambda=6 \mu\text{m}$, $d/\Lambda=0,19$.

Tout d'abord, l'observation du profil d'intensité en sortie de fibre est réalisée par la même méthode que pour les fibres précédentes sans résolution en polarisation. La Figure 2-28 (a) montre le profil 2D du mode pour une longueur d'onde de 1050 nm. Nous remarquons une déformation elliptique du mode, la lumière étant moins bien confinée selon l'axe perpendiculaire aux plots de contraintes (cf. coupe selon l'axe y) [Figure 2-27 (c)]. Par contre il est intéressant de noter que nous avons pu obtenir une forme du mode est bien aplatie par rapport à un faisceau gaussien [Figure 2-27 (b) et (c)].

Pour rendre compte de l'ellipticité et la quantifier, nous comparons la forme du mode de la fibre sans barre de contraintes de V_3 (Λ de $3,6 \mu\text{m}$) avec le mode de la fibre PM de V_3 (Λ de $6 \mu\text{m}$) [respectivement Figure 2-28 (a) et (b)].

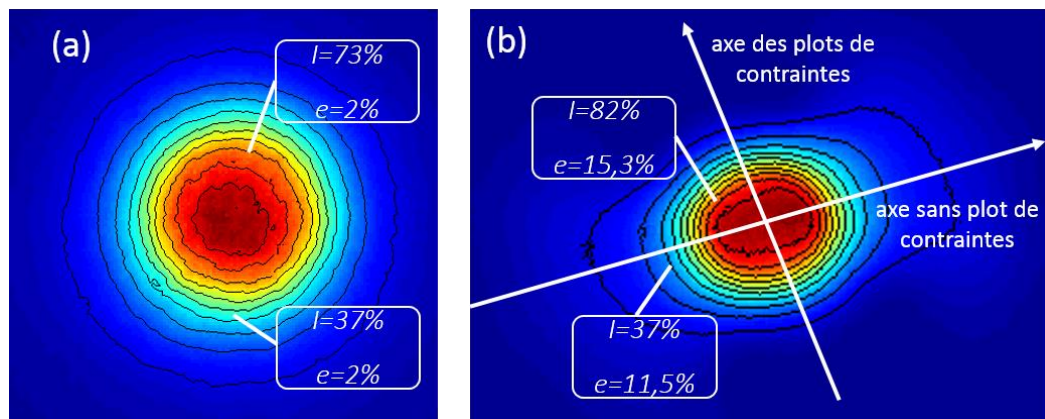


Figure 2-28: Profil expérimental 2D de l'intensité en sortie de fibre sans barre de contraintes avec un d/Λ de 0,19 (a) et avec barreaux de contrainte et de d/Λ de 0,19 (b). A noter que les valeurs reportées sur les deux figures correspondent à la valeur d'ellipticité (e) pour une ligne de niveau (I).

Un traitement d'image a permis de mettre en évidence les lignes de niveau de ces profils. Il a ainsi été possible de calculer pour chacun de ces profils l'ellipticité définie par la relation :

$$e = 1 - \left(\frac{b}{a}\right) \quad (2-4)$$

avec a la longueur du grand axe de l'ellipse et b la longueur du petit axe.

On peut ainsi remarquer que pour la fibre sans barreau de contraintes, le profil n'est que peu elliptique (0,02) alors que pour le cas de la fibre biréfringente, l'ellipticité du profil est significative (typiquement $> 0,10$) avec le grand axe de l'ellipse dirigé selon l'axe ne présentant pas de barreau de contraintes. Précisons qu'aucune ellipticité notable n'apparaissait au microscope optique sur les préformes (avec ou sans barreau de contraintes).

L'impact de l'indice des barreaux de silice dopée bore pourrait être une explication quant à la forme elliptique du mode. En effet, le n_{FSM} associé aux barreaux de contraintes est très inférieur à la valeur du n_{FSM} de la gaine (respectivement -7×10^{-3} et $-7,7 \times 10^{-4}$), il peut donc y avoir une différence de confinement de la lumière entre les deux directions. Cela se traduit par un meilleur confinement de la lumière dans l'axe des barreaux de contrainte et donc un étalement dans l'autre direction. Précisons toutefois que les résultats numériques présentés dans la partie d) ci-après n'ont pas permis de confirmer cette hypothèse.

b) Contenu modal

Pour poursuivre la caractérisation de cette fibre, nous avons regardé son contenu modal à une longueur d'onde de 1050 nm sur 1 m de fibre droite pour éviter le filtrage de mode par courbure. Pour cela nous avons décalé l'injection et observé la forme du mode non résolu en polarisation.

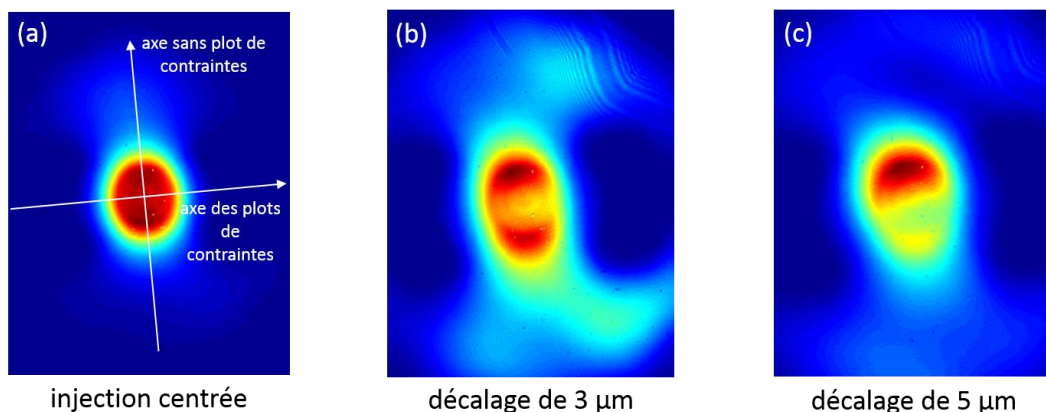


Figure 2-29: Profil d'intensité 2D apparaissant homogène avec une injection centrée (a), apparaissant multimode pour une injection décalée de 3 et 5 μm (respectivement b et c) selon l'axe des barreaux de contraintes. Cette fibre est tirée à partir du stack V_3 avec comme paramètres $\Lambda=6 \mu\text{m}$, $d/\Lambda=0,19$.

Lors du décalage de l'injection selon l'axe des plots de contraintes [Figure 2-29 (b) et (c)] nous voyons apparaître une modification du profil d'intensité qui nous renseigne sur le caractère multimode de cette fibre. A noter que nous avons testé plusieurs axes de décalage de l'injection et à aucun moment nous n'avons réussi à observer la signature du HOM₁ dont les lobes d'intensité sont placés dans la direction de l'axes des plots de contraintes.

c) Mesures de biréfringences

Des mesures de biréfringence ont quand même pu être pratiquées en optimisant l'injection pour exciter préférentiellement les modes fondamentaux. Ces mesures ont été réalisées sur deux fibres tirées à partir des stacks V₂ et V₃ (respectivement d/Λ de 0,26 et 0,19). La Figure 2-30 (a) présente le résultat de la mesure de biréfringence pour une fibre de d/Λ de 0,26 avec 10x2 plots de silice dopée bore de concentration de 16 mol% sur une longueur de 80 cm. La valeur de biréfringence calculé à partir du spectre cannelé est de 1,5x10⁻⁴, ce qui comparé à la valeur de biréfringence de la fibre air-silice présenté dans la partie 2.2.4.3 (0,61x10⁻⁴) est bien plus élevé.

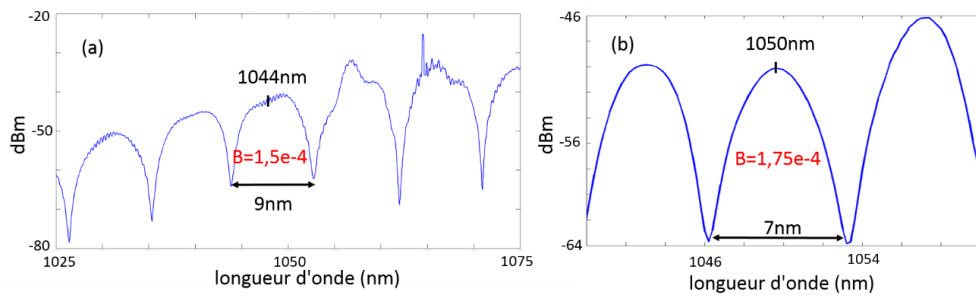


Figure 2-30: Résultats de la mesure de la biréfringence pour une fibre de 80 cm de longueur avec 20 barreaux de contraintes de concentration 16 mol% en bore avec un d/Λ de la gaine égal à 0,26 et un pas évalué à 5,6 μm provenant du stack V₂ (a) et 24 mol% pour une fibre de 90 cm de longueur avec un d/Λ de 0,19 et un pas évalué à 6 μm provenant du stack V₃ (b).

Nous avons aussi testé la fibre tirée de V₃ et une concentration en bore des plots de contraintes de 24 mol %. Le résultat de la mesure du spectre cannelé sur 90 cm de fibre donne une valeur de biréfringence de 1,75x10⁻⁴ [Figure 2-30 (b)]. Cette valeur ne s'avère que légèrement supérieure à la biréfringence de la fibre de tirée de V₂ dont la concentration en bore est de 16 %mol. Nous nous attendions à obtenir une biréfringence bien plus élevée motivé d'une part par la plus forte concentration en bore et d'autre part par une plus grande proportion de silice dans la gaine microstructurée (0,19 < 0,26).

d) Résultats numériques

Nous avons modélisé la fibre avec une concentration de bore égale à 24 mol%. Nous rappelons les paramètres de la fibre simulée dans le Tableau 2-4.

Tableau 2-4: Récapitulatif des paramètres de la fibre V3 avec une concentration en bore de 24 mol%.

Λ (μm)	d/Λ	Δn _{F320}	ΔR (nm)	δn _{ann}	δn _B	d _B /Λ
--------	-----	--------------------	---------	-------------------	-----------------	-------------------

4,6	0,19	$-1,2 \times 10^{-3}$	420	5×10^{-3}	$-10,2 \times 10^{-3}$	0,91
-----	------	-----------------------	-----	--------------------	------------------------	------

La Figure 2-31 présente les résultats de simulation avec le profil des deux modes fondamentaux (respectivement polarisés selon x et y). Nous pouvons voir que l'ellipticité du mode peu marqué sur ces simulations comparée aux observations expérimentales (cf. Figure 2-28). La biréfringence associée à ces résultats est égale à $1,35 \times 10^{-4}$, qui est significativement plus élevée que la biréfringence de la fibre air silice ($0,6 \times 10^{-4}$), mais légèrement inférieure à la valeur expérimentale mesurée sur le même design ($1,75 \times 10^{-4}$). Le fait que la simulation ne rende pas compte de l'ellipticité et évalue une biréfringence inférieure peut laisser supposer que des phénomènes (modifications d'indices, apparition de contraintes...) liés à la fabrication ne sont pas bien pris en compte.

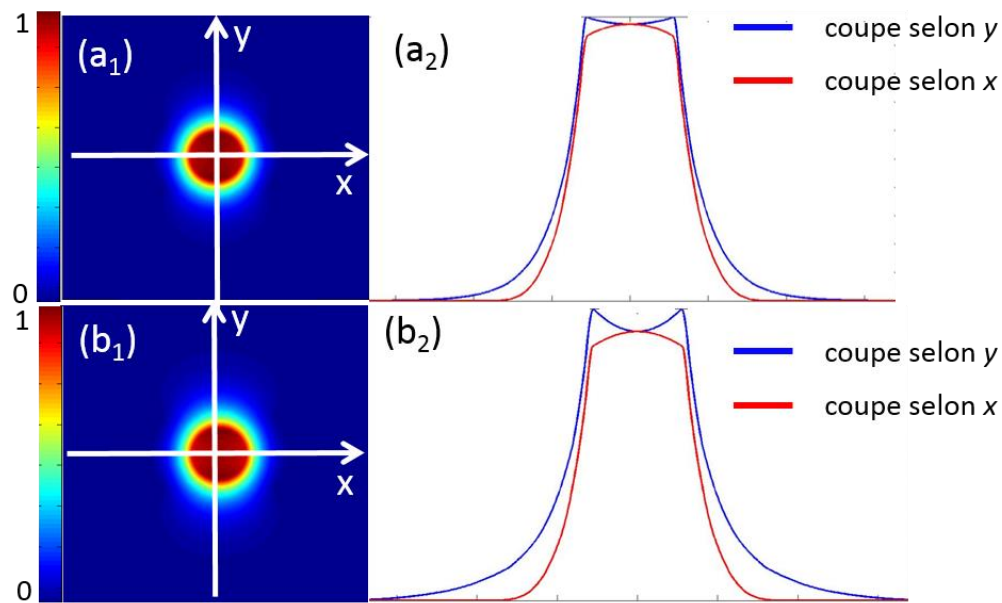


Figure 2-31: Résultats de simulation de la fibre V3 avec une concentration en bore de 24 mol%. Profil 2D et coupes associées pour le FM polarisé selon l'axe x (respectivement a_1 et a_2) et profil 2D et coupes associées pour le FM polarisé selon l'axe y (respectivement b_1 et b_2).

2.4 Conclusion

L'objectif principal des travaux présentés dans ce chapitre était de concevoir, réaliser et caractériser une fibre monomode délivrant un mode plat autour de 1050 nm tout en conservant l'état de polarisation de la lumière.

Une première solution a consisté à utiliser la 1^{ère} fibre monomode délivrant un mode plat comme embout (cette fibre n'étant pas PM). Elle a été intégrée avec succès dans une chaîne amplificatrice permettant d'atteindre des impulsions 100 μ J linéairement polarisée.

Une seconde solution plus satisfaisante (fibre pouvant servir pour le déport de la source et ne nécessitant plus de fibre adaptatrice de MFD) a été obtenue en réalisant la 1^{ère} fibre PM monomode délivrant un mode aplati autour de 1050nm. Cette fibre présente une biréfringence de $0,6 \times 10^{-4}$ avec un PER supérieur à 20 dB obtenus grâce à l'ajout de barreaux de contraintes dans la gaine microstructurée. Elle a été également intégrée dans un amplificateur délivrant un faisceau de sortie de 100 μ J d'une intensité homogène et dont l'état de polarisation était préservé [68]. Précisons que la fabrication de cette fibre s'est révélée bien plus délicate que prévue. Nous avons tenté d'identifier la cause de ces difficultés, par de nombreuses réalisations sous différentes conditions de fibrage. Nous avons notamment mis en évidence que la pressurisation nécessaire pour préserver la taille de trous submicrométriques entraînaient de gros défauts à cause de fissures apparaissant dans les préformes secondaires contenant les barreaux de contraintes.

En parallèle de la réalisation de ces fibres air-silice, un code de simulation numérique a été développé pour prendre en compte les contraintes induites par les barreaux de silice dopés bore. Ainsi, après validation du modèle, il a été possible d'étudier l'effet de ces barreaux sur le profil de mode en sortie. Ceci a permis de mettre en évidence une précaution à prendre quant au placement de ces barreaux par rapport au cœur. En effet, un trop fort rapprochement du cœur entraîne une perte du mode plat impossible à corriger par la modification des paramètres géométriques de la fibre. Ce code numérique a permis de proposer différents designs présentant une biréfringence accrue. Il a été montré qu'en augmentant le nombre de barreaux de contrainte, il est possible d'atteindre une valeur de biréfringence de 1×10^{-4} . En augmentant en plus la concentration en bore et en diminuant la couche de silice présente autour de la partie dopée il est possible d'atteindre des valeurs de biréfringence supérieures à 2×10^{-4} et même d'obtenir une fibre polarisante.

Un troisième type de solution permettant d'obtenir une fibre PM délivrant un mode plat a été également étudié. En effet nous avons étudié le design, la fabrication et la caractérisation de fibres toute solide à inclusions de silice dopée fluor, notamment en vue d'éviter les problèmes de fabrication rencontrés dans le cas des structures air-silice PM. Cette étude a mis en évidence la difficulté d'anticiper le profil d'indice exact dans une telle structure de fibre à cause de modifications d'indice apparaissant lors des étirages. Malgré ce phénomène, qui reste mal compris, nous avons pu obtenir une fibre délivrant un mode plat à 1050nm mais dans une fibre multimode. Toutefois la réalisation de fibre effilée (taper) permet de rendre exploitable une telle structure faiblement multimode. Des versions contenant des barreaux de contraintes ont permis d'obtenir des biréfringences 2 à 3 fois plus élevées que dans le cas de la fibre air-silice mais sans toutefois délivrer un mode plat circulaire à 1050nm. Même si des efforts supplémentaires auraient permis d'atteindre nos objectifs en termes de performance de fibre, nous avons choisi, à la vue des difficultés rencontrés lors de la fabrication de ces fibres toute solide, de concentrer nos efforts sur une version air-silice à aire effective augmentée.

Chapitre 3 Fibre mode plat à aire effective élargie

Dans le chapitre précédent nous avons présenté des solutions fibrées permettant d'obtenir un mode fondamental aplati et de polarisation contrôlée en sortie d'une chaîne amplificatrice dans le régime nanoseconde et délivrant des impulsions de la centaine de microjoule. Ces travaux ont marqué une première étape importante vers une solution toute fibrée possible pour la deuxième génération de la source du LMJ. Nous avons ainsi répondu aux attentes du CEA concernant la forme aplatie du faisceau, le caractère monomode, le maintien de polarisation et ce dans une seule et même fibre. Toutefois il est nécessaire d'augmenter significativement l'aire effective des fibres de cette première génération ($\sim 400 \mu\text{m}^2$) afin d'atteindre des régimes de plus fortes puissances, s'approchant d'impulsion millijoule. Pour atteindre cet objectif, nous avons décidé d'orienter nos recherches vers des structures dont le diamètre de cœur est doublé (en passant d'environ $15 \mu\text{m}$ à environ $30 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur) dans le but de repousser d'environ un facteur 4 le seuil d'apparition des effets non-linéaires et le seuil de dommage de la fibre. Ce chapitre présente une synthèse des différentes stratégies étudiées afin de proposer un design de fibre satisfaisant aux différentes propriétés recherchées (mode plat, monomode, biréfringente et à grande aire effective). Les résultats et les problématiques les plus marquantes y seront également détaillées.

3.1 Problématique

Avant d'expliciter nos travaux sur les fibres mode plat à aire effective augmentée, nous présentons ci-après la problématique générale liée à la recherche de fibre monomode à grande aire effective ainsi que les solutions existantes pour rendre une fibre multimode monomode en pratique.

3.1.1 De la nécessité d'un design multimode

Rappelons tout d'abord que pour qu'une fibre à saut d'indice classique reste monomode il est nécessaire d'abaisser la différence d'indice entre le cœur et la gaine afin de conserver la fréquence normalisée V inférieure à 2,405 (cf. chapitre 1). Une première limite évidente à l'augmentation de la taille du cœur provient de la difficulté technique à contrôler suffisamment précisément ces indices. Une seconde est liée au fait que l'indice effectif du mode guidé se rapproche de l'indice de la gaine (le saut d'indice diminuant pour une même valeur de V), rendant ce mode de plus en plus sensible aux contraintes extérieures telle que la courbure et les micro-courbures.

Précisons que c'est d'ailleurs cette sensibilité qui limite l'utilisation de fibres infiniment monomode ($V < 2,405$ quel que soit la taille du cœur) à grande aire effective [84], [85]. Par la suite, afin de limiter cette sensibilité aux contraintes extérieures, nous nous imposerons une valeur d'au moins 1×10^{-4} entre l'indice du mode fondamental et celui de la gaine.

Pour illustrer quantitativement les effets de l'augmentation de la taille du cœur, nous nous sommes intéressés, dans un premier temps, à l'évolution des valeurs d'indice effectif du mode fondamental et des deux premiers modes d'ordre supérieur d'une fibre à saut d'indice en fonction du paramètre V . Cette fibre est composée d'un cœur en silice d'indice égal à 1,4498 et d'un diamètre de $40 \mu\text{m}$ (équivalent à la fibre de référence commerciale NKT 40/200 mais possédant de fait une aire effective plus faible que celle des fibres mode plat de $30 \mu\text{m}$ de cœur étudiées ci-après).

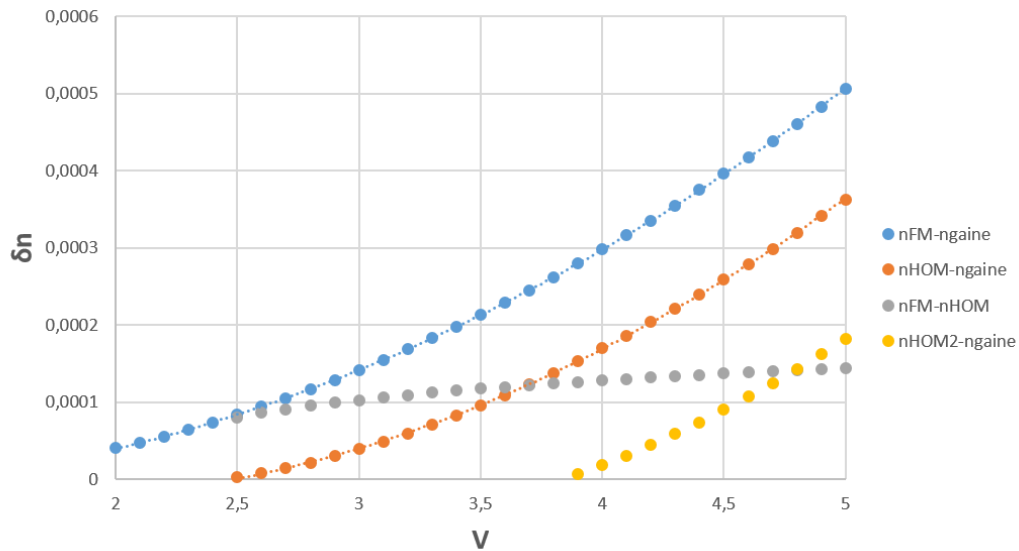


Figure 3-1: Evolution de la différence d'indice effectif du mode fondamental et de l'indice de gaine ($n_{\text{FM}} - n_{\text{gaine}}$) en bleu, de la différence d'indice effectif du 1er mode d'ordre supérieur et de l'indice de gaine ($n_{\text{HOM1}} - n_{\text{gaine}}$) en orange et de la différence d'indice effectif du 2nd mode d'ordre supérieur et de l'indice de gaine ($n_{\text{HOM2}} - n_{\text{gaine}}$) en jaune en fonction de la fréquence normalisée (V). Evolution de la différence d'indice effectif entre le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur, en gris.

La Figure 3-1 présente l'évolution de la différence entre la valeur de l'indice des modes (calculés grâce à un code numérique développé au laboratoire et basé sur la continuité aux interfaces des solutions de l'équations d'onde déduites des équations de Maxwell [33]) fondamental, HOM_1 , HOM_2 et de la valeur de l'indice de la gaine (respectivement en bleu, orange et jaune) en fonction de la fréquence normalisée (V). Il est de même représenté l'évolution de la différence des indices effectifs entre le FM et le HOM_1 (en gris). Comme attendu, les différences d'indice augmentent avec V , assurant un meilleur confinement des modes. On observe également que la différence d'indice entre le FM et la gaine est inférieure à notre valeur seuil de 1×10^{-4} dans la gamme monomode ($V < 2,405$) : il faut donc accepter d'avoir au moins un mode d'ordre supérieur guidé. A l'apparition du HOM_2 ($V = 3,83$), cette différence d'indice atteint $1,4 \times 10^{-4}$ et continue de croître avec V mais moins rapidement. Il peut donc être

pertinent de travailler dans la zone de V compris entre 3 et 3,8 afin d'avoir à la fois une différence d'indice suffisante ($>10^{-4}$) d'une part entre le FM et la gaine et d'autre part entre le FM et le HOM_1 tout en ayant qu'un seul mode HOM à éliminer pour rendre la fibre monomode en pratique.

Le même type d'étude a été effectué dans le cadre d'une fibre mode plat microstructurée de $30\ \mu\text{m}$ de cœur (dans le but de doubler le MFD par rapport à la fibre mode plat PM du chapitre 2).

La Figure 3-2 présente l'évolution de la différence entre la valeur des indices effectifs du mode fondamental et de la gaine, ainsi qu'entre les indices du mode d'ordre supérieur et de la gaine en fonction du d/Λ de la gaine sur un design de fibre mode plat. A noter que l'épaisseur de l'anneau est modifiée pour chaque d/Λ de façon à obtenir le mode plat pour chaque cas et que la valeur $n_{\text{ann}}-n_{\text{Si}}$ est fixée à 2×10^{-3} , l'indice du cœur étant ici égale à l'indice de la silice utilisée dans la gaine (n_{Si}). Le calcul des indices effectifs des modes a été possible grâce au code numérique présenté au chapitre 2.

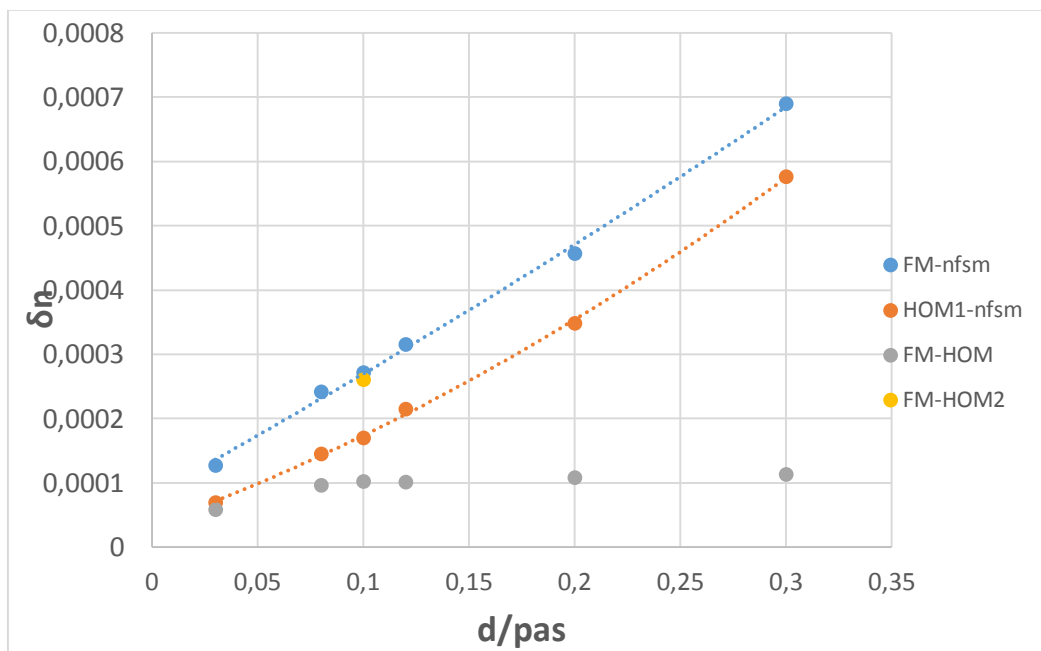


Figure 3-2: Evolution de la différence d'indice effectif du mode fondamental et du nfsm ($n_{\text{FM}}-n_{\text{FSM}}$) en bleu et de la différence d'indice effectif du 1er mode d'ordre supérieur et du n_{FSM} ($n_{\text{HOM1}}-n_{\text{FSM}}$) en orange, en fonction du rapport diamètre des trous de la gaine sur les pas du réseau de tous (d/pas). Evolution de la différence d'indice effectif entre le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur, en gris. Présence du deuxième mode supérieur (HOM+) pour un d/pas égal à 0,1 en jaune. A noter que l'indice de l'anneau a été défini par $\delta n_{\text{ann}}=2 \times 10^{-3}$.

Dans un premier temps, nous pouvons observer la présence du mode d'ordre supérieur (HOM_1) pour tous les d/Λ présentés ici ($\geq 0,03$). A noter qu'en considérant une gaine homogène avec comme valeur d'indice le n_{FSM} (fibre step où $n_g=n_{\text{FSM}}$), le caractère monomode apparait pour des valeurs de n_{FSM} correspondant à des d/Λ inférieurs à 0,015. Comme attendu, nous observons une augmentation avec le d/Λ de la différence d'indice entre le FM et celui de la gaine (n_{FSM}) et du HOM_1 . Cette dernière différence d'indice (en gris) présente une forte dynamique pour les faibles valeurs de

d/Λ ($< 0,08$) atteignant quasiment un plateau autour d'une différence d'indice légèrement supérieure à 1×10^{-4} . Nous avons donc choisi de travailler avec un d/Λ légèrement inférieur à 0,1 afin d'obtenir une différence d'indice entre FM et la gaine relativement élevée ($> 2,5 \times 10^{-4}$), une différence d'indice FM et HOM_1 proche de 1×10^{-4} tout en ayant qu'un seul HOM à gérer.

3.1.2 Méthodes de filtrage modale

Il existe plusieurs méthodes pour rendre une fibre multimode, monomode en pratique. Nous décrivons certaines de ces méthodes dans cette section.

3.1.2.1 Différentiels de pertes induits par courbure

Dans une fibre standard multimode, il est possible d'utiliser le filtrage de mode par courbure [86]. L'effet de la courbure peut être vu comme une augmentation croissante de l'indice du milieu vers l'extérieur de la courbure (cf. chapitre 1). Rappelons que l'indice effectif des modes d'ordre supérieur étant plus faible que l'indice effectif du mode fondamental, ils vont subir des pertes par courbure (liés à l'effet tunnel optique) qui peuvent être bien plus importantes que le FM. Cette méthode permet en principe de s'affranchir des modes d'ordre supérieur mais elles ne fonctionnent que pour une certaine gamme de rayon de courbure (R_c) :

- Si R_c est trop grand, le couplage entre les HOMs et la gaine n'est pas assez efficace (effet tunnel optique trop faible) et ces modes peuvent être observés en sortie de fibre.
- Si R_c est trop petit, le couplage entre le FM et la gaine va entraîner de fortes pertes et la fibre peut ne plus guider.

Ces deux contraintes limitent fortement l'intérêt de cette approche dans le cas de l'utilisation standard d'une fibre.

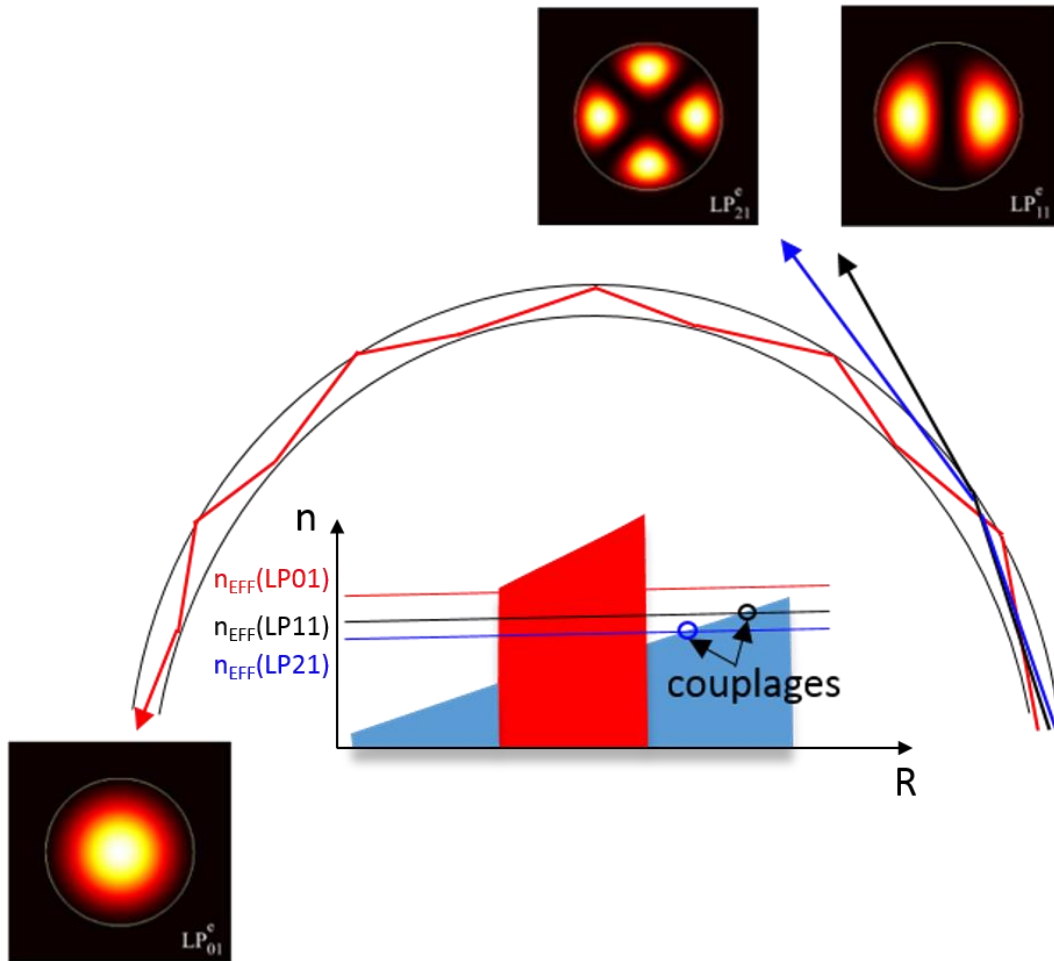


Figure 3-3: Principe du filtrage de mode grâce à la courbure de la fibre, avec au centre le profil d'indice de la fibre courbée montrant le couplage LP11 et LP21 (respectivement en noir et bleu) avec la gaine. Au-dessus, un schéma montrant la perte de guidage des modes LP11 et LP21 et le guidage du mode fondamental quasi-Gaussien (en rouge).

3.1.2.2 Fibres microstructurées à grand pas : délocalisation des HOM

La Figure 3-4 illustre l'exemple de la famille de fibres dite à grand pas (LPF, i.e. Large pitch fiber en anglais) [87] qui permet la délocalisation spatiale des HOMs. En effet ces fibres ont la particularité de présenter un large espace entre deux inclusions de la gaine microstructurée. Ceci permet un effet de « passoire modale » permettant aux HOMs de fuir à travers la gaine tout en maintenant un fort confinement du FM. Cette délocalisation des HOMs du cœur dopé permet ainsi de favoriser fortement le FM pour lequel le gain est alors bien plus important. Limpert et al. [88] ont ainsi réalisé une LPF présentant un diamètre de cœur de $135 \mu\text{m}$ pour un diamètre du mode fondamental atteignant $105 \mu\text{m}$ qui a notamment permis d'amplifier un signal de 60 ns à une énergie de 26 mJ à un taux de répétition de 5 kHz. Mais du fait de leurs paramètres opto-géométriques, les fibres LPF ne sont pas indiquées pour le transport de puissance car elles souffrent de trop fortes pertes par courbures (elles rentrent dans la catégorie de fibres appelées « rod type »).

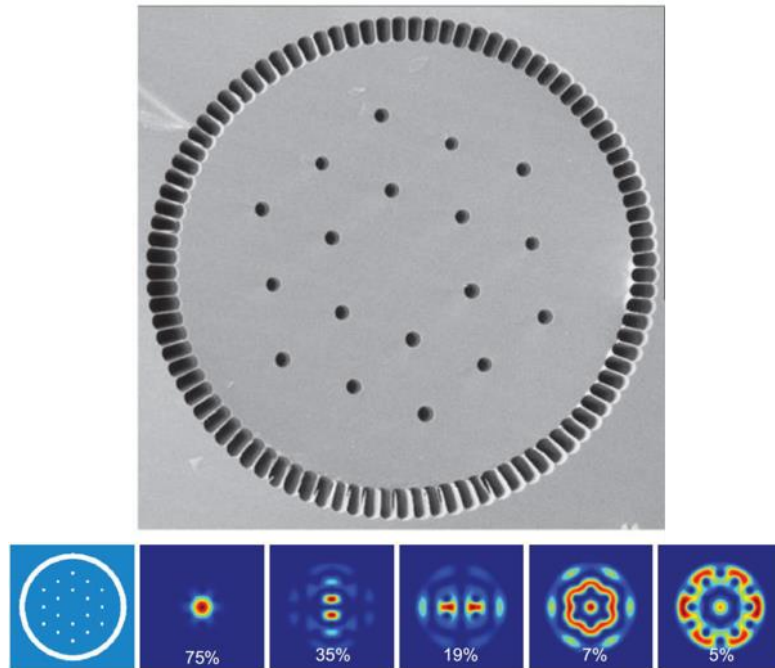


Figure 3-4: Photographie présentant une fibre LPF réalisée par Limpert [87] avec en dessous la valeur de recouvrement entre le mode et la zone de gain. Sur cette dernière image la forte délocalisation des HOMs est remarquable.

En restant dans le cas des fibres actives, Benoit et al. du laboratoire XLIM [89], [90] ont proposé une nouvelle variété de fibres LPF appelée « Full-Aperiodic Large Pitch Fiber » (FA-LPF). Ces fibres, au contraire des fibres microstructurées usuelles, ont la particularité de présenter une brisure de symétrie de leur gaine. Ainsi il est possible de délocaliser encore plus efficacement les HOMs quelle que soit leur symétrie tout en préservant le confinement du FM. Cette solution est applicable pour des fibres passives mais combinée à une version active permet un recouvrement du FM avec la zone dopée bien plus important que celui des HOMs [89]. Une version active a été réalisée présentant un diamètre de mode de $34 \mu\text{m}$ pour une efficacité de conversion de puissance entre la pompe et le signal de 63% [90].

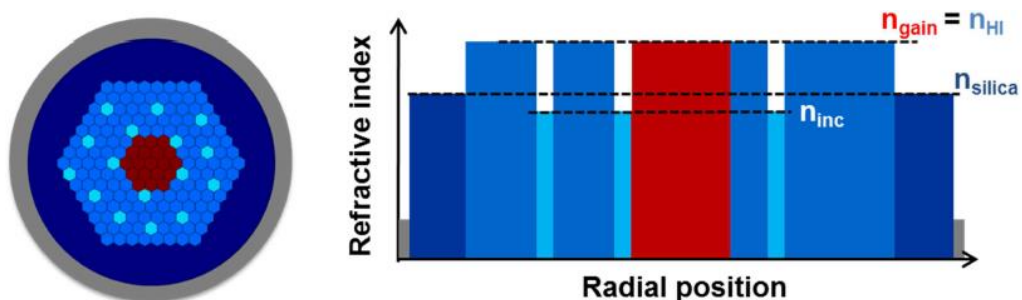


Figure 3-5: Schéma de la fibre FA-LPF réalisée par Benoît vue de face (à gauche) et coupe transversale du profil d'indice (à droite) [89].

3.1.2.3 Fibres de Bragg: conditions demi-onde et hétérostructuration

Une alternative compatible avec des fibres passives de transport consiste en l'utilisation de fibres de Bragg (Figure 3-6) initialement introduites par Yeh et al [91].

La gaine de ces fibres est alors une succession de couches de haut et bas indice qui peuvent être assimilées, pour des rayons suffisamment grands, à un guide plan multicouche permettant de confiner au centre de la fibre (dans un cœur de bas indice) des gammes spectrales discrètes de longueurs d'onde. A. Baz et al. [92] ont proposé une amélioration de ces fibres en pixélisant les anneaux de haut indice afin d'ouvrir des véritables bandes interdites photoniques et ainsi améliorer les propriétés des fibres réalisées. De plus en jouant cette fois-ci sur l'épaisseur des couches de bas indice il est possible d'augmenter le différentiel de pertes par manque de confinement entre le FM et les HOMs (conditions dites d'empilement demi-onde ou Half-Wave Stack en anglais) [93], [94] et d'augmenter encore ce différentiel en hétérostructurant la gaine comme illustré sur la Figure 3-7. Il est ainsi possible de bénéficier des avantages de la fibre de Bragg tout en ajoutant un effet de « passoir modale » similaire à celui des « Large Pitch Fiber ». Une de ces réalisations a fourni une fibre monomode présentant un diamètre de mode de $69 \mu\text{m}$ à une longueur d'onde de 1050 nm [Figure 3-7 (b)].

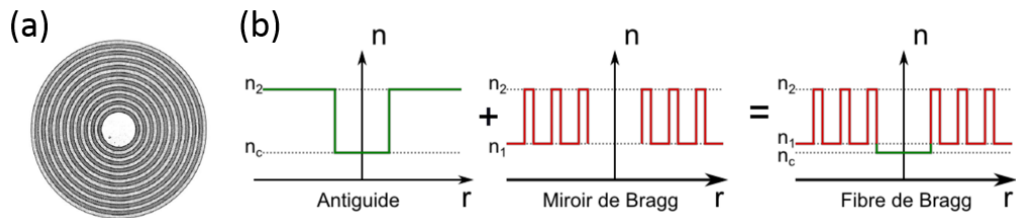


Figure 3-6 : Image tirée de la référence [91] représentant une fibre de Bragg avec une succession d'anneau concentrique de haut indice (a), schéma représentant le profil d'indice de l'antiguide et du miroir de Bragg qui associés forme la fibre de Bragg (b).

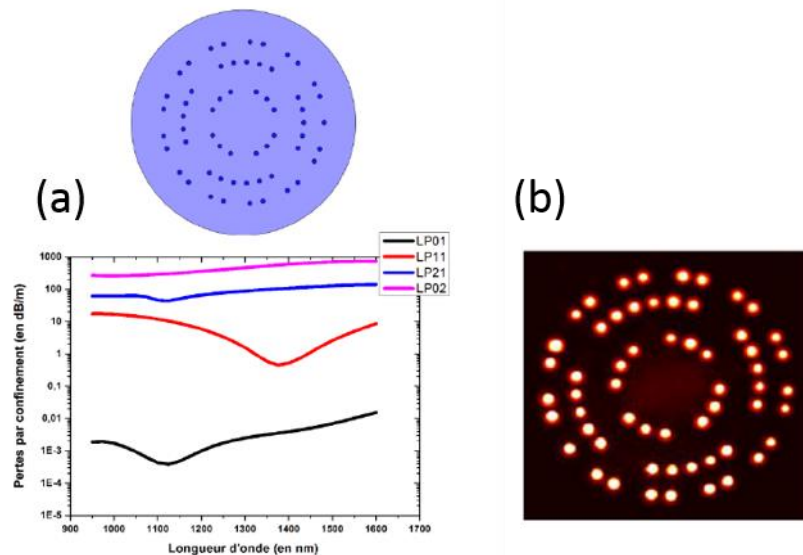


Figure 3-7: Représentation schématique d'une fibre de Bragg BIP avec en clair une valeur d'indice plus faible qu'en foncé avec les résultats numériques des pertes par confinement du FM et de 3 HOMs (a) image à la caméra de la sortie de la fibre avec une injection permettant l'illumination des plots de haut indice (b).

3.1.2.4 Fibres à résonateur satellites

La dernière famille de solutions dont nous allons discuter ici est basée sur l'ajout de résonateurs discrets (appelés aussi cœurs satellites) dans la gaine d'une fibre multimode afin de provoquer un couplage résonnant des HOM (au moins des plus gênants) du cœur central avec les modes guidés de ces résonateurs¹¹ [95]. Le principe d'un tel mécanisme est explicité sur la Figure 3-8 dans le cas typique d'une fibre RTIM air-silice (la gaine étant ici assimilée à un milieu d'indice homogène égale à n_{FSM} , le cœur central, le résonateur satellite et le tube manchon ayant tous le même indice, celui de la silice). Le couplage cœur central/résonateur satellite va favoriser la fuite d'énergie de ces modes vers la gaine externe et induire de fortes pertes par confinement. Les paramètres opto-géométriques de ces cœurs satellites sont soigneusement choisis pour favoriser le couplage avec les modes d'ordre supérieur du cœur tout en affectant le moins possible le mode fondamental. C'est pourquoi il est important de choisir un design de fibre favorisant une différence d'indices effectifs entre le FM et les HOMs le plus grand possible avant l'insertion des résonateurs. Cette méthode n'est valable que pour de courtes plages de longueurs d'ondes pour que la concordance des indices effectifs permette le couplage. Or notre longueur d'onde de travail étant fixée à 1050 nm, cet inconvénient n'est pas ici un véritable frein à notre étude.

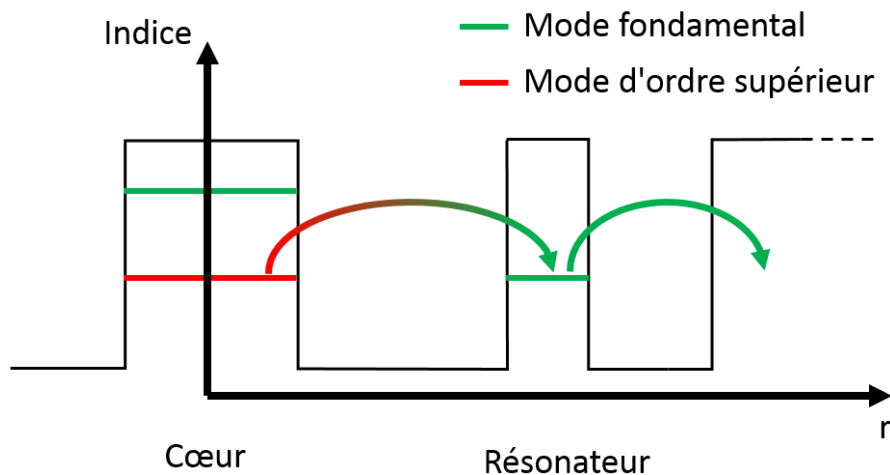


Figure 3-8: Schéma du principe de couplage du mode d'ordre supérieur du cœur principal avec le mode fondamental du résonateur. En rouge est représenté l'indice effectif du HOM1 ayant un indice effectif permettant son couplage avec le FM de résonateur (en vert). Le FM du cœur (en vert) a un indice effectif ne permettant pas le couplage avec le FM du résonateur et ainsi reste guidé dans le cœur sans subir d'extra-pertes.

Précisons que ce type de solution peut être également implémenté dans des fibres guidant par BIP toute solide [96] ou dans des fibres conventionnelles comme décrit par Ma et al. [97], [98] et illustrés sur la Figure 3-9. Dans ce dernier cas de fibre, appelée « chirally-coupled-core » (CCC), les cœurs satellites tournent périodiquement

¹¹ La condition HWS des fibres de Bragg peut être également vue comme une condition de résonance vers des antiguides satellites.

autour du cœur central, leurs couplages pouvant alors s'interpréter en termes de quasi-accord de phase dépendant du pas. Contrairement aux cas précédents (Figure 3-8), les cœurs satellites de haut indice ne peuvent fuir vers une gaine de haut indice, si bien que sans leur rotation autour du cœur central, il n'y aurait pas de mécanisme efficace de pertes pour les HOMs du cœur central (on aurait alors un comportement d'oscillations au cours de la propagation de l'énergie entre les résonateurs satellites et le cœur central). C'est pourquoi la rotation de ces cœurs satellites est nécessaire pour induire des pertes sur ces modes.

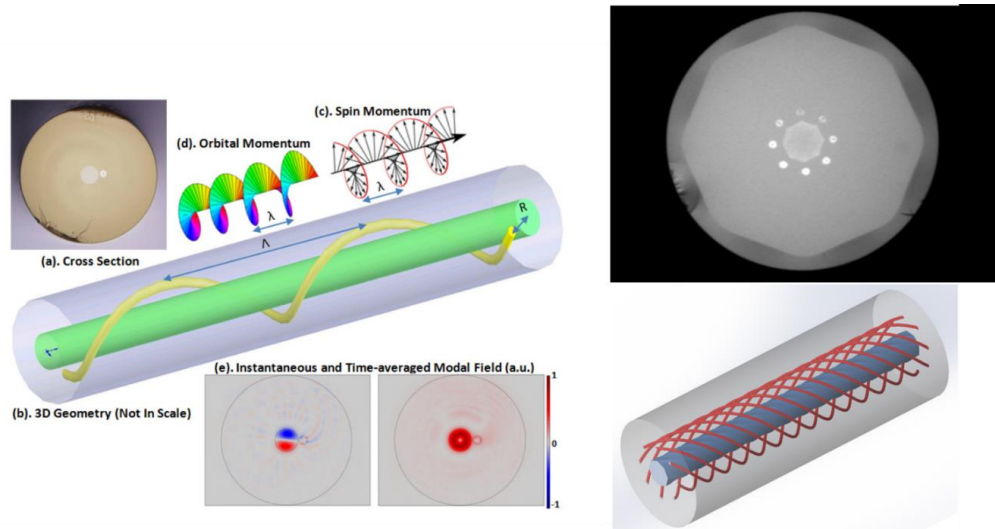


Figure 3-9: Images tirées des travaux de présentant deux fibres "chirally-coupled" présentant 1 ou 8 cœurs satellite enroulés autour d'un cœur principal avec un pas longitudinal noté Λ . Image tirée des travaux de Ma et al. [97], [98]

Compte tenu des techniques rapportées ci-dessus et de nos réalisations antérieures de fibres à mode plat basées sur une gaine air-silice, il est apparu tout naturel de garder le même design et de placer les cœurs satellites suffisamment loin du cœur afin de minimiser leur impact sur la forme du mode plat.

3.2 Design de fibre mode plat avec résonateurs satellites

Après avoir expliqué le principe général retenu pour rendre monomode notre fibre à aire effective élargie, une étude numérique est menée pour obtenir un design optimal. Dans un premier temps, il nous faut choisir l'indice du cœur, puis présélectionner des formes et tailles de résonateurs. Une fois la composition du cœur et l'indice de l'anneau de haut indice défini et la taille et forme des résonateurs fixée, il est présenté deux designs, sans et avec maintien de polarisation.

3.2.1 Choix du cœur

Nous avons vu dans les chapitres précédents qu'un cœur avec un indice inférieur à la silice présente l'avantage de libérer les contraintes sur la taille des trous de la gaine et facilite la fabrication de la fibre. Toutefois nous avons également mis en évidence que la présence de trous pouvait déformer le mode plat (Figure 2-15). Nous avons donc mené une première étude afin de définir le matériau le plus adapté pour le cœur élargi

à un diamètre de $30\mu\text{m}$: soit un cœur HSQ-330 avec un indice légèrement inférieur à celui de la silice pure ($\delta n = -6 \times 10^{-4}$), soit un cœur F300 avec l'indice de la silice pure ($\delta n = 0$). Nous avons choisi une gaine microstructurée air/silice par rapport à une gaine contenant des inclusions en silice dopée fluor : nous souhaitons nous affranchir des problèmes rencontrés avec ce type de gaine (cf chapitre 2). Le d/Λ de cette gaine a été choisi de façon à assurer qu'un seul HOM était guidé tout en ayant une différence d'indice avec le FM supérieur à 1×10^{-4} conformément à notre discussion au début du chapitre (cf. section 3.1.1).

Le même code numérique que pour l'étude décrite dans le chapitre 2 est utilisé pour définir les paramètres de la gaine air/silice et de cœur permettant d'obtenir le mode plat dans une fibre à cœur agrandi. A noter qu'il n'est pas nécessaire de prendre en compte les effets mécaniques du fait de la symétrie de révolution de la fibre et l'absence de barreaux de contraintes.

La recherche des paramètres optimaux pour l'obtention du mode plat est présentée dans le Tableau 3-1. Une étude préliminaire de ce tableau permet de mettre en évidence des différences flagrantes pouvant entraîner des complications lors de la fabrication selon le choix du cœur. Pour un cœur en HSQ-330, une épaisseur d'anneau de 50 nm avec un δn_{ann} de 2×10^{-3} est nécessaire, ce qui représente 0,3 % du rayon du cœur. Une si fine épaisseur est très compliquée à contrôler lors des différents processus de fabrication, notamment à cause de phénomènes de diffusion de dopants. Nous avons donc cherché à augmenter l'épaisseur de l'anneau ($\Delta R = 260$ nm) en diminuant son indice ($\delta n_{\text{ann}} = 2 \times 10^{-4}$). A noter que l'indice de l'anneau a été fixé au minimum à 2×10^{-4} en tenant compte des contraintes de fabrication OVD. Un avantage d'un indice de cœur inférieur à la silice réside dans le fait qu'il est possible d'atteindre un d/Λ de 0,32, qui est facilement réalisable. A contrario, avec un cœur en F300 (indice égale à celui de la silice de gaine), l'épaisseur optimale (pour un δn_{ann} de 2×10^{-3}) atteint 740 nm soit environ 5 % du rayon du cœur, facilitant sa réalisation par OVD. Toutefois le d/Λ chute à 0,08 (pour suivre la condition de fibre faiblement multimode) rendant plus complexe sa fabrication.

Tableau 3-1: Paramètres de simulation numérique.

Coeur	δn (cœur)	δn (anneau)	ΔR (nm)	Λ (μm)	d/Λ
HSQ-330	-6×10^{-4}	2×10^{-3}	50	11,6	0,32
HSQ-330	-6×10^{-4}	2×10^{-4}	260	11,6	0,32
F300	0	2×10^{-3}	740	11,6	0,08

Intéressons-nous maintenant aux profils du mode fondamental de ces trois configurations. La Figure 3-10 montre les profils d'indice (a_1 , b_1 et c_1) et les profils d'intensité du mode fondamental (a_2 , b_2 et c_2) avec les coupes selon x et y associées (a_3 , b_3 et c_3). Il apparaît très clairement une différence de profil d'intensité des différents modes fondamentaux. Dans le cas d'un cœur HSQ-330, nous n'observons pas de grande différence entre les deux profils d'intensité du FM (Figure 3-10 a_3 et b_3). Le mode présente deux pics d'intensité en périphérie du mode avec un plateau au centre (forme en U) dans la direction x et un profil quasi-plat dans la direction y . A

noter que la surintensité présente sur le profil selon l'axe x correspond à 25 % de l'intensité maximale du mode plat, ce qui est beaucoup trop élevée pour considérer le mode comme « plat ». D'après ces profils, nous pouvons affirmer que même en changeant les paramètres de l'anneau, il n'est pas possible d'obtenir une forme plate dans les deux directions (x et y) comme cela a été expliqué au chapitre 2 (un aplatissement selon une direction a un effet négatif sur l'autre direction). Par contre pour le cas d'un cœur en F300 (Figure 3-10 c), nous retrouvons un mode de bien meilleure qualité spatiale comparable aux résultats sur la fibre air-silice du chapitre 2.

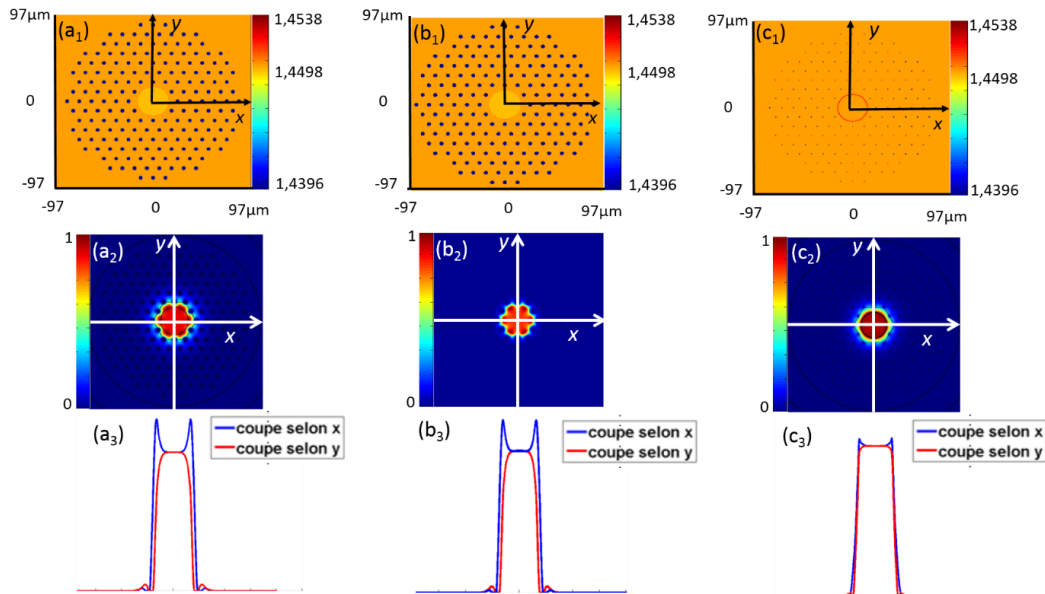


Figure 3-10: Profil d'indice de la fibre avec un cœur d'indice faible (-6×10^{-4}) avec une épaisseur d'anneau de 50 nm (a₁), un cœur d'indice faible (-6×10^{-4}) avec une épaisseur d'anneau de 260 nm (b₁) et un cœur d'indice égale à celui de la silice de la gaine (c₁), profil d'intensité 2D des 3 fibres (a₂, b₂ et c₂) avec leurs coupe selon l'axe x et y (a₃, b₃ et c₃)

Pour résumer, dans le cas d'un cœur en F300 (même indice que celui de la silice de la gaine) :

- La forme du mode fondamental est bien plus plate.
- L'anneau de haut indice est bien plus épais et par conséquent plus simple à contrôler lors de la fabrication.
- Le d/Λ à atteindre (0,08) est certes bien plus faible comparé au cas du cœur en HSQ-330 (0,3), rendant la fabrication plus difficile, mais toutefois réalisable (chapitre 2).

Cette étude numérique nous oriente donc sur le choix d'une fibre composée d'un cœur ayant un indice égal à l'indice de la silice de la gaine avec une épaisseur d'anneau de 740 nm, un pas de gaine de 11,6 μm (diamètre de cœur de 30 μm) et un d/Λ de 0,08.

3.2.2 Choix des résonateurs

Après avoir choisi les paramètres géométriques de notre fibre, intéressons-nous au design de nos cœurs satellites. Nous avons vu que le principe de pertes par résonance est basé sur la correspondance de l'indice effectif du mode d'ordre supérieur du cœur principal et de l'indice du mode fondamental des cœurs satellites. Il est donc important d'étudier l'évolution de l'indice effectif du mode fondamental du résonateur en fonction de sa taille et de sa forme pour faire le bon choix. Pour cela nous avons simulé (à l'aide du code précédent) des fibres ayant une gaine identique à la fibre à mode plat décrite précédemment mais avec un cœur sans anneau dont nous avons fait varier la taille et la forme. Les résultats, regroupés sur la Figure 3-11, montrent d'une part que comme attendu l'indice effectif augmente avec la taille du cœur et d'autre part que le défaut de 8 en forme de diamant conduit à l'indice effectif le plus proche du HOM de la fibre à mode plat que nous cherchons à éliminer (différence d'indice $< 10^{-6}$)

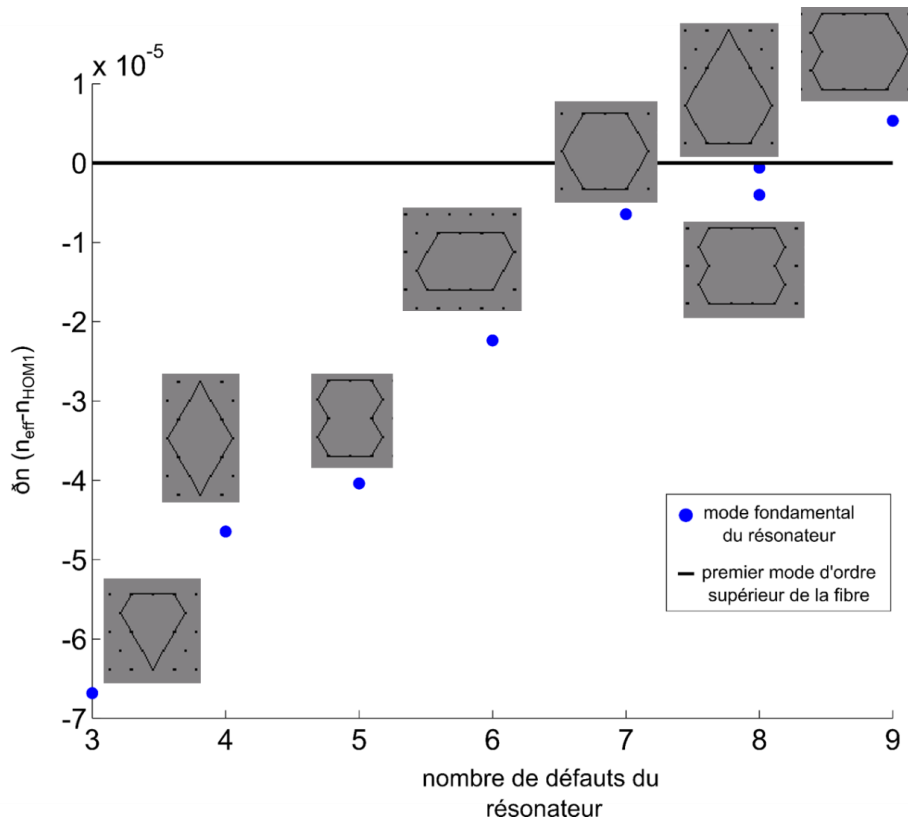


Figure 3-11: Résultats du calcul de la différence entre l'indice effectif du mode fondamental des résonateurs et l'indice effectif du mode d'ordre supérieur de la fibre en fonction de la taille et de la forme du résonateur.

3.2.3 Structure avec résonateur

L'étude précédente montre que le défaut de 8 en forme de diamant possède l'indice le plus proche de l'indice du HOM du cœur à mode plat que l'on cherche à éliminer. Toutefois cette proximité d'indice n'est pas le seul paramètre à prendre en compte. En effet le recouvrement entre le FM du résonateur et l'HOM du cœur central impact également l'efficacité du couplage entre ces deux modes. De plus il faut s'assurer que

le FM du cœur satellite puisse fuir efficacement vers la gaine externe pour supprimer efficacement le HOM du cœur central (sinon il y a transfert d'énergie entre les deux modes tout le long de la fibre, et persistance des modes d'ordre supérieur en sortie de fibre). Dans ce but nous avons simulé les structures complètes (cœur mode plat & résonateurs satellites) dans le cas des 2 types de défauts de 8. Les résultats sont regroupés sur la Figure 3-12. On observe que l'ajout des résonateurs augmente bien très fortement (au moins de 3 ordres de grandeur) les pertes du HOM dans les deux cas validant notre approche. Précisons toutefois que la structure b_1 donne en fait de meilleurs résultats avec des pertes pour le HOM 20 fois plus élevées que la structure c_1 , qui était pourtant plus proche de la résonance en indice (cf. Figure 1-11). A noter que nous évaluons à $1183 \mu\text{m}^2$ l'aire effective du mode fondamental de la meilleure structure (b) soit un MFD équivalent de $38,8 \mu\text{m}$.

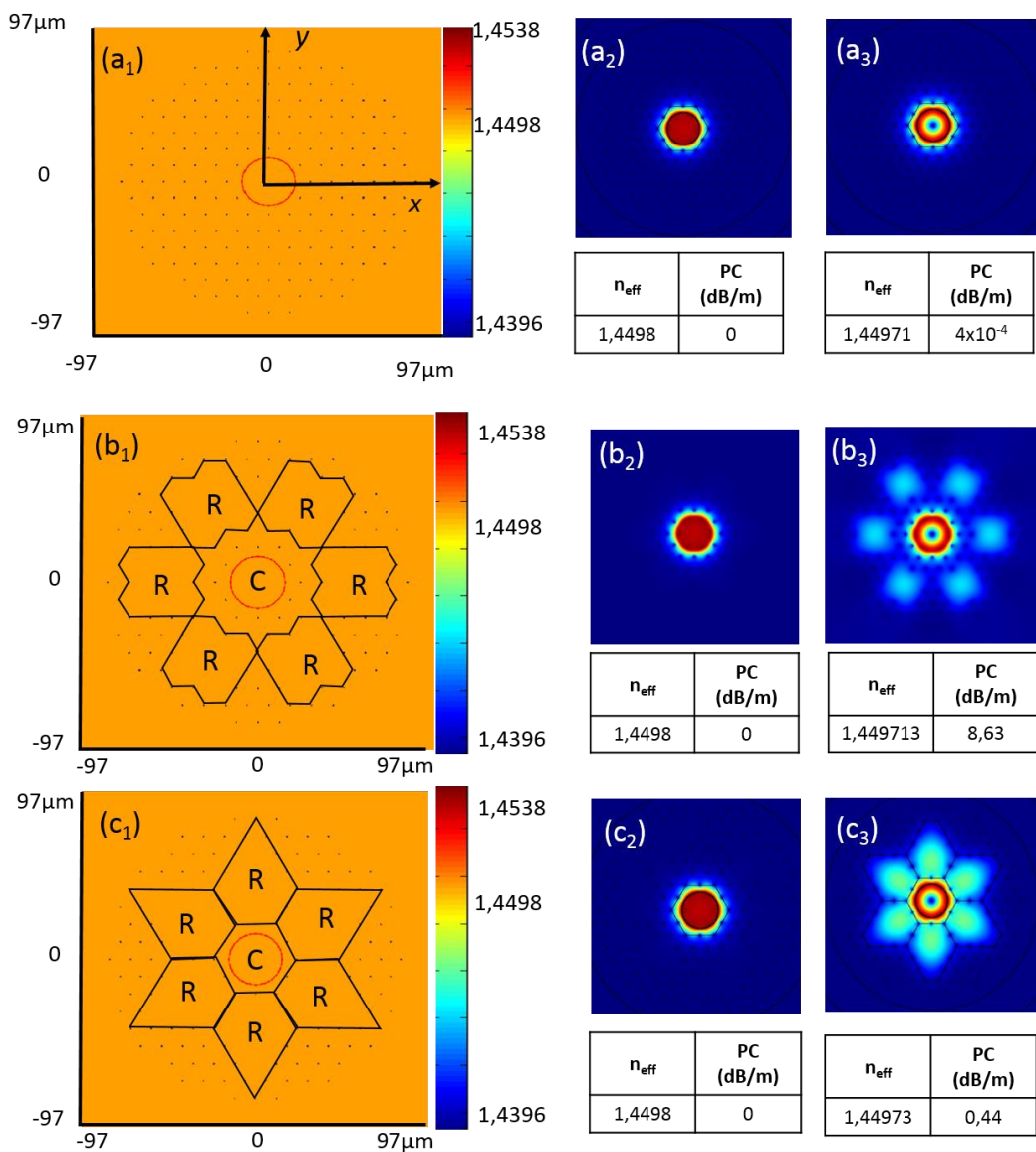


Figure 3-12: Profil d'indice 2D de avec la fibre sans résonateur et les fibre avec deux formes de résonateurs différents (a_1 , b_1 et c_1) avec R désignant les résonateurs et C le cœur, Profil d'intensité 2D des modes fondamentaux (a_2 , b_2 et c_2) ainsi que le premier mode d'ordre supérieur (a_3 , b_3 et c_3) avec les indices effectifs et les pertes correspondants.

Un 1^{er} test de fabrication a ainsi été mené sur le design présentant le plus de pertes pour le HOM₁ [Figure 3-12 (b₁)].

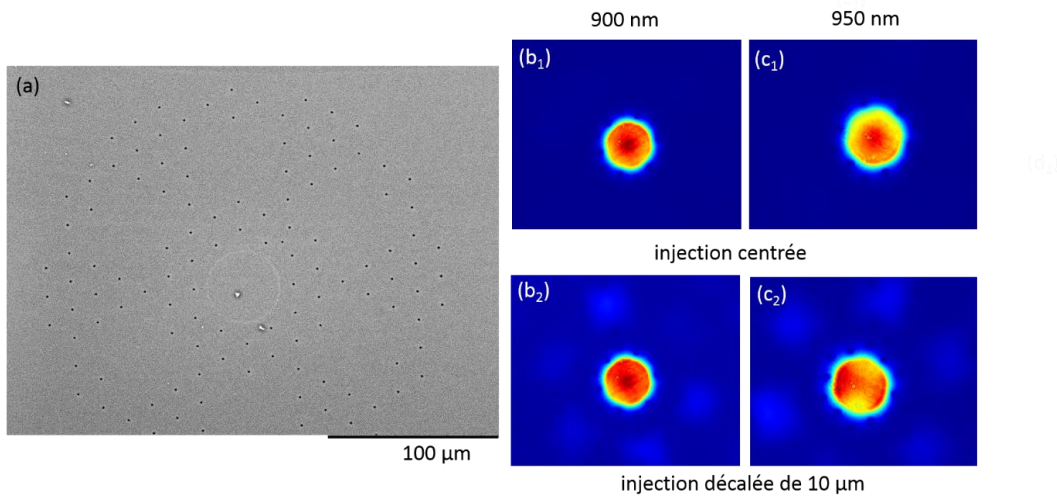


Figure 3-13: Photographie au microscope électronique à balayage de la fibre avec résonateur sans barre de contraintes (a). Profil d'intensité 2D en sortie de fibre avec une injection centrée (b₁, c₁) et avec une injection décalée de 10µm (b₂, c₂) à des longueurs d'onde de 900 nm et 950 nm.

La Figure 3-13 (a) montre une image MEB de la fibre avec en noir les trous d'air, en gris la silice et l'anneau en gris plus clair. Les résonateurs sont facilement repérables sur la photographie, aux endroits de la gaine où des trous d'air sont remplacés par de la silice pure. Cette fibre présente une épaisseur d'anneau de 300 nm pour un diamètre de 27,5 µm. A noter que l'épaisseur d'anneau ne correspond pas à l'épaisseur optimale estimée dans la partie 3.2.1 (740 nm). En effet, nous avons cherché à valider le principe de fonctionnement des résonateurs et donc nous avons utilisé un cœur OVD disponible en stock. Le pas de la gaine microstructurée est mesuré à 11,2 µm avec un d/Λ autour de 0,06.

La caractérisation de cette fibre s'est faite par la même méthode vue au chapitre 2. Nous remarquons tout d'abord qu'avec une injection bien centrée, le mode ne présente pas une distribution plate mais une surintensité au milieu, ce qui traduit une longueur d'onde du mode plat inférieure à 900 nm.

Tout d'abord nous observons une modification de la forme du profil d'intensité lors du décentrage de l'injection de 10 µm pour une longueur d'onde de 950 nm (comparaison de la Figure 3-13 entre b₁ et b₂). La distribution d'intensité pour une injection décentrée fait apparaître la signature du HOM₁ (2 lobes d'intensité). Par contre, à 900 nm, le profil d'intensité n'est pas modifié après un même décentrage d'injection. Nous pouvons considérer la fibre comme monomode à cette longueur d'onde. Or nous savons que dans les fibres type RTIM le caractère monomode

apparaît plus facilement¹² pour les grandes longueurs d’ondes. Nous pouvons donc en déduire que la correspondance des indices effectifs du HOM₁ et du FM du résonateur est plus importante à la longueur d’onde de 900 nm qu’à 950nm. Ce 1^{er} test de fabrication a ainsi permis de valider expérimentalement notre approche.

3.2.4 Structure avec résonateur PM

Le but de l’étude qui suit est de trouver un design de fibre à maintien de polarisation et monomode avec un diamètre de mode de 30 μm. Pour cela, il a été rajouté au meilleur design décrit précédemment des barreaux de contraintes de part et d’autre du cœur à la place de deux résonateurs. Les barreaux de contraintes au nombre de 24 (12x2) sont composés de silice dopée bore avec une concentration de 20 mol % et un d/Λ de 0,91. L’anneau quant à lui n’a subi que peu de modifications : il a été nécessaire de diminuer son épaisseur de 10 nm pour obtenir le mode le plus plat possible, toujours à 1050nm.

Tableau 3-2: Paramètres de simulation numérique pour la structure avec résonateur PM.

Cœur	δn (cœur)	δn (anneau)	ΔR (nm)	Λ (μm)	d/Λ
F300	0	2×10^{-3}	730	11,6	0,08

¹² Dépendance de la fréquence normalisée à l’inverse de la longueur d’onde ($V\alpha 1/\lambda$)

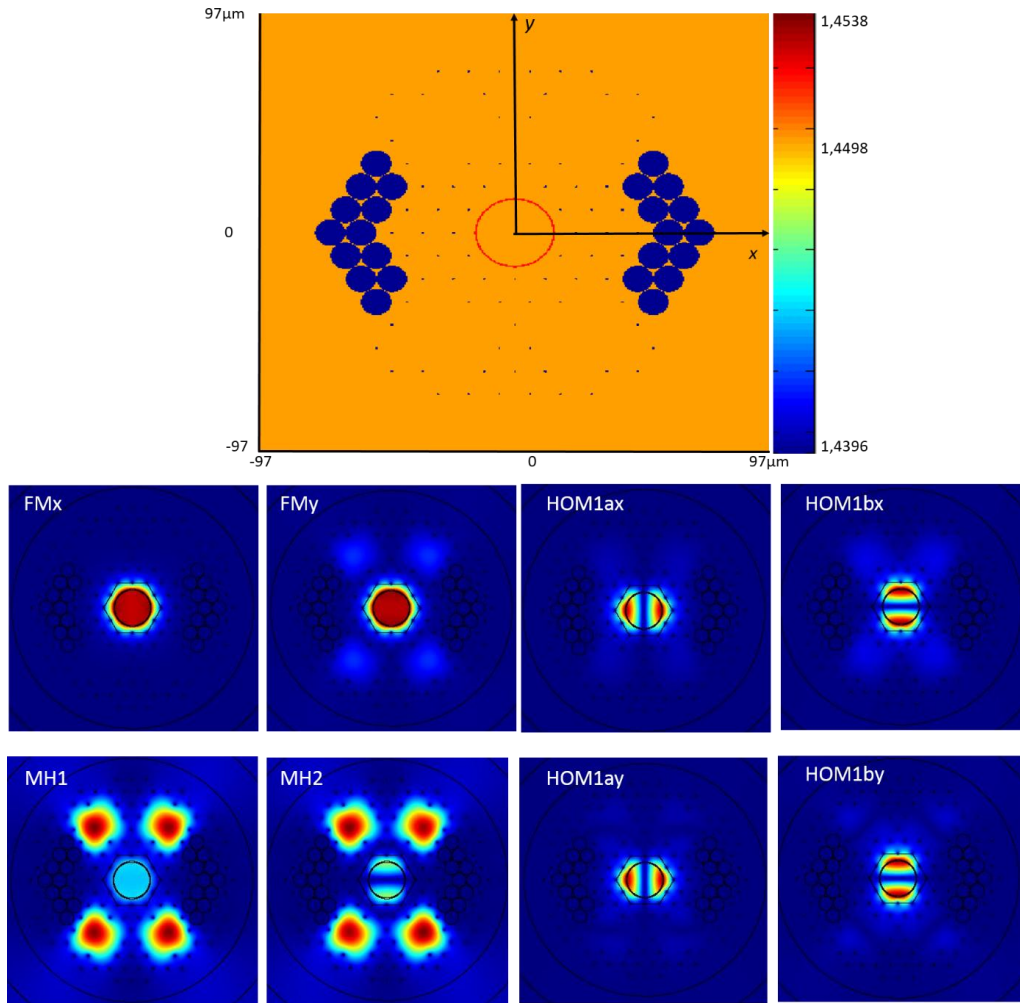


Figure 3-14: résultat de l'étude sur le contenu modal de la fibre PM présentant des résonateurs dans sa gaine, avec le profil d'indice (sans la prise en compte des contraintes) en haut et le profil d'intensité 2D des modes en bas.

Tableau 3-3: Pertes par confinement des modes (en dB/m) de la Figure 3-14 et de la fibre avec résonateur sans barreaux de contraintes de la Figure 3-12 a₁.

	FMx	FMy	HOM1ax	HOM1bx
PC sans bore (dB/m)	0	0	8,63	8,63
PC avec bore (dB/m)	0	1,37	0,085	0,43
	MHx	MHy	HOM1ay	HOM1by
PC sans bore (dB/m)			8,63	8,63
PC avec bore (dB/m)	18,8	18,8	1,85	5,12

Ces résultats montrent qu'il est possible d'obtenir un mode plat à 1050nm tout en ayant une biréfringence relativement élevée ($1,2 \times 10^{-4}$). De plus, nous remarquons sur le Tableau 3-3 l'apparition de pertes significatives sur le FMy. Une optimisation du design en vue d'augmenter les pertes du mode FMy permettrait d'obtenir une fibre polarisante. A noter que la valeur de l'aire effective calculée est de $1185 \mu\text{m}^2$ (soit équivalent à un MFD de $38,8 \mu\text{m}$) pour le FMx et de $1330 \mu\text{m}^2$ (soit un MFD de

41 μm) pour le FMy. La valeur d'aire effective du FMy est en quelque sorte surévaluée du fait de la présence d'énergie dans les résonateurs.

L'introduction des barreaux de silice dopée bore a aussi malheureusement pour effet de diminuer les pertes des HOM_1 . Cette diminution est surtout marquée pour les premiers modes d'ordre supérieur polarisés selon x , leurs valeurs descendant même en dessous du FMy. Nous cherchons par la suite à comprendre l'origine de cette forte baisse des pertes qui rend cette fibre multimode dans la pratique. Pour cela, il est intéressant de représenter la modification de l'indice des matériaux lors de l'ajout des contraintes. La Figure 3-15 met en avant une modification positive de l'indice du cœur (au centre, $\delta n = 8 \times 10^{-5}$) dans le cas d'une polarisation dirigée selon l'axe x alors que la silice de la gaine n'est que peu modifiée au niveau des résonateurs ($\delta n = 1 \times 10^{-5}$ au centre du résonateur). Dans le cas d'une polarisation dirigée selon l'axe y , le cœur subit une baisse de son indice (au centre, $\delta n = -3,9 \times 10^{-5}$) et il est observé une plus forte augmentation de l'indice de la silice des résonateurs comparée au cas précédent ($\delta n = 2,7 \times 10^{-5}$ au centre du résonateur).

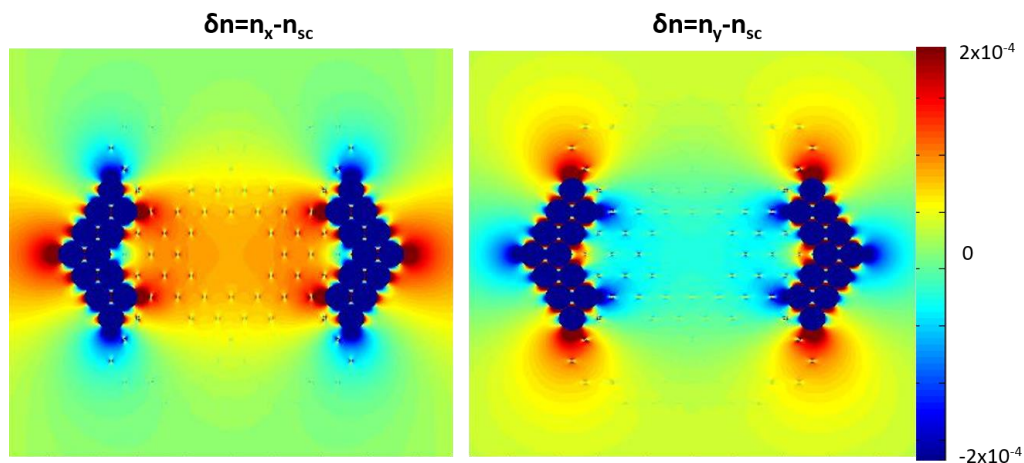


Figure 3-15: différence entre les indices de la fibre en prenant en compte les contraintes (n_x et n_y) et les indices de la fibre sans prise en compte des contraintes (n_{sc}).

La Figure 3-16 synthétise la valeur des différents indices effectifs (modes de cœur et de résonateur) pour les différents cas (sans barreau de contraintes et avec barreaux de contraintes selon la polarisation x et y). A noter que l'indice effectif des modes des résonateurs sous contraintes est estimé en ajoutant à la valeur sans contraintes la différence d'indice au centre du résonateur tirée de la Figure 3-15.

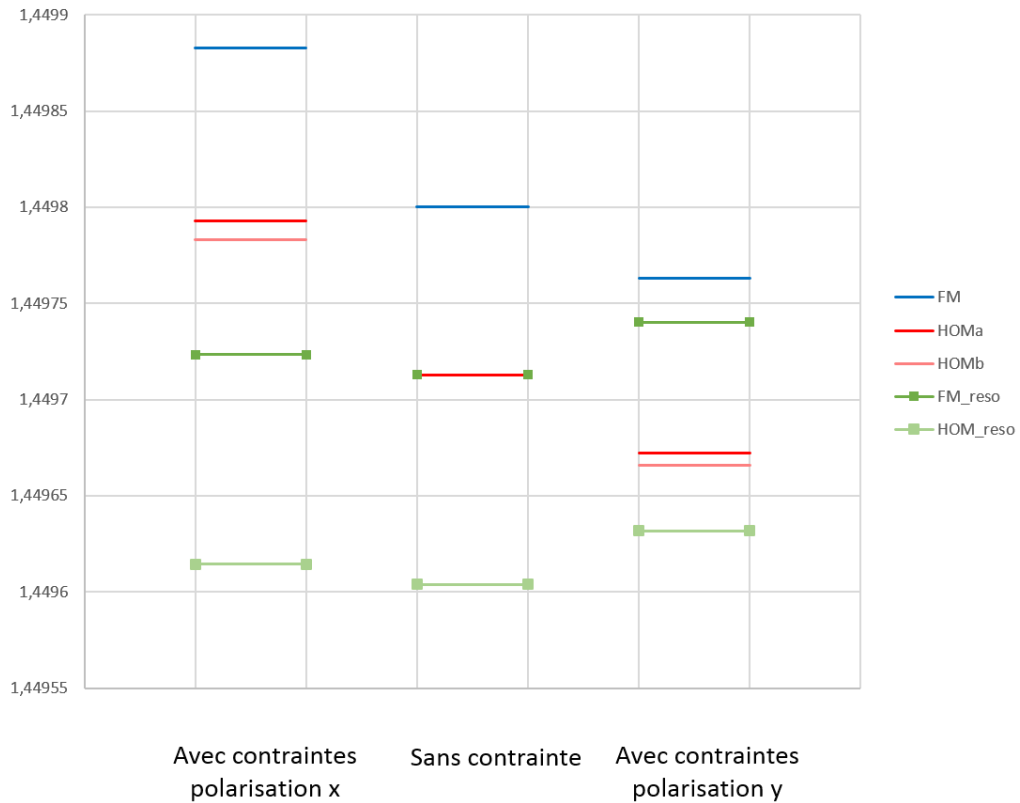


Figure 3-16: Schéma montrant l'effet de l'introduction des barreaux de silice dopée bore. Les contraintes ont pour effets une modification de l'indice effectif des modes, différente selon la polarisation. Les indices effectifs des modes du cœur principal sont représentés ainsi que les indices effectifs des modes du résonateur (FM et HOM1). Dans le cas polarisé, ces derniers sont estimés en ajoutant la différence d'indice provoqué par les contraintes au centre du résonateur (Figure 3-15).

Nous observons que l'indice effectif du FMx du cœur a augmenté et s'écarte de l'indice du FMx du résonateur. De plus cette valeur est toujours supérieure à l'indice de la PML (Perfectly Matched Layer, présenté au chapitre 2), ce qui se traduit par l'absence de pertes.

L'indice effectif du FMy devient plus faible que l'indice de la PML, il y a donc augmentation de ces pertes. A noter que cet indice se rapproche aussi de l'indice effectif du FMy du résonateur et que ces deux modes commencent à résonner (visible sur la Figure 3-14), ce qui se traduit aussi par une augmentation des pertes pour ce mode.

Les résultats sur les HOM1x du cœur montrent que ceux-ci s'écartent significativement de la résonance, ce qui explique la différence de valeurs de pertes entre le cas de la Figure 3-12 b₃ (8,69 dB/m) et les HOM1ax et HOM1bx de la Figure 3-14 (respectivement 0,085 et 0,43 dB/m).

Quant aux HOMy du cœur, ils se sont aussi écartés de la résonance avec le FM du résonateur, ce qui implique une diminution des pertes, mais se sont rapprochés de la résonance avec le HOM₁ (visible sur la Figure 3-14), ce qui peut expliquer une diminution moindre de leurs pertes comparé à celles du HOMx.

A noter que la levée de dégénérescence spatiale implique que la composante « b » du HOM_1 est plus proche de la résonance que la composante « a », ce qui explique la différence de valeurs de pertes entre ces deux types de mode.

Pour améliorer les performances de ce design nous avons décidé de diminuer le confinement induit par les plots de silice dopée bore. Pour cela, nous avons étudié l'apport d'un codopage des barreaux de silice dopée bore avec du germanium pour rapprocher l'indice de ces barreaux de l'indice de la silice.

3.2.5 Structure avec résonateurs et barreaux de contraintes silice codopée bore/germanium

Dans cette première étude du codopage nous avons décidé de conserver une concentration de bore de 16 mol% et de déterminer celle de germanium permettant d'atteindre un indice de réfraction de ces zones codopées bore/germanium proches du n_{FSM} ($-2,35 \times 10^{-4}$) selon la polarisation x et un indice proche du résonateur selon la polarisation y . En nous basant sur les travaux de Y.Y.Huang et al. [99] reliant la concentration molaire du dopant (C_{dop} mol %) au coefficient d'expansion thermique (α_{dop}) nous avons trouvé une concentration de germanium de 7,9 mol%.

Nous pouvons observer la modification de l'indice induite par les contraintes sur la Figure 3-17. Nous observons selon la polarisation x que l'indice des barreaux est très proche de l'indice du n_{FSM} , et nous pouvons remarquer que selon la polarisation y , l'indice des barreaux est proche de l'indice de la silice des résonateurs.

Les pertes de chaque mode de cette nouvelle structure sont reportées dans le Tableau 3-4. Il apparaît comme souhaité que tous les HOMs voient leurs pertes augmenter drastiquement, allant même jusqu'à retrouver les valeurs de pertes de la fibre avec résonateur sans barreau de contraintes [cf. Figure 3-12 (b)].

Le FM_x est toujours sans perte et les pertes du FM_y n'ont que peu changé par rapport au cas de la fibre biréfringente avec résonateur (cf. Tableau 3-3. La valeur de biréfringence est de $1,5 \times 10^{-4}$ avec une aire effective égale à $1180 \mu m^2$ pour le FM_x).

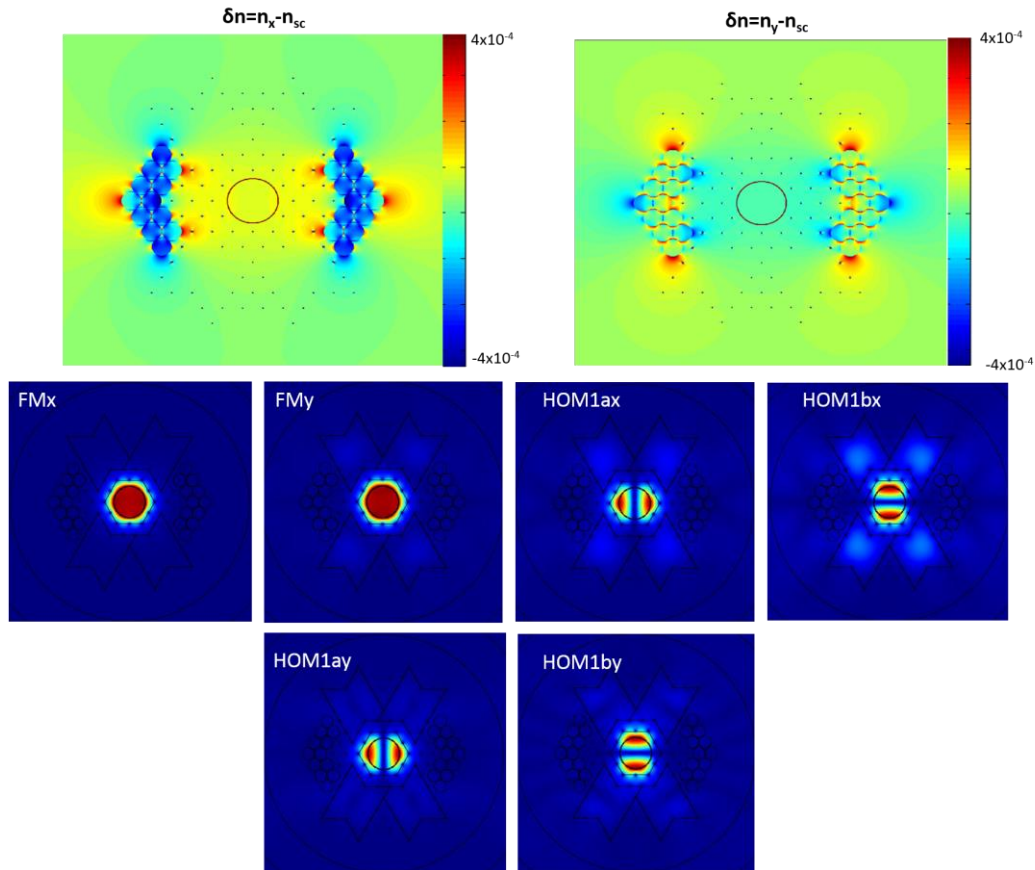


Figure 3-17: résultat de l'étude sur le contenu modal de la fibre PM présentant des résonateurs dans sa gaine, avec le profil d'indice (avec la prise en compte des contraintes) en haut et le profil d'intensité 2D des modes en bas.

Tableau 3-4: Synthèse des pertes par confinement des différents modes calculées à partir du design de fibre présentant des barreaux de contraintes silice codopée bore/germanium.

	FMx	FMy	HOMax	HOMbx	HOMay	HOMby
PC (dB/m)	0	1,71	8,7	24,01	17,9	13,2

Nous avons donc ici, une solution permettant d'obtenir une fibre droite biréfringente et monomode avec un mode plat présentant un MFD aux alentours de $38 \mu\text{m}$, remplissant ainsi notre cahier des charges. Toutefois une source de perturbation de la résonance vient des courbures appliquées à la fibre. C'est ce que nous proposons d'étudier dans la section suivante.

3.3 Impact de la courbure

3.3.1 Principe général

En supplément de l'étude précédente, il est intéressant de regarder le comportement de la fibre lors de la courbure. Nous avons vu dans le chapitre 1 que la courbure peut être modélisée par une augmentation transverse de la valeur de l'indice. Cela revient donc à appliquer un indice croissant allant de l'intérieur vers l'extérieur de la courbure. Dans notre cas, il y a la présence de cœurs satellites dans la gaine dont la taille et la

forme ont été choisies pour optimiser le couplage du premier mode d'ordre supérieur du cœur avec le mode fondamental du résonateur. Or, lors de la courbure, la modification de l'indice n'est pas homogène, on peut donc s'attendre à une modification de l'efficacité de couplage. Ce principe est schématisé sur la Figure 3-18. Le mode d'ordre supérieur du cœur se couple efficacement avec le résonateur dans le cas de la fibre droite. Mais lors de la courbure, l'indice du résonateur à l'extérieur de la courbure augmente plus que l'indice du cœur, il est donc possible de perdre le couplage avec le mode d'ordre supérieur du cœur, voire d'induire une résonance avec le mode fondamental du cœur. Ceci peut donc entraîner une augmentation significative des pertes du mode plat rendant la fibre inutilisable.

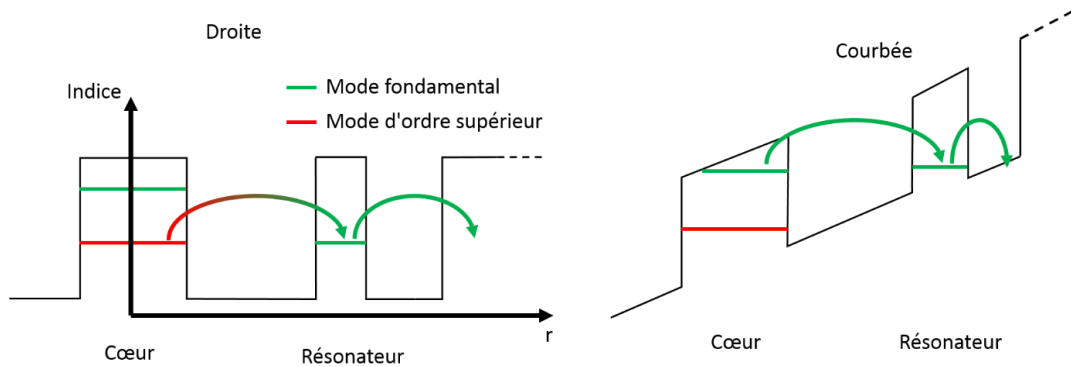


Figure 3-18: Schématisation de l'effet de la courbure sur l'efficacité de couplage entre les modes du cœur principal et le mode fondamental des résonateurs.

Rappelons qu'il est possible de modéliser la modification de l'indice induite par une courbure suivant x par la relation suivante:

$$n_R(x, y) = n_0(x, y) \times \left[1 + \frac{x}{R} \times (1 - \chi) \right] \quad (3-1)$$

Où $n_0(x, y)$ est le profil d'indice de réfraction de la fibre non courbée, R le rayon de courbure et χ le coefficient élasto-optique du matériau (égal à 0,22 pour la silice et égal à 0 pour les trous d'air). Nous proposons une étude préliminaire des effets de la courbure sur l'indice du résonateur permettant une estimation grossière du rayon de courbure limite (pour lequel le mode fondamental n'est plus confiné efficacement) à l'aide d'une approche physique simple. Le design de la fibre (Figure 3-14) montre que le résonateur est placé à une distance égale à 4 fois le pas de la gaine microstructurée (4Λ) du centre de la fibre selon l'axe x . Nous calculons donc la modification de l'indice du résonateur ($n=1,4498$) à une distance de $46 \mu\text{m}$ du centre de la fibre (correspondant au milieu du résonateur) selon des rayons de courbure allant de 1 m à 5 cm.

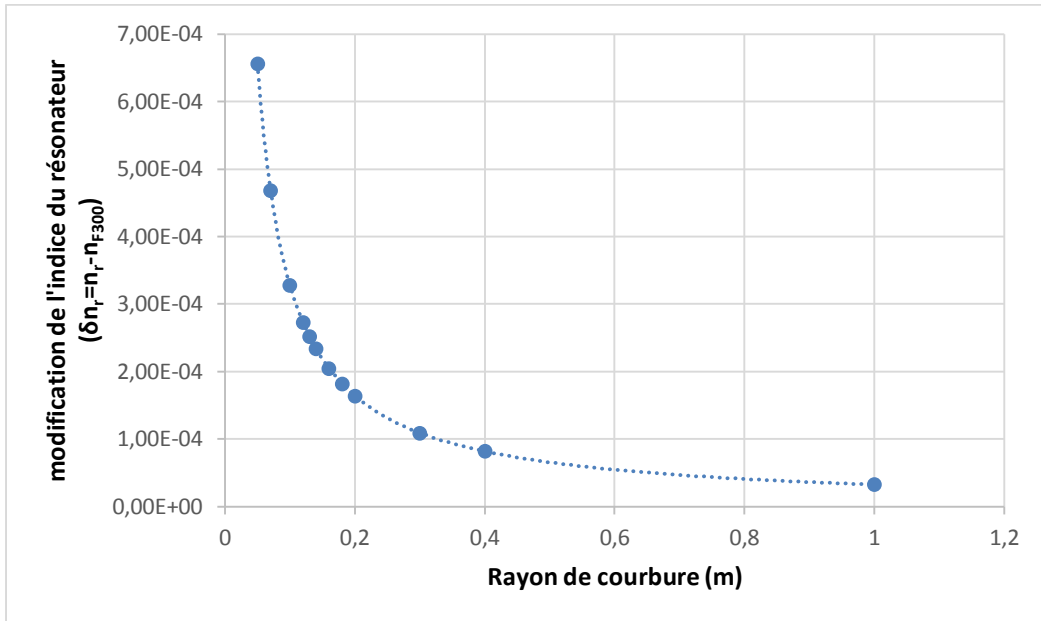


Figure 3-19: courbe représentant la modification de l'indice du résonateur en fonction du rayon de courbure.

La Figure 3-19 nous montre bien une augmentation de la valeur de l'indice du résonateur avec la diminution du rayon de courbure. Dans la section 3.2.1, nous avons choisi un design de fibre permettant d'obtenir une différence d'indice effectif entre le mode fondamental et le mode d'ordre supérieur du cœur de 1×10^{-4} . L'étude sur l'effet de la courbure montre qu'à partir d'un rayon de 37 cm, l'augmentation de l'indice du résonateur dépasse cette valeur laissant présager un passage d'une résonance du HOM du cœur (pour la fibre droite) à une résonance du mode plat (pour la fibre courbée) avec le FM du résonateur situé à l'extérieur de la courbure. Ce modèle très simple prédit donc que les rayons de courbures doivent être supérieurs à cette valeur pour préserver un confinement efficace du FM du cœur.

Toutefois ce modèle élémentaire ne permet pas de quantifier les pertes. Il est donc nécessaire de calculer le contenu modal de la fibre avec les pertes de chaque mode à l'aide du logiciel Comsol Mutliphysics

3.3.2 Cas des fibres précédentes

L'effet de la courbure est étudié sur les trois designs décrits précédemment (sans résonateur, avec résonateurs non PM et avec résonateurs PM) pour un rayon de courbure de 30 cm, valeur maximale que nous autorisons pour une utilisation dans un système amplificateur compte tenu de l'aire effective de ce type de fibre ($\sim 1200 \mu\text{m}^2$).

Cas sans résonateur

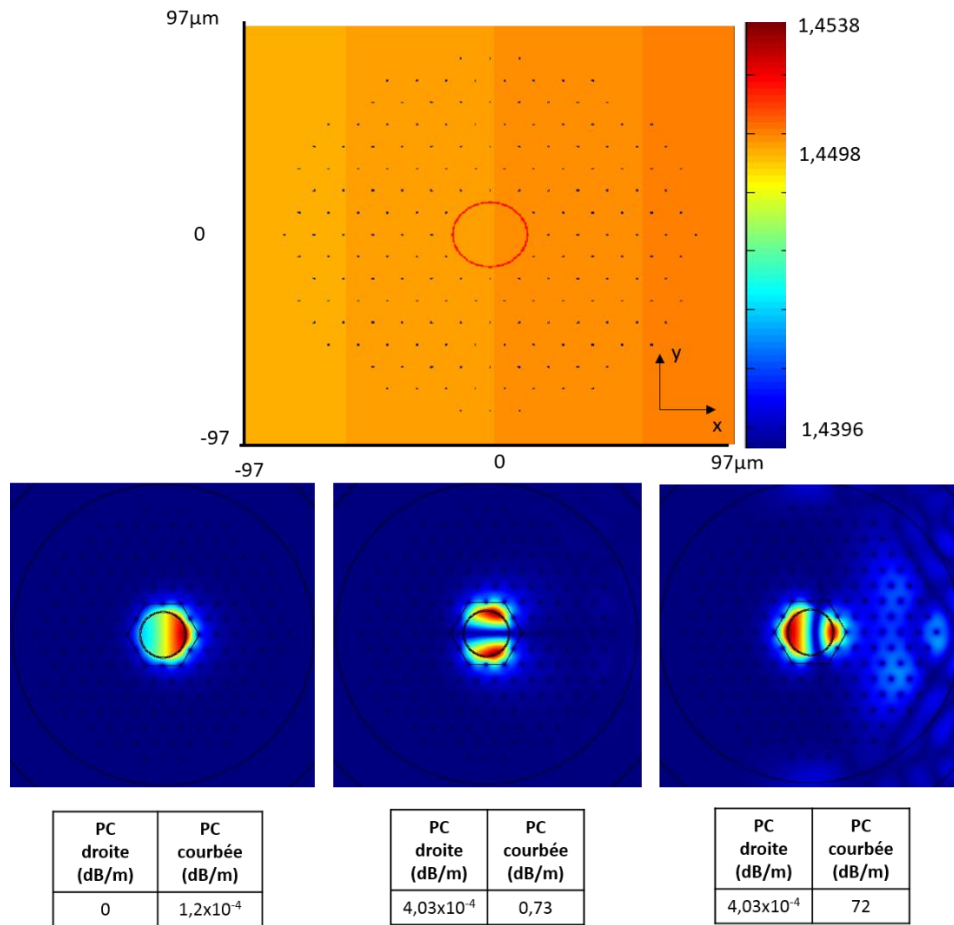


Figure 3-20: Profil d'indice 2D de la fibre sans résonateur pour un rayon de courbure de 30 cm (en haut), Profil 2D d'intensité et les pertes pour le mode fondamental et les premiers modes d'ordre supérieur de la fibre droite et courbée (en bas).

La Figure 3-20 présente le contenu modal de la fibre sans résonateur détaillée à la section 3.2.1 avec un cœur d'indice égal à celui de la silice, un pas Λ de $11,6 \mu\text{m}$, une valeur de d/Λ égale à $0,08$ et un rayon de courbure 30 cm selon l'axe x . L'étude sur fibre droite de ce design a montré la présence du premier mode d'ordre supérieur guidé dans le cœur. Avec un rayon de courbure selon l'axe x égal à 30 cm , nous pouvons remarquer que le mode fondamental présente toujours de faibles pertes tandis que les pertes des HOM augmentent d'au moins trois ordres de grandeur. La courbure selon l'axe x lève la dégénérescence des deux modes d'ordre supérieurs (HOM1a et HOM1b). En effet, la courbure étant dirigée selon l'axe x , le mode d'ordre supérieur présentant les lobes placés selon cette même direction subit de plus fortes pertes que le mode ayant ses lobes placés perpendiculairement. Cette fibre courbée confine toujours bien le FM mais reste faiblement multimode avec la présence d'un seul mode d'ordre supérieur (HOM1b). Précisons qu'un filtrage par courbure de ce HOM est a priori possible en diminuant plus le rayon de courbure : la fibre serait alors monomode courbée (mais bimodale droite).

Cas avec résonateur sans barreaux de contraintes

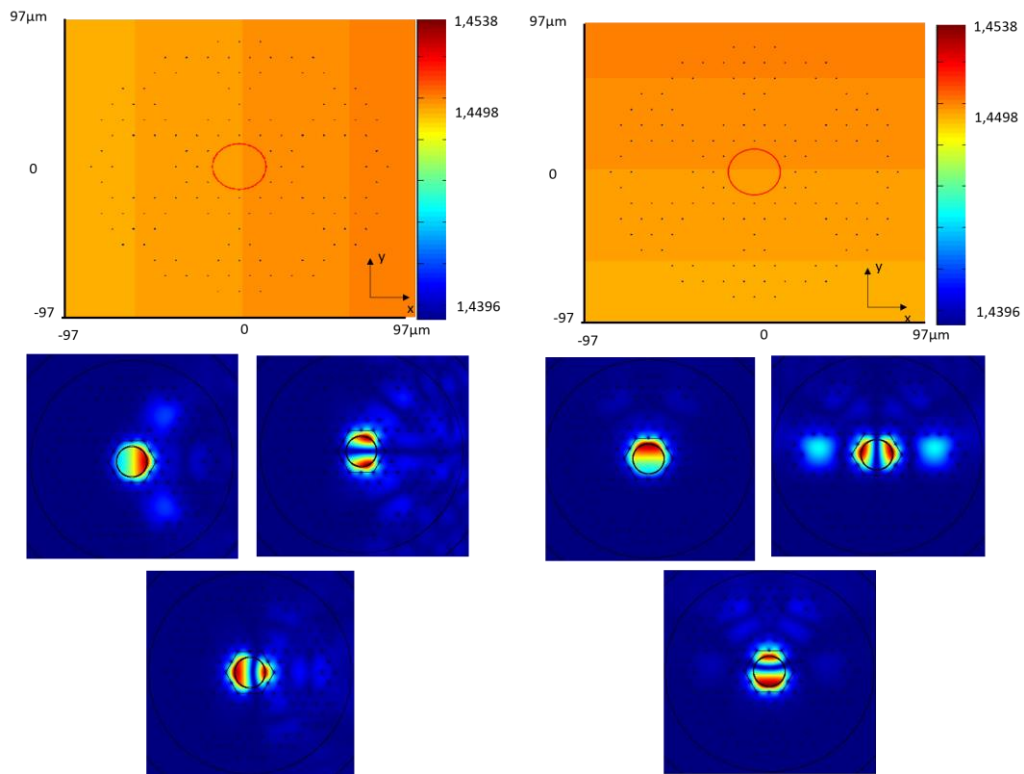


Figure 3-21: Profil d'indice 2D et profil d'intensité des modes de la fibre non PM avec des résonateurs dans la gaine pour un rayon de courbure de 30 cm selon l'axe x (à gauche) et selon l'axe y (à droite).

Tableau 3-5 : pertes par confinement des modes de la fibre droite et de la fibre courbée selon l'axe x et y; cas de la fibre avec résonateurs satellites et sans inclusions en silice dopée bore.

	FMx	HOM1a	HOM1b
PC droite (dB/m)	0	8,63	8,63
PC courbée x (dB/m)	0,63	36	28,29
PC courbée y (dB/m)	1,96	24,42	24

La Figure 3-21 montre le contenu modal du design de fibre non PM avec des résonateurs présentant un défaut de 8 dans la gaine air/silice décrit à la section 3.2.3 pour un rayon de courbure de 30 cm selon les axes x et y . Nous remarquons que le mode fondamental résonne alors avec les cœurs satellites, ce qui conduit respectivement à des extra-pertes autour de 0,6 dB/m et 1,96 dB/m (cf. Tableau 3-5). Les HOMs subissent également des extra-pertes importantes du fait de la courbure (pertes >24 dB/m). Le différentiel de pertes entre le FM et les HOMs est ainsi élevé (>10), laissant présager qu'il est possible d'affiner le design pour abaisser si nécessaire les pertes du FM sans remettre en cause le caractère monomode en pratique de la fibre.

Cette étude numérique menée grâce à Comsol Multiphysics montre également que les pertes par courbure subies par le FM sont en fait moins dramatiques que ce que nous

pourrions craindre en utilisant la forme analytique vue à la section 3.3.1 (rayon critique autour de 40 cm).

Cas avec résonateurs et barreaux de contraintes

La Figure 3-22 présente le contenu modal du design de la fibre PM avec des barreaux dopés bore détaillé dans la section 3.2.4 pour un rayon de courbure de 30 cm selon l'axe x et l'axe y . Le Tableau 3-6 répertorie les pertes de chacun des modes pour la fibre droite et courbée. Nous pouvons remarquer que les pertes des modes d'ordre supérieur ont ainsi fortement augmenté, la fibre pouvant alors être considérée comme monomode (ce qui n'était pas le cas pour la fibre droite) lors d'une courbure selon l'axe x . Par contre nous observons pour une courbure selon l'axe y une forte élévation des pertes de tous les modes y compris du FMx (~ 3 dB/m). Cette fibre n'est donc pas utilisable en l'état. Toutefois nous pouvons envisager de forcer la courbure de cette fibre selon l'axe x en réalisant des méplats comme cela est fait sur la fibre commerciale NKT DC-200/40-PZ-Yb par exemple. De plus le fort différentiel de pertes entre les modes polarisés selon x permet d'envisager des solutions pour diminuer les pertes de tous ces modes (couronne d'air supplémentaire ou manchon de stack en F320) tout en gardant la fibre monomode pour la polarisation selon x .

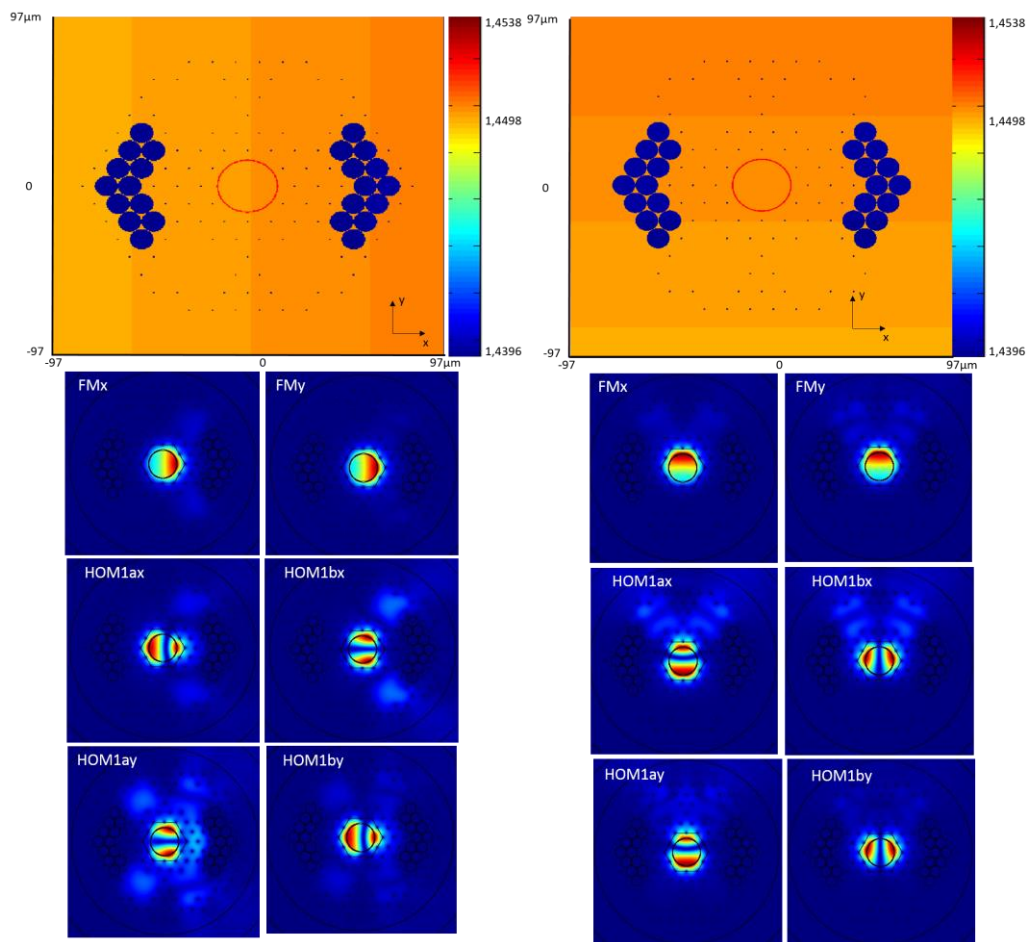


Figure 3-22: résultat de l'étude sur le contenu modal de la fibre PM présentant des résonateurs dans sa gaine, avec le profil d'indice (sans la prise en compte des contraintes) en haut et le profil d'intensité 2D des modes en bas pour un rayon de courbure de 30 cm dirigée selon l'axe x .

Tableau 3-6: pertes par confinement des modes de la fibre droite et de la fibre courbée selon l'axe x et y: cas de la fibre avec résonateurs satellites et inclusions en silice dopée bore.

	FMx	FMy	HOM1ax	HOM1bx
PC droite (dB/m)	0	1,37	0,085	0,043
PC courbée x (dB/m)	0,64	1,07	8,48	42,24
PC courbée y (dB/m)	2,83	16,25	77,57	83,70
	HOM1ay	HOM1by		
PC droite (dB/m)	1,85	5,12		
PC courbée x (dB/m)	11,77	51,12		
PC courbée y (dB/m)	14,59	42,65		

Cas avec résonateur avec barreaux de contraintes silice codopée bore/germanium

La Figure 3-23 présente le contenu modal du design de la fibre PM avec des barreaux codopés bore et germanium détaillé dans la section 0 pour un rayon de courbure de 30 cm. Le Tableau 3-7 répertorie les pertes de chacun des modes pour la fibre droite et ainsi courbée. Nous pouvons remarquer que les pertes de tous les modes sont alors fortement augmentées y compris malheureusement celles du FMx. Cette fibre est donc très sensible à la courbure. Elle l'est naturellement plus que la fibre ayant des inclusions dopées uniquement au bore et qui, de par leurs faibles indices, confinaient mieux la lumière. Mais elle est également plus sensible que la fibre avec 6 résonateurs en silice pure puisqu'ici ces zones codopées bore et germanium sont plus larges que ces résonateurs, augmentant ainsi la sensibilité aux courbures. Au vu des valeurs de ces pertes (cf. Tableau 3-7), nous considérons que ce design ne guide pas suffisamment la lumière à 1050 nm pour être utilisable dans la pratique.

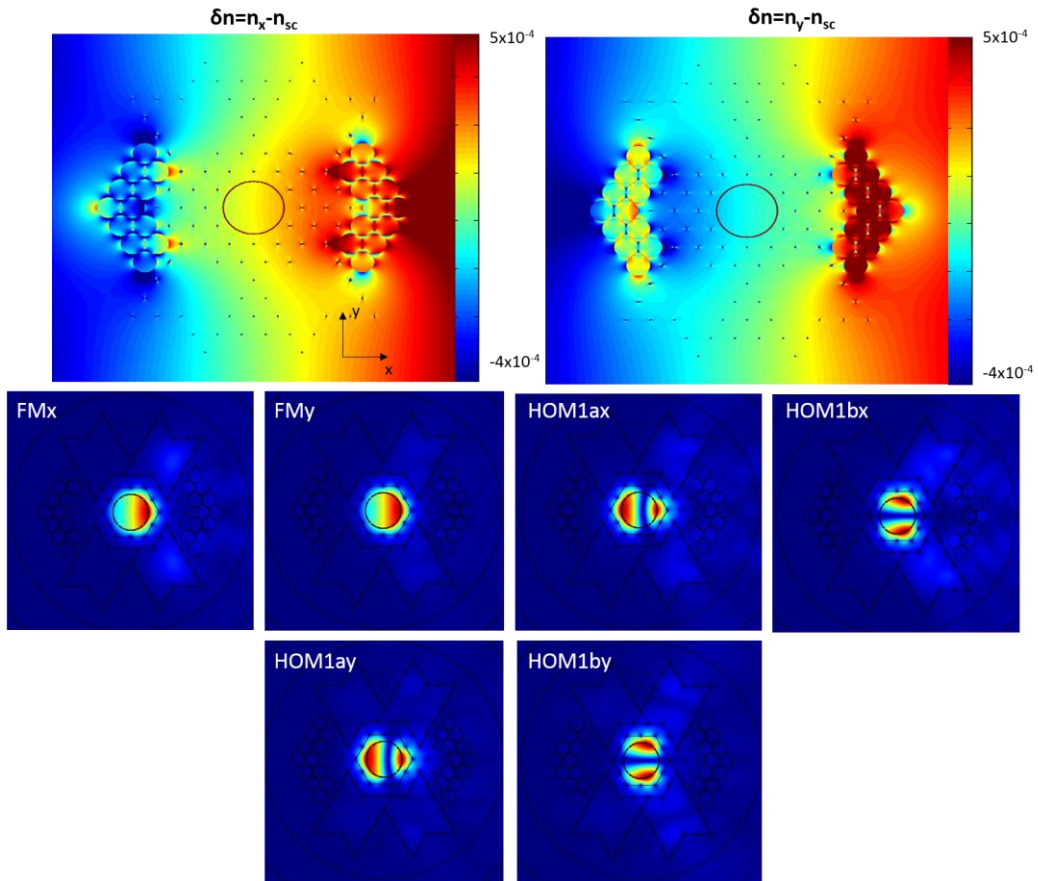


Figure 3-23 : résultat de l'étude sur le contenu modal de la fibre PM avec des barreaux de silice codopée bore/germanium présentant des résonateurs dans sa gaine, avec le profil d'indice (avec la prise en compte des contraintes) en haut et le profil d'intensité 2D des modes en bas pour un rayon de courbure de 30 cm dirigé selon l'axe x.

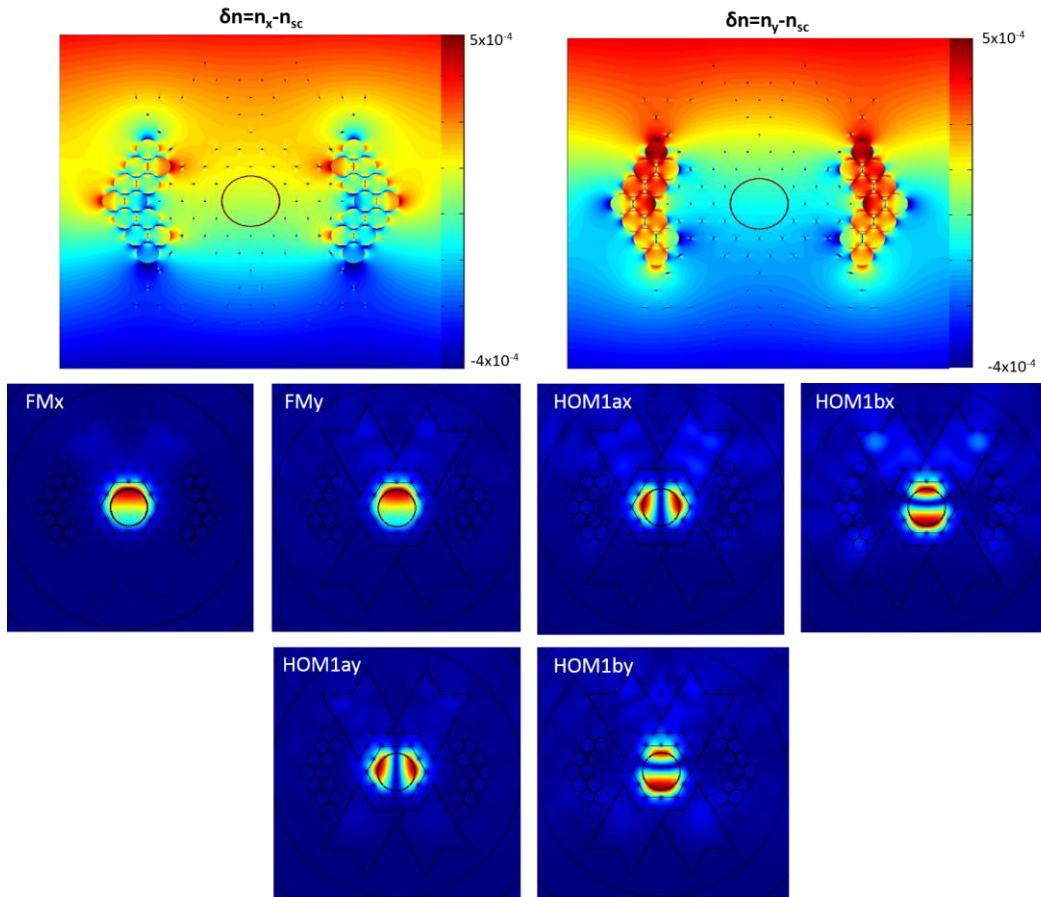


Figure 3-24: résultat de l'étude sur le contenu modal de la fibre PM avec des barreaux de silice codopée bore/germanium présentant des résonateurs dans sa gaine, avec le profil d'indice (avec la prise en compte des contraintes) en haut et le profil d'intensité 2D des modes en bas pour un rayon de courbure de 30 cm dirigé selon l'axe y.

Tableau 3-7 : pertes par confinement des modes de la fibre droite et de la fibre courbée selon l'axe y, cas de la fibre avec résonateurs satellites et inclusions en silice dopée bore et germanium.

	FMx	FMy	HOMax	HOMbx	HOMay	HOMby
PC droite (dB/m)	0	1,71	8,7	24,01	17,9	13,2
PC courbée x (dB/m)	4,5	14,8	28,5	39,9	21,9	34,5
PC courbée y (dB/m)	6,7	16,7	56,1	97,1	14,2	45,5

3.4 Synthèse de l'étude sur les résonateurs

Ces études numériques sur l'ajout de résonateur afin de rendre monomode une fibre air-silice à mode plat de 30 μm de cœur a tout d'abord permis le choix de la forme de ces résonateurs. Il a été démontré en calculant les pertes du mode d'ordre supérieur que ce n'est pas la forme de résonateur dont l'indice du FM est le plus proche de l'indice du HOM du cœur, qui induit de plus fortes pertes pour ce dernier.

Un premier design de fibre non PM et monomode en pratique a alors été proposé. Ce design est relativement robuste aux courbures : le caractère monomode est préservé et les pertes du mode fondamental restent relativement basses (~ 0.6 dB/m pour $R=30$ cm, celles des HOM étant très élevées, ~ 30 dB/m).

Un second design a été ensuite proposé afin d'obtenir une fibre PM délivrant un mode plat et monomode en pratique. Il est basé sur l'ajout de barreaux de contraintes en silice dopée bore de part et d'autre du cœur. Ceci a conduit à une valeur de biréfringence satisfaisante de 1.2×10^{-4} . Toutefois l'ajout de ces barreaux dopés bore possédant un indice de réfraction faible annihile nos efforts pour rendre la fibre monomode en pratique dans le cas de la fibre droite. Cependant ce comportement monomode réapparaît partiellement dans le cas de la fibre courbée selon l'axe des barreaux de contraintes (pertes des FM ~ 1 dB/m, les HOM étant ~ 10 dB/m). Rappelons qu'il est possible d'ajouter des méplats sur l'extérieur de la fibre afin de forcer la courbure dans un plan donné.

Dans le but de supprimer ces inconvénients/contraintes à l'utilisation, un troisième design original a été proposé. Il est basé sur le remplacement des barreaux en silice dopée bore par des barreaux de contraintes en silice codopée bore et germanium afin de rapprocher leur indice de celle de la silice utilisée pour les résonateurs et le cœur. Ce design a permis de conserver une biréfringence élevée ($\sim 1.5 \cdot 10^{-4}$) tout en permettant d'augmenter très significativement les pertes des HOM rendant à nouveau la structure compatible avec un comportement monomode (pertes des HOM > 15 dB/m) dans le cas de la fibre droite. Par contre cette fibre est très sensible à la courbure avec des pertes des FM et HOM supérieures à 7 dB/m pour une courbure dirigée selon l'axe des plots de contraintes.

3.5 Vers une intégration en tant qu'embout

3.5.1 Motivation

Les études théoriques précédentes ont permis de proposer certains designs intéressants. Toutefois la version la plus prometteuse, à savoir PM avec barreaux de contraintes codopés bore et germanium, n'a pas pu être réalisée, faute de posséder la matière nécessaire dans le temps imparti et du risque élevée d'itération nécessaire pour obtenir le bon codopage. La version non PM possède également des propriétés modales intéressantes qui mériteraient une réalisation. Toutefois celle-ci ne conservant pas la polarisation, comme cela est requis pour les applications CEA, nous avons réorientés nos efforts vers une structure type embout comme cela avait été fait au début de cette thèse (chapitre 2). Cette solution permet en fait de s'affranchir à la fois du caractère monomode et biréfringent de notre fibre si celle-ci est de suffisamment faible longueur. Nous avons alors décidé de fabriquer un embout à partir du design simple (sans résonateurs) avec un cœur de silice pure comme présenté à la section 3.2.1.

Rappelons que les études numériques montrent que cette fibre est faiblement multimode (propagation du mode fondamental et du premier mode d'ordre supérieur). La présence du HOM₁ bien qu'acceptable en théorie pour l'embout, complique en pratique grandement la caractérisation du profil d'intensité de la fibre mode plat comme cela a été explicité dans la section 2.3.6 celle sur le taper dans le chapitre 2. De plus de nombreuses fabrications sont nécessaires pour obtenir le profil homogène et par conséquent de nombreuses caractérisations doivent être menées pour sélectionner les échantillons présentant une intensité homogène à la longueur d'onde voulue (1050 nm) avant leur intégration dans un système laser. Par souci d'économie de temps et de moyens, nous avons choisi de ne pas caractériser l'embout à partir d'une fibre homogène en diamètre mais d'utiliser l'approche dite « taper » décrite dans la section 2.3.6 du chapitre 2. En effet la réalisation d'une fibre à diamètre croissant partant d'une section monomode et allant vers les dimensions nous intéressants (multimode) permet d'exciter seulement le mode fondamental et de nous affranchir du HOM1 gênant grandement la caractérisation (cf. Section 2.3.6).

3.5.2 Design

Le design choisi pour l'embout reprend les caractéristiques du design sans résonateur de la partie 3.2.1 Nous rappelons ci-dessous les résultats de la simulation numérique effectuée sur ce design (Figure 3-25) avec les paramètres suivant : $\Lambda=11,6 \mu\text{m}$, $d/\Lambda=0,08$, $\Delta R=740 \text{ nm}$, $\delta n_{\text{ann}}=2 \times 10^{-3}$, $\delta n_c=0$. Les résultats de simulations numériques donnent une aire effective du mode fondamental égale à $1184 \mu\text{m}^2$.

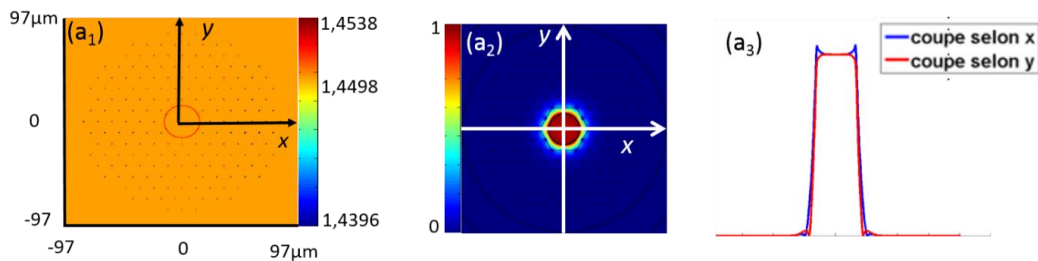


Figure 3-25 : Simulation numérique effectuée grâce au logiciel Comsol Multiphysics pour un profil d'indice représentée en a₁. Le résultat de la simulation montre un profil d'intensité du mode fondamental plat (a₂) et les coupes selon les axes x et y correspondantes (a₃).

3.5.3 Réalisation

Afin de réaliser la fibre qui servira d'embout, nous avons tout d'abord suivi la procédure classique : étirage d'un tube mère 30/4 en capillaires de 1,243 mm, puis réalisation de l'assemblage à partir de ces capillaires et d'un barreau issu de l'étirage d'une préforme OVD (barreau de F300 sur lequel 24 couches de silice dopée germanium (2 wt%) ont été déposées). Cet assemblage une fois manchonnée dans un tube 25/19 a été étiré classiquement en préforme secondaire de 4 mm de diamètre. C'est lors de l'étirage final (fibrage) qu'est réalisé le taper souhaité (cf. Figure 3-26) en modifiant rapidement la vitesse du cabestan. Dans l'exemple présenté (cf. Figure 3-27), la vitesse d'étirage passe de $\sim 30 \text{ m/min}$ à $\sim 7,5 \text{ m/min}$ ce qui conduit à une augmentation rapide du diamètre externe de la fibre qui passe de $241 \mu\text{m}$ à $460 \mu\text{m}$

sur 3 m avant d'évoluer plus lentement pour atteindre un plateau autour de $487 \mu\text{m}$ (le diamètre rechute ensuite pour préparer le taper suivant). Précisons que le petit diamètre a été choisi afin d'assurer un comportement monomode à 1050 nm alors que la valeur du grand diamètre est déterminé par notre objectif d'un diamètre de cœur $\sim 30 \mu\text{m}$ et l'obtention d'un mode plat à 1050 nm . Plusieurs tapers ont été ainsi réalisés en série afin d'obtenir des structures avec différents d/Λ et de diamètres extérieurs légèrement modifiés (l'obtention du mode plat s'obtenant sur une gamme spectrale réduite pour des diamètres de cœur élevés comme cela est vérifié expérimentalement dans la section suivante dédiée à la caractérisation optique de tels tapers).

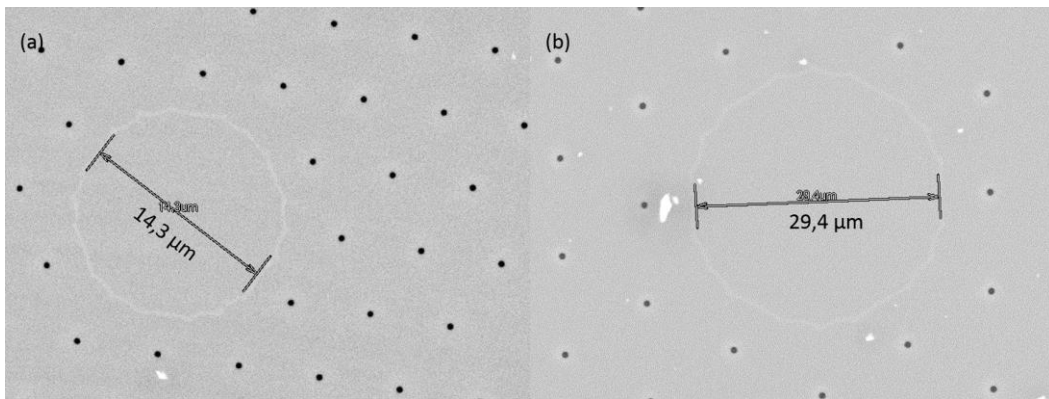


Figure 3-26: Image MEB de l'entrée du taper (a) et de la sortie du taper (b).

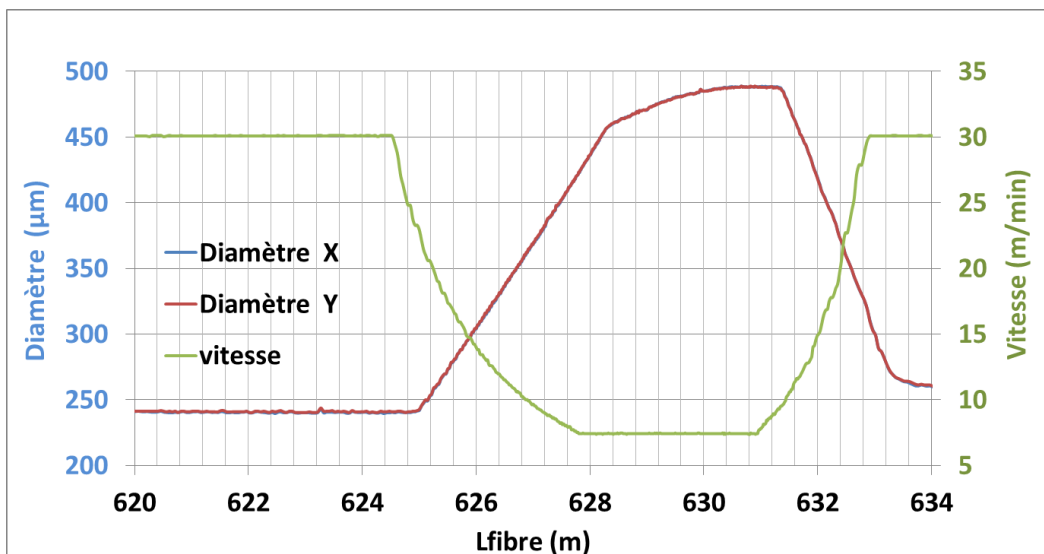


Figure 3-27: Graphique représentant le diamètre de la fibre selon deux axes (x et y) ainsi que la vitesse du cabestan (courbe verte) en fonction de la longueur de fibre. A noter que la correspondance entre les deux diamètres ne permet pas de distinguer les deux courbes rouge et bleu associées aux deux axes de mesures.

3.5.4 Caractérisation

La caractérisation des tapers s'est faite grâce au montage représenté sur la Figure 3-28 (a). Un faisceau issu d'une source supercontinuum est injecté dans une fibre PM980 caractérisée par un MFD de $6,6 \mu\text{m}$. Cette fibre monomode est ensuite aboutée à l'entrée du taper (petit diamètre) et le profil d'intensité en sortie de taper est ensuite imagé sur une caméra. Nous avons vérifié que le profil observé en sortie de taper

n'était pas modifié en décalant l'injection à l'entrée du taper : ceci confirme à la fois le caractère monomode du tronçon à faible diamètre et la non excitation d'HOM dans le reste du taper. La Figure 3-28 (b) montre le profil 2D de l'intensité en sortie d'un taper à plusieurs longueurs d'onde (1000, 1050 et 1100 nm) à l'aide de filtres positionnés entre la source supercontinuum et la fibre PM980. Nous avons réussi à générer pour une longueur d'onde autour de 1050 nm un mode aplati dont le diamètre mesuré à $1/e^2$ est de $34 \mu\text{m}$. Comme attendu le mode évolue vers un mode annulaire à courte longueur d'onde alors qu'il évolue vers un mode gaussien à grande longueur d'onde. Notons toutefois que cette évolution spectrale du profil de mode de cette fibre de $30 \mu\text{m}$ de cœur se fait plus rapidement que pour celle de $15 \mu\text{m}$ de cœur pour laquelle le mode reste relativement plat sur une plage d'environ 200 nm (cf Figure 1-27). Des travaux sont en cours pour implémenter ce type de fibres dans un amplificateur de diamètre de mode $\sim 30 \mu\text{m}$. Ces travaux peuvent également servir de base pour des futurs tapers dont le cœur serait dopé en ions ytterbium, éliminant ainsi le besoin d'adapter le diamètre de la fibre passive mode plat aux fibres actives actuelles délivrant un profil classique quasi-gaussien.

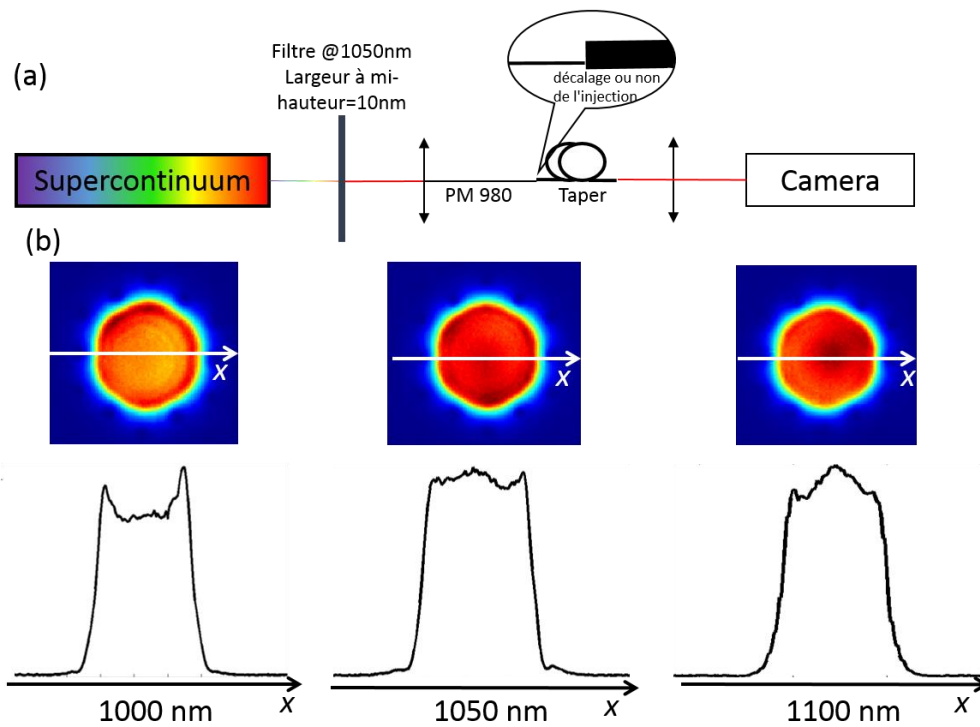


Figure 3-28: Schéma du montage de caractérisation (a), profil 2D avec coupe transverse montrant l'évolution de la forme du mode selon la longueur d'onde pour un aboutage centré de la PM 980 et de la fibre mode plat (b).

3.6 Conclusion

Les travaux présentés dans ce chapitre avaient comme objectif d'augmenter l'aire effective d'un facteur 4 (en doublant le diamètre de cœur) par rapport à nos précédentes versions de fibres à mode plat. Ils ont permis dans un premier temps de préciser notre choix de fonctionnement : une fibre légèrement multimode (1 seule famille de HOM) avec des écarts d'indice supérieur à 10^{-4} afin d'avoir une certaine

résistance du guidage aux contraintes extérieures de la fibre. En nous inspirant de l'état de l'art, nous avons décidé d'intégrer à notre fibre des résonateurs satellites dans le but d'induire des pertes sur les modes d'ordre supérieur tout en maintenant celles du mode fondamental suffisamment faibles.

Compte tenu des résultats du chapitre 2, nous avons focalisé nos efforts sur une gaine air-silice. Par contre notre étude a démontré la pertinence pour ce nouveau diamètre de cœur de passer d'un cœur en HSQ 300 à un cœur en F300 afin à la fois d'obtenir un profil d'intensité de meilleure qualité dans une structure idéale mais aussi de faciliter fabrication de l'anneau de haut indice qui est un élément clé pour l'obtention du profil modale recherché.

Un premier design à résonateurs satellites et non PM de 30 μm de diamètre de cœur a pu être ainsi proposé. Ce design est relativement robuste aux courbures: le caractère monomode est préservé et les pertes du mode fondamental restent relativement basses (~ 0.6 dB/m pour $R = 30$ cm, celles des HOM étant très élevées, ~ 30 dB/m).

Une version PM basée sur l'ajout de barreaux de contraintes en silice dopée bore de part et d'autre du cœur a ensuite été proposée. Si ce design permet d'obtenir un mode fondamental plat à 1050 nm avec une valeur de biréfringence satisfaisante de $1,2 \times 10^{-4}$, il perd toutefois le caractère monomode en pratique dans le cas de la fibre droite. En effet il a été démontré que l'ajout de ces barreaux dopés bore possédant un indice de réfraction faible annihilait nos efforts pour rendre la fibre monomode via les résonateurs satellites. Toutefois le comportement monomode réapparaît partiellement dans le cas de la fibre courbée selon l'axe des barreaux de contraintes (pertes des FM ~ 1 dB/m, les HOM étant ~ 10 dB/m), axe de courbure qui peut être privilégié en pratique en ajoutant des méplats sur l'extérieur de la fibre.

Afin de contourner ces difficultés et inconvénients, nous avons proposé un troisième design dans lequel les barreaux de contraintes sont en silice codopée bore et germanium afin de rapprocher leur indice de celle de la silice utilisée pour les résonateurs et le cœur. Ce design a effectivement permis de conserver une biréfringence élevée ($\sim 1.5 \cdot 10^{-4}$) tout en permettant d'augmenter très significativement les pertes des HOM rendant à nouveau la structure compatible avec un comportement monomode (pertes des HOM $> 8,5$ dB/m) dans le cas de la fibre droite. Dans le cas de la fibre courbée, nous avons montré que les pertes sont trop élevées pour tous les modes mais avec un différentiel de pertes entre le FMx et les HOMx d'environ un ordre de grandeur. Il est donc envisageable de modifier le design pour obtenir le caractère monomode sur fibre courbée mais ceci au détriment de la monomodalité de la fibre droite.

Précisons que bien que le diamètre du cœur est été ici multiplié par 2 par rapport aux travaux du chapitre précédent, les aires effectives n'ont été multipliées « que » par 3. Toutefois elles atteignent ici des valeurs autour de $1200 \mu\text{m}^2$ soit près de 60% de plus que la fibre commerciale de référence NKT DC-200/40-PZ-Yb qui possèdent un diamètre de cœur de 40 μm .

Compte tenu de la difficulté pratique de mettre en œuvre dans le temps imparti de cette thèse une structure mode plat PM monomode satisfaisante, nous avons décidé d'orienter nos efforts vers la réalisation d'une fibre à mode plat pouvant servir d'embout à une chaîne amplificatrice PM. En effet, comme c'était déjà le cas dans le chapitre 2, cette solution permet dans un premier temps de se libérer des contraintes PM et monomode afin de se concentrer uniquement sur le caractère mode plat de la fibre à la longueur d'onde de travail. Nous avons ainsi fabriqué et caractérisé une fibre présentant une gaine air-silice homogène et délivrant un mode fondamental aplati à 1050nm. Cette réalisation possède un diamètre de mode mesuré à e^{-2} de $34\mu\text{m}$ soit une amélioration d'un facteur 1,8 par rapport à l'état de l'art précédent.

Conclusion

Dans ce manuscrit nous avons présenté les travaux de thèse menés au laboratoire PhLAM en partenariat avec le CEA CESTA. Le but de ces travaux de recherche est le développement et la réalisation d'une fibre optique biréfringente, monomode dont le mode fondamental présente une intensité homogène sur sa section transverse à une longueur d'onde de 1050 nm. Ce type de fibre trouve un fort potentiel dans l'industrie, notamment pour la découpe, le marquage et la gravure par laser. De plus, ces travaux de thèse ont pour but de répondre aux besoins du CEA CESTA pour le développement de la prochaine génération de pilotes du Laser MégaJoule. Les pilotes sont une part essentielle du LMJ permettant l'injection du faisceau dans les chaînes d'amplification principales. Ils ont comme fonction de créer l'impulsion et de lui conférer ses propriétés temporelles, spectrales et spatiales. A l'heure actuelle, ces pilotes comportent de nombreuses parties en espace libre qui limitent leurs performances en termes de stabilité, de fiabilité et de robustesse. Ces travaux de thèse sont donc menés pour proposer une solution toute fibrée. Nous nous intéressons essentiellement à la mise en forme spatiale du faisceau pour proposer une solution alternative à la lame de phase utilisée actuellement. Ce manuscrit présente le développement, la réalisation et la caractérisation de fibres optiques à mise en forme spatiale de mode vers un faisceau d'intensité homogène.

Dans une première partie nous avons rappelé les notions sur les fibres optiques utiles pour une meilleure compréhension de ces travaux de thèse, en particulier sur les fibres optiques microstructurées avec notamment le mécanisme de guidage RTIM et son procédé de fabrication (stack and draw) qui a été utilisé pour l'ensemble des réalisations effectuées durant cette thèse. Nous avons passé en revue certaines solutions de mise en forme spatiale de faisceau et nous avons mis en évidence les inconvénients associés à celles-ci (pertes, espace libre, faible cohérence du faisceau...). Ainsi nous avons justifié le choix d'un design de fibre présentant une structuration particulière du cœur (présence d'un anneau de haut indice autour du cœur) permettant d'obtenir un mode de forme aplatie (à comparer à la forme quasi-gaussienne du mode fondamental usuel). Pour clore cette première partie, nous avons présenté les caractérisations d'une première fibre développée en amont de ce manuscrit mettant en évidence le caractère monomode et présentant une forme plate du mode fondamental.

Le deuxième chapitre a été consacré au développement de solutions permettant d'avoir un faisceau plat et polarisé autour de 100 μ J en régime nanoseconde. Une première solution a consisté à intégrer la fibre précédente en tant qu'embout dans une chaîne amplificatrice à maintien de polarisation. Cette solution, qui a nécessité l'ajout d'une fibre adaptative de mode, a permis d'obtenir un profil

d'intensité homogène en sortie avec un diamètre de mode autour de 20 μm et à polarisation contrôlée grâce à la faible longueur de l'embout.

Nous avons ensuite développé une fibre mode plat monomode biréfringente permettant, au contraire de la fibre précédente, un réel maintien de polarisation. Pour induire une biréfringence dans la fibre, nous avons décidé d'intégrer à la gaine microstructurée air-silice des plots de contraintes constitués de silice dopée bore de part et d'autre du cœur. Lors du refroidissement de la fibre (pendant la fabrication), les barreaux de contraintes n'ayant pas le même coefficient d'expansion thermique que la silice de la gaine vont induire des contraintes dans une direction privilégiée et donc induire une biréfringence. De fortes complications inattendues sont apparues lors de la fabrication et ont demandé de nombreux tests pour obtenir la fibre présentant les propriétés recherchées. Nous avons démontré que ces difficultés étaient liées à la combinaison de fissures liées aux fortes contraintes et de la taille de trous submicrométriques de notre design. Nous avons pu obtenir des fibres de 15 μm de cœur monomode en pratique et délivrant un mode plat à 1050 nm avec un MFD de 20 μm . La biréfringence de groupe a été mesurée à $0,6 \times 10^{-4}$ avec un taux d'extinction de polarisation autour de 20 dB après 20m de propagation, les pertes linéiques étant évaluées à 0,1 dB/m. Cette fibre a ensuite été intégrée par le CEA CESTA dans un amplificateur et a pu être soudée en l'état (pas besoin d'en faire un embout ni d'utiliser une fibre adaptative de modes). L'amplificateur atteint une énergie supérieure à 100 μJ avec des impulsions sculptées temporellement à 10 ns pour une cadence de 10 kHz, le faisceau de sortie cohérent présente un profil d'intensité aplati polarisé linéairement.

En parallèle de la fabrication de cette fibre air-silice à maintien polarisation par contraintes, un code de simulations numériques a été développé au laboratoire prenant en compte les contraintes induites par les plots de silice dopées bore. Après avoir trouvé un bon accord entre les résultats expérimentaux et de simulations, nous avons utilisé ce programme pour proposer différents designs avec une biréfringence accrue (1×10^{-4}) et notamment une fibre polarisante.

Pour éviter les importantes difficultés rencontrées lors de la fabrication de la fibre air-silice à maintien de polarisation nous avons étudié des fibres toutes solides. Ainsi nous avons développé, réalisé et caractérisé des fibres présentant une gaine en silice avec des inclusions en silice dopée fluor issus de barreaux facilement disponibles dans le commerce. Il est toutefois apparu que les fibres fabriquées avaient toutes des longueurs d'onde de coupure plus importantes que celles attendues, et cela malgré la diminution de la taille des inclusions dopées fluor lors des différentes versions réalisées. Ce comportement a été attribué à une modification des profils d'indice lors de la fabrication sans que l'on puisse la quantifier précisément. Afin de contourner cette difficulté, nous avons fabriqué des fibres effilées pour faciliter la caractérisation du profil du mode fondamental de ces fibres. Nous pouvons notamment retenir la réalisation d'une fibre effilée toute solide avec un diamètre de cœur final autour de 17 μm présentant un mode aplati de qualité à une longueur d'onde de 1050 nm. Des réalisations de fibres à maintien de polarisation (par l'ajout de barreaux de contraintes)

ont aussi été entreprises. Il a été ainsi possible d'obtenir des biréfringences de groupe supérieures à $1,5 \times 10^{-4}$ (soit 2,5 fois supérieur à la fibre air-silice) avec le mode fondamental présentant certes un profil aplati par rapport à une gaussienne mais également une certaine ellipticité (~ 0.1) liées à des modifications d'indice, qui n'ont pas pu encore être modélisées.

Le troisième chapitre de ce manuscrit a eu comme objectif de proposer un design de fibre permettant d'atteindre des faisceaux aplatis de plus fortes énergies. Dans ce but nous avons cherché à obtenir une fibre mode plat à 1050 nm avec un diamètre de cœur 2 fois plus grand que la fibre air-silice précédente soit un diamètre autour de $30 \mu\text{m}$ (correspondant à une aire effective autour de $1200 \mu\text{m}^2$ soit 1.6 celle de la fibre de référence NKT DC-200-40). Une première étude sur l'évolution de la composition modale nous a conduit à choisir un design de fibre faiblement multimode (une seule famille de modes d'ordre supérieur HOM) présentant dans sa gaine microstructurée des résonateurs permettant de « vider » les HOM du cœur. Après une étude numérique sur la taille et la forme des résonateurs nous proposons un design de fibre de $30 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur, avec un FM de forme aplati et monomode en pratique aussi bien dans le cas de la fibre droite que pour une courbure de 30cm. Une première réalisation afin de valider le concept des résonateurs a été réalisée sans utiliser un anneau de haut indice adapté à la gamme spectrale autour de $1.05 \mu\text{m}$. Elle a permis de confirmer expérimentalement le principe de fonctionnement via une mise en évidence de la résonance des HOMs avec les résonateurs.

Fort de notre design non PM, nous avons ensuite réalisé des simulations numériques en intégrant des barreaux de contraintes (silice dopée bore) à la place de deux des résonateurs de part et d'autre du cœur. Il apparaît alors une forte diminution des pertes des HOMs pour la structure droite et par conséquent la fibre ne peut plus être considérée comme monomode. Cependant ce comportement monomode réapparaît partiellement dans le cas de la fibre courbée selon l'axe des barreaux de contraintes (pertes des FM $\sim 1 \text{ dB/m}$, les HOM étant $\sim 10 \text{ dB/m}$).

Un troisième type de design a été introduit dans le but d'obtenir une fibre PM mode plat monomode droite. Nous démontrons en effet qu'il est possible retrouver le caractère monomode sur fibre droite en codopant les barreaux de silice dopée bore avec du germanium afin d'augmenter leurs indices tout en gardant leur efficacité à générer des contraintes. Toutefois cette fibre est alors très sensible à la courbure. Suite à ces observations, nous avons décidé d'orienter nos efforts vers la réalisation d'une fibre avec un diamètre de cœur important ($30 \mu\text{m}$) dans le but d'être intégrée à un amplificateur en tant qu'embout de faible longueur (autour du millimètre). Le design a ainsi pu être simplifié, la fibre ne devant plus être ni PM ni monomode, car l'excitation de HOM et la modification de la polarisation sur de si faible longueur n'a pas le temps de se produire. Comme dans le deuxième chapitre, nous avons réalisé des fibres effilées afin de garantir la caractérisation modale de la section de fibre à $30 \mu\text{m}$ de cœur. Nous avons ainsi pu obtenir des fibres à gaine air-silice (sans

résonateur) délivrant un mode plat de bonne qualité avec un diamètre à e^{-2} autour de $35 \mu\text{m}$.

Cette thèse a permis notamment de fournir une fibre PM monomode mode plat de MFD autour de $20 \mu\text{m}$ et une fibre mode plat de MFD autour de $35 \mu\text{m}$, utilisable en tant qu'embout pour son intégration dans des amplificateurs. Pour aller plus loin dans ces travaux, des solutions dopées pourraient voir le jour une fois la technologie maîtrisée. Ainsi, ces solutions pourraient conduire à des fibres monomodes à plus grandes aires effectives en jouant sur la différence de gains entre les modes et non seulement la différence de pertes.

Parallèlement, des études complémentaires sont nécessaires pour comprendre les modifications d'indices apparues dans la version toute solide

Et enfin, il serait possible de développer un mode plat à 532 nm pour de plus larges applications (recherche fondamentale, microscopie) ou encore valoriser la propriété de ces fibres permettant de délivrer un mode annulaire en sortie (pour la recherche, la découpe laser...).

Références

- [1] M. L. Spaeth, K. R. Manes, D. H. Kalantar, and P. E. Miller, “Description of the NIF Laser,” *Fusion Sci. Technol.*, vol. 69, no. 1, pp. 25–145, Feb. 2016.
- [2] N. Fleurot, C. Cavailler, and J. L. Bourgade, “The Laser Mégajoule (LMJ) Project dedicated to inertial confinement fusion: Development and construction status,” *Fusion Eng. Des.*, vol. 74, no. 1–4, pp. 147–154, Nov. 2005.
- [3] L. Lago, “Amplification fibrée de forte énergie pour les lasers de puissance,” Université de science et technologie de Lille, 2011.
- [4] P. Calvet, “Mise en forme spatiale dans une fibre optique microstructurée pour la réalisation d’amplificateurs lasers tout fibrés pour les pilotes des lasers de puissance,” *Univ. Lille 1*, 2014.
- [5] “CEA - Laser Mégajoule : Accueil.” [Online]. Available: <http://www-lmj.cea.fr/>. [Accessed: 26-May-2016].
- [6] A. Adolf, A. C. L. Boscheron, A. Dulac, and E. Journot, “Final optics design for the megajoule laser,” pp. 44–50, Jul. 1999.
- [7] K. Farley, M. Conroy, C.-H. Wang, J. Abramczyk, S. Campbell, G. Oulundsen, and K. Tankala, “Optical fiber designs for beam shaping,” in *SPIE LASE*, 2014, p. 89612U–89612U–10.
- [8] C. Cavailler, N. Fleurot, T. Lonjaret, and J.-M. Di-Nicola, “Prospects and progress at LIL and Megajoule,” *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 46, no. 12B, p. B135, Dec. 2004.
- [9] M. L. André, “The French Megajoule Laser Project (LMJ),” *Fusion Eng. Des.*, vol. 44, no. 1–4, pp. 43–49, Feb. 1999.
- [10] A. Jolly, J.-F. Gleyze, J. Luce, H. Coïc, and G. Deschaseaux, “Front-end sources of the LIL-LMJ fusion lasers: progress report and prospects,” *Opt. Eng.*, vol. 42, no. 15, pp. 1427–1438, 2003.
- [11] C. Bischoff, E. Jäger, and U. Umhofer, “Beam Shaping Optics for Process Acceleration Increasing the productivity of laser micromachining,” *Laser Tech. J.*, vol. 3, pp. 53–57, 2015.
- [12] E. Jäger and C. Bischoff, “Refractive and diffractive laser beam shaping optics High end components for material processing,” *Opt. Components*, no. 3, pp. 24–27, 2011.
- [13] F. M. Dickey, “Laser Beam Shaping,” *Opt. Photonics News*, vol. 14, no. 4, pp. 30–35, Apr. 2003.
- [14] J. Heebner, M. Borden, P. Miller, C. Stolz, T. Suratwala, P. Wegner, M. Hermann, M. Henesian, C. Haynam, S. Hunter, K. Christensen, N. Wong, L. Seppala, G. Brunton, E. Tse, A. Awwal, M. Franks, E. Marley, K. Williams, M. Scanlan, T. Budge, M. Monticelli, D. Walmer, S. Dixit, C. Widmayer, J. Wolfe, J. Bude, K. McCarty, and J.-M. DiNicola, “A Programmable Beam Shaping System for Tailoring the Profile of High Fluence Laser Beams,” *2010 Boulder*

- Conf.*, vol. 7842, p. 78421C–78421C–6, 2010.
- [15] P. J. Wisoff, M. W. Bowers, G. V. Erbert, D. F. Browning, and D. R. Jedlovec, “NIF injection laser system,” vol. 5341, pp. 146–155, 2004.
- [16] V. Kermene, T. Dohnalik, A. Saviot, M. Vampouille, B. Colombeau, and C. Froehly, “Flattening of the spatial laser beam profile with low losses and minimal beam divergence,” *Opt. Lett.*, vol. 17, no. 12, p. 859, Jun. 1992.
- [17] A. Laskin, “Beam shaping? Easy!,” *Ind. Laser Solut.*, 2006.
- [18] “TH-232-X-Y-A.” [Online]. Available: http://holoor.com/Diffractive_Optics_Products/php/downloadPDF.php?PN=TH-232-X-Y-A&lamda=1070&Dim=2D. [Accessed: 18-Mar-2017].
- [19] “TH-266-I-Y-A.” [Online]. Available: http://holoor.com/Diffractive_Optics_Products/php/downloadPDF.php?PN=TH-266-I-Y-A&lamda=1064&Dim=2D. [Accessed: 18-Mar-2017].
- [20] “TH-042-U-Y-A.” [Online]. Available: http://holoor.com/Diffractive_Optics_Products/php/downloadPDF.php?PN=TH-042-U-Y-A&lamda=355&Dim=2D. [Accessed: 18-Mar-2017].
- [21] V. Bagnoud, J. Luce, L. Videau, and C. Rouyer, “Diode-pumped regenerative amplifier delivering 100-mJ single-mode laser pulses,” *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 6, p. 337, Mar. 2001.
- [22] G. Chen, H. Ming, H. Zheng, K. Gao, L. Xu, and R. Zheng, “Flat-top laser beam generated by coherent beam combining of Gaussian lasers,” *Chinese Opt. Lett. Vol. 8, Issue 1, pp. 45-47*, vol. 8, no. 1, pp. 45–47, 2010.
- [23] M. Koshiba, K. Saitoh, K. Takenaga, and S. Matsuo, “Analytical Expression of Average Power-Coupling Coefficients for Estimating Intercore Crosstalk in Multicore Fibers,” *IEEE Photonics J.*, vol. 4, no. 5, pp. 1987–1995, Oct. 2012.
- [24] J. W. Kim, J. I. Mackenzie, J. R. Hayes, and W. A. Clarkson, “High-power Er:YAG laser with quasi-top-hat output beam,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 9, p. 1463, May 2012.
- [25] X. Gu, W. Mohammed, L. Qian, and P. W. E. Smith, “All-fiber laser beam shaping using a long-period grating,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 20, no. 13, pp. 1130–1132, 2008.
- [26] Y. Matsuura, D. Akiyama, and M. Miyagi, “Beam homogenizer for hollow-fiber delivery system of excimer laser light,” *Appl. Opt.*, vol. 42, no. 18, pp. 3505–8, 2003.
- [27] C. Jollivet, K. Farley, M. Conroy, J. Abramczyk, S. Belke, F. Becker, and K. Tankala, “Specialty flat-top beam delivery fibers with controlled beam parameter product,” *SPIE Photonics West 2016*, vol. 9727, pp. 1–10, 2015.
- [28] I. Gris-Sánchez, D. Van Ras, and T. A. Birks, “The Airy fiber: an optical fiber that guides light diffracted by a circular aperture,” *Optica*, vol. 3, no. 3, p. 270, Mar. 2016.

- [29] P. Russell, "Photonic Crystal Fibers," *Science (80-.)*, vol. 299, no. 5605, pp. 358–362, Jan. 2003.
- [30] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. S. J. Russell, "Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers," *Science (80-.)*, vol. 282, no. 5393, pp. 1476–1478, Nov. 1998.
- [31] G. Bouwmans, F. Luan, J. Knight, P. St. J. Russell, L. Farr, B. Mangan, and H. Sabert, "Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength," *Opt. Express*, vol. 11, no. 14, pp. 1613–1620, Jul. 2003.
- [32] F. Luan, A. K. George, T. D. Hedley, G. J. Pearce, D. M. Bird, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, "All-solid photonic bandgap fiber," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 20, p. 2369, Oct. 2004.
- [33] J. BURES, *Optique guidée*. Presses internationales de Polytechnique., 2009.
- [34] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. 2001.
- [35] M. Nielsen and N. Mortensen, "Photonic crystal fiber design based on the V-parameter," *Opt. Express*, vol. 11, no. 21, p. 2762, Oct. 2003.
- [36] H. Po, E. Snitzer, R. Tumminelli, L. Zenteno, F. Hakimi, N. M. Cho, and T. Haw, "DOUBLE CLAD HIGH BRIGHTNESS Nd FIBER LASER PUMPED BY GaAlAs PHASED ARRAY," in *Optical Fiber Communication Conference*, 1989, p. PD7.
- [37] W. Wadsworth, R. Percival, G. Bouwmans, J. Knight, and P. Russell, "High power air-clad photonic crystal fibre laser," *Opt. Express*, vol. 11, no. 1, p. 48, Jan. 2003.
- [38] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1 kW continuous-wave output power," in *Advanced Solid-State Photonics*, 2004, p. PDP13.
- [39] D. Marcuse, "Influence of curvature on the losses of doubly clad fibers.," *Appl. Opt.*, vol. 21, no. 23, pp. 4208–13, Dec. 1982.
- [40] A. V. Smith and B. T. Do, "Bulk and surface laser damage of silica by picosecond and nanosecond pulses at 1064 nm," *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 26, p. 4812, Sep. 2008.
- [41] T. Yasue, "Dielectric breakdown of silicon oxide studied by scanning probe microscopy," *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanom. Struct.*, vol. 15, no. 6, p. 1884, Nov. 1997.
- [42] J. H. Campbell, F. Rainer, M. Kozlowski, C. R. Wolfe, L. Thomas, and F. Milanovich, "Damage resistant optics for a mega-joule solide states laser," *Proc. SPIE*, vol. 1441, pp. 444–456, 1991.
- [43] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, "Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, no. 12, pp. 2248–2251, Mar. 1995.

- [44] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, and G. Mourou, "Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO_2 with pulse widths from 7 ns to 150 fs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, no. 23, pp. 3071–3073, Jun. 1994.
- [45] A.-C. Tien, S. Backus, H. Kapteyn, M. Murnane, and G. Mourou, "Short-Pulse Laser Damage in Transparent Materials as a Function of Pulse Duration," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, no. 19, pp. 3883–3886, May 1999.
- [46] N. Kuzuu, K. Yoshida, H. Yoshida, T. Kamimura, and N. Kamisugi, "Laser-induced bulk damage in various types of vitreous silica at 1064, 532, 355, and 266 nm: evidence of different damage mechanisms between 266-nm and longer wavelengths," *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 12, p. 2510, Apr. 1999.
- [47] H. Krol, L. Gallais, M. Commandré, C. Grèzes-Besset, D. Torricini, and G. Lagier, "Influence of polishing and cleaning on the laser-induced damage threshold of substrates and coatings at 1064 nm," *Opt. Eng.*, vol. 46, no. 2, p. 23402, Feb. 2007.
- [48] J.-Y. Natoli, L. Gallais, H. Akhouayri, and C. Amra, "Laser-induced damage of materials in bulk, thin-film, and liquid forms," *Appl. Opt.*, vol. 41, no. 16, p. 3156, Jun. 2002.
- [49] T. Kamimura, S. Akamatsu, H. Horibe, H. Shiba, S. Motokoshi, T. Sakamoto, T. Jitsuno, T. Okamoto, and K. Yoshida, "Enhancement of Surface-Damage Resistance by Removing Subsurface Damage in Fused Silica and Its Dependence on Wavelength," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 43, no. No. 9A/B, pp. L1229–L1231, Sep. 2004.
- [50] J.-Y. Natoli, B. Bertussi, and M. Commandré, "Effect of multiple laser irradiations on silica at 1064 and 355 nm," *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 11, p. 1315, Jun. 2005.
- [51] S. Webster, F. C. McDonald, A. Villanger, M. J. Soileau, E. W. Van Stryland, D. J. Hagan, B. McIntosh, W. Torruellas, J. Farroni, and K. Tankala, "Optical damage measurements for high peak power ytterbium doped fiber amplifiers," 2005, p. 599115.
- [52] D. Kitriotis and L. D. Merkle, "Multiple pulse laser-induced damage phenomena in silicates," *Appl. Opt.*, vol. 28, no. 5, p. 949, Mar. 1989.
- [53] L. D. Merkle and D. Kitriotis, "Temperature dependence of laser-induced bulk damage in SiO_2 and borosilicate glass," *Phys. Rev. B*, vol. 38, no. 2, pp. 1473–1482, Jul. 1988.
- [54] G. P. (Govind P. . Agrawal, *Nonlinear fiber optics*. Elsevier / Academic Press, 2007.
- [55] A. K. Ghatak, I. C. Goyal, and R. Jindal, "Design of a waveguide refractive index profile to obtain a flat modal field," vol. 3666, pp. 40–44, Apr. 1999.
- [56] J. W. Dawson, R. Beach, I. Jovanovic, B. Wattellier, Z. M. Liao, S. A. Payne, and C. P. J. Barty, "Large flattened mode optical fiber for reduction of non-linear effects in optical fiber lasers," in *Lasers and Applications in Science and Engineering*, 2004, pp. 132–139.

- [57] C. Valentin, P. Calvet, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, L. Bigot, Q. Coulombier, M. Douay, K. Delplace, A. Mussot, and E. Hugonnot, "Top-hat beam output of a single-mode microstructured optical fiber: Impact of core index depression.," *Opt. Express*, vol. 21, no. 20, pp. 23250–60, Oct. 2013.
- [58] M. G. Blankenship and C. W. Deneka, "The outside vapor deposition method of fabricating optical waveguide fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 18, no. 10, pp. 1418–1423, 1982.
- [59] P. C. Schultz, "Fabrication of Optical Waveguides by the Outside Vapor Deposition Process," *Proc. IEEE*, vol. 68, no. 10, pp. 1187–90, 1980.
- [60] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, J. M. Fini, and M. D. Mermelstein, "Measuring the Modal Content of Large-Mode-Area Fibers," vol. 15, no. 1, pp. 61–70, 2009.
- [61] P. Calvet, C. Valentin, P. Gouriou, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, L. Bigot, Q. Coulombier, M. Douay, R. Habert, K. Delplace, A. Mussot, and E. Hugonnot, "Top-hat beam output with 100 μ J temporally shaped narrow-bandwidth nanosecond pulses from a linearly polarized all-fiber system," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 16, p. 4780, Aug. 2014.
- [62] J. Noda, K. Okamoto, and Y. Sasaki, "Polarization-maintaining fibers and their applications," *J. Light. Technol.*, vol. 4, no. 8, pp. 1071–1089, 1986.
- [63] R. Guan, F. Zhu, Z. Gan, D. Huang, and S. Liu, "Stress birefringence analysis of polarization maintaining optical fibers," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 11, no. 3, pp. 240–254, Jul. 2005.
- [64] B. Seigny, G. Le Cocq, C. C. Casti, C. Valentin, P. Sillard, L. Bigot, and Y. Quiquempois, "Advanced S 2 Imaging: Application of Multivariate Statistical Analysis to Spatially and Spectrally Resolved Datasets," *J. Light. Technol.*, vol. 32, no. 23, pp. 4606–4612, 2014.
- [65] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, and S. Ghalimi, "Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers," *Opt. Express*, vol. 16, no. 10, p. 7233, May 2008.
- [66] D. M. Nguyen, S. Blin, T. N. Nguyen, S. D. Le, L. Provino, M. Thual, and T. Chartier, "Modal decomposition technique for multimode fibers," *Appl. Opt.*, vol. 51, no. 4, p. 450, Feb. 2012.
- [67] B. Séigny, "Fibres à cristaux photoniques et génération d'ultraviolets par mélange à quatre ondes," *Univ. Lille 1*, 2015.
- [68] F. Scol, P. Gouriou, A. Perrin, J.-F. Gleyze, C. Valentin, G. Bouwmans, and E. Hugonnot, "All-fiber MOPA prototype with 100 μ J temporally-shaped nanosecond-pulse and spatially coherent top-hat beam output for large-scale laser facility front end," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2016, p. SM2M.6.
- [69] P. L. Chu and T. Whitbread, "Measurement of stresses in optical fiber and preform.," *Appl. Opt.*, vol. 21, no. 23, pp. 4241–5, Dec. 1982.

- [70] U. C. PAEK and C. R. KURKJIAN, "Calculation of Cooling Rate and Induced Stresses in Drawing of Optical Fibers," *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 58, no. 7–8, pp. 330–335, Jul. 1975.
- [71] P. K. Bachmann, W. Hermann, H. Wehr, and D. U. Wiechert, "Stress in optical waveguides. 2: Fibers.," *Appl. Opt.*, vol. 26, no. 7, pp. 1175–82, Apr. 1987.
- [72] C. A. Haynam, P. J. Wegner, J. M. Auerbach, M. W. Bowers, S. N. Dixit, G. V. Erbert, G. M. Heestand, M. A. Henesian, M. R. Hermann, K. S. Jancaitis, K. R. Manes, C. D. Marshall, N. C. Mehta, J. Menapace, E. Moses, J. R. Murray, M. C. Nostrand, C. D. Orth, R. Patterson, R. A. Sacks, M. J. Shaw, M. Spaeth, S. B. Sutton, W. H. Williams, C. C. Widmayer, R. K. White, S. T. Yang, and B. M. Van Wonterghem, "National Ignition Facility laser performance status," *Appl. Opt.*, vol. 46, no. 16, p. 3276, Jun. 2007.
- [73] W. Hermann, M. Hutjens, and D. U. Wiechert, "Stress in optical waveguides 3: Stress induced index change," *Appl. Opt.*, vol. 28, no. 11, p. 1980, Jun. 1989.
- [74] J. K. Lyngsø, B. J. Mangan, C. B. Olausson, and P. J. Roberts, "Stress induced birefringence in hybrid TIR / PBG guiding solid photonic crystal fibers," vol. 18, no. 13, pp. 14031–14040, 2010.
- [75] T. Schreiber, H. Schultz, O. Schmidt, F. Röser, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Stress-induced birefringence in large-mode-area micro-structured optical fibers," vol. 13, no. 10, pp. 3637–3646, 2005.
- [76] F. Just, H. R. Müller, S. Unger, J. Kirchhof, V. Reichel, and H. Bartelt, "Ytterbium-doping related stresses in preforms for high-power fiber lasers," *J. Light. Technol.*, vol. 27, no. 12, pp. 2111–2116, 2009.
- [77] I. P. Kaminow and V. Ramaswamy, "Single-polarization optical fibers: Slab model," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 34, no. 4, p. 268, 1979.
- [78] F. Tosco, *Fiber optics communication handbook*, TAB profes. Blue Ridge Summit, 1990.
- [79] M. C. De Lignie, H. G. J. Nagel, and M. O. Van Deventer, "Large Polarization Mode Dispersion in Fiber Optic Cables," *J. Light. Technol.*, vol. 12, no. 8, pp. 1325–1329, 1994.
- [80] F. L. Teixeira and W. C. Chew, "General Closed-Form PML Constitutive Tensors to Match Arbitrary Bianisotropic and Dispersive Linear Media," *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.*, vol. 8, no. 6, pp. 223–225, 1998.
- [81] F. L. Teixeira and W. C. Chew, "Systematic derivation of anisotropic PML absorbing media in cylindrical and spherical coordinates," *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.*, vol. 7, no. 11, pp. 371–373, 1997.
- [82] J. Simpson, R. Stolen, F. Sears, W. Pleibel, J. MacChesney, and R. Howard, "A single-polarization fiber," *J. Light. Technol.*, vol. 1, no. 2, pp. 370–374, 1983.
- [83] A. D. Yablon, "Optical and mechanical effects of frozen-in stresses and strains in optical fibers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 10, no. 2, pp. 300–311, 2004.

- [84] N. A. Mortensen and J. R. Folkenberg, "Low-loss criterion and effective area considerations for photonic crystal fibres," *J. Opt. A Pure Appl. Opt.*, vol. 5, no. 3, pp. 163–167, May 2003.
- [85] N. A. Mortensen, M. D. Nielsen, J. R. Folkenberg, A. Petersson, and H. R. Simonsen, "Improved large-mode-area endlessly single-mode photonic crystal fibers," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 6, p. 393, Mar. 2003.
- [86] T. Murao, K. Saitoh, and M. Koshiba, "Detailed theoretical investigation of bending properties in solid-core photonic bandgap fibers," *Opt. Express*, vol. 17, no. 9, p. 7615, Apr. 2009.
- [87] J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, and A. Tünnermann, "Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation," *Light Sci. Appl.*, vol. 1, no. 4, p. e8, Apr. 2012.
- [88] J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, and A. Tünnermann, "Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation," *Light Sci. Appl.*, vol. 8, 2012.
- [89] 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," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 15, p. 4561, Aug. 2014.
- [90] A. 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," 2016, p. 97280H.
- [91] P. Yeh, A. Yariv, and E. Marom, "Theory of Bragg fiber," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 68, no. 9, p. 1196, Sep. 1978.
- [92] A. Baz, G. Bouwmans, L. Bigot, and Y. Quiquempois, "Pixelated high-index ring Bragg fibers," *Opt. Express*, vol. 20, no. 17, p. 18795, Aug. 2012.
- [93] J.-P. Yehouessi, A. Baz, L. Bigot, G. Bouwmans, O. Vanvincq, M. Douay, and Y. Quiquempois, "Design and realization of flexible very large mode area pixelated Bragg fibers," *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 3, pp. 363–6, Feb. 2015.
- [94] O. Vanvincq, J. P. Yehouessi, G. Bouwmans, L. Bigot, and Y. Quiquempois, "Pixelated Bragg fibers: bandgap guiding, generalized half-wave stack condition, and application to large mode area fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 32, no. 9, p. 1986, Sep. 2015.
- [95] J. M. Fini, "Pre-Compensated Resonant Higher-Order Mode Suppression in Coiled Large Mode Area Amplifier Fibers," *Conf. Lasers Electro-Optics/Quantum Electron. Laser Sci. Conf. Photonic Appl. Syst. Technol. (2008), Pap. C.*, p. CMB6, 2008.
- [96] A. Baz, L. Bigot, G. Bouwmans, and Y. Quiquempois, "Single-Mode, Large Mode Area, Solid-Core Photonic BandGap Fiber With Hetero-Structured Cladding," *J. Light. Technol.*, vol. 31, no. 5, pp. 830–835, Mar. 2013.

- [97] X. Ma, C.-H. Liu, G. Chang, and A. Galvanauskas, “Angular-momentum coupled optical waves in chirally-coupled-core fibers,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 27, p. 26515, Dec. 2011.
- [98] X. Ma, C. Zhu, I.-N. Hu, A. Kaplan, and A. Galvanauskas, “Single-mode chirally-coupled-core fibers with larger than 50 μ m diameter cores.”
- [99] Y. Y. Huang, A. Sarkar, and P. C. Schultz, “Relationship between composition, density and refractive index for germania silica glasses,” *J. Non. Cryst. Solids*, vol. 27, no. 1, pp. 29–37, Jan. 1978.

Liste des publications

Articles

Gouriou, P., Scol, F., Seigny, B., Valentin, C., Quiquempois, Y., Bigot, L., & Bouwmans, G. (2015). Polarization maintaining single-mode fiber delivering a flat top intensity profile. *Optics express*, 23(25), 32496-32503.

Calvet, P., Valentin, C., Gouriou, P., Quiquempois, Y., Bouwmans, G., Bigot, L., & Mussot, A. (2014). Top-hat beam output with 100 μ J temporally shaped narrow-bandwidth nanosecond pulses from a linearly polarized all-fiber system. *Optics letters*, 39(16), 4780-4783.

Proceeding

Scol, F., Gouriou, P., Perrin, A., Gleyze, J. F., Valentin, C., Bouwmans, G., & Hugonnot, E. (2016, June). All-fiber MOPA prototype with 100 μ J temporally-shaped nanosecond-pulse and spatially coherent top-hat beam output for large-scale laser facility front end. In *CLEO: Science and Innovations* (pp. SM2M-6). Optical Society of America.

Calvet, P., Valentin, C., Quiquempois, Y., Bouwmans, G., Coulombier, Q., Bigot, L., & Hugonnot, E. (2013, May). Spatially coherent top-hat beam output from a large mode area microstructured single-mode fiber. In *Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/IQEC), 2013 Conference on and International Quantum Electronics Conference* (pp. 1-1). IEEE.

Valentin, C., Gouriou, P., Scol, F., Seigny, B., Quiquempois, Y., Bigot, L., & Bouwmans, G. (2016, April). First realization of a birefringent flat-top single-mode fiber. In *SPIE Photonics Europe* (pp. 988615-988615). International Society for Optics and Photonics.

Gouriou, P., Scol, F., Seigny, B., Valentin, C., Quiquempois, Y., Bigot, L., & Bouwmans, G. (2016, March). Top hat single-mode polarization maintaining fiber and polarizing numerical design. In *Proc. of SPIE Vol* (Vol. 9728, pp. 97281A-1).

Gleyze, J. F., Perrin, A., Calvet, P., Gouriou, P., Scol, F., Valentin, C., & Hugonnot, E. (2015, May). Industrial mJ-class all-fiber front end with spatially coherent top-hat beam output used as seeder for high power laser. In *SPIE Optics+ Optoelectronics* (pp. 95130C-95130C). International Society for Optics and Photonics.

CALVET, P., Perrin, A., Gouriou, P., Samson, B. N., Hawkins, T. W., Kong, F., & Hugonnot, E. (2014, July). High-energy nanosecond-pulses from a flat-top mode 50 μ m-core ytterbium-doped leakage channel fiber. In *Specialty Optical Fibers* (pp. SoM3B-4). Optical Society of America.

Gouriou, P., Scol, F., Calvet, P., Sévigny, B., Valentin, C., Quiquempois, Y., & Hugonnot, E. (2015, June). Birefringent Top-Hat Microstructured Fiber. In *The European Conference on Lasers and Electro-Optics* (p. CJ_3_3). Optical Society of America.