

N° d'ordre : 41316

UNIVERSITÉ LILLE 1
THÈSE DE DOCTORAT

**Présentée en vue d'obtenir le titre de
DOCTEUR EN PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ LILLE 1**

Spécialité :
OPTIQUE ET LASERS, PHYSICO-CHIMIE, ATMOSPHERE

**Modélisation et réalisation de fibres à bandes
interdites photoniques pour la génération et le
transport des faisceaux laser puissants**

par
Assaad BAZ

Thèse dirigée par Laurent BIGOT et Yves QUIQUEMPOIS

préparée au
Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules

soutenue le 11 Décembre 2013

Jury :

<i>Rapporteurs :</i>	Sébastien FÉVRIER	-	MCF, Université de Limoges
	Emmanuel HUGGONOT	-	Ingénieur chercheur, CEA-CESTA Bordeaux
<i>Examineurs :</i>	Yves JAOUEN	-	Pr, ENST Paris
	Dominique DÉROZIER	-	Pr, Université Lille 1
<i>Directeurs :</i>	Laurent BIGOT	-	CR, CNRS - Université Lille 1
	Yves QUIQUEMPOIS	-	Pr, Université Lille 1.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Georges WLODARCZAK, directeur du laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules et Mohamed BOUZAOU, responsable de l'équipe photonique, qui m'ont accueilli au sein du laboratoire où ces travaux ont été effectués.

J'exprime ensuite ma gratitude aux différents membres du jury, à commencer par Dominique DÉROZIER, président du jury, grâce à qui je suis arrivé en France en 2010 pour mon stage de Master 2. Je remercie également Emmanuel HUGGONOT et Sébastien FÉVRIER pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail et Yves JAOUEN pour sa participation à ce jury en tant qu'examinateur.

Je remercie Yves QUIQUEMPOIS, mon directeur de thèse, pour avoir guidé consciencieusement mon travail. Ses compétences en photonique et également en informatique m'ont toujours impressionné. Je le remercie de m'avoir fait profiter de ces divers connaissances.

J'exprime aussi ma gratitude envers Laurent BIGOT, pour avoir dirigé en un premier temps mon stage de Master 2 et co-dirigé cette thèse. Par sa méthodologie et sa rigueur, il m'a transmis sa passion pour la recherche. J'ai apprécié ses conseils et sa disponibilité, que ça soit pour les questions professionnelles ou personnelles.

J'adresse également mes remerciements à Géraud BOUWMANS pour toutes les questions posées durant nos réunions et qui m'ont permis d'améliorer le niveau des articles soumis durant cette thèse. Je tiens également à remercier Karen DELPLACE pour toutes les fabrications.

Mes sincères salutations à chacun des membres de l'équipe photonique qui, par leur bonne humeur quotidienne ont transformé chaque jour de travail en un réel plaisir. Je vous remercie pour votre amitié et amabilité, vous avez rendu mon séjour en France agréable.

Je remercie mes parents Mounir et Yolla et mes deux frères Samer et Rami pour leur soutien infini et inconditionné.

Je remercie finalement Wafaa, mon épouse, pour la compréhension et la patience dont elle a fait preuve durant ce travail. C'est grâce à son support continu depuis le début de mon cursus universitaire que j'ai pu aboutir à mes buts.

A vous tous merci...

Table des matières

Introduction Générale	1
1 Fibres Micro-Structurées et Fibres Actives	5
1.1 Introduction	6
1.2 Mécanisme de guidage	6
Le cas d'un milieu homogène infini :	6
Le cas d'une fibre optique à saut d'indice	8
Le cas d'un réseau périodique	10
Le cas des fibres à gaine périodiques	11
1.3 Familles de fibres optiques : caractéristiques et applications	14
Fibres à cœur de haut indice	14
Fibres à cœur de bas indice	17
1.4 Fibres optiques actives	21
Les lanthanides	22
Spectroscopie de l'ytterbium	23
1.5 Laser fibrés dopés ytterbium	25
Section efficace d'absorption	26
Durée de vie	27
Section efficace d'émission	28
Fortes puissances de pompage : utilisation de fibres à double gaine	28
1.6 Limites d'utilisation des laser à fibres dopées ytterbium	29
Fabrication des préformes dopées ytterbium	30
Photo-noircissement	34
Effets non-linéaires	34
1.7 Conclusion	37
2 Fibres Monomodes à grande aire effective	39
2.1 Introduction	39
2.2 Fibre monomode à saut d'indice	40
2.3 Fibre à saut d'indice multimode	42
Monomodalité induite par courbure	44
Fibres à fuites : leaky fibers	45
Monomodalité par couplage résonant	46
2.4 Fibres à Réflexion Totale Interne Modifiée	48
Fibres à très large pas (LPF : large-pitch fiber)	50
Fibre à pertes par canaux de silice (Leaky channel fibers)	51
2.5 Fibres à bandes interdites photoniques	51
Monomodalité par courbure	53
Monomodalité en se plaçant à courte longueur d'onde dans la BIP	54
Hétérostructuration de la gaine	55

Fibres de Bragg	56
2.6 Dopage partiel du cœur pour les fibres actives	57
2.7 Problèmes relatifs au dopage à l'ytterbium dans le cœur des fibres actives	58
2.8 Monomodalité et état de l'art : résumé	59
3 Fibres de Bragg Pixélisées	61
3.1 Fibre de Bragg	61
3.2 Modes dans l'antiguide	61
3.3 Calcul du diagramme de bande du miroir de Bragg plan	62
Approximation de la méthode ARROW	64
3.4 Le cas de la fibre de Bragg	65
Optimisation du guidage dans le cœur d'une fibre de Bragg	66
3.5 Fibre de Bragg Pixélisée	67
3.6 Modélisation d'une fibre PiBF	68
Méthode des éléments finis	68
Modélisation	70
3.7 Première réalisation	72
Mesure des pertes	73
Contraintes relatives à la manipulation des fibres à large cœur	74
Test de monomodalité	74
Mesure de la dispersion de vitesse de groupe	76
3.8 Perspectives	77
3.9 Conclusion	79
4 Fibres toutes solides à bandes interdites photoniques hétéro- structurées	81
4.1 Introduction	81
4.2 Étude préalable pour le choix des résonateurs de la gaine	82
4.3 Fibres à défaut central de sept inclusions	83
Simulations	84
Fabrication et caractérisation	88
Prolongation de l'étude dans la quatrième BIP	90
4.4 Défaut central de dix neuf inclusions	93
Simulations	94
Fabrication et caractérisation	100
Étude dans la troisième BIP	106
Mesure de la dispersion chromatique de vitesse de groupe	107
Étude dans la cinquième BIP	108
4.5 Défaut central de 37 inclusions	110
4.6 Conclusion	112

5	Fibre à cœur solide à bandes interdites photoniques : application aux fibres à grande aire effective dopée ytterbium	115
5.1	Introduction	116
5.2	Première fibre micro-structurée à base de monolithe Sol-Gel en silice pure dopée Yb^{3+}	116
	Fabrication et caractérisations d'un monolithe Sol-Gel en silice pure dopée Yb^{3+}	117
	Fabrication et caractérisations d'une fibre micro-structurée à cœur Sol-gel dopé ytterbium	118
	Efficacité laser	123
5.3	Fibre à grande aire effective hétéro-structurée à cœur dopé Yb^{3+}	123
	Fabrication de la fibre et caractérisation de la canne	124
	Caractérisations des propriétés optiques de la fibre	126
	Efficacité laser	129
	Analyse des performances	130
5.4	Conclusion	133
	Conclusion générale	135
	A Liste des publications	139
	Bibliographie	141

Introduction Générale

En 1961, pour la première fois, Snitzer [Snitzer 1961] propose de faire des cavités laser dans des guides cylindriques à l'aide d'un dopage par des ions des terres rares. Cependant, l'évolution de ce type d'amplificateurs dans les fibres était limitée ; premièrement, à cause de la qualité médiocre des verres utilisés, en termes de pureté, ce qui induisait des pertes par atténuation élevées dans les guides optiques de cette époque, deuxièmement, à cause de l'absence de sources de pompe adaptées aux divers ions luminescents.

Au début des années 1970, l'entreprise américaine « Corning Incorporated » présente la première fibre optique de silice à pertes limitées, ce qui favorise dans les années 1980, le développement accéléré des fibres optiques pour les communications optiques. Ceci entraîne alors l'évolution des fibres dopées erbium, utilisées comme milieu à gain pour compenser les pertes par atténuation dues aux longues distances de transmission. Parallèlement, de nouvelles fibres dopées aux différents ions de terres rares vont voir le jour (Tm^{3+} , Ho^{3+} , Yb^{3+} ...), introduisant ainsi de nouvelles longueurs d'onde d'émission laser. En particulier, la fluorescence des fibres dopées ytterbium est mise en évidence par Hanna et al. en 1989 [Hanna 1989], ce qui a conduit à la réalisation d'un laser à fibre dopée ytterbium en 1990 [Hanna 1990].

Les lasers à fibres optiques présentent plusieurs avantages, entre autre la flexibilité, la compacité, la bonne dissipation thermique et l'excellente qualité du faisceau. Toutefois, l'augmentation de la puissance de pompe, dans ces fibres, est limitée par l'apparition des effets non linéaires dus aux interactions entre le faisceau et le matériau constituant la fibre. Ceci explique l'intérêt, qui est très vite apparu, d'aller vers des fibres à large cœur (LMA : Large Mode Area) pour répartir la puissance de pompe sur une plus grande surface et augmenter le seuil d'apparition de ces effets. Malheureusement, cela favorise l'apparition des modes d'ordre supérieur (MOH) qui représentent des répartitions spatiales de l'intensité différentes d'une quasi-gaussienne¹. Ces modes dégradent alors la qualité du faisceau et les fibres deviennent moins utiles pour les utilisations industrielles telles que la découpe métallurgique ou la gravure, où la qualité du faisceau est primordiale.

Au milieu des années 90, le concept de fibres micro-structurées (FMS) ou PCFs (Photonic Crystal Fibers) a été introduit [Knight 1996]. L'objectif initial était d'obtenir une propagation par bandes interdites photoniques (PBG : Photonic

1. La répartition gaussienne est une approximation, la répartition spatiale exacte étant décrite par les courbes de Bessel.

BandGap), grâce à une gaine de silice comportant des trous d'air sous forme d'un réseau périodique hexagonal et entourant un cœur de silice. Cependant, dans les premières FMS proposées, l'indice moyen de la gaine, conditionné par le diamètre des trous d'air et l'espacement entre ces trous par rapport à la gaine, était inférieur à celui du cœur ce qui conduit à un mécanisme de guidage comparable à celui d'une fibre conventionnelle : on parle dans ce cas de guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM).

L'introduction et le développement des FMS ont donné accès à un large panel de nouvelles géométries qui, entre autres, ont pu aider davantage à éliminer les modes d'ordre supérieur pour les fibres LMA tout en augmentant encore plus la taille des cœurs de ces fibres. Durant ces dernières années, plusieurs équipes de recherche ont présenté de nouvelles géométries de fibres lasers à gaine micro-structurée et à double gaine permettant d'augmenter le diamètre de mode et la puissance émise. Un résultat marquant est celui de la référence [Stiles 2009] où un laser émettant 10 kW en puissance a été démontré dans une fibre. En termes de diamètre de mode, une fibre dite "Rod-type", micro-structurée est reportée en 2011 avec un diamètre de mode de 105 μm [Eidam 2011].

Les FMS à bandes interdites photoniques BIP (ou aussi PBGFs : Photonic BandGap Fibers) qui utilisent le mécanisme de bandes interdites photoniques pour guider le signal dans un cœur d'indice inférieur à celui de la gaine ont été présentées pour la première fois en 1998 [Knight 1998]. Le confinement de la lumière dans le cœur de ces fibres est lié aux couplages pouvant exister entre la lumière guidée dans le cœur et des inclusions de haut indice présentes dans la gaine.

Cependant, pour les fibres à bandes interdites photoniques toutes solides LMA, les résultats restent beaucoup plus modestes. En 2008, Egorova et al. reportent des résultats concernant une fibre toute solide avec un diamètre de mode de 36 μm [Egorova 2008], et un diamètre de mode équivalent à 23 μm avec un cœur actif [Gaponov 2010b]. Durant ces trois années, nous nous sommes intéressés à cette problématique dans l'équipe photonique du laboratoire PhLAM-IRCICA pour diverses raisons : d'abord, la problématique des fibres BIP est au centre des recherches de l'équipe depuis l'année 2004, ensuite, ce type de fibres présente des propriétés spectrales intéressantes, finalement, les fibres BIP ont déjà montré leur efficacité dans la réalisation des fibres LMA.

Le premier chapitre commencera par la présentation des différentes familles de fibres, ainsi que les méthodes de guidage relatives à chacune. Les propriétés du guidage par bandes interdites photoniques seront discutées dans cette partie. Puis seront présentées les propriétés des lanthanides, plus particulièrement celles de l'ion ytterbium, qui sera utilisé pour rendre le cœur de notre fibre active, ainsi que les paramètres importants dans l'étude d'un laser à fibre. Une partie de ce chapitre évoquera les problèmes qui peuvent affecter l'efficacité des fibres à grandes aires

effectives, en particulier ceux relatifs aux différents types de fabrications.

Dans le second chapitre seront présentés les critères théoriques de monomodalité pour différentes familles de fibres. Ensuite seront présentées les différentes techniques utilisées pour rendre monomodes les fibres initialement multimodes. Tout au long du chapitre, l'état de l'art sera exposé pour chaque type de fibre.

Le troisième chapitre est dédié à l'introduction d'une nouvelle fibre microstructurée, la fibre de Bragg pixélisée (PiBF : Pixelated Bragg Fiber). Le guidage d'une fibre de Bragg sera expliqué dans la première partie du chapitre. Ensuite sera présenté le concept de la PiBF ainsi que les avantages qu'elle présente par rapport à une fibre de Bragg conventionnelle et à une fibre BIP à réseau hexagonal. Les résultats des calculs numériques faits sur la nouvelle structure par la méthode des éléments finis ainsi que des caractérisations menées sur la première réalisation d'une telle fibre seront exposés.

Dans le chapitre quatre, le concept d'hétéro-structuration de la gaine est utilisé pour la réalisation de plusieurs fibres BIP LMA. En premier lieu, une étude numérique sera menée pour étudier les caractéristiques de ces structures. Après cela, deux tronçons de fibre à défaut central de sept inclusions guidant la longueur d'onde de $1\ \mu\text{m}$ successivement dans deux BIP différentes sont fabriqués et caractérisés. L'étude est ensuite étendue aux fibres ayant un défaut central de dix-neuf inclusions. Ces fibres présentent des diamètres de mode record de $44\ \mu\text{m}$ et $65\ \mu\text{m}$ quand elles guident dans la 4^{ème} et dans la 5^{ème} BIP et un diamètre de mode de $33\ \mu\text{m}$ dans une fibre courbée avec un rayon de $20\ \text{cm}$. Un défaut de 37 inclusions est ensuite modélisé, combiné à différentes hétéro-structurations, pour tester les limites de nos fibres.

Le dernier chapitre portera sur un des modèles présenté dans le chapitre précédent, qui sera utilisé dans la fabrication d'une fibre BIP double gaine à grande aire effective dopée Yb^{3+} . Le cœur dopé est obtenu par la technique Sol-Gel. Les caractéristiques du cœur et l'efficacité laser obtenue avec cette fibre sont alors présentées.

Fibres Micro-Structurées et Fibres Actives

Sommaire

1.1	Introduction	6
1.2	Mécanisme de guidage	6
	Le cas d'un milieu homogène infini :	6
	Le cas d'une fibre optique à saut d'indice	8
	Modes Linéairement Polarisés (LP)	9
	Le cas d'un réseau périodique	10
	Le cas des fibres à gaine périodiques	11
1.3	Familles de fibres optiques : caractéristiques et applications	14
	Fibres à cœur de haut indice	14
	Fibres à réflexion totale interne	14
	Caractéristiques des fibres optiques	15
	Fibres à Réflexion Totale Interne Modifiée	16
	Fibres à cœur de bas indice	17
	Fibres à bandes interdites photoniques à réseau hexagonal	18
	Diagramme de Bande	18
	Caractéristiques du guidage BIP dans les fibres	20
1.4	Fibres optiques actives	21
	Les lanthanides	22
	Spectroscopie de l'ytterbium	23
1.5	Laser fibrés dopés ytterbium	25
	Section efficace d'absorption	26
	Durée de vie	27
	Section efficace d'émission	28
	Fortes puissances de pompage : utilisation de fibres à double gaine	28
1.6	Limites d'utilisation des laser à fibres dopées ytterbium	29
	Fabrication des préformes dopées ytterbium	30
	Fabrication par dépôt de couches successives	30
	Fabrication par des éléments en poudre	32
	Fabrication des cœurs par procédé Sol-Gel	32
	Photo-noircissement	34
	Effets non-linéaires	34
	Effet cohérent : effet Kerr	35
	Diffusion Raman stimulée	36

Diffusion Brillouin stimulée	36
1.7 Conclusion	37

1.1 Introduction

Depuis l'introduction du premier laser en 1960, les puissances optiques délivrées par ces derniers n'ont cessé d'augmenter. Au fil des années, le monde des lasers s'est rapproché de celui des fibres optiques, ce qui a mené au développement des fibres à grande aire effective (LMA) un type de fibres développé depuis une quinzaine d'années. Ce progrès s'est accéléré grâce à l'arrivée des fibres micro-structurées, ces structures pouvant être partagées en deux familles : les fibres à cœur de haut indice, ayant l'indice de cœur supérieur à l'indice moyen¹ de la gaine, et les fibres à cœur de bas indice, ayant un indice de cœur inférieur à l'indice moyen de la gaine. Parmi les fibres à cœur de haut indice, nous pouvons citer plusieurs types de fibres : les fibres à guidage par réflexion totale interne (RTI) et les fibres micro-structurées qui guident par réflexion totale interne modifiée (RTIM). Les fibres à cœur de bas indice ont, pour elles, un type de guidage particulier : le guidage par bandes interdites photoniques BIP.

Dans ce qui suit, les mécanismes de guidage sont présentés, suivis d'une présentation des deux familles de fibres optiques et de quelques applications relatives à chacune.

1.2 Mécanisme de guidage

Le cas d'un milieu homogène infini :

La lumière est une onde électromagnétique composée d'un champ électrique \vec{E} et d'un champ magnétique \vec{H} . Dans un milieu homogène infini d'indice de réfraction n , dans le cas d'une onde monochromatique, les deux champs sont supposés périodiques et sinusoïdaux de pulsation :

$$\omega = 2\pi c/\lambda \quad (1.1)$$

où c est la célérité de la lumière dans le vide et λ la longueur d'onde du faisceau dans le milieu tel que :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (1.2)$$

avec λ_0 la longueur d'onde du faisceau dans le vide. La forme des champs relative à ces deux composantes peut être écrite en notation complexe sous la forme :

1. L'indice moyen étant l'indice effectif du mode fondamental de la gaine.

$$\begin{cases} \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}(\vec{r}) \times \exp(i\omega t) \\ \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e}(\vec{r}) \times \exp(i\omega t) \end{cases} \quad (1.3)$$

avec \vec{r} la position dans le milieu de propagation, \vec{h} et \vec{e} les amplitudes respectives du champ magnétique et du champ électrique [Jacquier 2010].

Les ondes se propageant dans le milieu, il est nécessaire de résoudre l'équation de Helmholtz en considérant la permittivité diélectrique $\varepsilon(\vec{r})$ du milieu. Cette équation est déduite des équations de Maxwell et s'écrit de la façon suivante :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H} \quad (1.4)$$

La solution de l'équation 1.4 pour un milieu infini homogène s'écrit sous la forme :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}_0 \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.5)$$

avec \vec{h}_0 l'amplitude complexe de l'onde et \vec{k} le vecteur d'onde de norme :

$$k = n \frac{\omega}{c} \quad (1.6)$$

En considérant une direction arbitraire Oz comme axe de référence, et si le vecteur d'onde fait un angle Θ par rapport à cet axe, alors la projection β du vecteur d'onde sur l'axe Oz donne :

$$\beta = k_z = k \cos \Theta \quad (1.7)$$

Ainsi, on introduit la notion d'indice effectif de l'onde (que l'on peut considérer comme l'indice « vu » par l'onde dans la direction Oz) défini par :

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta c}{\omega} = \frac{k c \cos \Theta}{\omega} = n \cos \Theta \quad (1.8)$$

et d'après l'équation (1.8) nous pouvons voir que :

$$0 \leq n_{\text{eff}} \leq n \quad \text{pour } \Theta \in \left[0, \frac{\pi}{2} \right] \quad (1.9)$$

Cela signifie que l'indice effectif d'une onde se propageant dans un milieu infini d'indice n est toujours inférieur ou égal à l'indice du milieu dans lequel elle se propage. Dans cette condition, les propagations seront permises dans toutes les directions (continuum des modes autorisés à la propagation). Cette condition est représentée de manière schématique dans la figure 1.1.

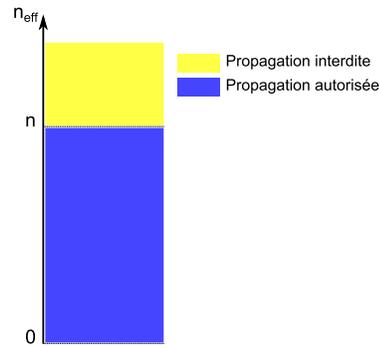


FIGURE 1.1 – Diagramme d’indice effectif d’un milieu homogène infini. La propagation d’une onde est autorisée pour les indices effectifs, n_{eff} , inférieurs à l’indice de réfraction du milieu.

Le cas d’une fibre optique à saut d’indice

Dans le cas d’une fibre optique conventionnelle (figure 1.2(b)), ayant n_h comme indice de cœur, n_b comme indice de la gaine et r_c comme rayon de cœur, le confinement de la lumière dans le cœur de la fibre peut être expliqué en étudiant le diagramme d’indices de réfraction des matériaux la constituant. La figure 1.2(a), à gauche, montre les zones de propagation autorisées pour deux milieux infinis ayant des indices respectifs n_h et n_b , représentant les matériaux du cœur et de la gaine. Ainsi, pour qu’une onde soit confinée dans le cœur, il faut que la propagation soit autorisée dans celui-ci mais pas dans la gaine, comme le montre le diagramme d’indice effectif d’un guide équivalent à la fibre, présenté à droite. On écrit alors la condition :

$$n_b \leq n_{\text{eff}} \leq n_h \quad (1.10)$$

Cette condition correspond à la condition de RTI si l’on raisonne avec la théorie des rayons en optique géométrique. Dans le cas où n_{eff} est inférieur à n_b , l’onde se propage dans toute la structure et ne sera pas confinée dans le cœur de la fibre.

La solution de l’équation (1.4), appliquée à la géométrie de la fibre optique à saut d’indice – sachant que les champs électriques et magnétiques doivent être continus à l’interface cœur/gaine – donne des valeurs discrètes de $\vec{h}(\vec{r})$ dans le cœur, appelées valeurs propres. À chaque valeur propre correspond une onde propagative dans le cœur, et décrit par un indice effectif (valeur propre). Ces solutions correspondent à différentes répartitions spatiales des champs dans le cœur décrites par des équations de Bessel en symétrie cylindrique : elles sont appelées les modes guidés. Ces modes guidés peuvent être partagés en 4 familles de modes, EH, HE, TE et TM. Dans une fibre optique, le mode fondamental, ayant l’indice effectif le plus élevé, est le mode HE_{11} [Gloge 1971].

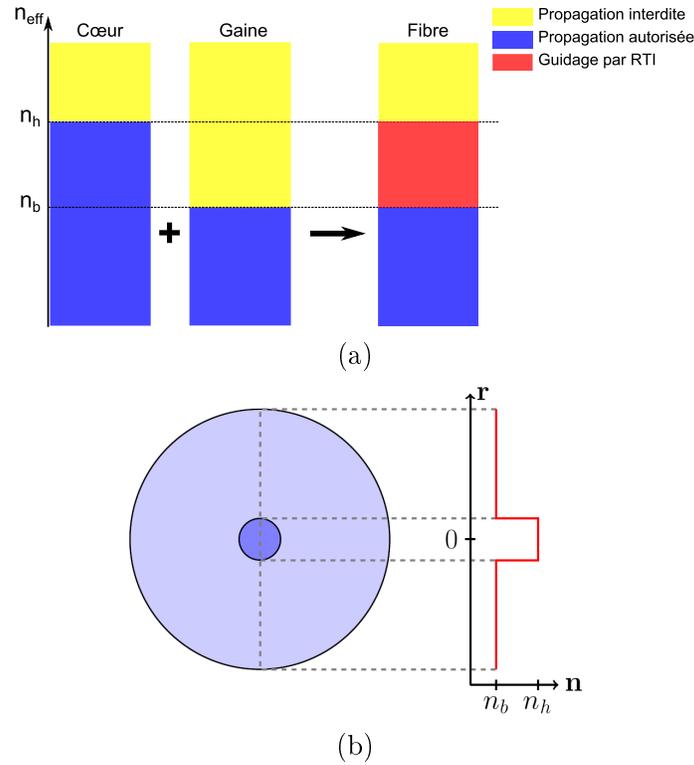


FIGURE 1.2 – (a) Diagramme d'indice effectif d'un milieu d'indice n_h et d'un milieu d'indice n_b , ainsi que d'un guide composé de ces deux milieux, équivalent à une fibre optique à saut d'indice. (b) Schéma d'une coupe transverse d'une fibre à saut d'indice, avec n_h , l'indice du cœur, présenté en bleu foncé et n_b , l'indice de la gaine, en bleu clair. Une courbe du profil d'indice est présentée à droite de la fibre.

Modes Linéairement Polarisés (LP)

Dans le cas d'un guidage dans une fibre à faible contraste d'indice entre la gaine et le cœur ($n_h - n_b \ll 1$), les composantes longitudinales des champs \vec{E} et \vec{H} peuvent être considérées négligeables et, par suite, seules les composantes transverses sont conservées. En plus, des combinaisons linéaires entre les modes transverses d'indices effectifs proches vont permettre l'obtention de modes appelés linéairement polarisés (LP) [Yariv 1997].

À titre d'exemple, alors que le premier mode "exact" d'une fibre est le HE_{11} , dans l'approximation du guidage à faible contraste d'indice ce mode est noté LP_{01} . Dans les faits, il s'agit du même mode. Par contre, le premier mode d'ordre supérieur, noté LP_{11} dans cette approximation, est une combinaison linéaire des modes TE_{01} , TM_{01} et HE_{21} . Le tableau 1.1 présente la correspondance entre les modes exacts et les modes LP dans l'approximation des fibres à faible contraste d'indice.

TABLE 1.1 – Équivalence entre les modes exacts et les modes LP dans l'approximation des fibres à faible contraste d'indice.

Modes exacts	Modes LP
HE ₁₁	LP ₀₁
HE ₂₁ , TM ₀₁ , TE ₀₁	LP ₁₁
HE ₁₂	LP ₀₂
HE _{$\nu-1,\mu$} + HE _{$\nu+1,\mu$}	LP _{$\nu\mu$} pour $\nu \geq 2$

Dans le cadre de ce travail, les fibres étudiées sont des fibres à faible contraste d'indice. Par suite, l'approximation des modes linéairement polarisés (LP) va être valable et dans le reste du manuscrit nous utiliserons la nomenclature des modes LP.

Le cas d'un réseau périodique

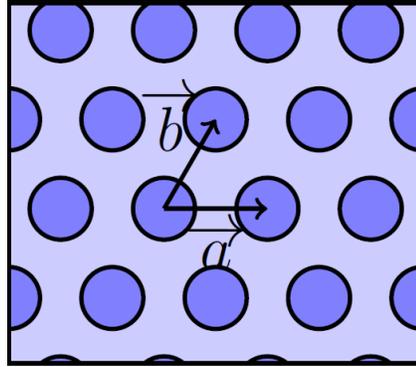


FIGURE 1.3 – Schéma d'un réseau, triangulaire et périodique, d'inclusions d'indice n_2 , représentées en bleu foncé, dans un milieu d'indice, n_1 , représenté en bleu clair.

Dans le but d'étudier la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu composé d'un réseau périodique, on considère un réseau infini d'indice n_1 dans lequel sont intégrées des inclusions d'indice n_2 agencées de façon périodique comme le montre la figure 1.3. La position des inclusions peut être décrite par la combinaison linéaire des vecteurs de base :

$$\vec{R} = k\vec{a} + l\vec{b} \quad (1.11)$$

k et l étant des entiers naturels. La permittivité électrique du milieu possède alors la même périodicité

$$\varepsilon(\vec{r} + \vec{R}) = \varepsilon(\vec{r}) \quad (1.12)$$

La solution de l'équation de Helmholtz 1.4 pour le réseau infini d'inclusions périodiques s'écrit alors :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}(\vec{r}) \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.13)$$

avec l'amplitude complexe de la forme

$$\vec{h}(\vec{r} + \vec{R}) = \vec{h}(\vec{r}) \exp(-i \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.14)$$

On constate dans le cas d'une onde monochromatique que les valeurs propres, solutions de l'équation dans le cas du réseau périodique sont inexistantes pour certaines bandes d'indices effectifs et à certaines fréquences. Les modes se propageant dans le réseau périodique sont appelés dans ce cas "modes de Bloch" [Joannopoulos 2007]. La figure 1.4 montre le schéma de diagramme d'indice effectif dans un réseau périodique d'inclusions d'indice n_1 incluses dans une matrice d'indice n_2 . n_{fsm} est l'indice effectif du mode fondamental du réseau. On remarque alors la présence de bandes autorisées et de bandes interdites.

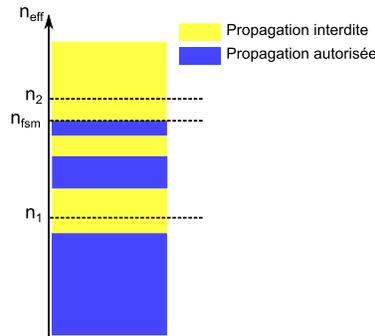


FIGURE 1.4 – Diagramme d'indice effectif d'un milieu homogène infini. La propagation d'une onde est autorisée pour les indices effectifs inférieurs à l'indice de réfraction du milieu et compris dans une bande autorisée.

Le cas des fibres à gaine périodiques

Dans une fibre optique à gaine micro-structurée, formée d'un réseau triangulaire (l'architecture la plus utilisée pour les FMS) d'inclusions, deux cas peuvent se présenter : i) l'indice du cœur est supérieur à l'indice des inclusions comme présenté dans la figure 1.5(a), ii) l'indice du cœur est inférieur à l'indice des inclusions (figure 1.5). Dans les deux cas, le cœur des structures est obtenu en remplaçant une ou plusieurs inclusions du réseau par des plots ayant le même indice que le réseau.

Le confinement de la lumière, dans les deux cas, peut être expliqué par un diagramme d'indice effectif. La figure 1.6(a) représente le cas de la fibre où l'indice

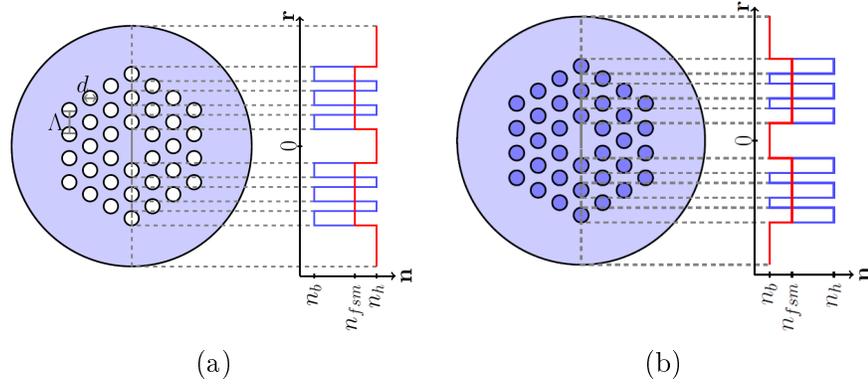


FIGURE 1.5 – (a) Schéma d'une coupe transverse d'une FMS à cœur de haut indice. La zone de haut indice est présentée en bleu clair et les inclusions d'indice inférieur sont présentées en blanc. (b) Schéma d'une coupe transverse d'une FMS à cœur de bas indice. La zone de bas indice est présentée en bleu clair et les inclusions d'indice supérieur sont présentées en bleu foncé. Dans les deux cas, le cœur est obtenu en omettant l'inclusion centrale. À droite des deux fibres sont présentés les profils d'indice au diamètre des fibres en bleu et le profil "d'indice moyen" équivalent en rouge.

des inclusions, n_b est inférieur à l'indice du réseau de base (et par suite du cœur), n_h . À droite, sont présentés les diagrammes d'indices effectifs d'un guide équivalent au cœur et d'un réseau périodique d'indice n_h dans lequel sont introduites des inclusions d'indice n_b . Le diagramme d'indice correspondant à la fibre est présenté à droite de la figure. Les ondes sont confinées dans le cœur quand leur propagation est autorisée dans le cœur et interdite dans la gaine. On remarque la présence de deux régimes de guidage dans le cœur :

→ dans la zone où l'indice effectif est compris entre l'indice du cœur et l'indice du mode fondamental de la gaine (zone présentée en rouge sur le figure 1.6(a)) :

$$n_{fsm} \leq n_{eff} \leq n_h \quad (1.15)$$

Le guidage est similaire au cas d'une fibre "conventionnelle" à saut d'indice. On parle de guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM).

→ dans les zones où l'indice effectif du mode de cœur est inférieur à l'indice du mode fondamental de la gaine

$$n_{eff} \leq n_{fsm} \quad (1.16)$$

et si cet indice effectif se trouve au niveau d'une bande interdite à la propagation pour le réseau, un guidage peut avoir lieu dans le cœur. On parlera alors, pour ces zones, de guidage par bandes interdites photoniques.

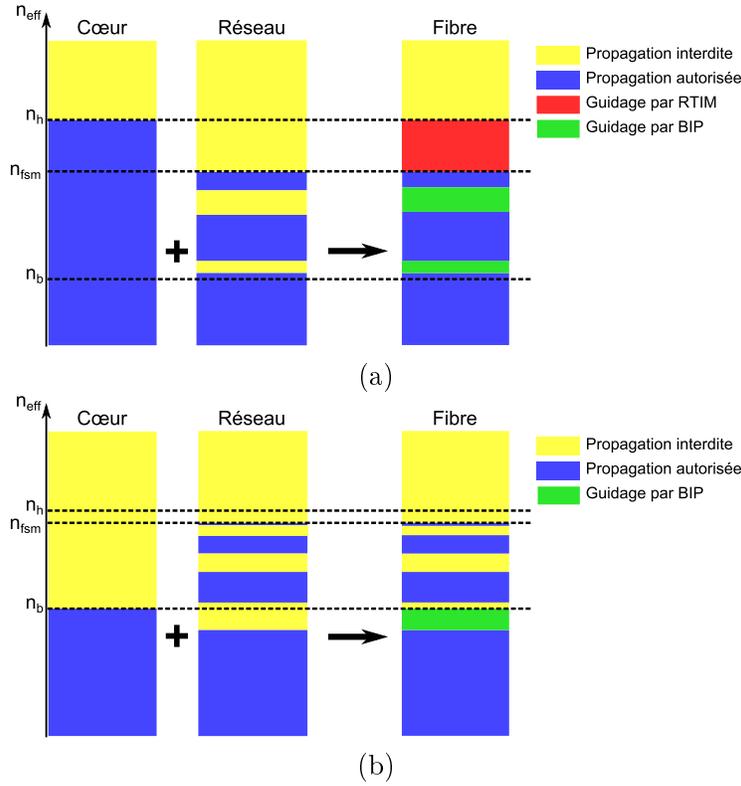


FIGURE 1.6 – (a)/(b) Diagramme d'indice effectif d'un milieu d'indice n_h/n_b , et d'un réseau d'indice n_h/n_b dans lequel sont introduites des inclusions périodiques d'indice n_b/n_h , ainsi que d'un guide composé de ces deux milieux, équivalent à une FMS de cœur de haut/bas indice. n_{fsm} est l'indice du mode fondamental du réseau dans les deux cas. Les zones guidant par RTIM sont présentées en rouge et les zones guidant par BIP sont présentées en vert.

La figure 1.6(b) présente, de gauche à droite : le diagramme d'indices effectifs d'un guide équivalent au cœur d'indice n_b de la fibre représentée dans la figure 1.5(b), le diagramme d'indice effectif équivalent à un réseau d'indice n_b dans lequel sont introduits des inclusions d'indice n_h et le diagramme de la fibre équivalente à la combinaison des deux. On peut constater que le confinement d'une onde dans le cœur ne peut se faire que dans les conditions suivantes :

→ l'indice effectif de l'onde guidée dans le cœur est inférieur ou égal à l'indice du cœur

$$n_{\text{eff}} \leq n_b \quad (1.17)$$

→ l'indice effectif se trouve dans une bande interdite pour les modes du réseau constituant la gaine.

Ainsi, dans le cas des FMS à cœur de bas indice, on ne peut avoir de guidage que par un processus de bandes interdites photoniques.

1.3 Familles de fibres optiques : caractéristiques et applications

Fibres à cœur de haut indice

Plusieurs géométries de fibres à cœur de haut indice peuvent être présentées dans deux sous-familles ayant des modes de guidage similaires :

- Les fibres à réflexion totale interne (RTI).
- Les fibres à réflexion totale interne modifiée (RTIM).

Fibres à réflexion totale interne

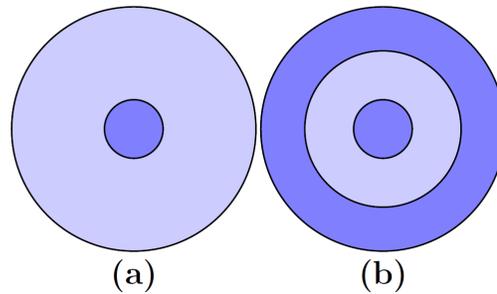


FIGURE 1.7 – (a) Fibre à saut d'indice conventionnelle. (b) Fibre à fuite (Leaky fiber) ou fibre en W.

Nous avons déjà décrit la structure et le mécanisme de guidage d'une fibre conventionnelle dans la section 1.2. Le schéma de principe est repris dans la figure 1.7(a). Il convient cependant de noter que la géométrie de la fibre conventionnelle peut être étendue pour l'adapter à des applications spéciales :

i) Le cœur peut présenter un profil d'indice de réfraction parabolique avec un minimum d'indice n_b à l'interface cœur/gaine et un indice maximum n_h au centre du cœur. Cette géométrie est utilisée dans la fabrication de fibres multimodes, à faible dispersion intermodale, destinées à la transmission de signaux sur des moyennes distances.

ii) En introduisant autour du cœur deux barreaux de contraintes diamétralement opposés, généralement formés de silice dopée à l'oxyde de Bore, une fibre à maintien de polarisation peut être obtenue. L'introduction des barreaux de contrainte induit une levée de dégénérescence du mode fondamental en deux modes d'indices effectifs différents et de polarisations linéaires orthogonales. Ce type de fibre permet de

guider un rayon polarisé linéairement.

iii) En augmentant l'indice de la partie externe de la gaine, comme dans le schéma de la figure 1.7(b), une fibre à fuite (dite "leaky fiber" ou fibre en W) est obtenue. La géométrie de cette fibre est utilisée pour éliminer des modes guidés dans le cœur et rendre la fibre monomode (ne guidant qu'un mode dans le cœur) en pratique. Cette géométrie est souvent utilisée dans la réalisation des fibres LMA.

Caractéristiques des fibres optiques

Soit la fibre à saut d'indice de la figure 1.2(b), r_c est le rayon du cœur, n_h son indice de réfraction et n_b l'indice de réfraction de la gaine. L'ouverture numérique est définie comme étant le cône d'acceptance de la fibre :

$$ON = \sqrt{n_h^2 - n_b^2} \tag{1.18}$$

La longueur d'onde, λ_c , d'apparition des différents modes dans la fibre, dite longueur d'onde de coupure, est définie comme suit :

$$\lambda_c = \frac{2\pi r_c}{V_c} ON \tag{1.19}$$

avec V_c les fréquences de coupure des différents modes. Les valeurs de ces fréquences sont des constantes et dépendent du profil d'indice du cœur. Le tableau 1.2 [Yariv 1997] illustre le cas d'une fibre à cœur d'indice constant (saut d'indice) ou parabolique.

TABLE 1.2 – Fréquences de coupure d'une fibre optique dont le cœur présente un profil d'indice constant (profil en échelon) ou parabolique.

Modes	V_c (saut d'indice)	V_c (indice parabolique)
LP ₀₁	0	0
LP ₁₁	2.405	3.52
LP ₀₂	3.83	5.07
LP ₂₁	3.83	5.74
...

L'aire effective du mode fondamental dans le cas d'une fibre à saut d'indice peut être aussi calculée en fonction de la longueur d'onde par la relation approchée :

$$A_{\text{eff}} = \pi w^2 \tag{1.20}$$

où w est le rayon de ceinture du mode fondamental assimilé à une gaussienne. Celui-ci est mesuré à $1/e^2$ de l'amplitude maximale. L'équation du rayon sera :

$$w = r_c \left(0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6} \right) \quad (1.21)$$

avec V la fréquence normalisée calculée pour une longueur d'onde donnée.

Fibres à Réflexion Totale Interne Modifiée

Les FMS guidant par RTIM sont, généralement, formées d'un réseau périodique, triangulaire, d'inclusions d'indice n_b , noyées dans une matrice d'indice $n_h > n_b$. Le cœur est généralement obtenu par l'omission d'une ou de plusieurs inclusions centrales (voir figure 1.5(a)), 1, 7, 19 ou encore 37 dans le cas d'un réseau triangulaire. Ces fibres peuvent être décrites par les caractéristiques opto-géométriques du réseau qui sont généralement au nombre de quatre : l'indice du milieu dans lequel sont noyées les inclusions, l'indice des inclusions (saut d'indice, indice parabolique, plots solides, cylindres d'air...), le diamètre des inclusions et la distance entre deux centres consécutifs d'inclusions (pas du réseau, noté Λ). En pratique, le diamètre des plots est normalisé par rapport au pas du réseau et nous remplaçons par suite le troisième paramètre par la variable d/Λ .

Comme mentionné précédemment, ces fibres guident la lumière par RTIM mais aussi par BIP dans certaines conditions. Les modes guidés par RTIM ont leurs indices effectifs bornés comme suit :

$$n_{\text{fsm}} \leq n_{\text{eff}} \leq n_h \quad (1.22)$$

n_{fsm} , l'indice effectif du mode fondamental de la gaine, peut être vu comme étant l'indice moyen de la gaine. Il peut être calculé numériquement. Pour des longueurs d'ondes plus grandes que le pas du réseau, n_{fsm} est déterminé approximativement par une moyenne géométrique des susceptibilités électriques des deux milieux pondérée par leurs surfaces respectives :

$$n_{\text{fsm}} = \sqrt{n_b^2 + f(n_h^2 - n_b^2)} \quad (1.23)$$

avec f le taux de remplissage dans la maille élémentaire, défini par :

$$f = \frac{\text{aire de la zone d'indice } n_h}{\text{aire de la maille}} \quad (1.24)$$

Les fibres RTIM permettent un meilleur contrôle de la différence d'indice entre la gaine et le cœur, par rapport aux fibres conventionnelles, ceci en ajustant la taille des inclusions. En outre, les propriétés de dispersion des modes peuvent être ajustées beaucoup plus finement. Ceci peut être utile pour différentes applications comme : la fabrication de fibres à grande aire effective guidant uniquement le mode fondamental dans le cœur [Limpert 2005], le contrôle de la dispersion chromatique de vitesse de groupe pour des applications non-linéaires [Reeves 2003] ou encore

l'obtention de fibres infiniment monomodes [Birks 1997].

Finalement, le profil d'indice moyen d'une fibre RTIM (schématisé par la courbe rouge de la figure 1.5(a)), montre que la partie extérieure de la gaine possède un indice généralement supérieur à l'indice moyen de la gaine interne. Ce profil d'indice est semblable à celui de la fibre à fuite (fibre en W) présenté sur la figure 1.7(b). Ceci revient à dire que les modes des FMS guidant par RTIM sont donc des modes à pertes. Cependant, l'utilisation d'un nombre de couronnes suffisamment élevé permet de limiter les pertes par manque de confinement à un niveau inférieur à celui des autres sources de pertes.

Fibres à cœur de bas indice

À l'inverse des fibres conventionnelles, les fibres à cœur de bas indice ne permettent pas le guidage par RTI des faisceaux lumineux. Elles ne peuvent guider que par BIP. Dans cette section seront présentés, en premier lieu, quelques exemples de fibres guidant par BIP et quelques caractéristiques relatives à ce type de guidage.

La figure 1.8 représente plusieurs types de fibres à cœur de bas indice. Ces fibres peuvent être partagées en deux sous-groupes : les fibres à cœur creux et les fibres à cœur solide. Parmi les fibres à cœur creux, la figure 1.8(a) montre une fibre à réseau de trous hexagonal [Birks 1995]. Cette fibre ressemble aux fibres FMS guidant par RTIM où 7 ou 19 inclusions centrales du réseau sont remplacées par un capillaire de silice. La figure 1.8(b) représente une fibre de Bragg à cœur creux [Vienne 2004]. Cette fibre est constituée d'anneaux concentriques de silice séparés par de l'air et maintenus entre eux par des fins ponts de silice. La figure 1.8(c) présente une fibre Kagomé [Couny 2007]. Introduite récemment, la fibre Kagomé n'est pas à proprement parler une fibre BIP car il n'y a pas de bandes interdites pour les modes de gaine. Des modes peuvent être confinés dans le cœur grâce à des couplages inhibés avec les modes de gaines présents simultanément avec les modes de cœur.

Les fibres à cœur creux présentées ci-dessus peuvent aussi être utilisées dans la fabrication des fibres LMA. Elles présentent plusieurs avantages, comme le fait d'avoir des pertes limitées dues au matériau (la lumière) ou encore leur coefficient de non-linéarité extrêmement faible qui les rend utiles au transport de très fortes puissances. Cependant, la présence d'un cœur creux ne permet pas d'exploiter efficacement les propriétés optiques d'ions luminescents comme les terres-rares.

Parmi les fibres à cœur solide de bas indice, on peut citer principalement les géométries suivantes : la figure 1.8(d) montre une fibre de Bragg solide. Cette fibre est formée d'un cœur, généralement en silice, entouré d'une succession d'anneaux concentriques ayant des indices supérieurs ou égaux à celui du cœur. La figure 1.8(e)

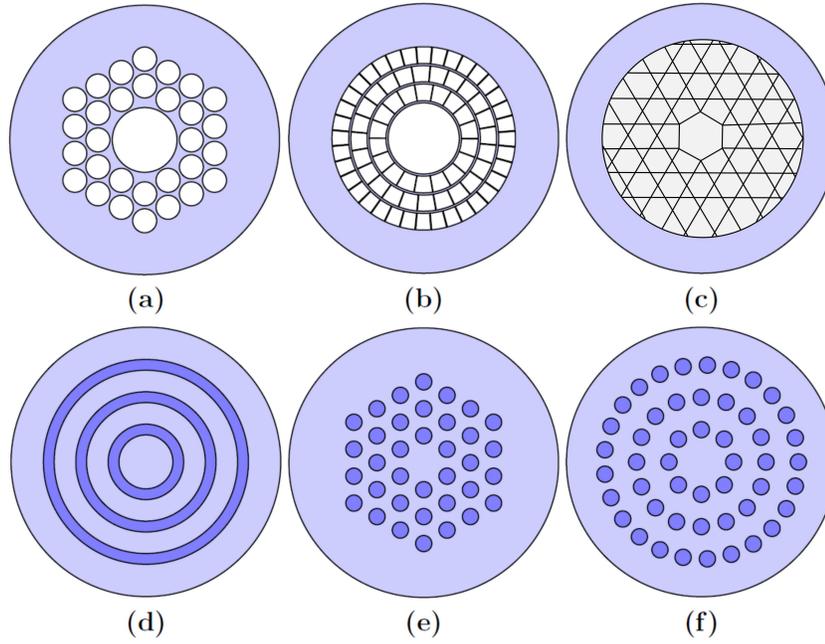


FIGURE 1.8 – (a) Fibre à bande interdite photonique à cœur creux (CC-BIP). (b) Fibre de Bragg à cœur creux (HC-BF). (c) Fibre kagomé. (d) Fibre de Bragg à cœur solide. (e) Fibre à bande interdite photoniques à 2 dimensions. (f) Fibre de Bragg pixélisée (PiBF).

représente une fibre BIP 2D [Knight 1996]. La gaine est formée par un réseau hexagonal d'inclusions d'indice supérieur à celui de la matrice dans laquelle elles sont noyées et le cœur est obtenu en retirant une ou plusieurs inclusions et en les remplaçant par des inclusions ayant le même indice que la matrice. Cette famille de fibres sera étudiée plus en détails dans le chapitre 4. La figure 1.8(f) représente une fibre de Bragg pixélisée (PiBF), qui est une géométrie introduite récemment [Baz 2012] et qui combine les avantages des fibres des figures 1.8(d) et (e). Les caractéristiques et les particularités de la PiBF seront présentées en détails dans le chapitre 3.

Fibres à bandes interdites photoniques à réseau hexagonal

Comme pour les fibres à RTIM (section 1.3), les fibres BIP peuvent être décrites par les paramètres opto-géométriques Λ , d/Λ , $n_{(\text{inclusions})}$ et $n_{(\text{réseau environnant})}$. La connaissance de ces paramètres permet la résolution de l'équation (1.4) de Helmholtz. Les valeurs propres calculées pour différentes longueurs d'onde permettent d'établir le diagramme de bande relatif aux paramètres choisis.

Diagramme de Bande

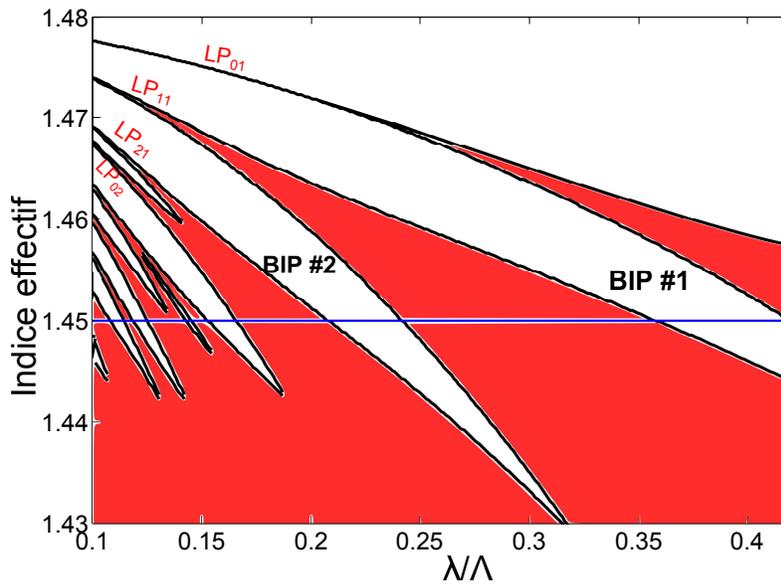


FIGURE 1.9 – Diagramme de bande d’une structure périodique d’inclusions ayant un profil d’indice constant, avec $n_h = 1.48$ et $n_b = 1.45$ (la dispersion de la silice n’est pas prise en compte). Le pas du réseau est $\Lambda = 5 \mu\text{m}$ et le diamètre normalisé au pas est $d/\Lambda = 0.8$. Les bandes en rouge représentent les domaines des indices effectifs des bandes passantes du réseau d’inclusions en fonction de la longueur d’onde normalisée au pas du réseau, λ/Λ . La courbe en bleu représente l’indice effectif de la silice.

La figure 1.9 montre le diagramme de bande d’une structure périodique avec des inclusions de silice dopée germanium, ayant un profil d’indice constant et qui baignent dans une matrice de silice d’indice $n_b = 1.45$ (on néglige l’effet de la dispersion). La différence d’indice maximale est de $30 \cdot 10^{-3}$. Le pas du réseau est de $\Lambda = 5 \mu\text{m}$ et le rapport d/Λ est égale 0.8. La courbe bleue représente l’indice de la silice en fonction de la longueur d’onde normalisée par rapport au pas du réseau, λ/Λ . Les bandes en rouge, de la droite vers la gauche représentent successivement les supermodes LP_{01} , LP_{11} , LP_{21-02}, \dots du réseau d’inclusions. Entre les bandes des supermodes LP_{01} et LP_{11} nous pouvons voir la 1^{ère} BIP (BIP #1) entre les deux bandes suivante on identifie la seconde BIP...

Entre les bandes passantes, seront définies les BIP où des modes peuvent être guidés dans le cœur d’indice n_b tout en respectant les deux conditions suivantes :

- Avoir un indice effectif inférieur à celui du matériau environnant : $n_{\text{eff}} \leq n_b$.
- Être positionné entre deux bandes de supermodes du réseau.

Caractéristiques du guidage BIP dans les fibres

Le guidage par bandes interdites photoniques dans les fibres optiques présente plusieurs caractéristiques qui peuvent être utilisées pour des applications particulières, tel que le filtrage spectral ou le contrôle de la dispersion chromatique de la vitesse de groupe... Les particularités principales seront présentées dans cette partie.

Contrôle de la position des bandes interdites photoniques : Les positions des BIP peuvent être décalées en longueur d'onde en contrôlant les trois paramètres suivants : le diamètre des inclusions, n_h , leur profil d'indice et l'indice du milieu environnant, n_b . Les limites spectrales des BIP peuvent être trouvées approximativement à l'aide du modèle de l'ARROW (voir section 3.3). Le contrôle de la position spectrale des bandes interdites photoniques permet ainsi de réaliser un filtrage en longueur d'onde, en interdisant à des longueurs d'onde indésirables d'être guidées dans le fibre.

Contrôle de profondeur des bandes interdites photoniques : En plus des positions des BIP, les profondeurs des BIP peuvent être calculées en variant les paramètres suivants : le pas du réseau, Λ et la différence d'indice entre les inclusions et le milieu environnant [Pureur 2009]. La figure 1.10 présente trois diagrammes de bandes de réseaux d'inclusions ayant tous les trois des diamètres égaux constant, $d=4 \mu\text{m}$. Le profil d'indice des inclusions est en créneau, avec $n_h=1.48$ et l'indice du réseau environnant est de $n_b=1.45$. Les valeurs des d/Λ s'échelonnent de 0.8 à 0.5 et à 0.25. La figure montre qu'en diminuant la valeur de d/λ , les BIP deviennent moins profondes, ainsi moins de modes peuvent être guidés dans les BIP. Ce même effet peut être observé en fixant d/Λ et en diminuant la valeur de Δn .

Contrôle de la dispersion chromatique de vitesse de groupe : La dispersion chromatique de vitesse de groupe, DVG, décrit l'évolution de la largeur temporelle d'une impulsion lumineuse (l'étalement ou le rétrécissement) guidée dans une fibre optique. La DVG est une fonction de l'indice effectif n_{eff} . Elle est définie par l'équation ci-dessous [Agrawal 2001] :

$$\text{DVG} = -\frac{\lambda}{c} \times \frac{\partial^2 n_{\text{eff}}}{\partial^2 \lambda} \quad (1.25)$$

avec c la célérité de la lumière dans le vide.

La figure 1.11 représente de façon schématique l'évolution de l'indice effectif, n_{eff} , et de la DVG en fonction de la longueur d'onde dans une BIP. Aux bords d'une BIP, les modes guidés dans le cœur subissent des couplages vers les modes des bandes autorisées du réseau. Ces couplages vont induire une variation plus importante de

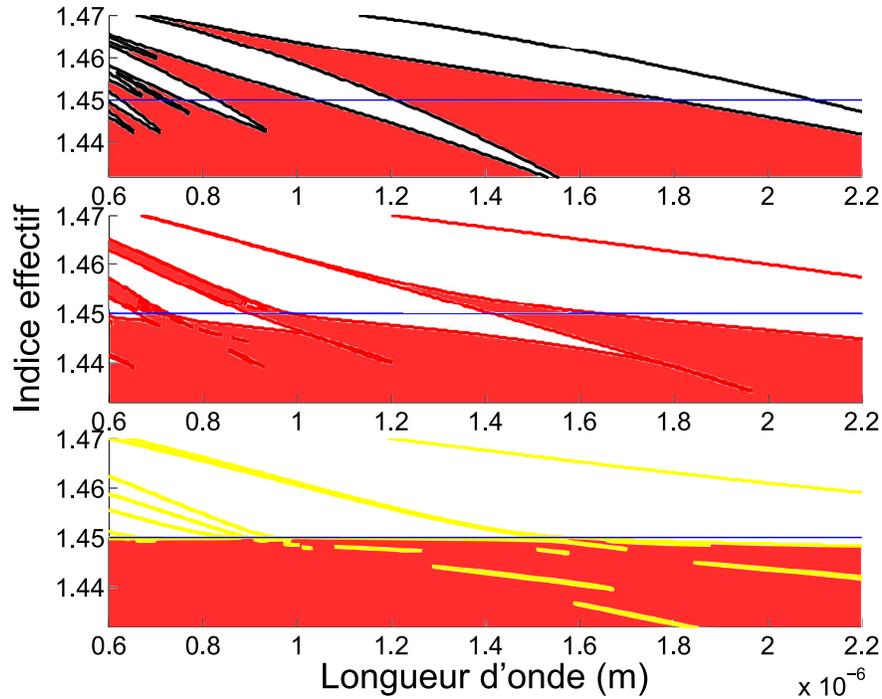


FIGURE 1.10 – Trois diagrammes de bandes calculés dans le cas d’inclusions de haut indice (profil en échelon) de diamètre constant, $d=4 \mu\text{m}$ et d’indice $n_h=1.48$. L’indice du réseau entourant est $n_b=1.45$ ($\Delta n=30.10^{-3}$). Les pas du réseau, de haut en bas, sont $\Lambda = 5 \mu\text{m}$, $\Lambda = 8 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 16 \mu\text{m}$ ce qui donne respectivement des valeurs de d/Λ s’échelonnant de 0.8, 0.5 à 0.25.

l’indice effectif aux deux bords des BIP. L’allure de cette courbe d’indice effectif est caractéristique des fibres BIP.

La présence d’un point d’inflexion dans la courbe d’indice effectif au sein de la BIP, implique que la DVG, qui est une fonction de la dérivée seconde de n_{eff} , passe nécessairement par zéro dans chaque BIP. La position spectrale du zéro de la courbe de DVG peut alors être contrôlée en variant les indices n_h et n_b ainsi que le diamètre des inclusions.

1.4 Fibres optiques actives

Pour créer des lasers ou des amplificateurs à base de fibre optique, il faut transformer les fibres en milieux actifs, c’est à dire en milieu à gain. Cela peut-être fait en incorporant, dans le verre constituant le cœur de la fibre, des éléments ayant leurs couches périphériques incomplètes, et pouvant émettre à des longueurs

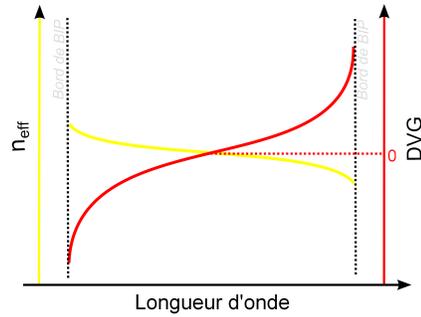


FIGURE 1.11 – Schéma représentant en rouge la courbe de DVG pour un mode ayant comme indice effectif la courbe jaune et borné des deux cotés par les bords de BIP.

d'ondes précises. Les ions lanthanides sont connus pour avoir ces caractéristiques et peuvent couvrir différentes plages de longueur d'ondes allant du visible au proche infrarouge. L'ion ytterbium trivalent, en particulier, présente un intérêt pour la réalisation de lasers ayant une longueur d'onde d'émission entre 980 nm et 1170 nm.

Dans cette partie, les propriétés des ions lanthanides seront présentées de manière générale, puis les propriétés spécifiques de l'ion ytterbium seront présentées plus en détail, ainsi que les effets reliés à sa présence dans la matrice de verre. En dernier lieu, seront présentées les limitations des fibres dopées ytterbium ainsi que les solutions proposées pour s'affranchir de ces limitations.

Les lanthanides

Les ions lanthanides sont des terres-rares ayant leur couche de valence (couche périphérique) 4f non saturée. Ces éléments sont encadrés en rouge sur le tableau de Mendeleïev de la figure 1.12. La règle de remplissage des couches électroniques successives, règle de Klechkowski, montre que, pour ces éléments, les couches 5s, 5p et 6s se remplissent avant la couche 4f. De ce fait, une fois ces éléments incorporés dans des matrices de verres, les électrons de la couche de valence (4f) seront "protégés" des interactions avec les atomes environnants, par les couches pleines 5s, 5p et 6s. Cette particularité est intéressante pour le dopage dans les fibres, notamment pour réduire le nombre de transitions non-radiatives, ce qui permet d'avoir des rendements quantiques élevés. Le rendement élevé rend les ions lanthanides idéaux pour l'élaboration des lasers fibrés.

Les fibres optiques sont généralement fabriquées à base de verre de silice, SiO_2 . Dans ce verre, des tétraèdres SiO_4 sont liés les uns aux autres par des atomes d'oxygène. Dans le cas d'un verre – ce qui est le cas des fibres optiques qui nous intéressent dans la suite de ce manuscrit – ce réseau est désordonné et sera capable

Numéro atomique → Masse atomique

Nom → Symbole atomique

1 0,1 H Hydrogène																	2 4,0 He Hélium																														
3 6,9 Li Lithium	4 9,0 Be Béryllium																	5 10,8 B Bore	6 12,0 C Carbone	7 14,0 N Azote	8 16,0 O Oxygène	9 19,0 F Fluor	10 20,2 Ne Neon																								
11 23,0 Na Sodium	12 24,3 Mg Magnésium																	13 27,0 Al Aluminium	14 28,1 Si Silicium	15 31,0 P Phosphore	16 32,1 S Soufre	17 35,5 Cl Chlore	18 39,9 Ar Argon																								
19 39,1 K Potassium	20 40,1 Ca Calcium	21 45,0 Sc Scandium	22 47,9 Ti Titane	23 50,9 V Vanadium	24 52,0 Cr Chrome	25 52,0 Mn Manganèse	26 55,8 Fe Fer	27 58,9 Co Cobalt	28 63,5 Ni Nickel	29 65,5 Cu Cuivre	30 63,4 Zn Zinc	31 69,7 Ga Gallium	32 72,6 Ge Germanium	33 74,9 As Arsenic	34 79,0 Se Sélénium	35 79,9 Br Brome	36 83,8 Kr Krypton																														
37 85,5 Rb Rubidium	38 87,6 Sr Strontium	39 88,9 Y Yttrium	40 91,2 Zr Zirconium	41 92,9 Nb Niobium	42 95,9 Mo Molybdène	43 99 Tc Technétium	44 101,1 Ru Ruthénium	45 102,9 Rh Rhodium	46 106,4 Pd Palladium	47 107,9 Ag Argent	48 112,4 Cd Cadmium	49 114,8 In Indium	50 118,7 Sn Étain	51 121,8 Sb Antimoine	52 127,6 Te Tellure	53 166,9 I Iode	54 131,3 Xe Xénon																														
55 132,9 Cs Césium	56 137,3 Ba Baryum		72 178,5 Hf Hafnium	73 180,9 Ta Tantale	74 183,9 W Tungstène	75 186,2 Re Rhenium	76 190,2 Os Osmium	77 192,2 Ir Iridium	78 195,1 Pt Platine	79 197,0 Au Or	80 200,6 Hg Mercure	81 204,4 Tl Thallium	82 207,2 Pb Plomb	83 209,0 Bi Bismuth	84 210 Po Polonium	85 210 At Astaté	86 222 Fr Francium																														
87 223 Fr Francium	88 226 Ra Radium		104 261 Rf Rutherfordium	105 262 Db Dubnium	106 266 Sg Seaborgium	107 264 Bh Bohrium	108 269 Hs Hassium	109 268 Mt Meitnerium	110 271 Ds Darmstadtium	111 272 Rg Roentgenium	112 285 Uub Ununbium	113 284 Uut Ununtrium	114 289 Uuq Ununquadium	115 288 Uup Ununpentium	116 292 Uuh Ununhexium	117 291 Uus Ununseptium	118 294 Uuo Ununoctium																														
<table border="1"> <tbody> <tr> <td>57 138,9 La Lanthane</td> <td>58 140,1 Ce Cérium</td> <td>59 140,9 Pr Praseodyme</td> <td>60 144,2 Nd Néodyme</td> <td>61 145 Pm Prométhium</td> <td>62 150,4 Sm Samarium</td> <td>63 152,0 Eu Europium</td> <td>64 157,3 Gd Gadolinium</td> <td>65 158,9 Tb Terbium</td> <td>66 162,9 Dy Dysprosium</td> <td>67 164,9 Ho Holmium</td> <td>68 167,3 Er Erbium</td> <td>69 168,9 Tm Thulium</td> <td>70 173,0 Yb Ytterbium</td> <td>71 175,0 Lu Lutérium</td> </tr> <tr> <td>89 227 Ac Actinium</td> <td>90 232 Th Thorium</td> <td>91 231 Pa Protactinium</td> <td>92 238 U Uranium</td> <td>93 237 Np Neptunium</td> <td>94 244 Pu Plutonium</td> <td>95 243 Am Americium</td> <td>96 247 Cm Curium</td> <td>97 247 Bk Berkélium</td> <td>98 251 Cf Californium</td> <td>99 254 Es Einsteinium</td> <td>100 253 Fm Fermium</td> <td>101 256 Md Mendelevium</td> <td>102 254 No Nobelium</td> <td>103 257 Lw Lawrencium</td> </tr> </tbody> </table>																		57 138,9 La Lanthane	58 140,1 Ce Cérium	59 140,9 Pr Praseodyme	60 144,2 Nd Néodyme	61 145 Pm Prométhium	62 150,4 Sm Samarium	63 152,0 Eu Europium	64 157,3 Gd Gadolinium	65 158,9 Tb Terbium	66 162,9 Dy Dysprosium	67 164,9 Ho Holmium	68 167,3 Er Erbium	69 168,9 Tm Thulium	70 173,0 Yb Ytterbium	71 175,0 Lu Lutérium	89 227 Ac Actinium	90 232 Th Thorium	91 231 Pa Protactinium	92 238 U Uranium	93 237 Np Neptunium	94 244 Pu Plutonium	95 243 Am Americium	96 247 Cm Curium	97 247 Bk Berkélium	98 251 Cf Californium	99 254 Es Einsteinium	100 253 Fm Fermium	101 256 Md Mendelevium	102 254 No Nobelium	103 257 Lw Lawrencium
57 138,9 La Lanthane	58 140,1 Ce Cérium	59 140,9 Pr Praseodyme	60 144,2 Nd Néodyme	61 145 Pm Prométhium	62 150,4 Sm Samarium	63 152,0 Eu Europium	64 157,3 Gd Gadolinium	65 158,9 Tb Terbium	66 162,9 Dy Dysprosium	67 164,9 Ho Holmium	68 167,3 Er Erbium	69 168,9 Tm Thulium	70 173,0 Yb Ytterbium	71 175,0 Lu Lutérium																																	
89 227 Ac Actinium	90 232 Th Thorium	91 231 Pa Protactinium	92 238 U Uranium	93 237 Np Neptunium	94 244 Pu Plutonium	95 243 Am Americium	96 247 Cm Curium	97 247 Bk Berkélium	98 251 Cf Californium	99 254 Es Einsteinium	100 253 Fm Fermium	101 256 Md Mendelevium	102 254 No Nobelium	103 257 Lw Lawrencium																																	

FIGURE 1.12 – Tableau de Mendeleïev. Les lanthanides sont encadrés en rouge.

d'accueillir des ions lourds, en particulier des ions lanthanides.

Ces ions lanthanides vont ainsi interagir avec le champ électrique local créé par la matrice d'accueil. Chaque niveau d'énergie de la couche de valence va par suite se décomposer par l'effet Stark [Kenyon 2002] en plusieurs niveaux d'énergie à faible écart énergétique. Ce faible écart énergétique va permettre des relaxations non-radiatives courtes et rapides.

Spectroscopie de l'ytterbium

Comme mentionné précédemment, l'ytterbium est utilisé pour sa plage de longueurs d'onde actives dans le proche infra-rouge. L'atome est utilisé à l'état ionique trivalent, Yb^{3+} . L'étude spectroscopique de cet ion permet d'étudier sa couche active 4f et montre l'avantage de son utilisation.

Les niveaux d'énergies de la couche électronique 4f peuvent être partagés en 2 niveaux entre lesquels les transitions laser (absorption/émission) se produisent. Ces niveaux – multiplets – sont notés ${}^2F_{5/2}$ et ${}^2F_{7/2}$. Après l'introduction de l'ion ytterbium dans une matrice de silice, la dégénérescence de ces niveaux est levée par effet Stark en 3 sous-niveaux pour le niveau ${}^2F_{5/2}$ et 4 sous-niveaux pour le niveau

${}^2F_{7/2}$.

La figure 1.13 montre schématiquement les sous-niveaux d'énergie de l'ytterbium décomposés en niveaux Stark. Les valeurs des énergies relatives sont aussi exprimées en cm^{-1} (²). Les transitions radiatives se font entre les deux multiplets tandis que les transitions non-radiatives (relaxations) se font entre sous-niveaux d'énergie. Un simple calcul de rapport entre les énergies radiatives et non-radiatives montre la possibilité d'avoir des rendements entre 90% et 98%. Dans la littérature, une fibre active avec un rendement proche des 90% [Jaque 2006] a été présentée.



FIGURE 1.13 – Les deux multiplets d'énergies décomposés en niveaux Stark et les valeurs d'énergies relatives.

Dans les fibres optiques actives, l'ion ytterbium est introduit dans un réseau de silice amorphe. Le champ électrique local du matériau n'est alors pas constant d'un site à l'autre ce qui donne à la transition un caractère inhomogène. Ceci conduit à des bandes d'énergies continues au lieu de fines raies. De ce fait, les longueurs d'ondes d'émission et d'absorption s'élargissent pour donner des bandes spectrales larges. Ceci permet, finalement, d'utiliser l'ytterbium pour la réalisation de différents types de lasers émettant à des longueurs d'ondes ajustables suivant deux critères essentiels : la longueur de la fibre et la longueur d'onde du faisceau de pompe. Ainsi, pour une même longueur de fibre, il est possible d'obtenir une émission laser sur la base d'un système à trois niveaux ou à quatre niveaux suivant la longueur d'onde de la pompe [Hanna 1989]. Pour un pompage à 915 nm, le laser émet préférentiellement selon un modèle à 3 niveaux avec une longueur d'onde d'émission de 980 nm. Pour un pompage à 980 nm, le laser peut émettre sur la gamme 1060 nm - 1168 nm dans une configuration à 4 niveaux.

2. $1 \text{ cm}^{-1} = 1.986 \times 10^{-23} \text{ J}$.

L'effet de changement de type d'émission, entre 4 niveaux et 3 niveaux peut être aperçu pour une même pompe en variant la longueur de la fibre pompée. Cet effet a été mis en évidence par Hanna et al. en 1990 [Hanna 1990].

1.5 Laser fibrés dopés ytterbium

Pour identifier les effets de chaque paramètre sur l'émission laser dans les fibres dopées, un modèle théorique de l'évolution de la puissance des faisceaux dans une fibre dopée erbium a été présenté par Desurvire en 1991 [Desurvire 1994]. Cette étude a été généralisée analytiquement pour toutes les fibres dopées terres rares par Barnard et al. en 1994 [Barnard 1994].

Ici, le diagramme d'énergie est réduit aux deux niveaux ${}^2F_{7/2}$ et ${}^2F_{5/2}$ sans considérer les sous-niveaux qui les constituent. Les notations utilisées par Barnard et al. pour écrire les équations de population, puis de propagation sont introduites ci-dessous :

λ_p : Longueur d'onde de la pompe, en m.

I_p : Intensité de pompe, en W/m^2 .

ν_p : Fréquence de la pompe en Hz.

λ_s : Longueur d'onde du signal, en m.

τ : Temps de vie de l'électron dans l'état excité.

N_{tot} : Densité du dopant en ions/ m^3 .

N_0 : Densité de population dans l'état fondamentale ${}^2F_{7/2}$ en ions/ m^3 .

N_1 : Densité de population dans l'état excité ${}^2F_{5/2}$ en ions/ m^3 .

h : Constante de Planck en J.s.

c : Vitesse de la lumière en m/s.

Paramètres reliés à la fibre :

b : Rayon du cœur de la fibre en m.

ON : Ouverture numérique de la fibre (equation (1.18)).

w : rayon du mode fondamental (equation (1.21)).

A_{eff} : Aire effective de la zone dopée en m^2 .

Pour une fibre uniformément dopée l'aire effective sera :

$$A_{eff} = \pi w^2 \quad (1.26)$$

V : Fréquence normalisée à une longueur d'onde λ :

$$V = \frac{2\pi b}{\lambda} ON \quad (1.27)$$

Γ : Facteur de recouvrement d'un niveau d'énergie considéré :

$$\Gamma = 1 - \exp\left(-\frac{2b^2}{w^2}\right) \quad (1.28)$$

Avec ces paramètres, l'équation de densité moyenne d'ions dans l'état excité est :

$$N_1 = N_{tot} \frac{\Gamma_p P_p \sigma_{ap} + \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \Gamma_s P_s \sigma_{as}}{\Gamma_p P_p (\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) + \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \Gamma_s P_s (\sigma_{as} + \sigma_{es}) + \frac{hc A_{eff}}{\lambda_p \tau}} \quad (1.29)$$

où σ_{ap} et σ_{ep} sont respectivement les sections efficaces d'absorption et d'émission de la pompe, σ_{as} et σ_{es} les section efficaces d'absorption et d'émission du signal laser.

Notons que l'équation de densité d'ions dans l'état fondamental peut être déduite par :

$$N_0 = N_{tot} - N_1 \quad (1.30)$$

En considérant maintenant $P_i(z)$ la puissance transportée par l'onde (i peut désigner la pompe ou le signal) à la distance z de la longueur de la fibre, les équations de propagation sont :

$$\begin{cases} \frac{dP_p}{dz} = m((\sigma_{ap} + \sigma_{ep})\bar{N}_1 - \sigma_{ap}N_{tot})\Gamma_p P_p \\ \frac{dP_s}{dz} = n((\sigma_{as} + \sigma_{es})\bar{N}_1 - \sigma_{as}N_{tot})\Gamma_s P_s \end{cases} \quad (1.31)$$

Les facteurs m et n désignent le sens de propagation du faisceau, ils prennent les valeurs +1 ou -1 suivant si l'onde se propage dans la direction des Oz positifs ou négatifs.

L'équation 1.31 met en évidence l'importance de cinq paramètres qui affectent le plus une fibre dopée :

- La section efficace d'absorption
- La section efficace d'émission
- La densité d'ions Yb^{3+}
- La puissance de pompe qui cause l'inversion de population et l'émission laser
- La position sur l'axe de la fibre

Section efficace d'absorption

La section efficace est reliée à l'absorption des ions Yb^{3+} , mesurée sur fibre

$$\sigma_a(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)}{N} \quad (1.32)$$

où $\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption en m^{-1} et N le nombre d'ions Yb^{3+} par unité de volume en m^{-3} .

L'absorption peut être déduite des pertes en dB/m mesurées expérimentalement par la transformation :

$$\alpha(\lambda)[m^{-1}] = \frac{\ln 10}{10} \alpha(\lambda)[dB/m] \quad (1.33)$$

La courbe noir de la figure 1.14 montre la dépendance spectrale de l'absorption d'une fibre à cœur en silice pure dopée Yb^{3+} [Baz 2013]. Nous pouvons voir clairement les deux zones d'absorption correspondantes aux deux longueurs d'ondes principales d'absorption, principalement autour de 915 nm et 980 nm.

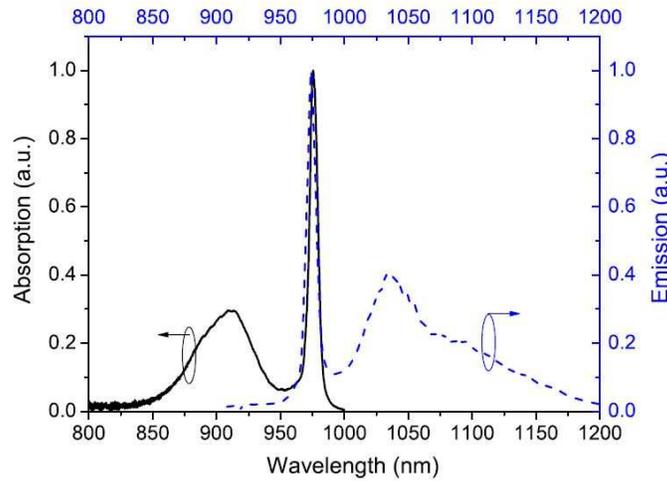


FIGURE 1.14 – Exemple de courbe d'absorption (en noir) et d'émission (en bleu) de l'ytterbium dans une matrice de silice pure [Baz 2013].

Durée de vie

La durée de vie est définie comme la constante de temps qui décrit la relaxation des niveaux excités de l'ion vers les niveaux stables. Dans le cas de l'ion Yb^{3+} , cette constante correspond à une relaxation entre les multiplets $^2F_{5/2}$ et $^2F_{7/2}$. Cette constante dépend de la matrice contenant l'ion. Elle est définie comme suit :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}} \quad (1.34)$$

τ_R et τ_{NR} étant respectivement les durées de vie radiatives et non radiatives du niveau $^2F_{5/2}$.

Comme l'écart énergétique entre les deux multiplets actifs, ${}^2F_{5/2}$ et ${}^2F_{7/2}$, de l'ion ytterbium est élevé, la contribution de la transition non radiative peut être négligée et la durée de vie est égale à la durée de vie radiative.

Section efficace d'émission

La section efficace d'émission est une fonction qui décrit la forme de l'émission spontanée dans la fibre. Cette valeur peut être calculée par la méthode de Fuchtbauer-Ladenburg [Barnes 1991] :

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{1}{8\pi c_0 n^2} \beta \frac{1}{\tau} \frac{\bar{\lambda}^4 I_e(\lambda)}{\int I_e d\lambda} \quad (1.35)$$

où $I_e(\lambda)$ est le spectre de fluorescence en fonction de la longueur d'onde, τ la durée de vie et $\bar{\lambda}$ la longueur d'onde correspondant au maximum d'émission. β est le rapport de branchement qui représente le rapport entre la probabilité d'émission spontanée pour la transition considérée et la probabilité totale d'émission spontanée. Dans le cas des ions Yb^{3+} ce rapport est égal à 1 étant donné qu'il n'existe que deux niveaux actifs.

D'autres méthodes peuvent être utilisées pour calculer la section efficace d'émission, comme la méthode de MacCumber décrite dans [Miniscalco 1991] et qui est largement utilisée pour calculer la section efficace d'émission de l'erbium.

La courbe en pointillé bleu de la figure 1.14 représente le spectre d'émission de l'ion Yb^{3+} , pour le cas d'une matrice de silice pure. Nous remarquons que pour ce type de matrice, le maximum de longueur d'onde d'émission est à 975 nm. Un pic moins important est aussi observé autour de 1025 nm.

Fortes puissances de pompage : utilisation de fibres à double gaine

Les fibres à double gaine ont été développées initialement pour pouvoir augmenter la puissance de pompage dans les fibres actives. Ces fibres, ayant une gaine interne généralement supérieure à la centaine de micromètres en diamètre, ont permis l'utilisation des diodes laser multimodes de faible brillance possédant des puissances supérieures aux diodes laser à fibres monomodes [Bouchier 2005]. Les fibres à double gaine sont constituées par un cœur dopé – dans lequel est amplifié le signal – entouré par une première gaine plus large (de quelques centaines de micromètres) dans lequel est confiné le faisceau de pompe. Cette gaine est entourée par la seconde gaine de confinement d'indice inférieur à celui de la gaine interne comme on peut voir sur la figure 1.15.

Depuis l'avènement des FMS, cette géométrie de fibre présente aussi l'avantage de pouvoir contrôler encore plus facilement l'ouverture numérique qui définit le

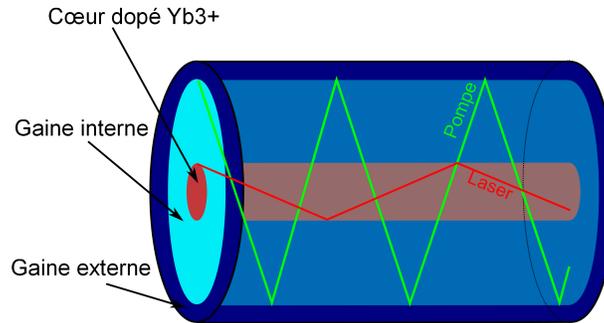


FIGURE 1.15 – Schéma d'une fibre double gaine où le signal amplifié est représenté en rouge dans le cœur et la pompe est présentée en vert dans la gaine interne de la fibre.

cône d'acceptance de la gaine interne. En micro-structurant la gaine externe, il est possible d'atteindre des ouvertures numériques supérieures à 0,9.

Une difficulté liée à l'utilisation de ces fibres réside dans la grande zone de transparence (gaine interne, non dopée) qu'elles présentent. Le recouvrement entre le cœur dopé et la pompe est très faible (parfois inférieur à 1%), ce qui impose d'avoir recours à de forts niveaux de dopage. Cela s'accompagne d'une hausse de l'indice de réfraction du cœur qu'il faut prendre en compte pour conserver les propriétés de guidage souhaitées (notamment dans le cas d'un guidage monomode). En outre, l'accroissement de puissance laser s'accompagne d'un accroissement des effets non-linéaires dans le cœur qui pénalisent l'efficacité laser. Enfin, la géométrie de la gaine interne doit être ajustée pour permettre un pompage efficace du cœur. Dans ce dernier cas, deux solutions sont possibles pour pallier ce problème. Une première est de fabriquer la gaine interne avec une géométrie différente de celle du cœur (ex : cœur circulaire, entouré d'une première gaine rectangulaire), et par suite briser la symétrie de la fibre et augmenter les chances de passage des rayons dans le cœur. Une autre solution consiste à essayer de diminuer la taille de la gaine interne pour augmenter le recouvrement. Cette seconde approche est limitée par la brillance des diodes de pompe disponibles.

1.6 Limites d'utilisation des laser à fibres dopées ytterbium

L'utilisation des lasers à fibres dopées ytterbium présente des limites relatives aux lasers à fibre en général et à l'utilisation de l'ion ytterbium en particulier pour créer un milieu à gain. Ainsi, l'augmentation des dimensions des cœurs dopés ytterbium présente des difficultés techniques. En effet, la fabrication de larges

préformes dopées pour les utiliser dans la fabrication des cœurs est difficile. Par ailleurs, l'indice de ces préformes présente généralement des fluctuations qu'il convient de maîtriser à mieux de 1.10^{-4} pour garantir la pureté modale attendue. Il faut noter en outre que l'incorporation de l'ion ytterbium dans le cœur des fibres optiques modifie la transmission dans le cœur notamment à forte puissance optique. La quantité de lumière transmise par le cœur de ces fibres diminue en fonction du temps d'utilisation : on parle alors de photo-noircissement de la fibre.

Finalement, l'augmentation de la puissance lumineuse dans le cœur des fibres optiques en général mène à l'apparition d'effets non-linéaires indésirables. Ce problème oblige à augmenter la taille du cœur des fibres pour diminuer la puissance par unité de surface.

Fabrication des préformes dopées ytterbium

Plusieurs méthodes de fabrications sont utilisées pour l'élaboration des préformes dopées qui peuvent servir comme cœur des fibres actives. Ces méthodes peuvent être partagées, essentiellement, en trois familles : la fabrication par dépôt de couches successives, la fabrication des éléments en poudre et la fabrication par procédé Sol-Gel.

Fabrication par dépôt de couches successives

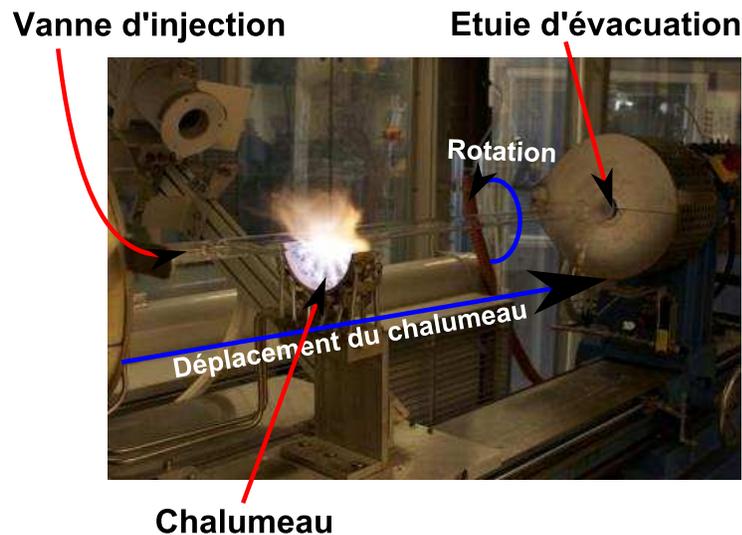


FIGURE 1.16 – Photo d'un bâti de fabrication des préformes par MCVD.

La fabrication par dépôts de couches successives est une méthode qui comprend

plusieurs procédés basés sur le même concept : la déposition externe en phase vapeur (OVD), la déposition chimique modifiée en phase vapeur MCVD... Les variantes de la méthode de déposition par couches successives sont les plus connues et les mieux maîtrisées. La plus répandue pour la fabrication des cœurs dopés ytterbium est la méthode MCVD couplée à la méthode de dopage en solution. Une photo de la machine utilisée pour ce type de fabrication est présentée dans la figure 1.16. Une couche poreuse est déposée sur l'intérieur du tube substrat, en silice, puis la préforme est imprégnée par une solution contenant le dopant. Cette imprégnation est réalisée pendant plusieurs heures avant de densifier la couche poreuse. Cette technique permet de doper en grande quantité un cœur de petite taille.

La méthode MCVD présente trois défauts principaux si on désire l'utiliser pour la fabrication de fibres de gros diamètres de cœur :

1) L'incorporation de l'ion ytterbium (et des co-dopants nécessaires à son introduction) cause une augmentation significative de l'indice du cœur ce qui peut être gênant pour les fibres à grand cœur (les raisons seront expliquées en détail dans le chapitre 2). Cela peut être résolu en incorporant d'autres éléments dans le cœur qui auront un effet contraire (i.e. diminution d'indice), comme le fluor.

2) Le deuxième désavantage est la difficulté de conserver un indice stable avec le minimum possible de fluctuations spatiales. Comme le dopage en ytterbium induit une augmentation d'indice, les fluctuations³ de cet indice sont susceptibles de créer des localisations de lumière dans le cœur de la fibre. Ce problème peut être résolu en micro-assemblant le cœur à une échelle suffisamment petite pour que les variations d'indices ne soient pas perceptibles par l'onde ($V \simeq 1.05$) (figure 1.17).

3) Dans le cas d'un micro-assemblage à partir des préformes MCVD, celui-ci implique l'utilisation de beaucoup de matière, avec le risque d'avoir des indices différents entre les éléments qui seront issus de différentes préformes. Ceci met des contraintes sur l'homogénéité du cœur fabriqué. Le processus peut aussi être utilisé pour diminuer l'indice des préformes utilisés et cela en les assemblant avec de la silice dopée fluor, ce qui complexifie la fabrication et augmente le risque d'échec.

La figure 1.17 représente l'image d'un cœur micro-assemblé d'une fibre optique à bande interdite photonique. L'inclusion centrale est formée par un assemblage de 7 inclusions qui, à leur tour, sont formées d'un assemblage de 7 inclusions de cannes dopées ytterbium, fabriquées par la technique MCVD. Au total, le cœur est donc formé de 49 éléments. Cette technique est efficace pour réduire les fluctuations d'indice du cœur, mais 49 éléments impliquent 49 interfaces, avec le risque de

3. Un dopage Yb/Al peut aussi se faire en phase vapeur par MCVD, ces résultats conduisent à des cœurs plus gros et plus homogènes. Néanmoins, l'indice obtenu est supérieur à celui de la silice.

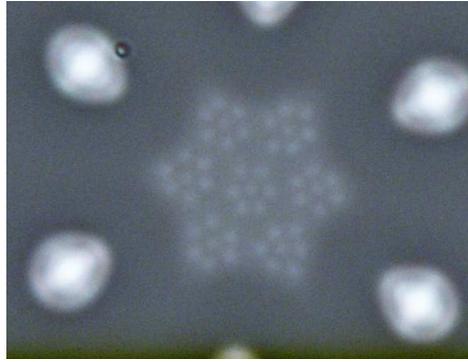


FIGURE 1.17 – Image prise par microscope à balayage électronique (MEB) d'un cœur micro-assemblé, dopé ytterbium, d'une fibre à bande interdite photonique.

contamination qui dégrade aussi la qualité du verre. En outre sept préformes "mère" ont été nécessaires pour parvenir à disposer de la quantité de matière nécessaire.

Fabrication par des éléments en poudre

La fabrication par la méthode poudre (powder-in-tube) consiste à mélanger de la poudre de silice, d'oxyde d'ytterbium et d'oxyde d'aluminium. Ce mélange est ensuite introduit dans un tube en silice et chauffé à 400°C ou 500°C pour éliminer toutes les impuretés organiques. Finalement, le verre est densifié en le chauffant à 2200°C. Le tube manchon, en silice, est ensuite enlevé par une attaque à l'acide fluorhydrique (HF) pour isoler la zone dopée.

Cette méthode est beaucoup moins chère que la méthode traditionnelle par dépôt de couches successives. Elle permet aussi de disposer de gros volumes (i.e un cylindre de 1 cm de diamètre et 30 cm longueur) [Semjonov 2012]. Mais cette méthode n'est pas utilisée au sein de notre laboratoire.

Fabrication des cœurs par procédé Sol-Gel

Le procédé Sol-Gel permet de fabriquer des monolithes de verre transparents à basse température (au regard des températures mises en œuvre en MCVD). De plus cette technique permet d'incorporer des ions, ce qui la rend utile pour la fabrication des verres actifs. La méthode se fait en plusieurs étapes successives [Chahadih 2012] :

→ **Mélange** : la fabrication de monolithes de silice par voie Sol-Gel commence en mélangeant l'eau à un des deux types d'alkoxide de silicium (orthosilicate de tétraméthyle (TMOS), $\text{Si}(\text{OCH}_3)_4$, ou orthosilicate de tétraéthyle (TEOS), $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$). Le TEOS et le TMOS réagissent avec l'eau en présence d'un solvant

comme l'alcool. Ils subissent une hydrolyse suivie d'une polycondensation pour aboutir à un oxyde de silicium. Les réactions peuvent être accélérées en ajoutant le catalyseur convenable, un acide ou une base.

→ **Formation du Gel** : les molécules d'oxydes de silice se relient entre elles par polycondensation pour former des longues chaînes hélicoïdales. Les réseaux formés avec les oxydes, encore en phase liquide, forment un Gel. Le choix du catalyseur est essentiel dans cette étape et peut affecter la taille des agrégats formés.

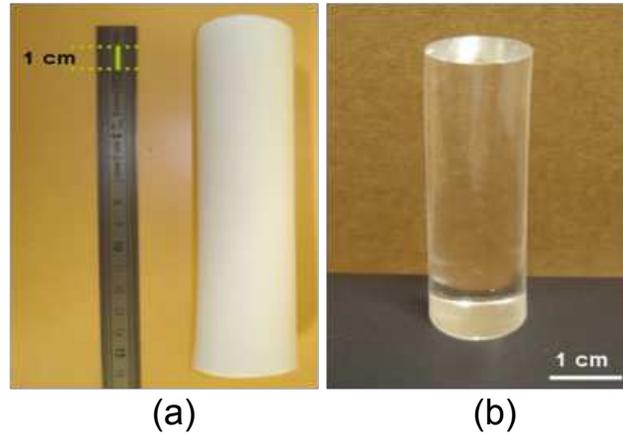


FIGURE 1.18 – (a) Barreau Xérogel poreux (b) Barreau Sol-Gel densifié

→ **Xérogel** : le Gel hydraté est ensuite chauffé à 50°C durant plusieurs jours pour le sécher. Le matériau obtenu est un verre poreux qui est de couleur blanche, comme le montre la figure 1.18(a), et est appelé Xérogel. Le monolithe obtenu est chauffé durant 1h à 850°C pour éliminer les résidus organiques.

→ **Densification** : le dopage est fait avant cette étape (nous y reviendrons au chapitre 5). Le monolithe poreux est imprégné par une solution contenant le dopant durant plusieurs heures. Le Xérogel contenant le dopant est ensuite chauffé à une température de 1200°C [El Hamzaoui 2011] durant quelques heures. Le verre densifié devient transparent comme on peut le voir sur la figure 1.18(b).

La fabrication de verres actifs par la méthode Sol-Gel a prouvé son efficacité pour la fabrication de fibres actives à cœur dopé Yb^{3+} . Elle a été utilisée pour avoir une préforme à indice quasi-stable, présentant des fluctuations mineures, qui a été utilisée dans la fabrication d'un laser tout fibré à base de fibre micro-structurée [Baz 2013] (voir chapitre 5).

Photo-noircissement

Le photo-noircissement correspond à l'augmentation de l'atténuation de la fibre dans certains domaines spectraux au cours du temps et en fonction des rayonnements auxquels elle est soumise. Les raisons de cette diminution de la puissance transmise dans un verre ne sont toujours pas claires, mais ce qui est acquis est le fait que la vitesse de dégradation du verre augmente en fonction du niveau d'inversion dans le cœur de la fibre.

En 2009, Arai et al. [Arai 2009] proposent que le photo-noircissement pourrait être causé par la présence des atomes d'aluminium, notamment pour le cas des fibres ayant dans le cœur un co-dopage Al-Yb. D'après leurs expériences, l'exposition de ces fibres à un faisceau de pompe mène à la création de liaisons chimiques entre les atomes d'aluminium et les atomes d'oxygène dites OHC (oxygen hole center). Bien que cette explication reste la plus convaincante pour les fibres co-dopées Al-Yb, elle n'explique pas l'observation de photo-noircissement dans des fibres avec des co-dopants différents de l'aluminium (i.e. thulium, bore, fluor) où même sans autre dopant que l'ytterbium.

L'évolution temporelle de l'absorption suit une loi empirique du type de l'équation 1.36 suivante [Koponen 2008] :

$$\alpha(t) = \alpha_{eq} \left[1 - \exp \left\{ -(t/\tau)^\beta \right\} \right] \quad (1.36)$$

où α_{eq} est l'atténuation limite induite dans la fibre en m^{-1} , τ la constante de temps qui décrit le phénomène et β une constante comprise entre 0 et 1.

Le phénomène de photo-noircissement peut être réversible par deux méthodes, soit en chauffant la fibre [Jasapara 2006], soit en la soumettant à des rayonnements UV [Manek-Honninger 2007]. Ce phénomène est appelé photo-blanchiment et permet aux défauts induits dans la fibre de se recombinaisonner.

En outre, des études récentes proposent d'introduire des co-dopants dans le cœur qui auraient le rôle de réduire ou même d'éliminer l'effet de photo-noircissement dans les fibres optiques, tel le calcium [Sugiyama 2013] ou le cérium [Engholm 2009]. L'utilisation d'une matrice phosphocilicate rend les fibres moins sensibles. Même si efficace pour le photo-noircissement, l'incorporation des éléments dans le cœur induit une augmentation de l'indice du cœur et ce paramètre doit être pris en compte dans la conception des fibres.

Effets non-linéaires

La réponse d'un matériau, soumis à un champ électrique intense, devient non-linéaire. Ces non-linéarités peuvent être définies à partir de la polarisation du

milieu. Celle-ci est composée d'une partie correspondant à la réponse linéaire, P_L , du guide et une partie correspondant à la réponse non linéaire P_{NL} [Agrawal 2001] :

$$P = \underbrace{\varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot E}_{P_L} + \underbrace{\varepsilon_0 \chi^{(2)} \cdot E^2 + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \cdot E^3 + \dots}_{P_{NL}} \quad (1.37)$$

avec ε_0 la permittivité diélectrique du vide et χ^n la susceptibilité d'ordre n . L'équation montre que les deux composantes, linéaires et non-linéaires, sont fonction du champ électrique d'amplitude E .

Dans les fibres optiques, et pour des raisons d'isotropie de la silice, le deuxième ordre de l'équation 1.37 peut être négligé. Ce terme est généralement responsable des effets comme le doublement de fréquence. Ainsi, le terme responsable majoritairement des effets non-linéaires dans les fibres est le terme du troisième ordre de susceptibilité. Ces effets peuvent être considérés avantageux dans certaines applications comme pour la réalisation de sources "supercontinuum" [Dudley 2006]. Par contre, ces effets, qui induisent des déformations au niveau spectral et temporel sur le faisceau, sont néfastes dans la fabrication des lasers de forte puissance.

Ces quelques exemples ci-dessous présentent les effets non-linéaires les plus importantes.

Effet cohérent : effet Kerr

L'effet Kerr décrit la variation instantanée de l'indice de réfraction d'un matériau (la fibre optique) avec l'intensité lumineuse. Il revient à écrire l'indice de réfraction sous la forme :

$$n(\lambda, I) = n_0(\lambda) + n_2 I(x, y) \quad (1.38)$$

avec $n_0(\lambda)$ l'indice linéaire, n_2 l'indice non-linéaire et I l'intensité du faisceau lumineux.

La variation d'indice, en fonction de l'intensité, peut produire de l'auto modulation de phase (SPM : self phase modulation) qui est caractérisée par un élargissement spectral du signal en sortie de la fibre. L'apparition de cet effet est fonction du matériau (la silice dans le cas des fibres présentées dans le cadre de ce travail), de l'intensité optique. Celle-ci peut être présentée, dans l'approximation d'une distribution homogène de la puissance de pompe, P , par sa valeur moyenne :

$$I = \frac{P}{A_{eff}} \quad (1.39)$$

Diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman stimulée (SRS : stimulated Raman scattering) permet également de convertir une partie de la puissance du faisceau laser vers de nouvelles fréquences. Cette fréquence est déterminée par l'énergie de liaisons inter-moléculaires composant le réseau vitreux. La quantité d'énergie nécessaire à la liaison inter-moléculaire est appelée phonon (un "quantum de vibration"), et sa composante principale est équivalente à 13.2 THz dans le cas de la silice. En augmentant la puissance dans le cœur, une partie des photons du laser cède une énergie équivalente à celle d'un phonon et sont décalés vers le rouge (e.g. dans la silice, par effet Raman, un photon de longueur d'onde 1060 nm cède l'énergie d'un phonon pour créer un photon à la longueur d'onde de 1111.8 nm); cette onde générée est appelée "onde Stokes".

Quand l'intensité de l'onde Stokes devient importante, le nombre de phonons dans le réseau devient excessif, alors les photons incidents voient leur probabilité d'absorber des phonons augmenter, pour générer un deuxième pic, dit anti-Stokes. Ce pic est décalé vers le bleu par rapport à la longueur d'onde incidente (e.g. dans la silice, par effet Raman, un photon de longueur d'onde 1060 nm qui absorbe l'énergie d'un phonon, aura la longueur d'onde de 1012.7 nm).

La puissance correspondant au seuil d'apparition de l'effet Raman est définie comme suit [Agrawal 2001] :

$$P_{SRS}^{seuil} = \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (1.40)$$

avec g_R est le gain Raman ($10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$ dans la silice) et L_{eff} la longueur effective de fibre :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (1.41)$$

où α est l'atténuation de la fibre optique en m^{-1} .

De nouveau on retrouve que la puissance seuil est fonction du matériau constituant la fibre, de la longueur de la fibre et de l'aire effective du mode guidé.

Diffusion Brillouin stimulée

La diffusion Brillouin stimulée (SBS : stimulated Brillouin scattering) est similaire au SRS, en ce sens qu'il correspond à l'interaction entre une onde optique et un phonon de la matrice. Dans le cas du SBS, l'interaction a lieu avec un phonon acoustique alors qu'elle met en jeu un phonon optique par SRS. Dans la silice, l'onde optique générée est décalée d'une dizaine de GHz et sa largeur spectrale est de 50 MHz. Ce phénomène se produit en sens contra-propagatif et est tellement

efficace que l'onde incidente perd la quasi-totalité de son énergie.

La puissance correspondant au seuil d'apparition de l'effet Brillouin est définie comme suit [Agrawal 2001] :

$$P_{Brillouin}^{seuil} = \frac{21 \times 3 \times A_{\text{eff}}}{2 \times g_B \times L_{\text{eff}}} \sqrt{\frac{\Delta\nu_L^2}{\Delta\nu_B^2} + 1} \quad (1.42)$$

avec $\Delta\nu_L^2$ la largeur spectrale à mi-hauteur de l'onde optique incidente et $\Delta\nu_B^2$ celle du gain Brillouin. Cet effet n'est important que pour une onde quasi-continue (CW).

La section présentée au-dessus montre l'importance de l'augmentation de l'aire effective pour la diminution des différents effets non-linéaires. Ceci permet l'augmentation des puissances des faisceaux (générés ou transmis) dans les fibres optiques.

1.7 Conclusion

Ce premier chapitre a permis dans un premier temps de rappeler les différents mécanismes de guidage dans les fibres optiques, soit le guidage par RTI, le guidage par RTIM et le guidage par BIP. Des exemples de fibres utilisant les différents mécanismes, ainsi que quelques caractéristiques relatives à chacune, sont ensuite présentés. La deuxième partie du chapitre est consacrée aux fibres actives, particulièrement les fibres dopés Yb^{3+} et leurs caractéristiques. Les problèmes limitant le développement des fibres actives à grandes aires effectives sont présentés en fin du chapitre.

Fibres Monomodes à grande aire effective

Sommaire

2.1	Introduction	39
2.2	Fibre monomode à saut d'indice	40
2.3	Fibre à saut d'indice multimode	42
	Monomodalité induite par courbure	44
	Fibres à fuites : leaky fibers	45
	Monomodalité par couplage résonant	46
	Chirally Coupled Fibers	47
	Gaine micro-structurée	48
2.4	Fibres à Réflexion Totale Interne Modifiée	48
	Fibres à très large pas (LPF : large-pitch fiber)	50
	Fibre à pertes par canaux de silice (Leaky channel fibers)	51
2.5	Fibres à bandes interdites photoniques	51
	Monomodalité par courbure	53
	Monomodalité en se plaçant à courte longueur d'onde dans la BIP	54
	Hétérostructuration de la gaine	55
	Fibres de Bragg	56
2.6	Dopage partiel du cœur pour les fibres actives	57
2.7	Problèmes relatifs au dopage à l'ytterbium dans le cœur des fibres actives	58
2.8	Monomodalité et état de l'art : résumé	59

2.1 Introduction

Comme mentionné dans la section 1.5, l'augmentation de la puissance transportée par les fibres optiques pose des problèmes liés à l'apparition des effets non-linéaires qui, notamment, dégradent la qualité spectrale du signal guidé. Cela peut être retardé soit en élargissant le cœur des fibres (fibres à grande aire effective ou fibres LMA : Large mode area), soit en répartissant la puissance sur plusieurs cœurs comme dans les fibres multicœurs, soit en travaillant avec un mode d'ordre supérieur. Ces deux dernières approches ne font pas l'objet de notre étude dans ce manuscrit. Cependant, l'augmentation de la taille du cœur, sans autre précaution,

s'accompagne de l'apparition de modes d'ordre supérieur, qui dégradent la qualité spatiale du faisceau délivré par la fibre.

Dans ce chapitre, seront présentées, pour différents types de guidages (RTI, RTIM et BIP), les conditions pour avoir une fibre intrinsèquement monomode, ou ne guidant qu'un seul mode (le mode fondamental) dans le cœur. Ensuite, les différentes méthodes utilisées pour éliminer les modes d'ordre supérieur dans les fibres LMA légèrement multimodes seront exposées : nous parlerons alors de fibres effectivement monomodes. Ces solutions seront présentées pour les fibres micro-structurées en général et les fibres à bandes interdites photoniques en particulier. De plus, un état de l'art pour chaque famille de fibres LMA sera présenté tout le long du chapitre.

2.2 Fibre monomode à saut d'indice

Soit une fibre à saut d'indice de rayon de cœur r_c , ayant respectivement n_c et n_g les indices de réfraction du cœur et de la gaine ($n_g < n_c$). Le nombre de modes pouvant se propager dans le cœur de cette fibre, à une longueur d'onde donnée λ , peut être déduit de la fréquence normalisée V :

$$V = \frac{2\pi r_c}{\lambda} ON \quad (2.1)$$

ON et r_c étant des constantes pour une fibre donnée, la fréquence normalisée est alors uniquement fonction de la longueur d'onde, λ .

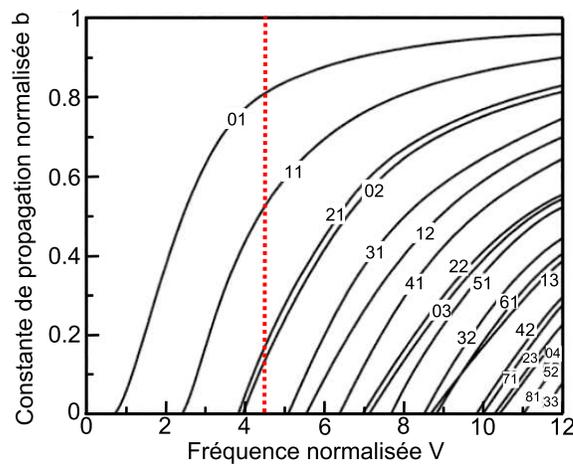


FIGURE 2.1 – Constante de propagation normalisée, b , en fonction de la fréquence normalisée V [Gloge 1971].

Cette fibre pourra guider un nombre limité de modes d'indices effectifs n_{eff} . La figure 2.1 présente les valeurs de la constante de propagation normalisée, b , en

fonction de la fréquence normalisée. b est défini dans l'équation 2.2 :

$$b = \frac{n_{\text{eff}} - n_g}{n_c - n_g} \quad (2.2)$$

Cette courbe a été obtenue en résolvant numériquement l'équation caractéristique (2.3) suivante :

$$U \frac{J_{l+1}(U)}{J_l(U)} = W \frac{K_{l+1}(W)}{K_l(W)} \quad (2.3)$$

où J_l est la fonction de Bessel de 1^{ère} espèce d'ordre l et K_l la fonction de Bessel modifiée de 2^{ème} espèce d'ordre l . U et W sont des paramètres modaux de la fibre définis comme suit :

$$\begin{cases} U = \frac{2\pi r_c}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2} \\ W = \frac{2\pi r_c}{\lambda} \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_g^2} \end{cases} \quad (2.4)$$

Pour une valeur de V donnée, un ou plusieurs modes guidés peuvent donc exister. Ainsi, pour $V = 4.5$ (tirets rouges sur la figure 2.1), 4 groupes de modes peuvent être guidés dans le cœur comme le montre la figure. La fibre est monomode pour $V < 2.405$. Pour réaliser une fibre LMA monomode, l'augmentation de r_c en respectant la condition $V < 2.405$, doit donc être accompagnée par la diminution de l'ouverture numérique. La figure 2.2 illustre l'évolution du diamètre de mode en fonction de l'ouverture numérique, pour une fréquence normalisée fixée à 2.405 et une longueur d'onde de 1 μm . Le diamètre de mode (MFD) est calculé en fonction du rayon de mode défini dans l'équation (1.21) :

$$\text{MFD} = 2w \quad (2.5)$$

L'aire effective du mode est de :

$$A_{\text{eff}} = \pi w^2 \quad (2.6)$$

En pratique le contrôle de l'ouverture numérique s'obtient, dans l'étape de la fabrication de la préforme, par une maîtrise précise de la structure d'indice : d'une part au niveau du contrôle de la différence d'indice entre le cœur et la gaine et, d'autre part, dans l'homogénéité de ces indices respectifs. Les fibres à saut d'indice sont généralement fabriquées par les techniques MCVD pour les cœurs actifs et passifs, OVD pour les cœurs actifs et passifs et PCVD pour les cœurs passifs (voir section 1.6). L'ouverture numérique minimale atteignable par la technique MCVD est de l'ordre de 0.04 [Gray 2009], ce qui limite le diamètre de mode à 20 μm (figure 2.2). Cette valeur de l'ouverture numérique reste cependant très difficile à maîtriser et les fabricants sont souvent limités à une ouverture numérique

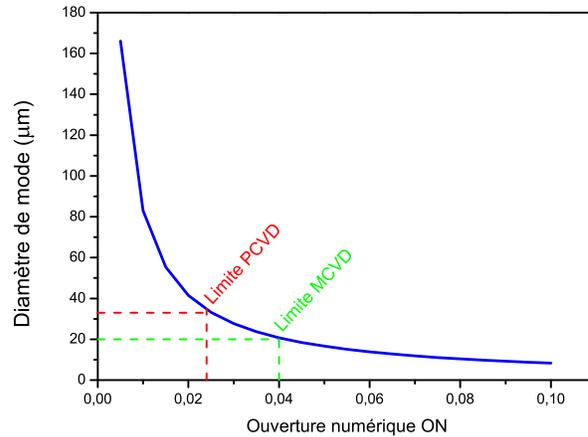


FIGURE 2.2 – Diamètre de mode en fonction de l’ouverture numérique pour une fréquence normalisée, $V=2.405$, et une longueur d’onde fixée à $1 \mu\text{m}$.

minimale de 0.06 pour les fibres actives, i.e. des diamètres de modes de $15 \mu\text{m}$, notamment lorsqu’un dopage en solution est utilisé. Dans le cas de la technique PCVD, l’ouverture minimale maîtrisable est de 0.024 [Baskiotis 2011] mais cette technique n’est pas adaptée pour la fabrication des cœurs dopés actifs. Néanmoins, même dans ces conditions, le diamètre du mode reste limité à $33 \mu\text{m}$ (figure 2.2) ce qui correspond à une aire effective de $855 \mu\text{m}^2$.

2.3 Fibre à saut d’indice multimode

Sur la base du raisonnement précédent, il s’avère qu’obtenir, dans la plage spectrale de l’ytterbium (autour de $1 \mu\text{m}$), un diamètre de mode supérieur à $20 \mu\text{m}$ tout en gardant le caractère monomode nécessite l’emploi d’autres techniques que l’on peut résumer ci-dessous. Notons que, cette fois, la fibre ne peut être considérée comme intrinsèquement monomode : on parlera de monomodalité en pratique.

→ **Meth. 1** : Induire un couplage résonnant (anti-croisement) d’un mode d’ordre supérieur du cœur vers un mode de gaine qui rend la fibre monomode à une longueur d’onde choisie. Ceci est illustré sur la figure 2.3(a). La courbe d’indice effectif du mode fondamental est présentée en noir et celle du mode LP_{11} en rouge. La courbe verte représente l’indice effectif d’un mode de gaine qui croise les indices des modes de cœur. Un caractère monomode pourrait être observé dans la zone hachurée, autour du point de croisement entre le mode de gaine et le mode LP_{11} . Notons que le mode de gaine doit posséder la bonne symétrie pour pouvoir se coupler efficacement (anticroisement) avec le mode d’ordre supérieur.

→ **Meth. 2** : Induire des couplages des modes d’ordre supérieur vers une infinité

de modes de gaine qui rendent la fibre monomode sur une large bande de longueurs d'onde (figure 2.3(b)).

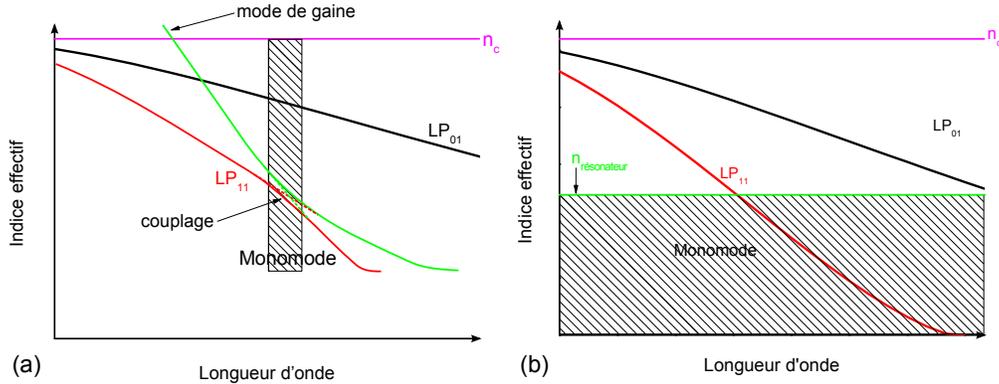


FIGURE 2.3 – (a) Représentation schématique de la Meth.1 : Indices effectifs des modes LP₀₁ (noir) et LP₁₁ (rouge) en fonction de la longueur d'onde. La courbe verte représente l'indice effectif d'un mode de gaine. La zone spectrale de monomodalité correspond à la zone hachurée. (b) Représentation schématique de la Meth.2 : Indices effectifs des modes LP₀₁ (noir) et LP₁₁ (rouge) en fonction de la longueur d'onde. La zone spectrale de monomodalité est hachurée.

Dans les deux cas les modes de gaines utilisés doivent être des modes à pertes pour pouvoir évacuer les modes d'ordre supérieur du cœur. La monomodalité apparente repose donc sur l'introduction de fortes pertes différentielles entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur. La difficulté repose dans la définition d'un critère scientifique objectif permettant une comparaison directe des fibres entre elles.

Dans la littérature, les critères varient entre groupes de recherche et la comparaison entre différentes géométries de fibres en est rendue difficile. Dans ce travail, nous utiliserons les conditions définies dans la thèse de C. Baskiotis [Baskiotis 2011], qui présente un rapport de monomodalité :

$$R_{mono}(L) = 10 \log \left(\frac{P_{total}(L)}{P_{fondamental}(L)} \right) \quad (2.7)$$

où P_{total} est la puissance totale dans le cœur après propagation sur une longueur L de fibre et $P_{fondamental}$, la puissance du mode fondamental après une propagation sur la même distance.

Une fibre pouvant guider plusieurs modes est considérée monomode en pratique si les deux conditions suivantes sont respectées :

$$\rightarrow R_{mono}(L) < 0.1dB$$

→ les pertes du LP₀₁ sont inférieures à 0.1dB/m

Ces conditions doivent être respectées pour une fibre de longueur L=1m, si la fibre est considérée droite et pour une fibre de longueur L=2m, si la fibre est courbée sur un rayon de 20cm.

En pratique, avoir le rapport de monomodalité inférieur à 0.1dB après une longueur L de fibre est équivalent à dire que le mode fondamental doit porter plus que 97.5% de la puissance totale de sortie pour cette longueur de fibre [Gray 2009].

Monomodalité induite par courbure

La méthode la plus simple pour rendre une fibre monomode consiste à courber la fibre. L'effet de la courbure se traduit par une fuite dans la gaine des rayons les plus inclinés guidés dans le cœur (en prenant une représentation simple géométrique comme indiqué sur la figure 2.4). L'effet de cette courbure peut être modélisé par une augmentation de l'indice de réfraction vers l'extérieur de la courbure dans le plan transverse de la fibre [Mura0 2009a]

$$n(y) = n_0 \left(1 - \frac{y}{R}\right) \quad (2.8)$$

où y est la position sur le plan transverse de la fibre, R le rayon de courbure considéré et n₀ l'indice initial de la fibre.

Les modes d'ordre supérieur, dont l'indice effectif est plus bas que celui du mode fondamental, vont donc se coupler plus facilement aux modes de gaine et ainsi voir des pertes plus importantes. Cette technique s'approche donc de la **Meth. 2**. En effet, la figure 2.4 montre qu'en courbant la fibre, le profil d'indice change et les modes d'ordre supérieur (bleu et vert) sont évacués vers la gaine par le côté extérieur, tandis que le mode fondamental (rouge) reste guidé dans le cœur avec peu de pertes. Notons que le mode fondamental subit des pertes également, la fibre est considérée à fuite (leaky fiber).

Sur la base de cette approche, des fibres "légèrement multimodes" ont permis de dépasser les 20μm en diamètre de mode. Ainsi Jeong et al. [Jeong 2009] présentent en 2009 une fibre à saut d'indice avec un diamètre de cœur de 50 μm et une ouverture numérique de 0.06. Une telle fibre présente une fréquence normalisée V=18.84 à la longueur d'onde 1μm, donc guide théoriquement ≈170 modes¹ dans le cœur. L'aire effective du mode fondamental est de 411 μm², correspondant à un MFD de 23 μm en régime monomode. La puissance en sortie atteint 2.1 kW pour une efficacité laser de 74%. En se basant sur le graphe de la figure 2.2, si la fibre était strictement monomode à 1 μm, avec V=2.405, le diamètre de mode prévu

1. Le nombre de modes approximatif dans une fibre à saut d'indice quand V≫1 est de V²/2.

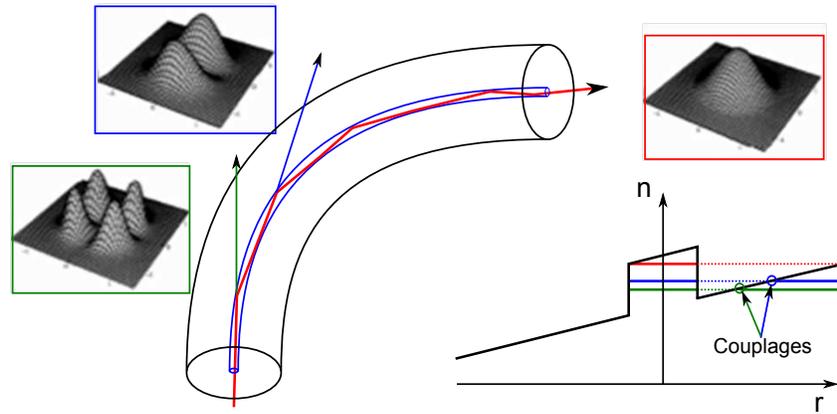


FIGURE 2.4 – A gauche : Croquis d'un faisceau guidé dans une fibre courbée. A droite : la variation d'indice de la fibre relative à cette courbure. La couleur rouge est affectée au mode LP_{01} , la couleur bleue au mode LP_{11} et la couleur verte au mode LP_{02} .

serait de $53 \mu\text{m}$. Donc le diamètre de mode actuel est réduit de 53% par rapport à la valeur théorique calculée avec la fibre non courbée.

Même si un tel résultat est remarquable, courber la fibre pour éliminer les modes d'ordres supérieurs réduit inévitablement l'aire du mode fondamental et contribuera à le localiser vers l'extérieur du cœur. De plus les pertes du mode fondamental augmentent et deviennent inacceptables au fur et à mesure que le diamètre du cœur augmente. Cet effet est relié au fait que plus le diamètre du cœur augmente et plus les indices effectifs des modes d'ordre supérieur se rapprochent de celui du mode fondamental. Des études menées sur ces fibres présentent la limite de ces modèles : un rayon de cœur de $50\mu\text{m}$ [Gray 2009].

Fibres à fuites : leaky fibers

Dans les "Leaky optical fibers", aussi dites fibres en "W", les modes guidés dans le cœur sont couplés vers une infinité des modes de gaines (**Meth. 2**). Cet effet est obtenu en augmentant l'indice de la partie externe de la gaine. Ainsi une gaine interne de taille réduite est créée pour assurer le confinement des modes dans le cœur de la fibre et une gaine externe est ajoutée pour évacuer les modes d'ordre supérieur, en veillant à garder les pertes du mode fondamental minimales.

Cette technique a été appliquée pour des fibres fabriquées de façon traditionnelle (par MCVD) comme on peut voir sur la figure 2.5 [Dussardier 2011], et a permis d'obtenir un MFD expérimental de $22 \mu\text{m}$ en régime monomode à 1500 nm .

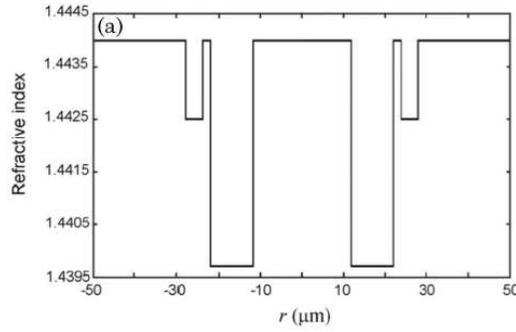


FIGURE 2.5 – Profil d'indice d'une fibre LMA à fuite. Nous pouvons voir que la partie externe de la gaine est faite pour favoriser les couplages entre les modes d'ordre supérieur du cœur et les modes de gaine, afin de rendre la fibre monomode.

Monomodalité par couplage résonant

Une autre approche pour éliminer les modes d'ordre supérieur consiste à introduire dans la gaine des guides d'ondes résonnants. Ces guides serviront de cœurs décentrés. Les paramètres opto-géométriques de ces cœurs sont choisis de façon à affecter le moins possible le mode fondamental du cœur central et à favoriser les couplages des modes guidés de ces structures avec les modes d'ordre supérieur du cœur.

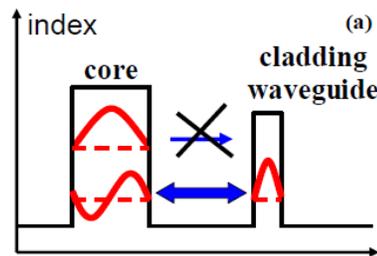


FIGURE 2.6 – Courbe d'indice du cœur d'une fibre et d'un guide d'onde introduit dans la gaine. En rouge sont représentés les indices effectifs du mode LP_{01} du guide et des modes LP_{01} et LP_{11} du cœur [Fini 2008].

La figure 2.6 montre schématiquement un cœur central à côté d'un guide d'onde dans la gaine. La valeur de l'indice effectif du mode fondamental du guide est quasi égale à celle du mode LP_{11} du cœur. Ce dernier va être couplé vers le guide d'onde où il sera guidé, permettant de ne conserver que le mode fondamental dans le cœur.

Les fibres rendues monomodes par couplage résonant le sont pour une courte

plage de longueurs d'onde, étant donné que le couplage se manifeste par le croisement des courbes d'indices effectifs du mode LP_{01} du guide et du mode LP_{11} du cœur à une longueur d'onde précise (les courbes de dispersions de ces deux modes dans deux guides différents étant différentes). Ceci induit l'augmentation des pertes du mode d'ordre supérieur autour de la longueur d'onde du croisement uniquement (**Meth. 1**). Cette longueur d'onde est fonction des dimensions du cœur et du guide, de leurs indices respectifs et du rayon de courbure choisi pour manipuler la fibre. Deux exemples de fibres s'appuyant sur ce principe seront présentés dans la partie suivante.

Chirally Coupled Fibers

Les fibres "Chirally Coupled Core" (CCC) sont des fibres rendues monomodes par couplage résonant. Elles ont une géométrie identique à celle d'une fibre conventionnelle à saut d'indice, mais comportent, en plus, un guide d'onde dans la gaine bobiné autour du cœur. La figure 2.7 montre un exemple d'une fibre CCC. Le cœur central est présenté en bleu et le guide dans la gaine est représenté en rouge. Le guide d'onde dans la gaine présente des fortes pertes radiatives du fait qu'en le bobinant autour du cœur central, son rayon de courbure est micrométrique. En plus l'indice effectif du mode fondamental du guide d'onde rouge est choisi pour qu'il soit proche de l'indice effectif du mode LP_{11} du cœur bleu.

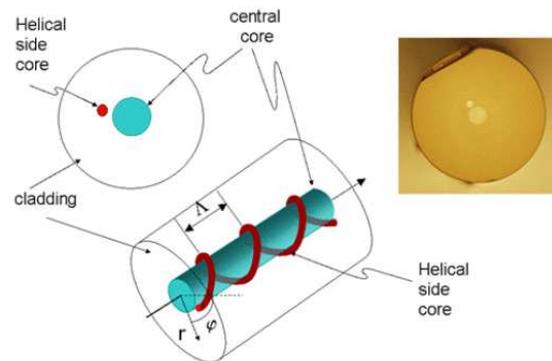


FIGURE 2.7 – Schéma d'une fibre "Chirally Coupled Core" avec une coupe transversale d'une fibre réalisée Figure tirée de [Swan 2008]

Pour les fibres CCC, une fibre présentant un cœur de $33\mu\text{m}$ a été présentée [Lefrancois 2013] permettant une émission laser en régime pulsé avec une puissance moyenne de 3.3W et une puissance crête de 0.5MW pour une durée d'impulsion de 86fs . Le diamètre de mode en sortie est de $21\mu\text{m}$ pour cette fibre. Ce résultat est proche de celui qu'on peut avoir avec une fibre à saut d'indice légèrement multimode.

Gaine micro-structurée

Des fibres à saut d'indice avec une gaine micro-structurée ont aussi été proposées pour rendre le guidage monomode par couplage résonant. L'élimination des modes d'ordre supérieur se fait par un couplage vers des modes de la gaine micro-structurée composée d'un assemblage de guides d'indice de réfraction supérieur à celui du milieu environnant. La figure 2.8 [Lavoute 2006] illustre le schéma d'une telle fibre ainsi que son principe de fonctionnement. On voit que le mode LP_{11} du cœur peut se coupler vers un mode de la première couronne, puis de la deuxième, jusqu'à ce qu'il soit évacué.

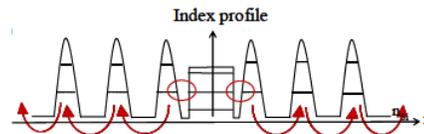


FIGURE 2.8 – Schéma d'une fibre à saut d'indice avec gaine micro-structurée. Les flèches rouges montrent comment est évacué le mode LP_{11} du cœur.

Ces types de fibres ont été étudiés théoriquement par plusieurs équipes de recherche [Fini 2008, Vukovic 2011], mais les résultats expérimentaux se basant sur cette technique sont rares jusqu'à présent en partie du fait des difficultés liées à la réalisation de la fibre. L. Lavoute, dans sa thèse, présente des résultats numériques et propose la fabrication d'une fibre à cœur à haut niveaux de dopage présentant un diamètre de cœur de $23 \mu\text{m}$ [Lavoute 2007].

La section 2.3 a montré que plusieurs techniques peuvent être utilisées pour obtenir des fibres LMA à saut d'indice. Ces techniques montrent leur efficacité et sont encore exploitées pour élargir encore davantage les cœurs des fibres optiques. Cependant, pour surpasser les limitations technologiques relatives au contrôle des indices du cœur et de la gaine, les recherches se sont dirigées vers de nouvelles fibres, notamment les fibres micro-structurées. Celles-là ont prouvé leur efficacité dès les premiers résultats, en s'affranchissant des problèmes de contrôle des matériaux par le contrôle de la géométrie.

2.4 Fibres à Réflexion Totale Interne Modifiée

Les fibres micro-structurées à guidage par RTIM (voir chapitre 1, figure 1.5) ont un mécanisme de guidage similaire à celui des fibres à saut d'indice (section 1.3). Ainsi, comme pour ces dernières, une définition de la fréquence normalisée, V , peut

être adoptée [Saitoh 2005] :

$$V = \frac{2\pi r_c}{\lambda} \sqrt{n_h^2 - n_{\text{fsm}}^2} \quad (2.9)$$

avec n_{fsm} l'indice effectif du premier mode de gaine. Le rayon équivalent du cœur dans ces fibres est déduit des études numériques. Si l'on considère que la valeur de la fréquence normalisée vaut 2.405 à la longueur d'onde de coupure du 1^{er} mode d'ordre supérieur, le rayon de cœur équivalent d'une fibre ayant un cœur formé par un seul défaut central est [Koshiha 2002] :

$$r_c = \frac{\Lambda}{3} \quad (2.10)$$

L'intérêt de ces fibres pour la réalisation de fibres LMA réside dans le fait qu'elles permettent de surpasser les limites technologiques relatives au contrôle de la différence d'indice entre le cœur et la gaine. En effet, la différence d'indice entre le cœur et l'indice moyen de la gaine, n_{fsm} , est fonction de la géométrie (en faisant varier la taille des plots de bas indice du réseau constituant la gaine) et aussi de la longueur d'onde, λ . Ce nouveau degré de liberté a permis la découverte des fibres dites "infiniment monomodes" [Birks 1997]. La figure 2.9 montre qu'en réduisant le diamètre normalisé des trous (jusque $d/\Lambda < 0.42$) la fréquence normalisée ne sera jamais supérieure à 2.405. Quelle que soit la longueur d'onde utilisée, la fibre reste donc monomode et les modes d'ordre supérieur sont très délocalisés dans la gaine. Cette valeur de d/Λ passe de 0.42 pour une fibre à défaut central unique à 0.24 dans une fibre à défaut central de 7 inclusions et à 0.12 dans une fibre à défaut central de 19 inclusions.

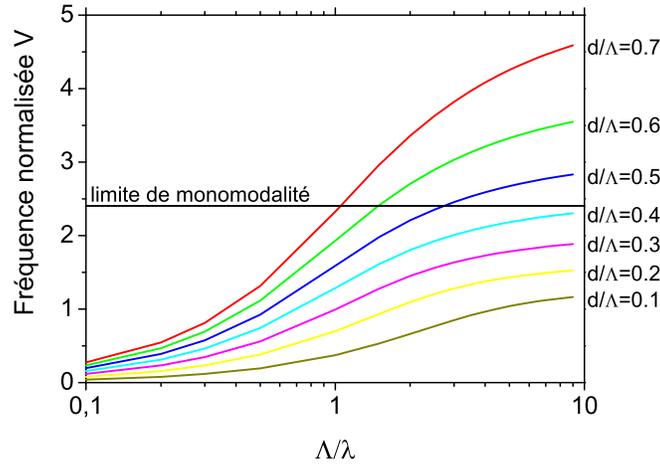


FIGURE 2.9 – Fréquence normalisée, V , en fonction du pas du réseau normalisé à la longueur d'onde, Λ/λ , et du diamètre des trous normalisé au pas du réseau d/Λ .

Cette découverte a permis une grande avancée en terme d'augmentation de l'aire modale dans les fibres optiques dans les années qui suivirent l'invention des FMS, surtout avec l'introduction des fibres dites "rod type", en 2005 [Limpert 2005]. Les fibres "rod type" sont des fibres ayant un diamètre externe de taille millimétrique. Les dimensions des trous d'air dans la gaine sont contrôlées pour avoir une fibre monomode. Schmidt et al. reporte un diamètre de mode de $52\mu\text{m}$ dans une fibre rod-type à maintien de polarisation à cœur dopé Yb^{3+} [Schmidt 2008]. Le cœur de la fibre est formé d'un défaut de 19 inclusions, le pas du réseau est de $11\mu\text{m}$ et diamètre normalisé (d/Λ) des trous est de 0.1. ce qui est difficile à obtenir en fabrication.

Ce concept a été utilisé dans le cas d'une fibre toute solide, où les trous d'air ont été remplacés par des inclusion de silice dopée fluor (d'indice inférieur à la silice) [Dong 2008]. Dans le cas de cette étude la condition pour avoir une fibre infiniment monomode est identique au cas précédent, où la valeur de d/Λ doit être inférieure à 0.42. Ainsi une fibre à défaut central unique est réalisée. Cette fibre est infiniment monomode et présente une aire effective de $2147\mu\text{m}^2$ qui correspond à un diamètre de mode de $52\mu\text{m}$.

Fibres à très large pas (LPF : large-pitch fiber)

Pour s'affranchir de la difficulté technique relative au contrôle des dimensions des trous d'air dans les fibres rod-type, Eidam et al. présentent en 2011 une fibre à très large pas, dites aussi LPF (Large Pitch Fibers) [Eidam 2011]. L'idée consiste à utiliser un nombre limité de trous de façon à ce que le mode fondamental reste guidé dans le cœur, mais que les modes d'ordres supérieurs soient délocalisés vers la gaine de la structure. Une fibre dont le cœur est dopé Yb^{3+} atteint $135\mu\text{m}$ de diamètre est ainsi présentée. Un diamètre de mode expérimental de $105\mu\text{m}$ est ainsi reporté dans la littérature [Limpert 2012]. La figure fig :LPF présente un schéma de cette fibre à gauche et le profil d'intensité des premiers modes à droite. Les modes d'ordre supérieur sont délocalisés du cœur, et guidés dans la structure. Le guidage peut être vu comme un passoire qui permet les lobes des modes d'ordres supérieurs de se délocalisés mais pas au mode fondamental.

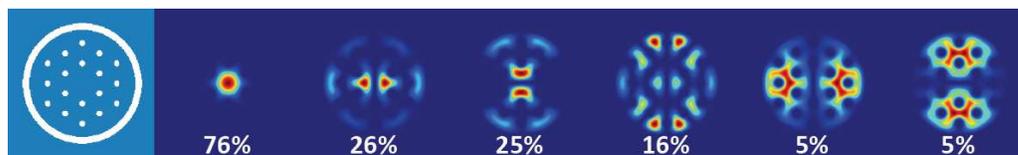


FIGURE 2.10 – schéma d'une fibre LPF à gauche et le profil d'intensité de différents modes de cœur.

Ces tailles de cœurs colossales sont combinées à des absorptions linéiques –

absorptions par les ions luminescents à la base de l'effet laser — très élevées, ce qui permet de réaliser des lasers avec des courtes longueurs de fibre, de l'ordre du mètre. La réduction de la longueur de fibre réduit d'un côté l'effet de la dispersion chromatique, ce qui est particulièrement intéressant pour la réalisation de lasers pulsés fs et réduit de l'autre côté les effets non-linéaires.

En revanche, les fibres "rod type" présentent deux désavantages principaux. D'un côté leur fabrication est difficile, vu la petite taille des trous qu'il est nécessaire de maintenir pour atteindre le bon indice moyen de la gaine permettant d'atteindre l'ouverture numérique désirée. D'autre part leur taille millimétrique les rend beaucoup moins flexibles — pour ne pas dire pas flexibles du tout — qu'une fibre classique et la taille des trous d'air les rend extrêmement sensibles aux courbures. En pratique la manipulation de ces fibres est très contraignante et exige souvent leur introduction dans des structures métalliques faites sur mesure pour les maintenir parfaitement droites.

Même si les fibres "rod type" ont permis d'atteindre de très grandes aires effectives et des gains linéiques élevés intéressants en régime pulsé, l'utilisateur perd une caractéristique des fibres optiques, qui est la flexibilité et la compacité. Pour cette raison, dans cette dernière décennie, des recherches ont été orientées vers des structures de fibres permettant de combiner grande aire effective et flexibilité. Parmi ces structures, les fibres BIP ont fait l'objet de nombreux travaux proposant différentes approches pour rendre ce type de fibres monomodes avec des diamètres de modes supérieurs à $30\ \mu\text{m}$.

Fibre à pertes par canaux de silice (Leaky channel fibers)

Notons que, pour les fibres guidant par RTIM, on peut également obtenir une fibre à fuites ("leaky fiber") en introduisant un seul anneau de large plots d'air dans un réseau de silice. Wong et al. présentent ainsi, en 2005, une fibre à fuite avec un anneau de trous d'air de diamètres différents ($39\ \mu\text{m}$ et $46\ \mu\text{m}$) [Wong 2005]. Les dimensions du cœur de la fibre sont de $56\ \mu\text{m}$ et $62\ \mu\text{m}$ suivant les axes, et l'aire du mode fondamental mesurée à 1064nm est de $1417\ \mu\text{m}^2$ (équivalent à un MFD de $42\ \mu\text{m}$). Cette étude a été poursuivie et une aire modale de $3160\ \mu\text{m}^2$ est présentée l'année suivante (équivalent à un MFD de $63\ \mu\text{m}$) [Dong 2006].

2.5 Fibres à bandes interdites photoniques

Le critère de monomodalité dans les fibres à bandes interdites photoniques n'est pas bien défini. Il existe une façon de prévoir un nombre approximatif de modes guidés dans une BIP, qui consiste à calculer la valeur de la fréquence normalisée relative à la position dans la BIP :

$$V = \frac{2\pi r_c}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.11)$$

où, comme le montre la figure 2.11, les indices n_1 et n_2 peuvent être, respectivement, l'indice du matériau formant le cœur et l'indice du mode de gaine qui limite le fond de la BIP, ou les deux indices des modes de gaines qui bornent la BIP verticalement. Cependant, contrairement aux FMS guidant par RTIM, dans le cas des fibres BIP, aucune étude numérique n'a été menée à notre connaissance pour connaître l'expression du rayon de cœur équivalent.

La figure 2.11 illustre un agrandissement de la figure 1.9 au niveau de la 3^{ème} BIP du diagramme de bande. Le pas du réseau, Λ , est de $9.25\mu\text{m}$ et le diamètre des inclusions normalisé au pas, d/Λ est de 0.79. Les inclusions ont un profil parabolique avec une différence d'indice maximale de $30 \cdot 10^{-3}$ au centre. La figure montre que $n_1^2 - n_2^2$ change suivant la position dans la BIP, par suite la valeur de la fréquence normalisée, V , telle que définie par l'équation 2.11 change également.

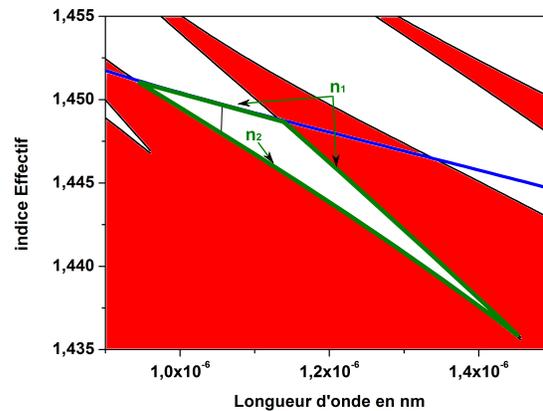


FIGURE 2.11 – Diagramme de bande d'un réseau d'inclusions de profil parabolique présentant un contraste d'indice de $30 \cdot 10^{-3}$. Dans le 3^{ème} BIP sont montrées les valeurs de n_1 et n_2 suivant la position dans la BIP.

Ce calcul de la fréquence normalisée reste indicatif dans le cas des fibres BIP pour deux raisons principales. Le diagramme de bande est calculé pour un réseau d'inclusions de dimension infinie (voir section 1.3). Dans la fibre, le nombre d'inclusions est réduit, formant des bandes passantes discontinues légèrement différentes de celles présentées dans le diagramme de bande théorique. De plus, le couplage du mode de cœur vers les modes de gaine ne se fait pas toujours vers les premiers modes de gaines qui bornent la BIP [Bigot 2009] notamment pour des raisons de symétrie.

Pour rendre les fibres BIP monomodes, pour un type d'inclusion donné, il est nécessaire de réduire la profondeur des BIP, cela en réduisant la valeur du diamètre normalisé des inclusions d/Λ [Birks 2006a] (voir chapitre 1) ou en diminuant la valeur de Δn . Ceci peut être obtenu au prix d'une augmentation des pertes par courbures [Pureur 2009]. Pour diminuer les pertes par courbures et avoir des fibres LMA flexibles, le problème revient à utiliser des fibres légèrement multimodes et à appliquer différentes techniques – dont certaines ont déjà été exposées dans le cas des fibres conventionnelles – pour éliminer les modes d'ordre supérieur. Dans ce contexte, plusieurs méthodes ont été présentées dans la littérature.

Monomodalité par courbure

Comme pour les fibres à saut d'indice (section 2.3), les modes d'ordre supérieur peuvent être éliminés en courbant la fibre pour les évacuer vers la gaine par effet tunnel. La fig. 2.12 schématise ainsi les indices effectifs des bandes formées par les modes de gaine (bleu clair) ainsi que l'indice du cœur pour une fibre BIP courbée (gris clair). Les courbes en bleu foncé et rouge représentent schématiquement les indices effectifs des deux premiers modes guidés. On remarque, comme précédemment, qu'en courbant la fibre, le mode LP_{11} est couplé vers les modes de gaine et sera évacué du cœur par effet tunnel. Par contre, on voit que, comme les bandes interdites dans ces fibres sont bornées par les bandes des modes de gaine, le mode fondamental peut aussi se coupler vers des modes de gaines ayant un indice supérieur à celui du cœur. Ainsi les fuites peuvent intervenir vers l'extérieur mais également vers l'intérieur de la courbure. Ceci induit alors des pertes sur le mode fondamental. Cette contrainte relative aux fibres BIP rend donc cette méthode potentiellement moins intéressante en pratique.

Monomodalité en se plaçant à courte longueur d'onde dans la BIP

Le critère de monomodalité proposé pour les fibres BIP et évoqué dans la section 2.5 montre que lorsque la bande interdite est peu profonde la fibre est monomode. Cette condition est toujours valable du côté des courtes longueurs d'onde de la BIP [Pureur 2012]. En effet, à cause de la courbure de la frontière de la BIP (liée à la dispersion des modes de gaine qui limitent le fond de la BIP), le mode LP_{01} du cœur est le seul à apparaître de ce côté. Lorsque la longueur d'onde augmente, les modes d'ordre supérieurs apparaissent ensuite. Ce phénomène est illustré sur le diagramme de bande de la figure 2.13. Les BIP sont présentées en blanc et l'indice du cœur est représenté en noir. Les indices des modes LP_{01} et LP_{11} du cœur sont présentés en bleu et vert respectivement. Nous remarquons l'existence d'une bande de longueurs d'onde, du "côté" bleu de la BIP, où le mode LP_{01} est guidé dans le cœur mais pas le mode LP_{11} . A contrario, du côté rouge, seuls les modes d'ordre supérieur sont guidés. Dans les deux cas, l'effet ayant lieu en bord de BIP, la pro-

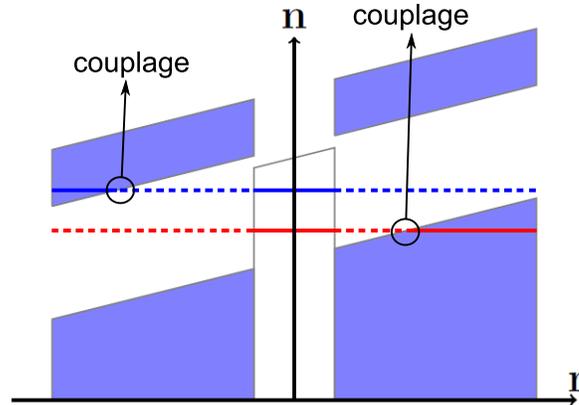


FIGURE 2.12 – Schéma des courbes d'indices dans une fibre BIP courbée. En bleu clair sont présentées les bandes d'indices effectifs des modes de gaine, en bleu foncé l'indice effectif du mode LP_{01} et en rouge l'indice effectif du mode LP_{11} .

priété est obtenue au prix de pertes élevées.

En se référant à la section 1.3, nous constatons directement que cette zone de monomodalité dans la BIP peut être élargie en diminuant le rapport d/Λ . Cette méthode a été particulièrement utilisée par Egorova et al. [Egorova 2008] qui présentent une fibre BIP passive monomode à 1035 nm avec un diamètre de mode de 36 μm . Cette fibre est décrite par les auteurs comme très sensible aux courbures. Elle présente un défaut central de 7 inclusions et un rapport d/Λ de 0.24.

La même équipe a présenté l'année suivante une fibre présentant un défaut central unique et un diamètre normalisé, d/Λ , de 0.12 pour un pas de réseau équivalent à la fibre précédente. Le cœur est dopé Yb et le diamètre de mode est de 18 μm [Egorova 2009].

Hétérostructuration de la gaine

Le couplage résonnant vers des modes de gaine étudié dans la section 2.3 (Meth. 1) peut également être appliqué pour les fibres BIP à deux dimensions. En utilisant ce principe, Saitoh et al. [Saitoh 2006] proposent d'hétéro-structurer la gaine. Cette méthode consiste à remplacer des inclusions de haut indice de la gaine par des inclusions de bas indice, créant ainsi dans la gaine des guides d'ondes dont les modes sont susceptibles de se coupler vers les modes d'ordre supérieur du cœur et rendre la fibre monomode en pratique. L'hétéro-structuration de la gaine est présentée pour les fibres guidant par RTI par Rastogi et Chiang depuis 2001 [Rastogi 2001], où les deux chercheurs proposent d'introduire des segments

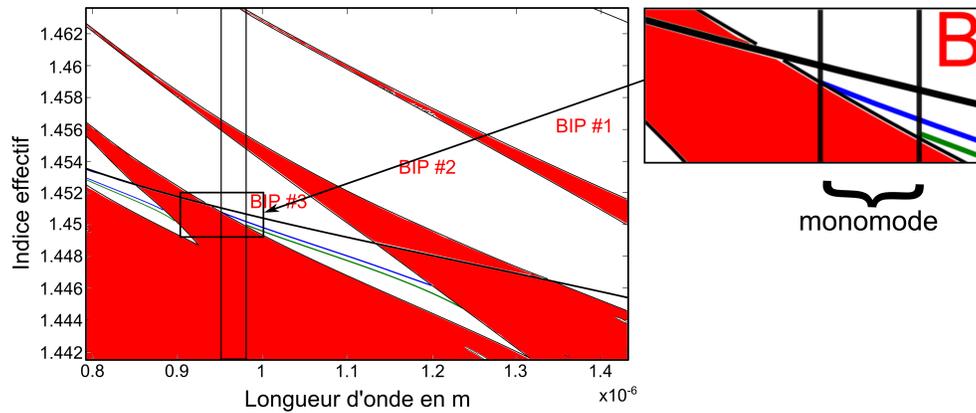


FIGURE 2.13 – Diagramme de bande d’un réseau d’inclusions triangulaire, de pas $\Lambda=9.25 \mu\text{m}$ et de diamètre d’inclusions normalisé $d/\Lambda=0.79$. Les inclusions ont un profil parabolique présentant une différence d’indice maximale avec la silice de $\Delta n=30.10^{-3}$. Dans la 3^{ème} BIP sont représentés les indices effectifs des modes LP_{01} en bleu et LP_{11} en vert.

en gradient d’indice dans la gaine d’une fibre multimode pour éliminer ces modes d’ordre supérieur (voir figure 2.14). Une étude analytique est ensuite présentée pour un des modèles proposés [Rastogi 2004] pour valider le concept, mais aucune réalisation n’est ensuite présentée étant donné la complexité technique de la fabrication de telles géométries par les voies de fabrications traditionnelles.

Dans le cas des fibres BIP toutes solides, la figure 2.15 présente un modèle de fibre hétéro-structurée où les inclusions de haut indices sont agencées de façon à ressembler à un moulin à vent (windmill) [Muraio 2009b]. L’étude montre numériquement l’effet de l’introduction de guides d’ondes dans la gaine sur les pertes du mode LP_{11} du cœur. Dans un premier temps, cet effet est expliqué en considérant la gaine de la fibre windmill formée de deux gaines successives. Les deux anneaux proches du cœur conservent le confinement et les 4 anneaux externes segmentés augmentent les pertes du LP_{11} . Le concept a été détaillé ultérieurement dans un article utilisant des résonateurs fermés dans la gaine [Muraio 2011]. Effectivement, les dimensions des guides d’onde de la gaine sont choisies pour que les indices effectifs des modes LP_{01} de ces guides soient équivalents à l’indice du mode LP_{11} du cœur sur une large plage de longueurs d’onde [Saitoh 2010]. Cette fibre est conçue pour avoir son minimum de pertes autour $1.4\mu\text{m}$ quand elle fonctionne dans la 1^{ère} BIP et le cœur est formé par un défaut central de 7 inclusions pour un pas du réseau de $\Lambda = 7\mu\text{m}$.

Cependant, bien que présenté depuis 2006 pour les fibres à cœur creux, et 2009 pour les fibres toutes solides, aucune fabrication n’avait été reportée mettant en

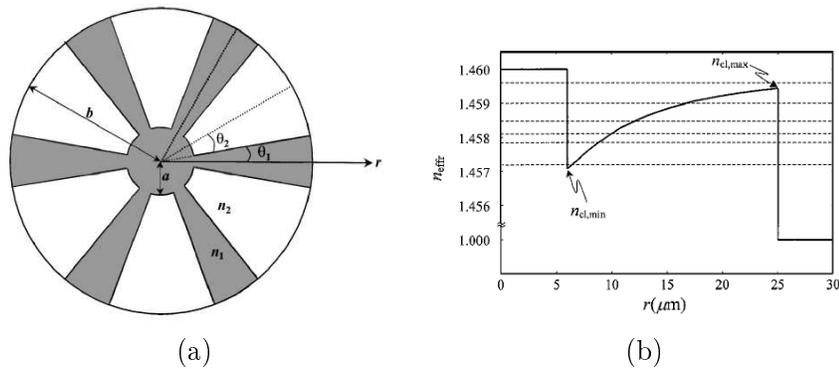


FIGURE 2.14 – Schéma d'une fibre multimode segmentée (a) ainsi que son profil d'indice (b) [Rastogi 2001].

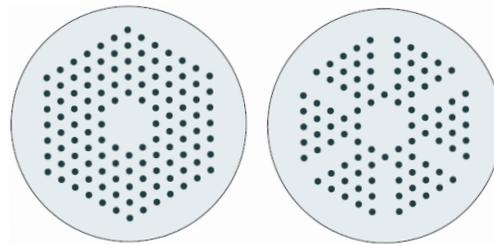


FIGURE 2.15 – Schéma d'une fibre BIP homogène à gauche et d'une fibre BIP hétérostructurée en "moulin à vent" (selon le terme retenu par les auteurs) à droite. Les inclusions de haut indices sont représentées en noir.

évidence la pertinence de cette méthode pour éliminer les modes d'ordres supérieurs dans les fibres BIP toutes solides. Les résultats théoriques prometteurs ont donc été le point de départ pour la thèse.

Très récemment, une fibre à cœur creux monomode basée sur cette méthode a été présentée par OFS [Fini 2013] avec un diamètre de cœur de $23\mu\text{m}$.

Fibres de Bragg

Les fibres de Bragg constituent une famille particulière de fibres BIP. Dans celles-ci, la gaine se comporte comme un miroir diélectrique. Comme nous le présenterons au paragraphe 3.4, l'ajustement de la distance entre les couches peut permettre de contrôler plus facilement les conditions de résonance de la structure de Bragg. Ainsi, en fonction de la distance entre couches de haut indices, des pertes minimales ou maximales peuvent être introduites pour les différents modes de la structure.

Ces conditions ont été utilisées pour le design de fibres de Bragg afin d'éliminer le mode LP₁₁ [Ghosh 2011]. La fibre proposée par les auteurs présente une aire modale théorique de 1100 μm^2 à une longueur d'onde de 2 μm , mais aucune réalisation utilisant cette technique n'a été présentée.

Notons qu'une fibre de Bragg à maintien de polarisation présentant un MFD de 33 μm à 1060nm a été présentée par Aleshkina et al. [Aleshkina 2011]. Le cœur de cette fibre présente un diamètre de 80 μm et contient des inclusions de bas indice. Pour les fibres de Bragg actives dopées Yb³⁺, une fibre avec une aire modale de 570 μm^2 est présentée [Gaponov 2010b] (équivalent à 27 μm), mais le mode en sortie n'est pas gaussien. L'efficacité du laser est de 81% et la puissance maximale mesurée en sortie est de 138W en régime continu.

2.6 Dopage partiel du cœur pour les fibres actives

Pour les fibres actives légèrement multimodes, le cœur peut être partiellement dopé de façon à favoriser le gain d'un mode. Le recouvrement d'un mode LP_{lm} avec le dopant, quand la zone dopée présente un indice effectif identique au reste du cœur, est défini comme le rapport entre l'intensité du champ correspondant au mode LP_{lm} dans la zone dopée et dans la structure transverse totale :

$$\Gamma_{lm} = \frac{\iint_d |E_{lm}^2| ds}{\iint_{tot} |E_{lm}^2| ds} \quad (2.12)$$

avec E_{lm} la norme du champ électrique du mode LP_{lm}. Dans le cas où le dopage du cœur n'est pas homogène et induit des fluctuations d'indice dans le cœur, la formule de recouvrement sera :

$$\Gamma_{lm} = \frac{\iint_d [Dp] \times E_{lm}^2 ds}{\iint_{tot} [Dp] \times E_{lm}^2 ds} \quad (2.13)$$

où [Dp] représente la concentration du dopant dans une position du cœur.

Ainsi, il a été démontré numériquement [Devautour 2009] qu'il est possible de favoriser le guidage du mode fondamental dans une fibre active si la différence entre les intégrales de recouvrement du mode fondamental et des modes d'ordres supérieur avec lesquels il est en compétition est supérieure ou égale à 10%. Cette méthode a été utilisée pour la modélisation et la fabrication d'une fibre de Bragg LMA. La figure 2.16 [Gaponov 2010a] montre un exemple de dopage à 40% de la surface du cœur. Cette fibre a été fabriquée et une efficacité laser de 80% a été obtenue pour une émission centrée autour de 1040nm. Le diamètre de mode est calculé numériquement

dans ces conditions et est estimé à $26\mu\text{m}$. Une version double gaine de cette fibre a aussi été présentée [Gaponov 2010b] : cette fibre permet d'émettre une puissance laser de 140W pour une aire modale de $570\mu\text{m}^2$, équivalente à un MFD de $27\mu\text{m}$.

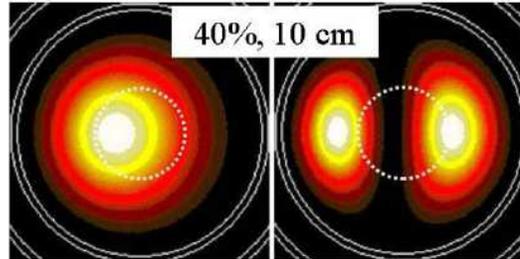


FIGURE 2.16 – Schéma des modes LP₀₁ et LP₁₁ du cœur d'une fibre de Bragg dont le cœur est partiellement dopé en Yb³⁺ (cercle en pointillés).

2.7 Problèmes relatifs au dopage à l'ytterbium dans le cœur des fibres actives

Outre les problèmes de fluctuation d'indice décrits dans la section 1.6, s'ajoute un problème relatif à l'utilisation du dopage Ytterbium dans le cœur. L'introduction de l'ion Yb³⁺ dans une matrice vitreuse de silice conduit à l'augmentation de l'indice du verre [Sekiya 2008] ce qui éliminera l'effet du guidage par BIP en faveur d'un guidage RTI dans le cœur (pour un cœur de diamètre supérieur à $40\mu\text{m}$, une différence d'indice de $2 \cdot 10^{-4}$ suffit pour passer à un guidage par RTI). Pour palier à ce problème une méthode consiste à micro-assembler le cœur avec des matériaux de haut et bas indice (voir section 1.6). Ainsi, par exemple, le dopage en ions Yb³⁺ peut être réalisé sur des tubes de silice dopés Fluor ayant un indice inférieur à celui de la silice pure. L'ensemble est ensuite introduit dans un tube en silice et étiré en cannes qui seront assemblées et étirées pour former des cannes micro-structurées.

2.8 Monomodalité et état de l'art : résumé

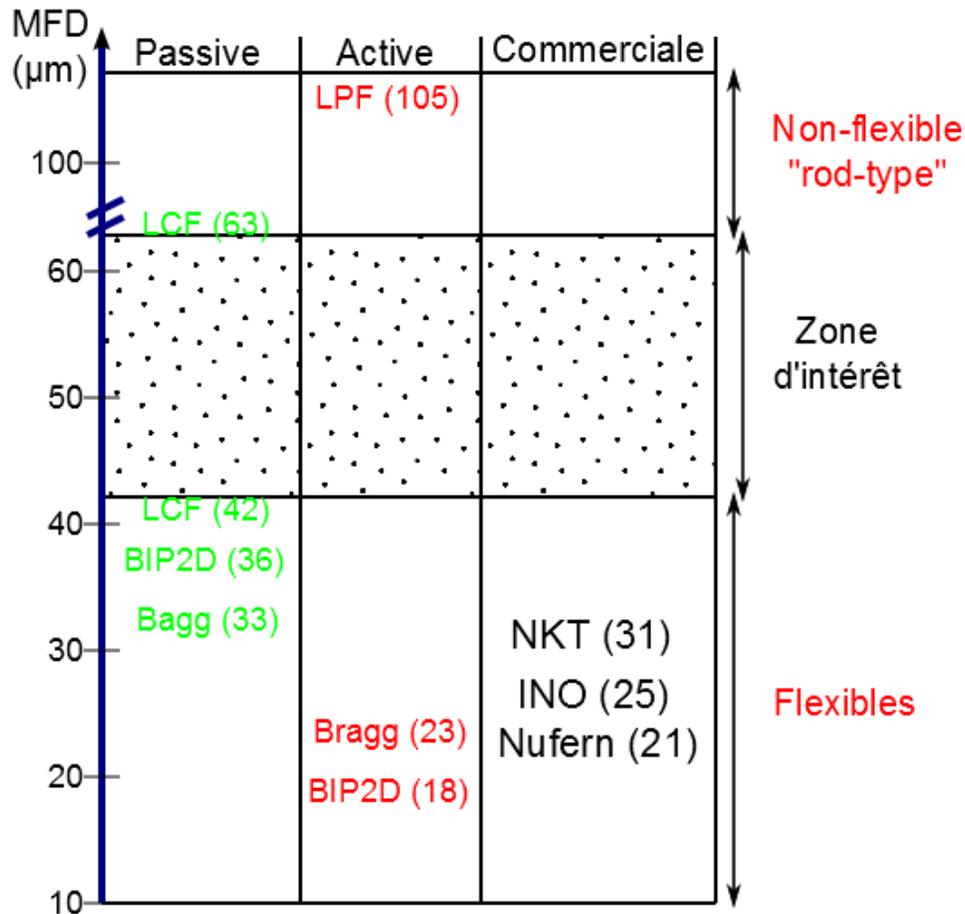


FIGURE 2.17 – Récapitulatif des fibres LMA flexibles et non-flexibles présentant les meilleurs résultats en diamètre de mode, pour différentes méthodes d'élimination des modes d'ordre supérieur, ainsi que les diamètres des modes des fibres LMA disponibles commercialement.

Dans ce chapitre plusieurs techniques utilisées dans la littérature pour rendre les différentes familles de fibres optiques monomodes ont été présentées. La figure 2.17 présente un récapitulatif des meilleurs résultats en termes de diamètre de mode pour les fibres passives et actives, ainsi que pour les fibres actives flexibles qu'il est possible de se procurer commercialement.

Cette figure montre que, commercialement, le diamètre de mode le plus large accessible est de 31 μm et des recherches doivent être menées pour surpasser cette valeur. Ainsi, pour les fibres à bandes interdites photoniques à cœur solide, même si des avancées importantes avaient été obtenues dans la littérature avant le début

de cette thèse, des améliorations pouvaient encore être apportées, notamment pour atteindre des diamètres de modes supérieurs à $31 \mu\text{m}$ en régime monomode. Dans les chapitres qui suivent, deux pistes seront exploitées pour améliorer les performances reportées jusqu'alors pour ce type de fibres.

Fibres de Bragg Pixélisées

Sommaire

3.1	Fibre de Bragg	61
3.2	Modes dans l'antiguide	61
3.3	Calcul du diagramme de bande du miroir de Bragg plan . .	62
	Approximation de la méthode ARROW	64
3.4	Le cas de la fibre de Bragg	65
	Optimisation du guidage dans le cœur d'une fibre de Bragg	66
3.5	Fibre de Bragg Pixélisée	67
3.6	Modélisation d'une fibre PiBF	68
	Méthode des éléments finis	68
	Modélisation	70
3.7	Première réalisation	72
	Mesure des pertes	73
	Contraintes relatives à la manipulation des fibres à large cœur	74
	Test de monomodalité	74
	Mesure de la dispersion de vitesse de groupe	76
3.8	Perspectives	77
3.9	Conclusion	79

3.1 Fibre de Bragg

Une fibre de Bragg est formée d'un cœur de bas indice entouré d'une succession d'anneaux concentriques ayant un indice supérieur à celui du cœur. Pour étudier le guidage de ce type de fibre, la structure peut être partagée en deux parties, comme le montre la figure 3.1 : un antiguide cylindrique servant de cœur et un miroir de Bragg plan, enroulé autour de l'antiguide, servant de gaine. Ainsi l'étude du miroir de Bragg permet de calculer les bandes interdites photoniques relatives à la structure étudiée alors que l'étude de l'antiguide permet de déterminer les caractéristiques des modes de cœur.

3.2 Modes dans l'antiguide

Dans l'antiguide représenté dans la figure 3.1(a), la fréquence normalisée sera calculée comme dans le cas d'une fibre à saut d'indice :

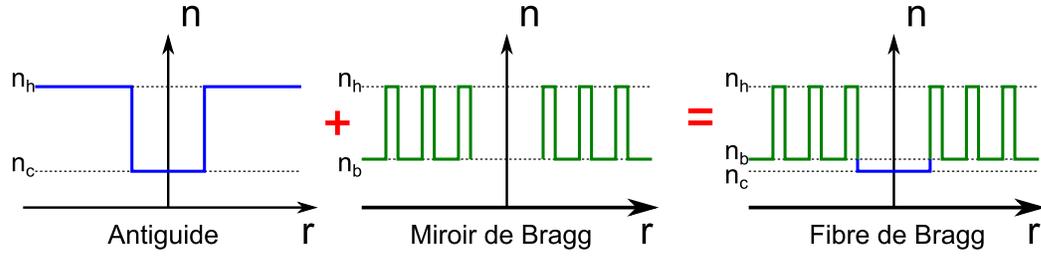


FIGURE 3.1 – Schéma des diagrammes d'indice correspondant aux deux parties composant une fibre de Bragg, en l'occurrence l'antiguide et le miroir de Bragg. Le diagramme de la fibre équivalente est représenté à droite. n_c est l'indice de réfraction de l'antiguide, n_h et n_b les hauts et bas indices du miroir de Bragg.

$$V = \frac{2\pi r_c}{\lambda} \sqrt{n_h^2 - n_c^2} \quad (3.1)$$

Les indices effectifs des modes de l'antiguide peuvent être déterminés, dans le cas où V est supérieur à 1 [Marcatili 1964] et en considérant le cas de faible contraste d'indice :

$$\frac{2\pi r_c}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2} = u_{lm} \quad (3.2)$$

Où u_{lm} est la $m^{\text{ème}}$ solution de l'équation de de Bessel j d'ordre l . Les pertes par confinement peuvent aussi être calculées numériquement [Archambault 1993] :

$$\text{CL}(dB/km) = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{20}{\ln(10)} \cdot \frac{u_{lm}^2}{n_c r_c^3 \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_h^2 - n_c^2) + \frac{u_{lm}^2}{r_c^2}}} \quad (3.3)$$

3.3 Calcul du diagramme de bande du miroir de Bragg plan

Le comportement de la gaine d'une fibre de Bragg peut être comparé à un réseau de Bragg infini équivalent dans le cas où le rayon du cœur de la fibre est large par rapport à la longueur d'onde [Johnson 2001]. Ainsi, un schéma d'un miroir de Bragg infini est présenté sur la figure 3.2. Les zones de haut indice, n_1 , et d'épaisseur l_1 , sont présentées en bleu foncé et les zones de bas indice, n_2 , et d'épaisseur l_2 , sont présentées en bleu clair. La distance entre deux zones d'indice identique constitue le pas du réseau, Λ . Les ondes électromagnétiques se propageant dans le réseau sont constituées uniquement de modes TE et TM [Marcuse 1991]. Les ondes, solutions des équations de Maxwell pour cette structure périodique infinie, sont des ondes de Bloch, qui possèdent la même périodicité que la structure :

$$E(x, z) = E_K(x) \exp^{-iKx} \exp^{-i\beta z} \quad (3.4)$$

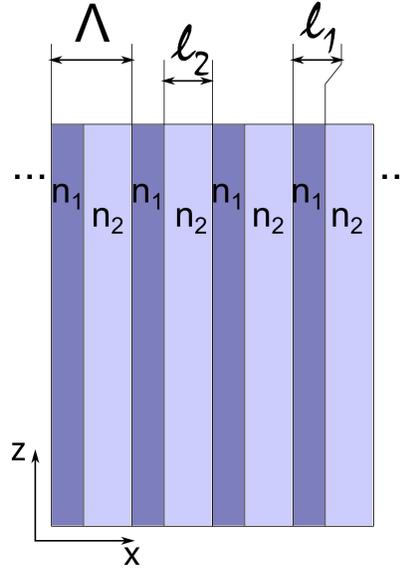


FIGURE 3.2 – Schéma d'une coupe longitudinale d'un miroir de Bragg. Les zones de bas indice, n_2 , sont présentées en bleu clair, et les zones d'indice supérieur, n_1 , sont présentées en bleu foncé.

avec

$$E(x + \Lambda) = E(x) \quad (3.5)$$

β est la projection du vecteur d'onde sur l'axe (Oz) et K est le nombre d'onde de Bloch :

$$K = \frac{1}{\Lambda} \cos^{-1}(A) \quad (3.6)$$

tel que

$$A = \cos(k_1 l_1) \cos(k_2 l_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{d} \frac{k_1}{k_2} + d \frac{k_2}{k_1} \right) \sin(k_1 l_1) \sin(k_2 l_2) \quad (3.7)$$

où

$$d = \begin{cases} 1 & \text{si } TE \\ \frac{n_1}{n_2} & \text{si } TM \end{cases} \quad (3.8)$$

et

$$k_i = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_i^2 - n_{eff}^2} \quad (3.9)$$

Dans le cas d'un réseau à faible contraste d'indice ($n_1 - n_2 \ll 1$), les valeurs de d de l'équation 3.8 seront identiques pour les modes TE et TM.

Les modes guidés dans le réseau sont déterminés, à partir de l'équation 3.6, par :

$$|A| \leq 1 \quad (3.10)$$

qui est la condition pour que K soit réel et donc que les ondes de Bloch soient propagatives.

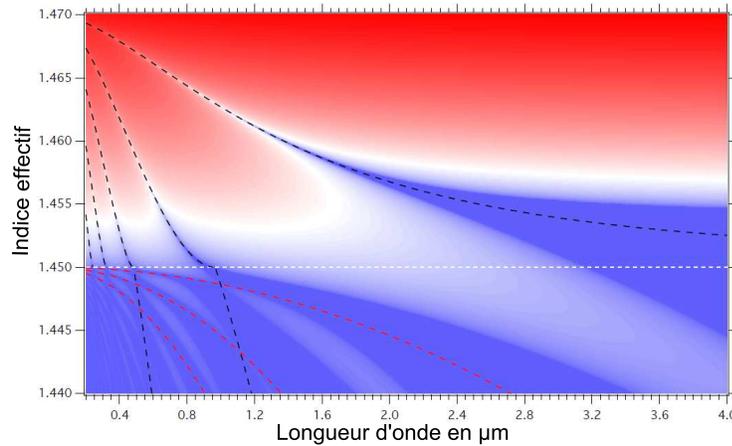


FIGURE 3.3 – Diagramme de bande d'un miroir de Bragg plan présentant un contraste d'indice $\Delta n=0.02$ entre les zones de haut indice et de bas indice, $l_1=1 \mu\text{m}$ et $\Lambda=5\mu\text{m}$. Le contraste de couleur du bleu au rouge symbolise le passage d'une valeur de K réelle à une valeur de K imaginaire. Les courbes en pointillés bleus correspondent aux modes des zones de haut indice et les courbes en pointillés rouges correspondent aux modes des zones de bas indice, toutes deux calculées par la méthode ARROW.

Les modes du réseau peuvent être présentés dans un diagramme de bande en fonction de la longueur d'onde pour déterminer les positions des bandes interdites photoniques. La figure 3.3 montre un exemple de diagramme de bande d'un miroir de Bragg plan ayant un contraste d'indice $\Delta n=0.02$ entre les zones de haut indice et de bas indice, $l_1=1 \mu\text{m}$ et $\Lambda=5\mu\text{m}$. Les positions des bandes interdites peuvent aussi être déterminées approximativement par la méthode dite ARROW (anti-résonnant reflective optical waveguide).

Approximation de la méthode ARROW

La méthode ARROW est utilisée pour localiser approximativement les positions des bandes interdites photoniques d'un miroir de Bragg. La méthode consiste à calculer les longueurs d'onde d'interférences constructives dans une zone de haut indice [Litchinitser 2003]. Ces longueurs d'ondes sont alors les longueurs d'onde de coupure des modes de gaine. Les interférences sont constructives quand :

$$k_1 \times l_1 = m \times \pi \quad (3.11)$$

avec k_1 le vecteur d'onde du rayon se propageant dans les zones de haut indice et m une constante strictement positive.

Les courbes bleues de la figure 3.3 présentent les modes de zone de haut indice calculés à l'aide de la méthode ARROW. Ces courbes montrent l'efficacité de cette approximation pour calculer les positions des BIP dans un miroir de Bragg. Comme toujours, la méthode donne de très bons résultats lorsque la longueur d'onde est faible devant la dimension des résonateurs.

3.4 Le cas de la fibre de Bragg

L'étude du miroir de Bragg plan permet de comprendre approximativement le guidage dans la fibre de Bragg équivalente. Mais cette présentation n'est pas tout à fait exacte du fait que le miroir de Bragg constituant la gaine d'une fibre n'est pas de dimension infinie et présente une symétrie annulaire. La prise en compte de cette dernière fait apparaître de nouveaux modes de gaine par rapport à un miroir plan. Ces modes, dans le cas d'un faible contraste d'indice, sont les modes LP_{lm} avec $l \neq 0$.

Une superposition d'un diagramme calculé pour un miroir de Bragg plan et pour la gaine d'une fibre de Bragg équivalente, est présentée dans la figure 3.4. Dans les deux structures $\Lambda = 5 \mu\text{m}$, $l_1 = 2\mu\text{m}$, $\Delta n = 2.10^{-3}$ et le rayon du cœur de la fibre est de $20 \mu\text{m}$. Les modes LP_{01} et LP_{02} de la fibre se superposent avec les modes TE du miroir de Bragg (bleu) et délimitent alors les bandes interdites de la fibre. Quelques modes LP_{l1} ($l \in \mathbb{N}^*$) sont aussi présentés (rouge), on remarque qu'ils passent dans la plage spectrale de la fenêtre interdite (notons que les modes en gris constituent une représentation schématique d'une partie des modes non calculés). Pour cela, même si les fibres de Bragg sont assimilées à la famille des fibres à bandes interdites photoniques, elles ne le sont pas vraiment car il n'existe pas de zones spectrales où les modes de cœur ne coexistent pas avec les modes de gaine. Cependant, entre les zones à fortes pertes correspondant à l'apparition des modes LP_{0m} de la gaine, en théorie, les modes ayant des indices croisant celui du mode de cœur ne peuvent pas se coupler avec les modes guidés dans celui-ci pour des raisons de symétrie.

En pratique, des imperfections de fabrication et les courbures appliquées aux fibres de Bragg mènent à des couplages entre les modes d'anneaux LP_{lm} avec $l \neq 0$ et le mode fondamental du cœur. Dans un article de Février et al. [Février 2006], ces couplages ont même été utilisés pour permettre un filtrage spectral. La figure 3.5(a) montre les indices effectifs de plusieurs modes LP_{1m} qui croisent celui du mode

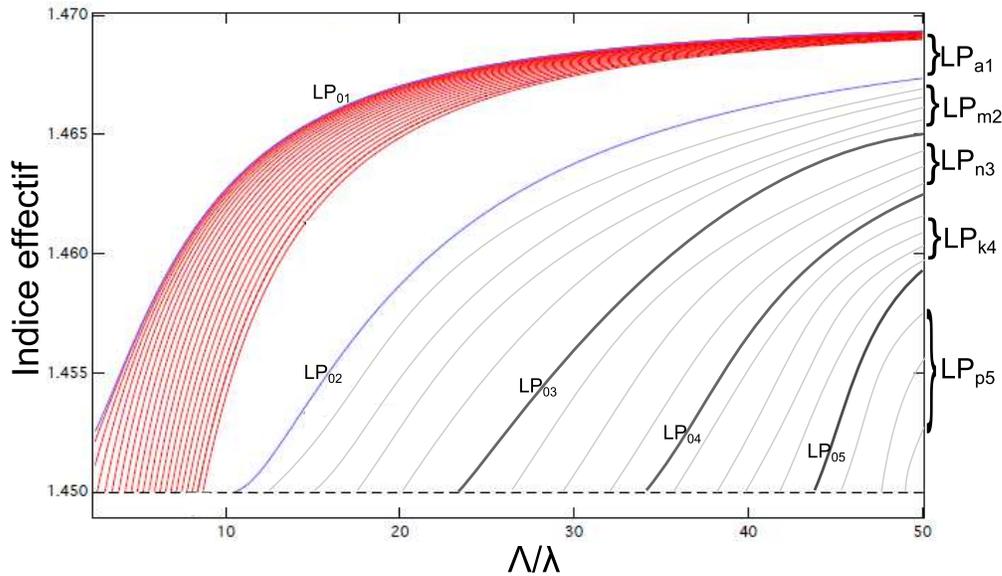


FIGURE 3.4 – Courbe des indices effectifs des premiers modes TE d’un miroir de Bragg plan (en bleu) et des modes LP_{lm} (rouge) de la fibre équivalente, $l_1 = 2 \mu\text{m}$, $\Lambda = 5 \mu\text{m}$, $\Delta n = 2.10^{-3}$ et $r_c = 20 \mu\text{m}$ (rayon de la fibre). Le calcul est fait pour quelques modes uniquement, les modes manquant sont présentés schématiquement en gris.

fondamental dans la 1^{ère} BIP. La figure 3.5(b) montre la courbe d’atténuation de la fibre de Bragg équivalente dans la 1^{ère} BIP. On remarque qu’il y a des remontées de pertes autour des longueurs d’ondes de croisement entre les indices des modes d’anneaux et celui du mode de cœur.

Optimisation du guidage dans le cœur d’une fibre de Bragg

La géométrie annulaire de la fibre de Bragg permet le contrôle précis de la distance entre deux anneaux de haut indice consécutifs, ce qui n’est généralement pas le cas pour les fibres micro-structurées, où la distance entre inclusions est une fonction du pas du réseau, Λ . Cette souplesse donne la liberté de diminuer les pertes d’un mode donné en appliquant la condition Quarter Wave Stack (QWS) [Jain 2013] donnée par la relation ci-dessous :

$$D = \frac{\pi r_c}{2u_{lm}} \quad (3.12)$$

où D est la distance entre deux anneaux de haut indices consécutifs, et u_{lm} la solution de l’équation de Bessel relative au mode LP_{lm} dont on désire diminuer les pertes.

De la même façon, la distance entre deux anneaux consécutifs peut être variée

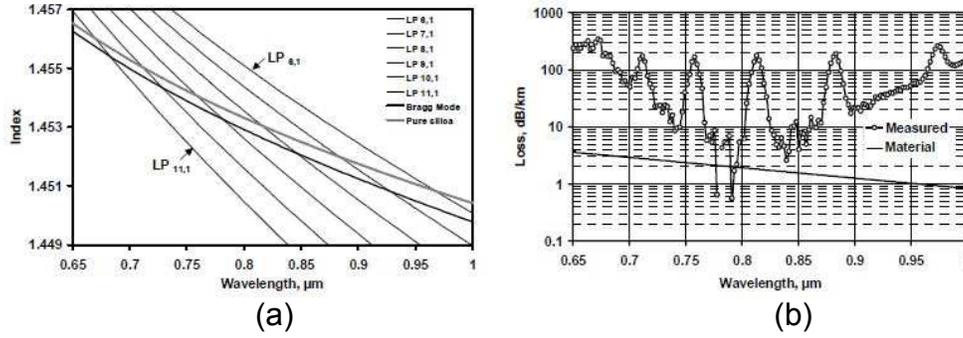


FIGURE 3.5 – (a) Partie d'un diagramme de bande d'une fibre de Bragg où on peut voir l'indice effectif du mode fondamental du cœur en fonction de la longueur d'onde, ainsi que quelques modes du premier anneau de haut indice. (b) Courbe de pertes de la fibre de Bragg mesurée pour 30 m de fibre [Février 2006].

pour augmenter les pertes d'un mode LP_{lm} choisi. La condition est dite Half Wave Stack (HWS) et est donnée par la relation ci-dessous :

$$D = \frac{\pi r_c}{u_{lm}} \quad (3.13)$$

3.5 Fibre de Bragg Pixélisée

Dans le but d'éliminer de la fenêtre de transmission les modes LP_{lm} ($l \neq 0$, $m=1,2,\dots$) des anneaux de haut indice dans les fibres de Bragg, un nouveau type de fibre de Bragg a été proposé au cours de ce travail de thèse. Les anneaux de haut indice sont remplacés par des d'inclusions circulaires séparées, de haut indice également (figure 3.6(b)) : cette fibre est baptisée "fibre de Bragg pixélisée" (PiBF). Cette nouvelle géométrie permet de bénéficier d'une meilleure qualité de transmission par rapport à la fibre de Bragg conventionnelle (figure 3.6(a)) du fait qu'elle interdit l'existence de modes de gaine dans les gammes spectrales de propagation des modes de cœur : il s'agit donc véritablement d'un guidage par BIP.

Pour confirmer l'hypothèse précédente, les indices effectifs des modes de gaine et de cœur ont été calculés pour une PiBF ayant un seul anneau pixélisé. Le rayon du cœur de silice pure, r_c , a été fixé à $20 \mu\text{m}$ alors que les 20 inclusions de haut indice utilisées pour discrétiser l'anneau ont les propriétés suivantes : diamètre égal à $3.1 \mu\text{m}$, diamètre normalisé au pas égal à 0.5 et profil d'indice parabolique présentant une différence d'indice maximale par rapport à la silice de $30 \cdot 10^{-3}$. Dans ces conditions, la longueur d'onde de coupure du mode LP_{11} des inclusions se situe autour de 830 nm, ce qui permet d'utiliser la fibre dans sa 1^{ère} BIP pour les longueurs d'ondes comprises entre 870 nm et 1700 nm. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la figure 3.7. Les indices effectifs des modes LP_{01} et LP_{11} des

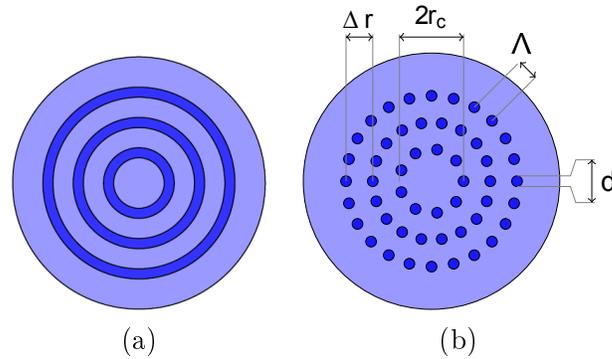


FIGURE 3.6 – (a) Fibre de Bragg conventionnelle, (b) Fibre de Bragg pixélisée. En bleu foncé sont présentées les zones d'indice n_h et en bleu clair les zones d'indice n_b .

inclusions de la gaine sont présentés en pointillés rouges. Les indices effectifs des mode LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} du cœur sont présentés, respectivement en trait plein noir, vert, rouge et bleu. Comme prévu, la figure montre que la zone centrale de la 1^{ère} BIP n'est pas traversée par les modes de gaine. Un véritable guidage par BIP est alors établi, à la manière de ce qui est observé dans les fibre BIP à réseau hexagonal présentées au chapitre 1.

Cependant, contrairement aux fibres BIP à cœur solide à réseau hexagonal [Bouwman 2005], où la distance entre les anneaux est une fonction du pas du réseau, la PiBF offre la liberté de maîtriser la distance Δr entre deux anneaux de haut indice consécutifs. Ceci permet d'appliquer la condition demi-onde, HWS, identiquement aux fibres de Bragg conventionnelles.

Nous allons maintenant décrire quelques propriétés générales de ces fibres.

3.6 Modélisation d'une fibre PiBF

Les caractéristiques de propagation d'un mode dans les fibres optiques peuvent être déterminées de façon numérique avant de procéder à la réalisation d'une nouvelle fibre. Ceci permet d'optimiser le choix des paramètres opto-géométriques de la fibre à réaliser. Dans le cadre de ce travail, les caractéristiques de guidages sont calculées par la méthode des éléments finis, appliquée dans le logiciel de calcul commercial COMSOL Multiphysics.

Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis (MEF) consiste, dans un 1^{er} temps, à décomposer la structure transverse de la fibre à tester en sous-domaines – le domaine d'étude

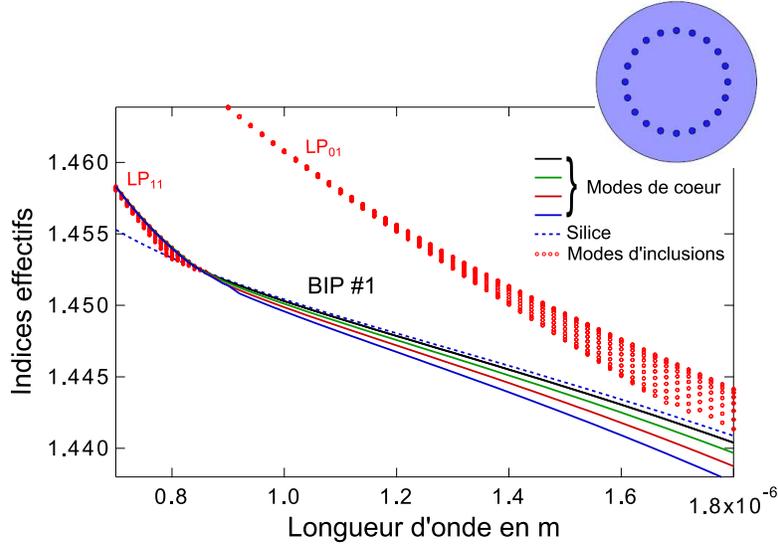


FIGURE 3.7 – Indices effectifs des modes de gaine (pointillés rouges) et des premiers modes (LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} et LP_{02}) du cœur (tirets pleins) dans la 1^{ère} BIP, de la géométrie représentée en encart. Le calcul des indices effectifs des modes de gaine sous leur longueur d'onde de coupure n'est pas présenté ici.

étant la structure transverse entière de la fibre —, généralement triangulaires, de nombre fini, appelés les éléments. Cette étape est appelé "maillage" de la fibre. Chaque élément est ensuite affecté des caractéristiques physiques qui lui sont propres (indice de réfraction, perméabilité électrique, ...). Les équations aux dérivées partielles (EDP), décrivant l'évolution du champ magnétique dans la fibre, sont ensuite résolues numériquement dans chaque élément, en respectant les conditions aux bords de chaque domaine (continuité du champ électrique et des EDP du champ aux bord des domaines). Dans le cas d'une fibre optique, les EDP sont présentées par l'équation de Helmholtz 1.4. Le champ électrique est calculé à partir du champ magnétique :

$$\vec{E} = -i \frac{c}{\varepsilon(\vec{r})\omega} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} \quad (3.14)$$

Les solutions calculées dans les éléments sont ensuite interpolées sur la structure transverse entière.

La figure 3.8 montre le quart d'une fibre micro-structurée avec un maillage triangulaire. Les courbes rouges représentent les interfaces entre les différents matériaux constituant la fibre, les triangles bleus représentent les éléments. Au bord extérieur de la fibre est ajoutée, en rose, une couche dite APML (Anisotropic perfectly matched layer) [Agha 2008]. L'APML est une couche anisotrope qui a un indice effectif égal à la couche externe de la fibre optique pour éviter les réflexions

sur le bord de la fibre. Celle-ci permet de calculer les pertes par confinement dans les FMS, où les modes sont des modes à fuite. Le paramètre d'absorption et l'épaisseur de la PML sont choisis de façon à ce que la valeur du champ soit nulle aux bords externes de cette dernière.

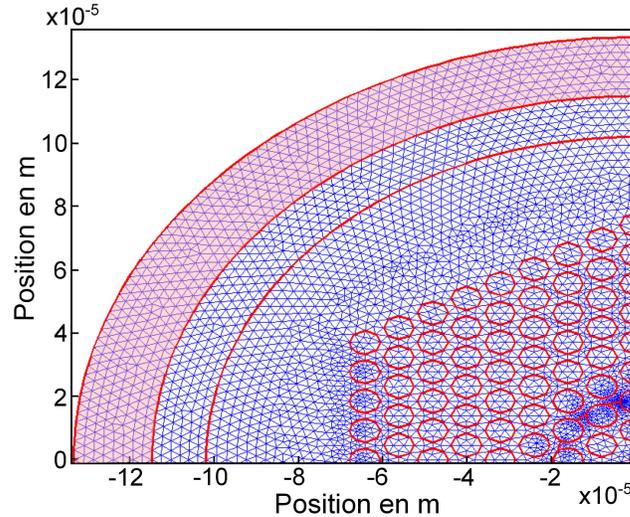


FIGURE 3.8 – Schéma d'un quart de structure d'une fibre BIP étudiée par MEF dans COMSOL Multiphysics. La structure, présentée en rouge, est partagée en sous-domaines bleus (maillage). La zone en rose est la APML.

L'utilisation d'un quart de structure sert à réduire le temps de calcul par quatre, mais cela impose de respecter une condition de symétrie. La géométrie doit présenter une symétrie par rapport à l'axe (Oz) de la propagation dans la fibre ainsi que par rapport aux deux plans (xOz) et (yOz), avec (xOy) le plan transverse de la fibre [Zolla 2005]. Les pertes par courbures ne peuvent être mesurées que sur une structure entière. Dans ce cas, l'indice de réfraction des matériaux de la fibre doit être adapté pour reproduire l'effet de la courbure (voir section 2.3).

Modélisation

L'étude numérique commence par le choix du diamètre normalisé (d/Λ) le plus adapté pour être utilisé dans le modèle à fabriquer. Pour cela, les pertes par confinement de plusieurs structures PiBF, composées par un seul anneau, avec des paramètres d/Λ différents sont calculées pour un rayon de cœur fixe de $r=20 \mu\text{m}$. Le milieu environnant est pris comme étant de la silice avec $n_b=1.45$ à la longueur d'onde $1 \mu\text{m}$. Les inclusions utilisées ont un diamètre d égal à $3.1 \mu\text{m}$ et un profil d'indice parabolique présentant une différence d'indice maximale par rapport à la silice, Δn , de 30.10^{-3} . De tels paramètres pour les inclusions permettent d'avoir la

longueur d'onde de coupure de la 1^{ère} BIP autour de 750 nm, identiquement à la BIP présentée dans la figure 3.7.

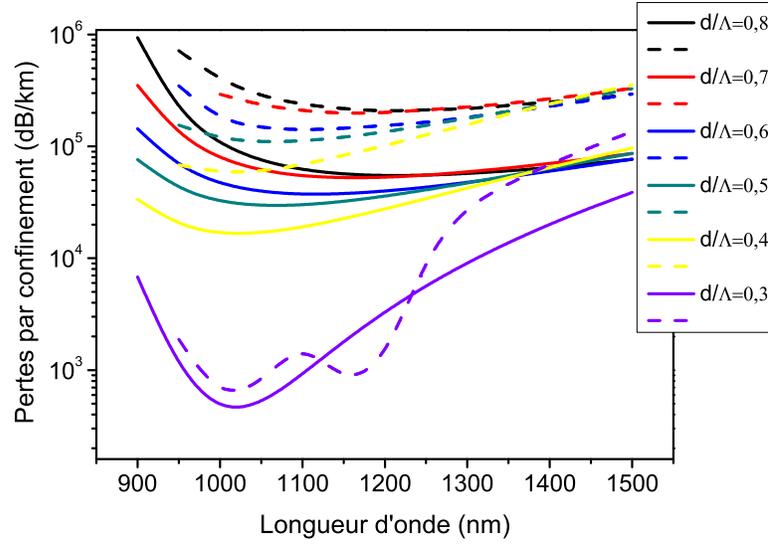


FIGURE 3.9 – Pertes par confinement d'une géométrie de PiBF à un seul anneau en fonction de la longueur d'onde, en fixant le diamètre des inclusions, d , à $3.1 \mu\text{m}$ et en changeant les valeurs de d/Λ . Les traits pleins correspondent aux modes LP_{01} des différentes structures et les pointillés aux modes LP_{11} .

La figure 3.9 montre les pertes par confinement en fonction de la longueur d'onde des modes LP_{01} et LP_{11} pour des valeurs de d/Λ variant de 0.3 à 0.8. On remarque que les pertes diminuent en réduisant le diamètre normalisé d/Λ . Ce résultat est en accord avec les observations présentées dans la littérature pour les fibres à bandes interdites photoniques à réseau triangulaire [Pureur 2009, Murao 2009b]. De plus, les rapports entre les pertes des deux modes sont calculés à 1030 nm pour différents rapports d/Λ . Les valeurs obtenues sont 1.45 pour $d/\Lambda = 0.3$, 3.7 pour $d/\Lambda = 0.4$, 3.8 pour $d/\Lambda = 0.5$, 3.6 pour $d/\Lambda = 0.6$, 3.8 pour $d/\Lambda = 0.7$ et 3.7 pour $d/\Lambda = 0.8$. Les plus hauts rapports entre les pertes sont observés pour $d/\Lambda = 0.5$ et 0.7, mais les pertes du mode fondamental sont inférieures pour la première valeur. Cette valeur de d/Λ sera alors utilisée pour la modélisation d'une PiBF. Finalement, on remarque que pour $d/\Lambda = 0.3$ les pertes du modes LP_{11} peuvent être inférieures à celles du mode LP_{01} par endroits, ces résultats sont attribués aux résonances dites de Fano [Steinvurzel 2006]. Ces résonances apparaissent dans les fibres BIP à bandes interdites photoniques dans le cas où d/Λ est petit (≤ 0.3).

Dans le but d'augmenter les pertes du mode LP_{11} du cœur, qui a une fréquence de coupure $V_{11}=3.83$ (voir tableau 1.2), la distance inter-anneaux, Δr , doit être prise

égale à $16.4 \mu\text{m}$ quand le rayon du cœur de la géométrie considérée est égal à $20 \mu\text{m}$ (equation 3.13). Les paramètres précédents, pour les inclusions de haut indice ont été utilisés ($d=3.1 \mu\text{m}$, $d/\Lambda=0.5$ et $\Delta n=30.10^{-3}$) avec trois anneaux pixélisés distants de Δr . Les pertes par confinement des premiers modes de cœur, dans la 1^{ère} BIP, ont été calculées par la méthode des éléments finis. Les résultats sont présentés sur la figure 3.10. Il convient de remarquer que l'application de la condition demi-onde (HWS) pénalise nettement les pertes du mode LP_{11} , ces dernières étant ramenées à un niveau supérieur aux pertes des modes LP_{21} et LP_{02} . Les pertes par défaut de confinement du mode fondamental présentent un minimum de 23 dB/km à 1030 nm.

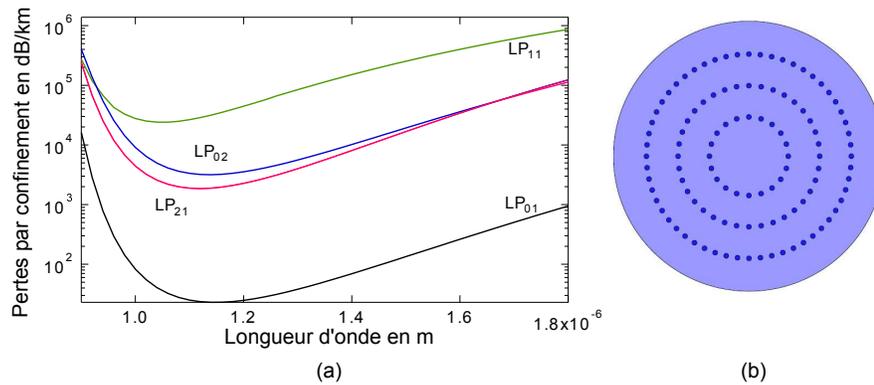


FIGURE 3.10 – Pertes par confinement (a) dans la 1^{ère} BIP des modes LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} du cœur de la géométrie présentée dans (b).

3.7 Première réalisation

La fibre PiBF, modélisée précédemment et supposée éliminer le mode LP_{11} du cœur, a été fabriquée par une méthode conventionnelle "d'assemblage-étirage". La photo MEB de la coupe transversale de la fibre réalisée est représentée dans la figure 3.11 (a). La fibre présente de légères différences par rapport à la simulation : i) le nombre des inclusions de haut indice est de 19 dans la 1^{ère} couronne, 37 dans la 2^{ème} et 53 dans la 3^{ème} (au lieu de 20, 38 et 56 inclusions respectivement), ii) la géométrie des inclusions est légèrement déformée durant le tirage comme le montre la figure 3.11(c) et iii) le diamètre des inclusions est légèrement différent de celui utilisé en simulation. Le diamètre externe de la fibre est $183 \mu\text{m}$, le diamètre de cœur vaut, quant à lui, $34.4 \mu\text{m}$. La distance entre deux anneaux est égale à $\Delta r = 16 \mu\text{m}$ et le diamètre des inclusions est $d=2.38 \mu\text{m}$ avec $d/\Lambda=0.5$.

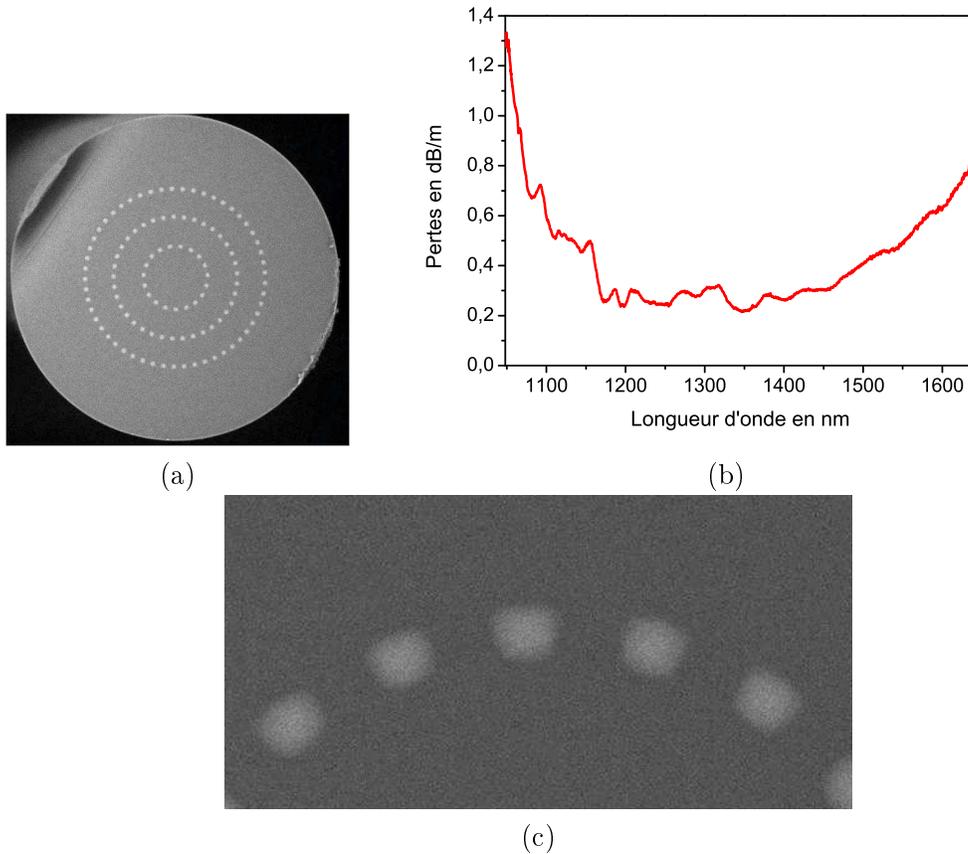


FIGURE 3.11 – (a) Photo MEB de la coupe transverse de la fibre PiBF. (b) Pertes en fonction de la longueur d’onde de la fibre PiBF. (c) Photo MEB des inclusions du 1^{er} anneau de la fibre PiBF.

Mesure des pertes

Les pertes de cette fibre ont été mesurées comme suit : on injecte le faisceau d’une source supercontinuum dans une grande longueur de fibre et on le collecte en sortie à l’aide d’une fibre légèrement multimode (cette fibre a un cœur de diamètre $15\ \mu\text{m}$ ce qui permet de collecter uniquement la lumière du cœur de la PiBF), aboutée en sortie de celle-ci et connectée à un analyseur de spectre optique (OSA) (voir figure 3.12). On effectue ensuite la même opération sans changer l’injection avec un tronçon plus court. La différence des deux mesures divisée par la différence des deux longueurs nous donne les pertes linéiques de la fibre : c’est la méthode dite du cutback. La courbe d’atténuation en fonction de la longueur d’onde dans la 1^{ère} BIP est représentée sur la figure 3.11 (b). Les pertes sont mesurées successivement sur des longueurs de fibres de 32 m et 7 m, soit une différence de longueur de 25 m. Le rayon de courbure est maintenu supérieur à 75 cm. Comme prédit par les simulations, cette courbe expérimentale a le même aspect que celle d’une fibre BIP

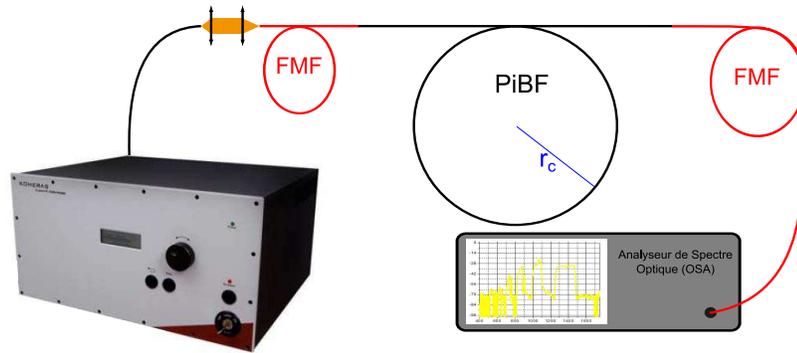


FIGURE 3.12 – Schéma du dispositif utilisé pour la mesure du cutback, avec r_c le rayon de courbure.

à cœur solide à réseau hexagonal, et aucune remontée des pertes n'est observée. Les pertes sont de l'ordre de 0.3 dB/m entre 1200 nm et 1400 nm. Les pertes par courbure ont aussi été mesurées, pour $dl=4$ m et un rayon de courbure de 20 cm, elles présentent un minimum de 1 dB/m à 1400 nm.

Contraintes relatives à la manipulation des fibres à large cœur

Les fibres à grande aire effective présentent des contraintes qui rendent leurs caractérisations et leurs manipulations très délicates. Pour cette raison, des précautions ont été prises pour réaliser les manipulations nécessaires dans les meilleures conditions possibles. En effet, ces fibres sont très sensibles aux micro-courbures [Baskiotis 2011], qui induisent des pertes élevées. Nous estimons que ceci explique la différence entre la valeur théorique et expérimentale du minimum des pertes, qui passe 23 dB/km à 250 dB/km. De telles pertes peuvent aussi être induites en appliquant une pression sur la fibre. Pour éviter de produire des contraintes non-souhaitées, les deux bouts de la fibre sous test sont maintenus par aspiration répartie sur plusieurs centimètres de fibre, au lieu d'être bloqués dans le canal d'un V-groove et fixés par un aimant, ce qui peut dégrader la qualité spectrale du mode en sortie de la fibre.

Test de monomodalité

La monomodalité de la fibre a été testée, en prenant les photos de modes en champ proche à la sortie de 1 m de fibre tenue droite. Le faisceau d'une source supercontinuum est alors injecté dans le centre du cœur puis décalé transversalement de $5 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$ tout en restant parallèle à l'axe de la fibre. Cette manœuvre aide à mieux exciter les modes d'ordres supérieurs (en particulier les modes LP_{lm} avec

$l \neq 0$) dans le cas où ces derniers seraient guidés dans le cœur de la fibre. La figure 4.22 montre les résultats de cette manipulation pour des longueurs d'onde différentes, $\lambda = 1100$ nm, 1200 nm, 1400 nm et 1600 nm, couvrant la largeur de la bande spectrale de la 1^{ère} BIP. Les profils d'intensité sont présentés en échelle logarithmique pour une meilleure visibilité des modes d'ordre supérieur. Le mode LP_{11} est absent dans cette bande interdite. Les modes LP_{21} et LP_{02} , quant à eux, ont été observés aux longueurs d'onde inférieures à 1350 nm. Ces résultats sont concordants avec les simulations, qui montrent que les pertes des modes LP_{21} et LP_{02} sont moins affectées par l'application de la condition HWS. Entre 1350 nm et 1650 nm, la fibre peut-être considérée, en pratique, comme monomode. Le diamètre de mode, mesuré (à $1/e^2$) en régime monomode à 1400 nm, est de $25 \mu\text{m}$.

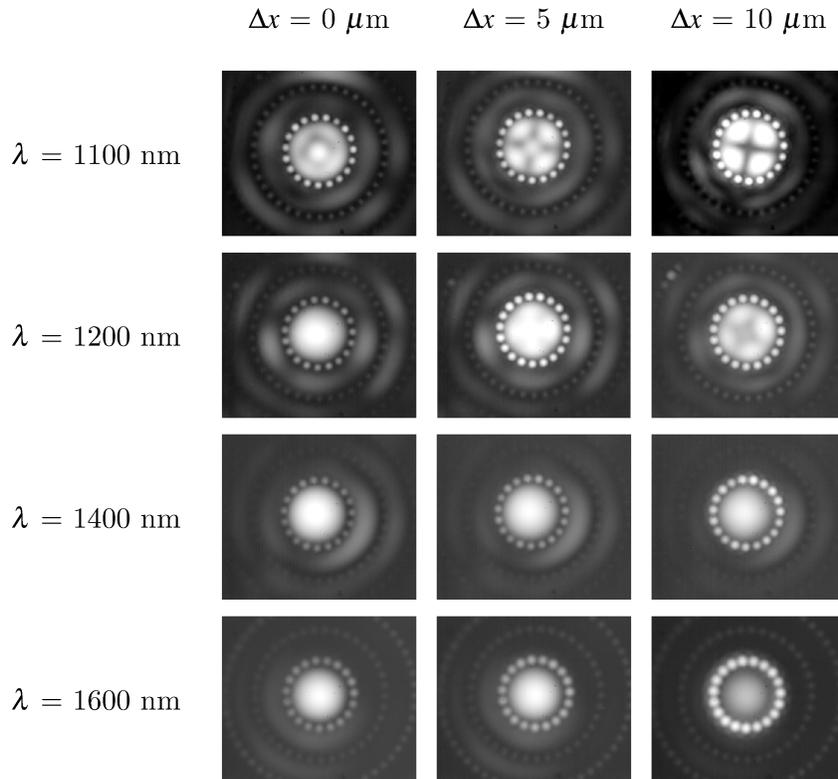


FIGURE 3.13 – Images du champ proche (en échelle logarithmique) du mode de cœur à la sortie de la fibre de Bragg pixélisée à différentes longueurs d'ondes. Le faisceau est d'abord injecté dans le centre du cœur de la fibre (colonne de gauche), ensuite le faisceau est décalé de $5 \mu\text{m}$ (colonne centrale) puis de $10 \mu\text{m}$ (colonne de droite) par rapport à la position centrale.

Mesure de la dispersion de vitesse de groupe

La dispersion de la vitesse de groupe, DVG, a été mesurée par méthode d'interférométrie à faible cohérence (IFC). Le dispositif utilisé pour la manipulation est un interféromètre Mach-Zender représenté dans la figure 3.14. Le faisceau d'une source supercontinuum est envoyé sur une lame séparatrice 50%-50%, qui le partage en deux chemins optiques appelés "bras" de l'interféromètre. La fibre à tester est placée dans un bras (noté bras1) du Mach-Zender, et sur l'autre bras (référence, bras2), une platine permet de modifier la longueur du chemin optique. Les faisceaux des deux bras sont ensuite combinés par une deuxième lame séparatrice 50%-50% avant d'être renvoyés dans des filtres passe-bande de largeur à mi-hauteur 10 nm (dans le cas de notre dispositif) et d'aboutir finalement sur un capteur.

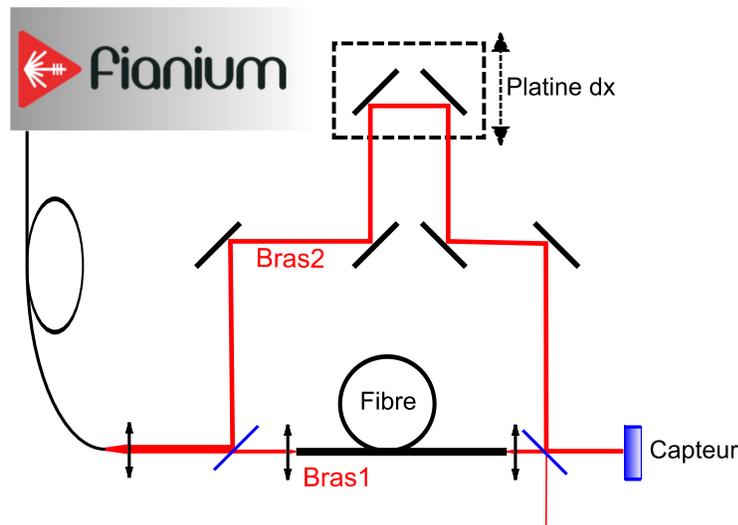


FIGURE 3.14 – Schéma du dispositif Mach-Zender utilisé pour la mesure de DVG par IFC.

Dans un interféromètre, les franges ne sont visibles que lorsque la différence de chemin optique entre les faisceaux parvenant des deux bras est inférieure à la longueur de cohérence de la source I_c :

$$I_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (3.15)$$

avec $\Delta\lambda$ la largeur spectrale du filtre utilisé. Lorsque l'égalité du chemin optique est atteinte, la différence de chemin optique entre les deux bras est alors de :

$$\Delta x = \text{bras2} - \text{bras1} = k + 2 \cdot dx - l \cdot n_g = 0 \quad (3.16)$$

avec k une constante, dx le déplacement de la platine, l la longueur de la fibre et n_g l'indice de groupe tel que :

$$n_g = n_{eff} - \lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda} \quad (3.17)$$

L'observation du déplacement de la platine nécessaire à préserver la visibilité de l'enveloppe de la figure d'interférence en fonction de la longueur d'onde centrale du filtre va nous permettre d'aboutir à la DVG grâce à la relation :

$$DVG = \frac{\partial n_g}{c \cdot \partial \lambda} = \frac{2 \cdot \partial(dx)}{c \cdot l \cdot \partial \lambda} \quad (3.18)$$

La figure 4.26 montre la courbe expérimentale de dispersion de vitesse de groupe, en fonction de la longueur d'onde, en points rouges, ainsi que la courbe théorique en noir. L'aspect de la courbe de DVG qui présente une forme en "S" et passe par un point où la dispersion est nulle, prouve, encore une fois, le guidage par bandes interdites photoniques pour la PiBF. Les courbes, expérimentale et théorique, montrent un désaccord aux deux bords de la 1^{ère} BIP. La bande interdite expérimentale est moins large que celle prédite théoriquement. Cela peut être expliqué par la déformation légère de la géométrie des inclusions dans l'étape de la fabrication.

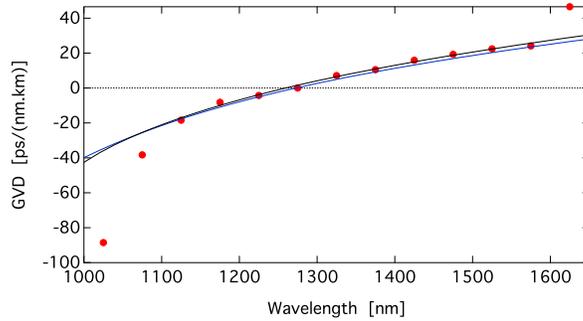


FIGURE 3.15 – Courbe de dispersion de vitesse de groupe du mode fondamental de la fibre de Bragg pixélisée. La courbe de dispersion théorique est présentée en bleu et la courbe expérimentale est présentée en points rouges. La courbe noire représente la dispersion de la silice.

3.8 Perspectives

La fibre réalisée peut être considérée monomode entre 1350 nm et 1650 nm et présente un diamètre de mode moyen de 25 μm à 1400 nm. Cependant, pour des longueurs d'onde inférieures à 1350 nm, les modes LP_{21} et LP_{02} persistent quand la fibre est courte. Pour les éliminer, les distances inter-anneaux peuvent être modifiées, pour utiliser multiples conditions HWS pour les différents modes visés.

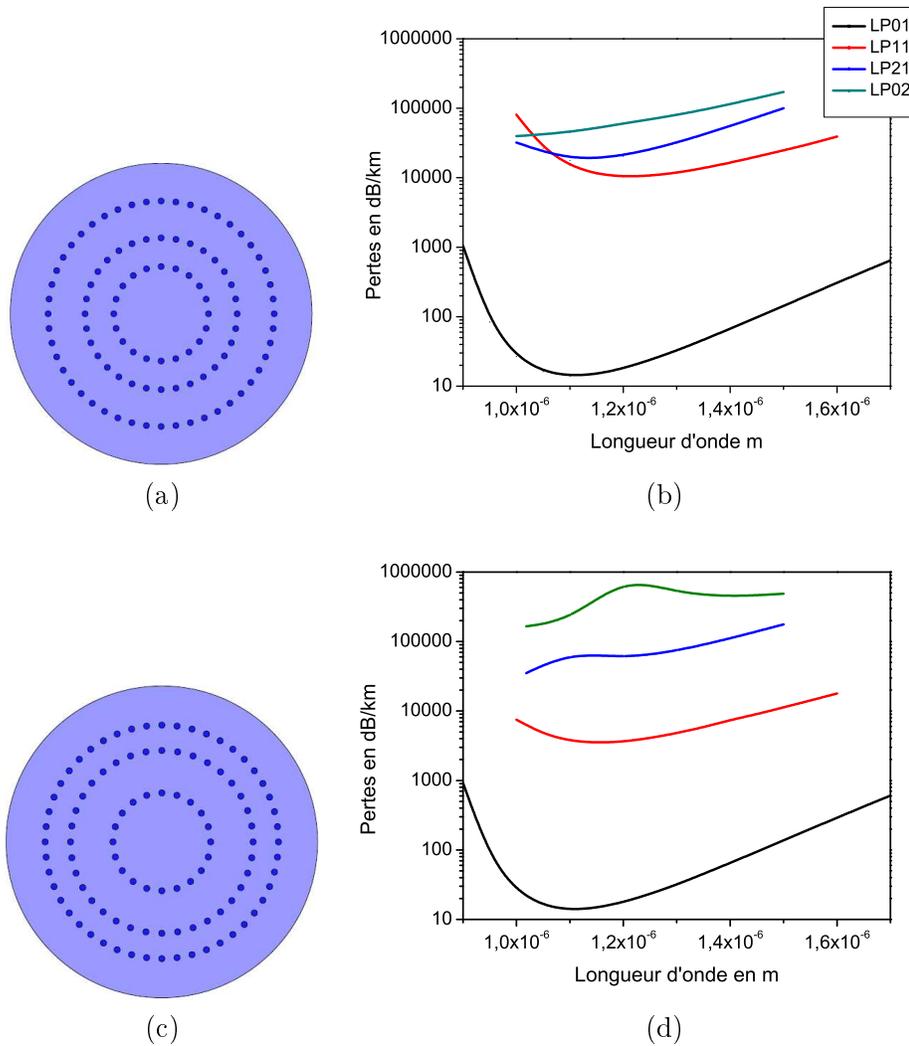


FIGURE 3.16 – (a)[(c)] Image d’une PiBF à laquelle est appliquée une double condition HWS, $\Delta r_1 = 12 \mu\text{m}$ et $\Delta r_2 = 16.4 \mu\text{m}$ [$\Delta r_1 = 16.4 \mu\text{m}$ et $\Delta r_2 = 12 \mu\text{m}$]. (b)[(d)] Pertes par confinement en fonction de la longueur d’onde de la fibre PiBF présentée dans (a)[(c)].

Les figures 3.16(a) et (c) présentent les schémas de deux nouvelles structures PiBF ayant un cœur d’un rayon de $20 \mu\text{m}$, identique à celle réalisée. Les inclusions de haut indice sont aussi identiques, mais les distances inter-anneaux sont modifiées pour appliquer deux conditions HWS. Dans la première structure, la distance entre le 1^{er} et le 2^{ème} anneau d’inclusions de haut indice, Δr_1 , est de $12 \mu\text{m}$. Elle est choisie pour augmenter les pertes des modes LP₂₁ et LP₀₂. La distance entre le 2^{ème} et le 3^{ème} anneau, Δr_2 est de nouveau prise égale à $16.4 \mu\text{m}$ pour augmenter les pertes du mode LP₁₁. Ces paramètres imposent d’avoir 20, 32 et 48 inclusions de

haut indice dans les anneaux consécutifs. Dans la deuxième structure, les valeurs de Δr_1 et Δr_2 sont inversées. Ces paramètres imposent d'avoir 20, 36 et 48 inclusions de haut indice dans les anneaux consécutifs. Les deux structures sont schématisées dans les figures 3.16(a) et (c). Les figures 3.16(b) et (d) montrent les pertes par confinement en fonction de la longueur d'onde des quatre premiers modes de cœur dans la 1^{ère} BIP de ces PiBF à double conditions HWS. Les pertes du modes LP₁₁ diminuent pour les deux structures par rapport à la structure présentée dans la figure 3.11(b), mais les pertes des modes LP₂₁ et LP₀₂ augmentent dans les deux structures. La structure de la figure 3.16(a) présente des pertes du mode LP₁₁ légèrement supérieures à celles de la structure de la figure 3.16(b), ce qui permet de prévoir une meilleure réjection des trois premiers modes d'ordre supérieur. Ces derniers sont alors aux mêmes niveaux de pertes. Ce calcul montre la possibilité de réaliser une fibre qui soit pratiquement monomode sur toute la largeur spectrale de la 1^{ère} BIP.

Il convient de noter que, de manière contre-intuitive, les niveaux de réjection des MOH sont meilleurs lorsque l'anneau de bas indice utilisé pour réaliser la condition HWS est situé plus loin du cœur. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'anneau de silice interne, supposé mieux se coupler au mode, est moins susceptible d'avoir des pertes, vu qu'il est confiné par deux anneaux de haut indice.

3.9 Conclusion

Une première réalisation d'une fibre de Bragg pixélisée est présentée dans ce chapitre. Le guidage par bandes interdites photoniques avec absence de couplages avec les modes d'inclusions dans la fenêtre de transparence a été démontré expérimentalement par l'absence des couplages dans la BIP. Cette fibre offre un nouveau degré de liberté par rapport aux fibres à bandes interdites photoniques à réseau hexagonal, notamment le contrôle des distances inter-anneaux dans la fibre. Ce degré de liberté a été utilisé pour éliminer efficacement le mode LP₁₁ du cœur d'une fibre PiBF sur toute la bande spectrale de la 1^{ère} BIP. Ce concept peut aussi être utilisé pour éliminer d'autres modes d'ordre supérieur

Outre le nouveau degré de liberté que présente la fibre de Bragg pixélisée, le cœur non micro-structuré permet la fabrication de larges cœurs à partir de monolithes Sol-Gel, entièrement dopés, synthétisés par l'équipe [El Hamzaoui 2011]. En plus, la PiBF présente l'avantage d'être hétéro-structurable, des inclusions de haut indice pouvant être remplacées par des trous d'air ou des inclusions d'indice inférieur à la silice pour augmenter le différentiel de pertes entre le mode fondamental et les modes d'ordres supérieur. Finalement, la fibre de Bragg pixélisée est une nouvelle fibre à bande interdite photonique, qui ouvre plusieurs pistes à étudier qui pourraient aboutir à une fibre à grande aire effective pliable et monomode.

Fibres toutes solides à bandes interdites photoniques hétéro-structurées

Sommaire

4.1 Introduction	81
4.2 Étude préalable pour le choix des résonateurs de la gaine .	82
4.3 Fibres à défaut central de sept inclusions	83
Simulations	84
Fabrication et caractérisation	88
Prolongation de l'étude dans la quatrième BIP	90
4.4 Défaut central de dix neuf inclusions	93
Simulations	94
Fabrication et caractérisation	100
Monomodalité	103
Étude dans la troisième BIP	106
Mesure de la dispersion chromatique de vitesse de groupe	107
Étude dans la cinquième BIP	108
4.5 Défaut central de 37 inclusions	110
4.6 Conclusion	112

4.1 Introduction

Outre la famille des fibres de Bragg (et plus particulièrement des fibres de Bragg pixélisées que nous présentons dans le chapitre 3), l'étude des fibres à bandes interdites photoniques (BIP) à large cœur monomode a été menée dans le cas des fibres à bandes interdites photoniques à deux dimensions. Ce chapitre présente l'analyse de l'impact de la géométrie de la gaine de fibres micro-structurées toutes solides guidant par bandes interdites photoniques sur le différentiel de pertes par confinement entre différents modes guidés dans le cœur. En se basant sur les conclusions de l'étude numérique de Murao et al. [Murao 2011], il a été montré, théoriquement et expérimentalement, que l'utilisation d'une gaine non homogène (hétéro-structuration) permet, si elle est bien choisie, d'augmenter le différentiel de

pertes entre le mode fondamental et les modes d'ordres supérieurs, sans dégrader les pertes du mode fondamental.

Ce concept a été appliqué à différentes géométries de gaines hétéro-structurées pour une utilisation dans différentes bandes interdites photoniques.

4.2 Étude préalable pour le choix des résonateurs de la gaine

En se basant sur la littérature [Egorova 2008] et notamment les travaux de thèse de Pureur [Pureur 2009] concernant les fibres BIP toutes solides, ainsi que sur les anciennes fabrications de l'équipe, nous avons pu constater que les fibres BIP présentant des petits rapports d/Λ (inférieur à 0.4, typiquement) se sont révélées être particulièrement sensibles aux courbures et micro-courbures en pratique même si, en théorie, leurs pertes par confinement sont potentiellement meilleures que les fibres ayant des rapports d/Λ supérieurs¹. Par suite, elles seront considérées comme peu efficaces pour les utilisations visées dans ce chapitre. De ce fait, nous avons choisi de travailler avec un rapport d/Λ de l'ordre de 0.8, supposé rendre les fibres plus faciles à manipuler. En outre, dans le but d'utiliser des préformes disponibles en standard chez notre fournisseur de préformes (DRAKA), des inclusions de silice dopée à l'oxyde de germanium, ayant un profil d'indice parabolique présentant une différence d'indice maximale de $+30.10^{-3}$ par rapport à la silice pure, ont été choisies. Ce sont ces inclusions qui seront utilisées pour constituer les gaines de toutes les fibres qui seront présentées dans ce chapitre. Les préformes ayant ce profil d'indice sont utilisées généralement dans la fabrication des fibres multimodes conventionnelles.

Une fois les inclusions choisies, il convient de choisir le pas du réseau, Λ , de façon à positionner la longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$ (gamme de longueur d'onde d'émission et d'absorption de l'ion Yb^{3+} qui sera utilisé comme élément actif pour les fibres laser) au centre d'une des BIP. Ceci revient à fixer la taille des résonateurs d . Le rapport d/Λ étant fixe cela correspond à plusieurs valeurs de Λ suivant l'ordre de la BIP. Dès lors, pour aller vers des valeurs de pas élevées (le but étant de réaliser une fibre LMA dont le cœur est fonction du pas), nous avons choisi de travailler dans trois BIP en particulier : la 3^{ème} BIP, la 4^{ème} BIP et la 5^{ème} BIP.

La figure 4.1 montre le diagramme de bandes d'un réseau hexagonal infini d'inclusions présentant un rapport d/Λ égal à 0.79 et un profil d'indice parabolique de différence d'indice maximale $+30.10^{-3}$ par rapport à la silice. L'étude de cette figure montre que, dans ces conditions et avec un pas du réseau de $9.25 \mu\text{m}$, la 3^{ème} BIP est centrée autour de la longueur d'onde $1 \mu\text{m}$. Dans le cas où le pas est

1. En diminuant d/Λ , la profondeur de la BIP diminue et les modes deviennent susceptibles de se coupler vers les modes de gaine

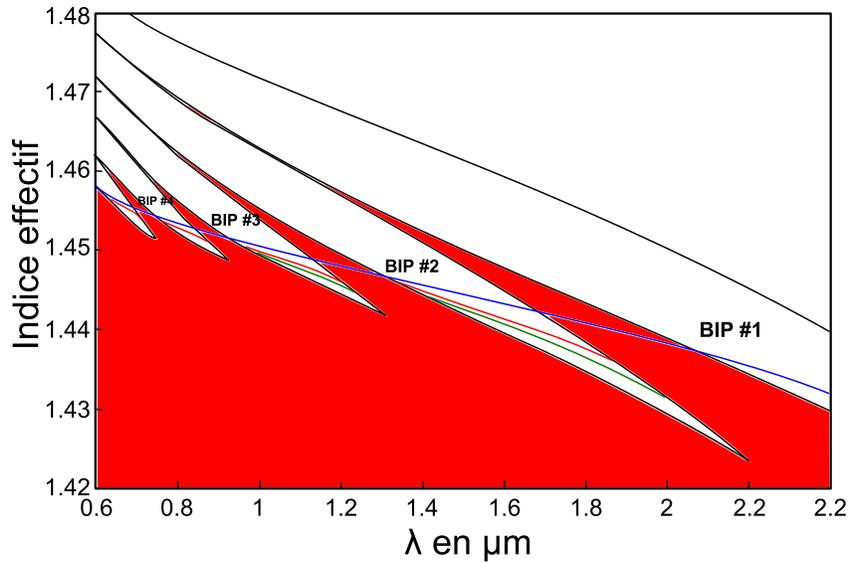


FIGURE 4.1 – Diagramme de bandes d’un réseau d’inclusions hexagonal de rapport $d/\Lambda=0.79$ avec un pas du réseau, Λ , de $9.3 \mu\text{m}$. Les inclusions baignent dans la silice et ont un profil d’indice parabolique avec une différence d’indice maximale de 0.03 par rapport à la silice. Les bandes passantes sont présentées en rouge et l’indice de la silice est présenté en bleu. Les courbes rouges et vertes présentent respectivement les indices effectifs, dans différentes bandes interdites photoniques, des modes LP_{01} et LP_{11} guidés dans le cœur d’une fibre possédant un défaut d’une inclusion.

augmenté à $11.8 \mu\text{m}$ ou $14.1 \mu\text{m}$, la 4^{ème} BIP ou la 5^{ème} BIP sont décalées à la longueur d’onde souhaitée.

Les propriétés des inclusions de haut indice étant fixées, nous consacrerons ce chapitre à l’étude de cœurs formés par des défauts centraux de 7 inclusions, 19 inclusions et 37 inclusions, qui donneront des diamètres moyens² de cœur allant de $30 \mu\text{m}$ à $75 \mu\text{m}$. Couplée à l’analyse de l’impact de la forme des hétéro-structurations, cette étude permettra d’estimer les limites de fibres toutes solides, à bandes interdites photoniques à gaine hétéro-structurée, en termes de dimensions de cœur et de diamètres de mode, tout en restant monomodes en pratique et flexibles.

4.3 Fibres à défaut central de sept inclusions

Dans le but de disposer de larges cœurs permettant d’aboutir à des modes fondamentaux ayant un diamètre au moins comparable à celui de la fibre BIP pré-

2. Le diamètre moyen est défini comme la moyenne des distances entre deux inclusions diamétralement opposées

sentée par Egorova et al. [Egorova 2008], l'étude de l'effet de l'hétéro-structuration de la gaine a d'abord été menée sur des fibres présentant un défaut central de sept inclusions. Des simulations ont été conduites dans la 3^{ème} et la 4^{ème} BIP, suivies d'une fabrication pour mettre en évidence cet effet.

Simulations

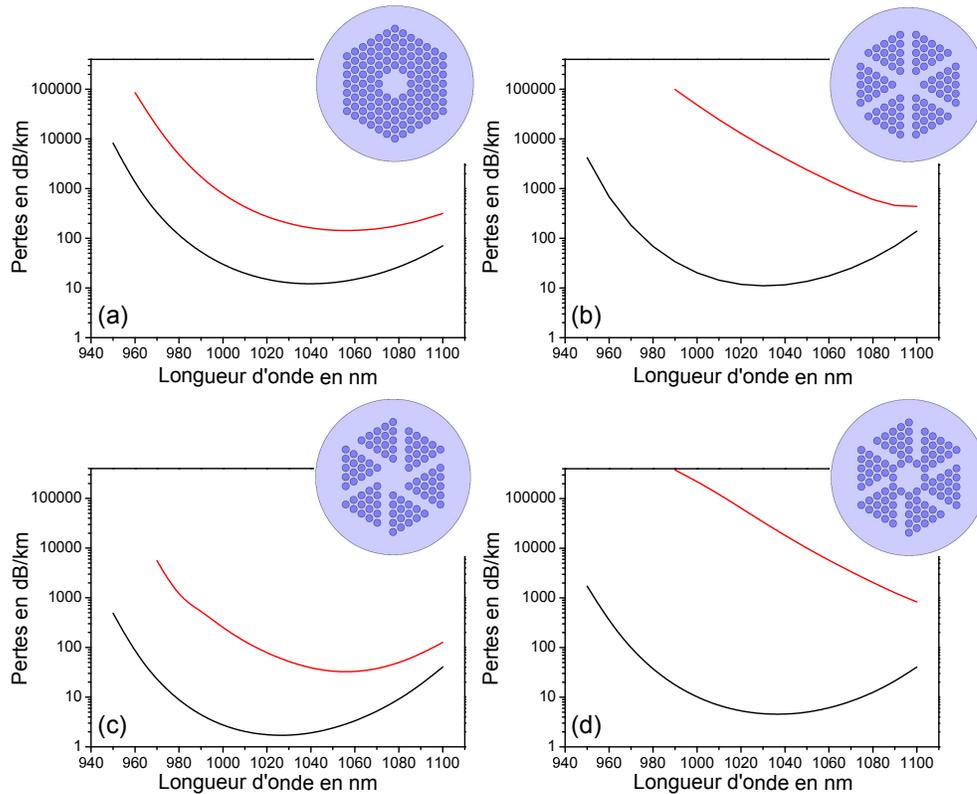


FIGURE 4.2 – Résultats numériques montrant l'effet de l'hétéro-structuration sur les pertes par confinement du mode fondamental (en noir) et du premier HOM (en rouge) dans la 3^{ème} BIP. Les géométries testées sont représentées en encart, les inclusions de haut indice étant représentées en bleu foncé. Le cœur est constitué d'un défaut de sept inclusions, les inclusions de haut indice ont un diamètre normalisé de 0.79 et un profil de d'indice parabolique avec $\Delta n=30.10^{-3}$ au centre.

Notre étude débute par la simulation de plusieurs structures en nous basant tout d'abord sur des hétéro-structurations similaires à celles présentées dans la référence [Muraio 2009b] et ce afin de vérifier les effets présentés par les auteurs de cet article. Par ailleurs, plusieurs autres géométries ont été simulées pour tenter de trouver l'hétéro-structuration la plus adaptée à la taille du cœur et aux paramètres opto-géométriques. Les résultats des simulations dans la 3^{ème} BIP, ayant conduit

aux meilleurs résultats sont présentés dans la figure 4.2.

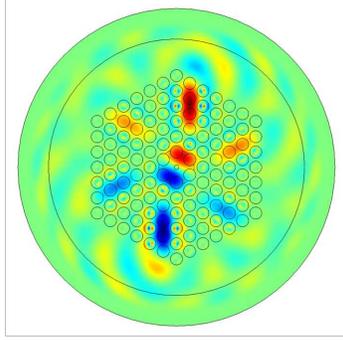


FIGURE 4.3 – Image des champs électriques du mode LP_{11} du cœur et d'un super-mode des résonateurs de la structure 4.2(d), calculés à $1 \mu\text{m}$. Un couplage entre les deux modes est visible.

La figure 4.2 montre que les pertes par confinement et le différentiel de pertes entre le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur (HOM, High Order Mode) – en l'occurrence le mode LP_{11} – sont directement affectés par la géométrie des inclusions de la gaine. Pour chaque structure, le rapport des pertes

$$\frac{\alpha(LP_{11})}{\alpha(LP_{01})} \quad (4.1)$$

sera donné à la longueur d'onde du minimum des pertes pour le mode LP_{01} . Ce rapport est appelé le différentiel de pertes. Les autres modes d'ordre supérieur ne sont pas présentés, leurs pertes, pour les structures ici étudiées, étant supérieures aux pertes du mode LP_{11} . La figure 4.2(a) présente les pertes par confinement du mode fondamental et du 1^{er} HOM d'une fibre à gaine homogène utilisée comme référence. Un différentiel de pertes de 13.3 entre les deux modes est donné au minimum des pertes du mode fondamental. La géométrie présentée dans la figure 4.2(b) est similaire à celle présentée dans la référence [Murao 2009b] : elle montre que les pertes du mode fondamental restent sensiblement les mêmes par rapport à la géométrie uniforme. Un différentiel de pertes de 641 est observé. Dans le but de diminuer les pertes du mode fondamental, un premier essai a consisté à décaler les canaux ne présentant pas d'inclusions par rapport aux diagonales de la structure, comme le montre la géométrie présentée sur la figure 4.2(c). Par un raisonnement simple d'optique géométrique, l'effet de ce décalage peut conduire à éviter une fuite trop importante, vers l'extérieur, des rayons guidés dans le cœur. Les pertes du mode fondamental chutent de 11.9 dB/km à 1.8 dB/km au minimum des pertes. Cependant, l'effet de l'hétéro-structuration sur les pertes du mode LP_{11} est moins marqué, le différentiel de pertes n'est que de 30.5. L'effet recherché est nettement plus marqué pour la géométrie testée en figure 4.2(d) qui offre un différentiel de pertes de 3666.2. En outre, cette géométrie originale

permet également de porter les pertes du mode fondamental à 4.9 dB/km au minimum. La légère augmentation des pertes du mode fondamental par rapport à la structure 4.2(c) s'explique par la diminution de la taille de l'aire effectif (Voir tableau 4.1, diamètre de mode). L'explication de l'effet observé sur le mode LP₁₁ est moins évidente dans une approche d'optique géométrique, on l'attribue à la dimension des canaux résonateurs. Finalement, les résultats des simulations de ces premières structures sont résumés dans le tableau 4.1 suivant :

TABLE 4.1 – Tableau récapitulatif des conclusions tirées des fibres à défaut central de 7 inclusions.

Figure	$\alpha(\text{LP}_{01})$, dB/km	diff. des pertes	Diamètre de mode, μm
4.2(a)	11.9	13.3	20.18
4.2(b)	11.06	641	20.8
4.2(c)	1.68	30.5	24.64
4.2(d)	4.9	3666.2	20.4

L'augmentation des pertes du mode LP₁₁ dans ces nouvelles structures est due à des couplages résonnants vers les supermodes³ des guides de bas indice de la gaine comme le montre l'exemple de la figure 4.3, où le champ électrique est représenté à la longueur d'onde 1 μm pour le mode LP₁₁. Les guides étant à fuites, il est alors facile de comprendre l'augmentation significative des pertes des modes LP₁₁ par rapport à la structure de la figure 4.2(a).

Pour comparer ces modèles aux critères de monomodalité présentés dans la section 2.3, les courbes des rapports de monomodalité en fonction de la longueur d'onde, pour les quatre géométries présentées dans la figure 4.2 sont présentées dans la figure 4.4. Les courbes respectives bleue, noire, rouge et magenta correspondent aux structures des figures 4.2(a), (b), (c) et (d). Le rapport de monomodalité ($R < 0.1$ dB) n'est respecté pour aucune des fibres sur toute la largeur de bande photonique cependant, certaines structures le respectent sur une plage spectrale réduite. Ainsi, la structure de la figure 4.2(d) présente de nouveau le meilleur résultat théorique avec des pertes du mode fondamental inférieures à 0.1 dB/m et un rapport de monomodalité inférieur à 0.1 sur la plage 960 nm - 1040 nm, contre 980 nm - 1020 nm pour la structure de la figure 4.2(b). L'aire modale prévue numériquement pour la structure proposée en figure 4.2(d) est de 350 μm^2 , correspondant à un diamètre de mode moyen de 21 μm .

3. Un supermode est un mode obtenus dans plusieurs cœurs (résonateurs) couplés, il est dégénéré $N \times d$ fois avec N le nombre de résonateurs en jeu et d le nombre de dégénérescence du mode correspondant, guidé dans un cœur isolé [Lacroix 1994]

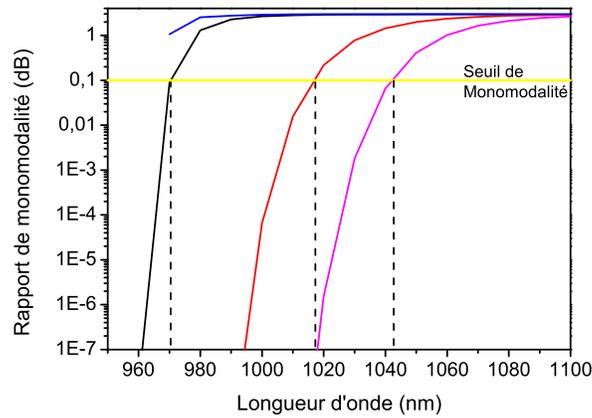


FIGURE 4.4 – Rapport de monomodalité théorique calculé pour les géométries 4.2(a) en bleu, 4.2(b) en noir, 4.2(c) en rouge et 4.2(d) en magenta

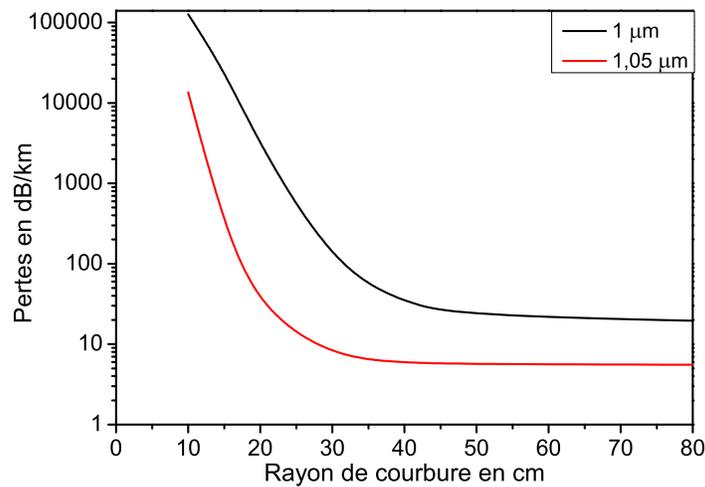


FIGURE 4.5 – Pertes par courbure de la structure présentée dans la figure 4.2(d) calculées pour différents rayons de courbure à $1 \mu\text{m}$ (noir) et à $1.05 \mu\text{m}$ (rouge).

Les pertes par courbure de la structure 4.2(d) ont été calculées pour différents rayons de courbure à deux longueurs d'ondes différentes ($1 \mu\text{m}$ et $1.05 \mu\text{m}$), les courbes obtenues sont présentées dans la figure 4.5. Deux conclusions peuvent être tirées de cette figure : i) En diminuant le rayon de courbure, les pertes à $1 \mu\text{m}$ augmentent plus rapidement que les pertes à $1.05 \mu\text{m}$. Ceci s'explique par la forme de la bande interdite photonique qui est moins profonde aux courtes longueurs d'onde. ii) les pertes à $1.05 \mu\text{m}$ restent inférieures à 0.1 dB/m pour un rayon de courbure de 20 cm . Les critères de monomodalité proposés dans la section 2.3 sont

donc vérifiés dans ces conditions.

Fabrication et caractérisation

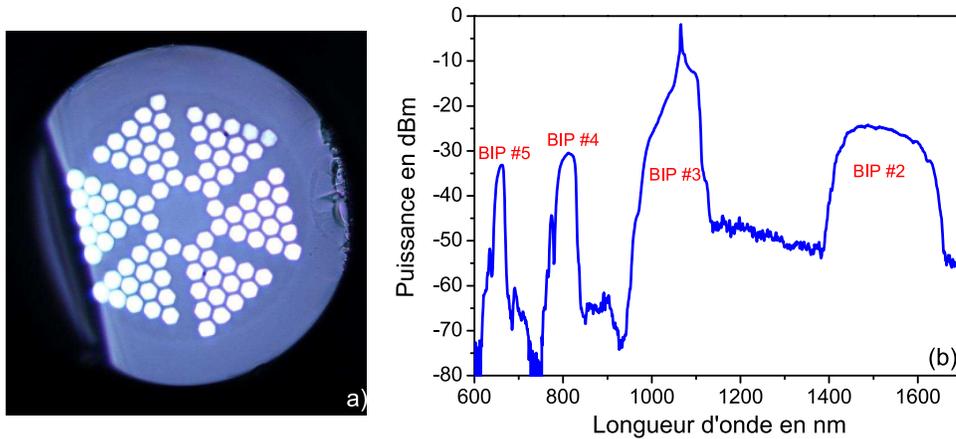


FIGURE 4.6 – (a) Image prise par microscope optique de la FMS-BIP à cœur solide hétéro-structurée réalisée selon le modèle théorique de la figure 4.2(d). (b) Spectre de transmission enregistré à l'aide d'une source supercontinuum sur un tronçon de longueur 60 cm.

Sur la base des résultats précédents, nous avons réalisé une première fibre avec une géométrie similaire à celle présentée en figure 4.2(d). La fibre BIP toute solide fabriquée présente un diamètre externe de $157 \mu\text{m}$, un diamètre de cœur moyen de $26 \mu\text{m}$, un pas Λ de $8.9 \mu\text{m}$ et un d/Λ de 0.79. Une image optique d'une coupe transversale est présentée sur la figure 4.6(a). Un spectre de transmission de cette fibre est mesuré en utilisant un dispositif semblable à celui de la figure 3.12, à la différence que l'injection est faite en espace libre par l'intermédiaire d'une micro-lentille de focale 13.8 mm. Le résultat est présenté sur la figure 4.6(b) et met en évidence le guidage par bandes interdites photoniques avec une dynamique supérieure à 30 dB pour la 3^{ème} BIP qui est centrée autour de $1 \mu\text{m}$.

Dans un deuxième temps, le faisceau issu d'une source supercontinuum est injecté dans 1.5 m de fibre et la répartition modale en sortie de fibre est analysée en projetant l'image de la face de sortie sur le capteur d'une caméra infrarouge. La figure 4.7 présente l'image en champ proche, ainsi que les profils suivant un axe du mode observé dans le cas d'une injection centrée, puis décalée successivement de $5 \mu\text{m}$ et de $12 \mu\text{m}$. Ces mesures sont faites à trois longueurs d'ondes qui couvrent la largeur spectrale de la BIP testée (1000 nm, 1050 nm et 1100 nm). Aucun mode d'ordre supérieur n'a pu être observé à la longueur d'onde 1000 nm même quand l'injection est décalée de $12 \mu\text{m}$. Par contre, à 1050 nm et quand l'injection est

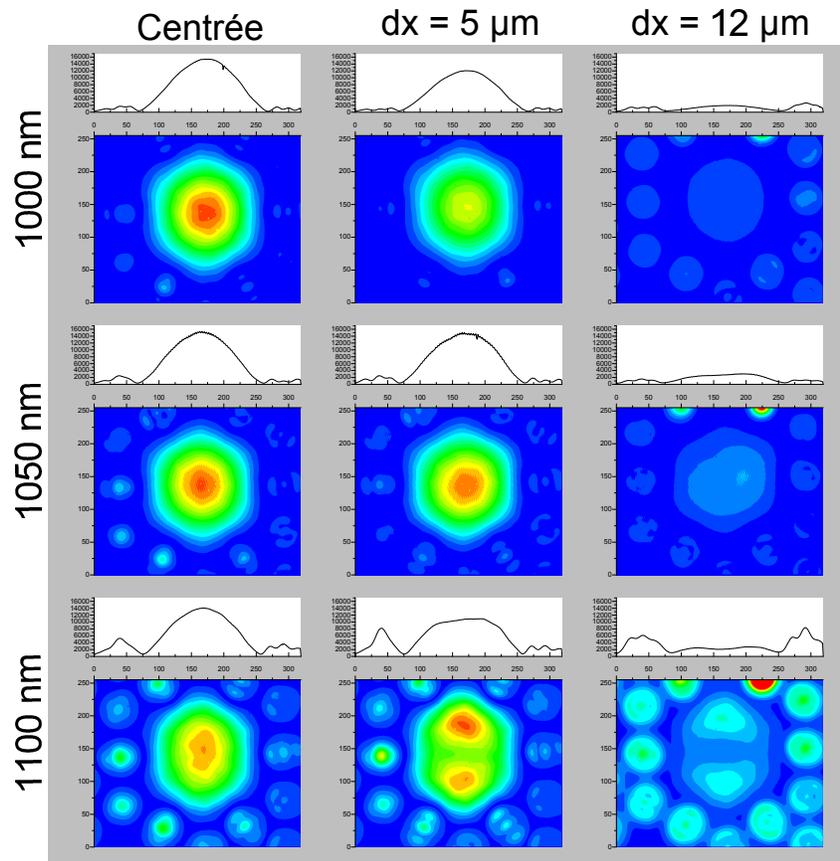


FIGURE 4.7 – Photos de profil de modes dans la 3^{ème} BIP, prises à différentes longueurs d’ondes couvrant la largeur spectrale de la BIP et pour différentes conditions d’injection dans 1.5 m de la fibre présentée dans la figure 4.6(a) tenue quasi droite. Le rayon injecté est décalé en restant parallèle à l’axe de la fibre.

décalée de $12 \mu\text{m}$, le profil du mode pourrait correspondre à un mélange d’un mode LP_{11} et un mode LP_{01} . Cette tendance se confirme à la longueur d’onde de 1100 nm où le mode LP_{11} devient visible après décalage de l’injection de juste $5 \mu\text{m}$. En outre, dans cette région proche d’un bord de BIP, le couplage avec les modes des inclusions de haut indice de la gaine est clairement observé. Le diamètre moyen du mode fondamental (pris à $1/e^2$) mesuré en régime monomode (injection centrée) à la longueur d’onde 1050 nm est de $19.7 \mu\text{m}$, en assez bon accord avec la valeur numérique de $20.4 \mu\text{m}$.

Dans un troisième temps, les pertes de cette fibre ont été mesurées comme suit : le faisceau d’un supercontinuum est injecté dans une grande longueur de fibre. En sortie de fibre, le signal est récupéré à l’aide d’une fibre HI1060 aboutée en sortie de celle-ci et connectée à un analyseur de spectre optique (OSA). Cette fibre présente un diamètre de mode de $5.9 \mu\text{m}$ à la longueur d’onde 980 nm , permettant

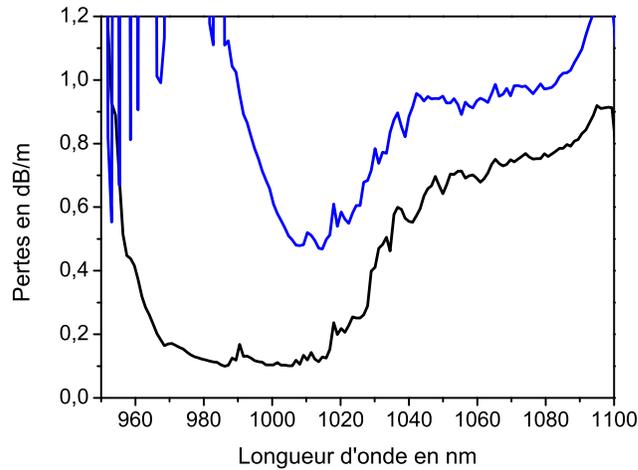


FIGURE 4.8 – En noir, les pertes dans la 3^{ème} BIP de la fibre présentée sur la figure 4.6(a). Cette courbe est obtenue par la méthode du cutback pour deux tronçons successifs de fibre de 51.15 m et 6.85 m. En bleu, les pertes mesurées pour un rayon de courbure de 20 cm pour deux tronçons successifs de fibre de 38.1 m et 2.2 m.

ainsi de collecter la lumière du cœur uniquement. La même opération est ensuite effectuée sans changer l'injection avec une longueur plus courte. La différence des deux mesures par la différence des deux longueurs nous donne les pertes de la fibre. La figure 4.8 montre que les pertes de cette fibre pour un cutback effectué entre 51.15 m et 6.85 m ($dl=44.3$ m) sont inférieures à 0.1 dB/m quand le rayon de courbure est maintenu supérieur à 70 cm (courbe noire). Les pertes par courbure quand la fibre est enroulée sur un rayon de 20 cm sont de 0.4 dB/m (courbe bleue). Les courbes d'atténuation présentent une augmentation au centre de la BIP autour de la longueur d'onde 1030 nm. Cette augmentation n'est pas due à la présence du mode LP_{11} qui résiste dans la fibre à courte longueur de fibre, étant donné que l'augmentation des pertes existe aussi à la même longueur d'onde dans le cas de la fibre courbée. L'effet de cet épaulement n'est pas clairement interprété, il peut résulter d'un défaut de déformation durant le tirage.

Prolongation de l'étude dans la quatrième BIP

Afin de disposer d'un diamètre de mode supérieur à celui rapporté dans la partie précédente et de tester l'intérêt de l'hétéro-structuration pour des très larges cœurs, la même géométrie a été fibrée avec un plus grand diamètre de manière à centrer la 4^{ème} BIP autour de la longueur d'onde de 1 μm . Dans ces nouvelles conditions, le diamètre moyen du cœur est de 31.1 μm , le diamètre externe est de 208 μm et le pas du réseau est de $\Lambda = 11.7 \mu\text{m}$. La figure 4.9 montre

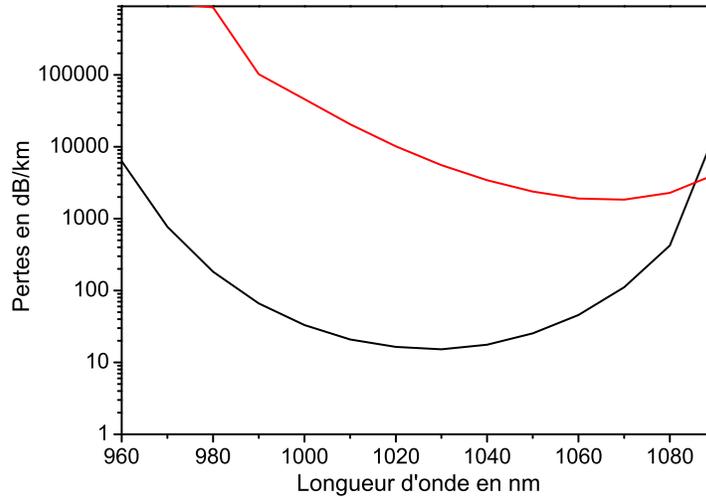


FIGURE 4.9 – Pertes par confinement des modes LP₀₁ en noir et LP₁₁ en rouge, correspondant à la géométrie 4.2(d), calculées dans 4^{ème} BIP.

numériquement les pertes par confinement dans la 4^{ème} BIP de la structure considérée. L'évolution des pertes est similaire à celle de la structure dans la 3^{ème} BIP, cependant on peut noter que le différentiel des pertes est moins marqué, il est de 357.

La figure 4.10 présente les pertes de la fibre dans la 4^{ème} BIP obtenues par cutback. La courbe noire présente les pertes mesurées en maintenant un rayon de courbure supérieur à 75 cm. Le minimum de pertes mesuré est inférieur à 0.1 dB/m. La courbe bleue présente les pertes obtenues pour un rayon de courbure de 20 cm. Les pertes minimum sont estimées à 0.4 dB/m à 1060 nm.

Selon le même protocole décrit précédemment, la monomodalité de cette fibre est testée à deux longueurs d'ondes. La figure 4.11 présente les résultats obtenus. On remarque que la fibre reste monomode sur toute la BIP (1000 nm et 1050 nm) même quand le rayon injecté est décalé de 5 μm voire 12 μm par rapport à la position centrale. La fibre est alors pratiquement monomode dans les conditions d'utilisation. Le diamètre du mode fondamental, mesuré à 1050 nm quand l'injection est centrée, est de 26.2 μm (diamètre de mode théorique de 25.9 μm).

Les résultats obtenus pour ces des deux fibres BIP à cœur solide avec un défaut central de 7 inclusions montrent expérimentalement la possibilité d'éliminer les modes d'ordres supérieurs en introduisant une hétéro-structuration dans la gaine. En outre, les résultats d'une géométrie sont transposables dans plusieurs BIP, notamment ici dans la 3^{ème} et la 4^{ème} BIP. Par contre, les diamètres de modes relevés pour ces géométries particulières restent modestes au regard de l'état

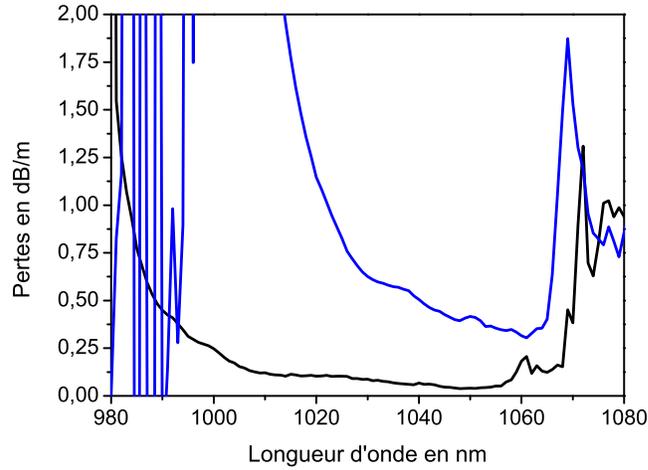


FIGURE 4.10 – (a) Pertes dans la 4^{ème} BIP de la structure de fibre présentée dans la figure 4.6(a) obtenues par cutback entre 23.9 m et 7.3 m ($dl=16.6$ m). (b) Pertes mesurées pour un rayon de courbure de 20 cm entre 16.5 m et 2.3 m ($dl=14.2$ m).

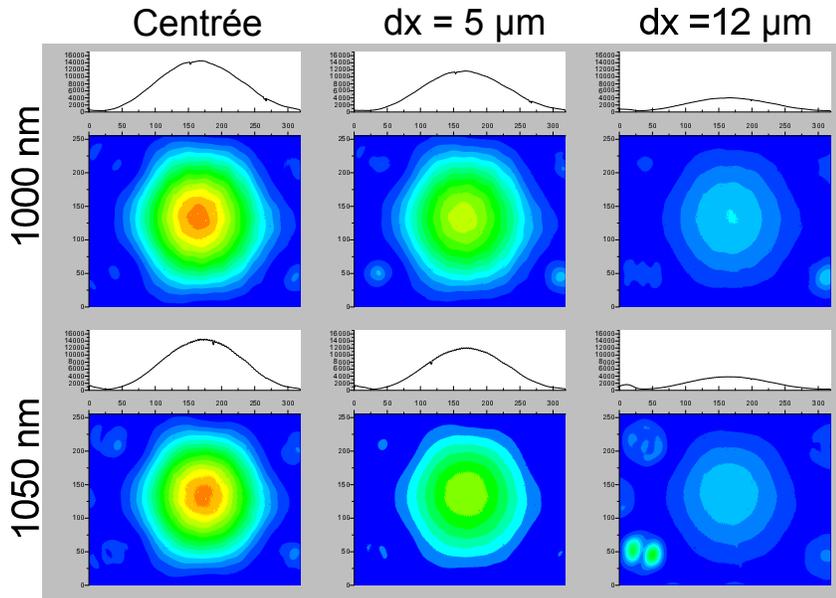


FIGURE 4.11 – Photos de profils de modes, dans la 4^{ème} BIP, prises à différentes longueurs d'ondes et différentes conditions d'injection dans 1.5 m de la fibre présentée dans la figure 4.6(a) tenue quasi droite. Le rayon injecté est décalé en restant parallèle à l'axe de la fibre.

de l'art. Ceci nous a amené à essayer d'étendre l'étude actuelle sur des géométries différentes, en particulier les fibres présentant un défaut central de 19 inclusions.

4.4 Défaut central de dix neuf inclusions

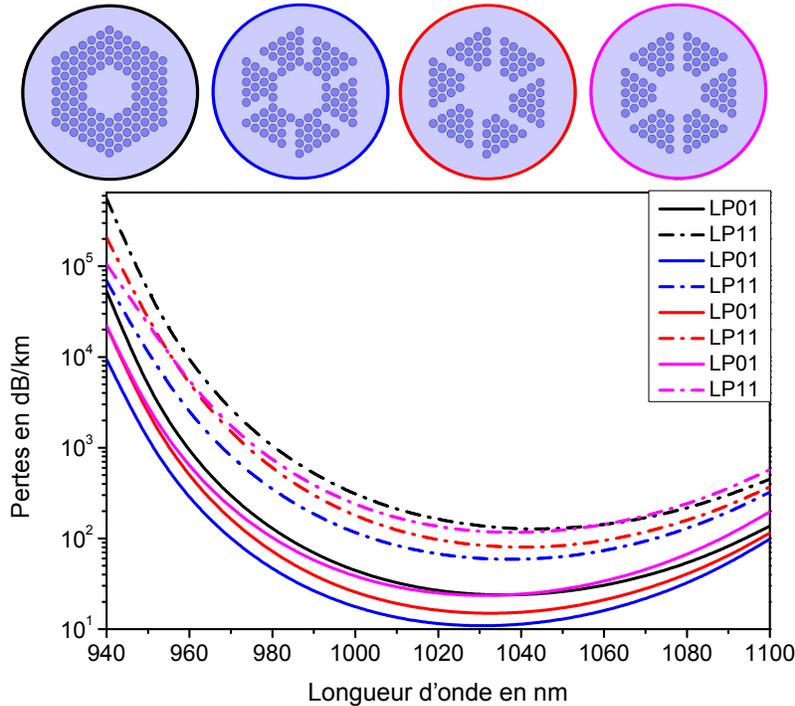


FIGURE 4.12 – Résultats numériques montrant l'effet de l'hétéro-structuration sur les pertes par confinement des modes fondamentaux (en tirets pleins) et du premier HOM (en pointillées) dans la 3^{ème} BIP. Les géométries testées ont des hétéro-structurations identiques à celles présentées dans la partie précédente.

Les simulations ont d'abord été menées sur plusieurs géométries présentant un défaut central de 19 inclusions et des hétéro-structurations semblables à celles utilisées précédemment. Les résultats sont présentés sur la figure 4.12 et mettent en évidence l'inefficacité des mêmes géométries pour augmenter efficacement les pertes des modes d'ordre supérieur dans ce cas. En effet, nous observons que les différentiels des pertes entre les modes LP₀₁ et LP₁₁ sont équivalents pour les quatre structures. Les autres modes d'ordre supérieur ont leur pertes supérieures à celles du mode LP₁₁. Ceci est évident vu que l'augmentation de la dimension du cœur n'a pas été accompagné d'une augmentation des dimensions des résonateurs, ce qui réduirait les effets des couplages constatés précédemment. Des calculs ont été menés sur des structures semblables à celles-ci avec des canaux plus larges, ceci a aboutit à des valeurs de pertes, pour le mode fondamental, supérieurs à 0.1 dB/m, même

si l'effet de l'hétéro-structuration apparaissait de nouveau. Dès lors, nous nous sommes attachés à étudier comment modifier la géométrie de la gaine pour voir réapparaître l'effet voulu en gardant les pertes du mode fondamental acceptables. En plus, dans le but de tendre vers des cœurs plus larges, l'étude sera étendue jusqu'à la 5^{ème} BIP. Les résultats numériques et expérimentaux seront présentés dans cette section.

Simulations

Pour choisir la géométrie de résonateurs dans la gaine permettant un couplage efficace sur les modes d'ordre supérieur, les indices effectifs des modes fondamentaux de plusieurs géométries de défauts sont calculés et comparés à ceux des premiers modes du cœur correspondant à un défaut de 19 inclusions. Cette comparaison sera effectuée dans le cas d'une taille de résonateurs permettant de centrer la 4^{ème} BIP de la gaine autour de 1050 nm.

Le coefficient de couplage entre deux modes guidés dans des cœurs parallèles peut être calculé selon la relation suivante [Jacquier 2010] :

$$\kappa = \frac{k}{4} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{|\iint (\sqrt{n^2(x,y) - \bar{n}^2(x,y)} \vec{E}_1^* \vec{E}_2) ds|}{\iint |\vec{E}_1| ds \iint |\vec{E}_2| ds} \quad (4.2)$$

ε_0 est la susceptibilité électrique dans le vide, μ_0 la susceptibilité magnétique dans le vide, $n(x,y)$ est l'indice du milieu composé des deux cœurs couplés, $\bar{n}(x,y)$ l'indice du milieu composé d'un des cœurs et \vec{E}_i le champ électrique du mode considéré dans le cœur i .

Cette relation montre que : i) plus les indices effectifs des modes sont proches, plus le coefficient de couplage est important. ii) plus les guides sont proches, plus le coefficient est élevé.

La figure 4.13 présente les indices effectifs des modes LP₀₁, LP₁₁, LP₂₁ et LP₀₂ guidés dans le cœur d'une structure à gaine uniforme, présentant un défaut central de 19 inclusions. Ces indices effectifs sont schématisés en tirets pleins (respectivement noir, rouge, bleu et magenta). Les indices effectifs des supermodes⁴ LP₀₁ de résonateurs de dimensions et formes différentes sont aussi présentés. Nous considérons ici des résonateurs formés successivement par des défauts de 4 inclusions (triangles noirs), 5 inclusions (triangles verts), 6 inclusions (triangles gris) et 7 inclusions (triangles jaunes). L'examen de la courbe montre que l'indice effectif des modes dans les résonateurs formés par les défauts de 7 inclusions est très proche de celui du mode LP₁₁ d'un défaut de 19 inclusions. Ceci laisse penser

4. on considère dans nos calculs le cas de 6 résonateurs couplés de dimensions identiques. La forme des résonateurs est présentée sur la figure 4.13.

que des résonateurs de cette dimension seront adaptés pour éliminer le 1^{er} mode d'ordre supérieur du cœur mais affecteront moins les modes LP_{21} et LP_{02} . Les résonateurs formés de défauts de 4 inclusions présentent l'indice effectif de leur supermode LP_{01} positionné plus proche de celui des modes LP_{21} et LP_{02} du défaut de 19 inclusions et, par suite, de tels résonateurs dans une fibre peuvent induire plus des pertes sur ces deux modes que sur le mode LP_{11} du cœur. On remarque aussi que les couplages peuvent s'effectuer sur toute la bande interdite photonique, ce qui nous rapproche de la **Meth.1** définie dans le chapitre 2. Les résonateurs de 5 et de 6 inclusions affectent moins les trois modes d'ordre supérieur étant donné que les indices effectifs des supermodes LP_{01} qu'ils guident se situent entre l'indice effectif du mode LP_{11} du défaut de 19 inclusions et les indices des modes LP_{21} et LP_{02} .

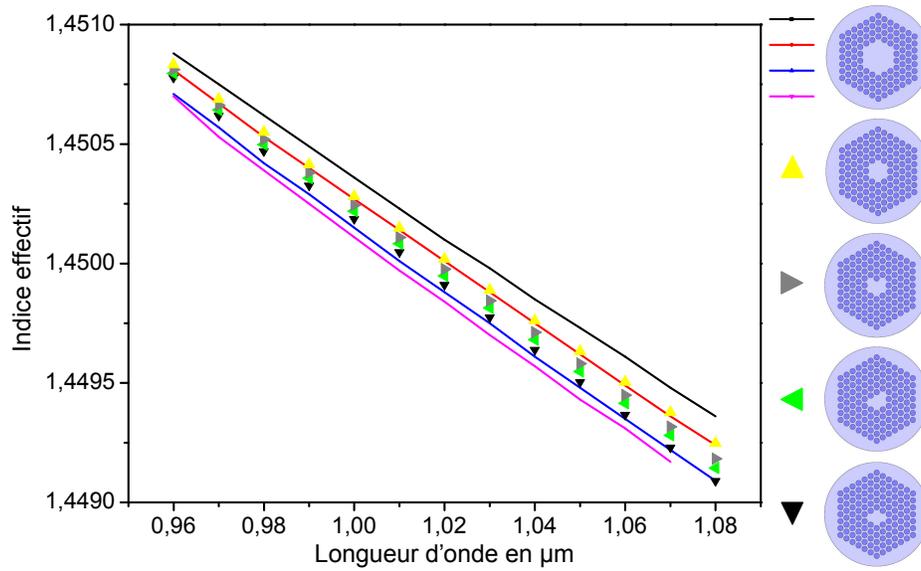


FIGURE 4.13 – Indices effectifs calculés des modes LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} (tirets pleins) dans un défaut central de 19 inclusions. Les indices effectifs des supermodes LP_{01} de 4 modèles de défauts correspondant respectivement à des omissions de 4, 5, 6 et 7 inclusions (triangles) sont également représentés.

Dans le but d'étudier l'effet de l'introduction de ces résonateurs sur le différentiel de pertes entre le mode fondamental et les premiers modes d'ordres supérieurs, les pertes par confinement des quatre modèles d'hétéro-structuration ainsi que celles d'une fibre à gaine uniforme ont été simulées. Les figures 4.14(b), (c), (d) et (e) présentent respectivement les pertes des 4 premiers modes de cœur pour des fibres dont la gaine est constituée de 6 cœurs excentrés formés de 7, 6, 5 et 4 défauts. Dans chaque cas, les schémas respectifs d'une coupe transversale du modèle sont présentés en encart. Les pertes d'une structure ayant un défaut central de 19 inclusions et une gaine homogène sont aussi calculées et présentées dans la figure 4.14(a). Cette fibre

servira de référence pour la discussion. Uniquement les 4 premiers modes guidés dans le cœur central des structures sont présentés, étant donné que les pertes des autres modes sont supérieures à 100 dB/m ne pourront pas subsister dans la fibre.

La figure 4.14 montre que le différentiel de pertes entre le mode fondamental LP_{01} et le mode LP_{11} augmente de 6.45 pour la structure homogène à 6500 pour la structure à résonateurs hexagonaux (figure 4.14(b)). Il atteint 40.72 pour la structure 4.14(c), 20.19 pour la structure à résonateurs trapézoïdaux (figure 4.14(d)) et 19 dans la structure à résonateurs en losanges (figure 4.14(e)). Par contre, nous pouvons remarquer que les pertes du mode LP_{11} du cœur pour la structure de la figure 4.14(b) passent au dessus de celles des modes LP_{21} et LP_{02} . Par suite, le différentiel de pertes entre le mode fondamental et le premier HOM à apparaître, qui est dans ce cas le mode LP_{21} , est de 120. La structure à résonateurs en losanges présente le différentiel de pertes le plus élevé entre les modes LP_{21}/LP_{02} et le mode fondamental. Les résultats de ces simulations sont résumés dans le tableau 4.2 suivant :

TABLE 4.2 – Tableau récapitulatif des conclusions tirées des fibres à défaut central de 19 inclusions.

Figure	$\alpha(LP_{01})$, dB/km	différentiel de pertes
4.14(a)	9	6.5
4.14(b)	4.9	6500
4.14(c)	2.1	40.72
4.14(d)	1.5	20.19
4.14(e)	25	19

Pour les deux cas particuliers des figures 4.14(b) et (e), les champs électriques correspondants aux modes guidés LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} ont été calculés. Ils sont présentés sur les figures 4.15 et 4.16. La figure 4.15 montre bien que le supermode fondamental de la structure de la figure 4.14(e) se couple efficacement avec les modes LP_{21} et LP_{02} du cœur et moins efficacement avec le mode LP_{11} du cœur. Par contre, le supermode fondamental de la structure de la figure 4.14(b) se couple efficacement avec le mode LP_{11} du cœur, mais le couplage avec les autres modes d'ordre supérieur est moins évident. Ces résultats, ainsi que les résultats des pertes par confinement la figure 4.14 sont en bon accord qualitatif avec les conclusions de la figure 4.13.

Les rapports de monomodalité pour les deux structures les plus intéressantes (résonateurs hexagonaux (rouge) et losanges (bleu)) sont présentés sur la figure 4.17. La courbe de la structure uniforme est présentée en noir, pour comparaison. La figure montre que les deux structures, même si la situation est plus favorable en compa-

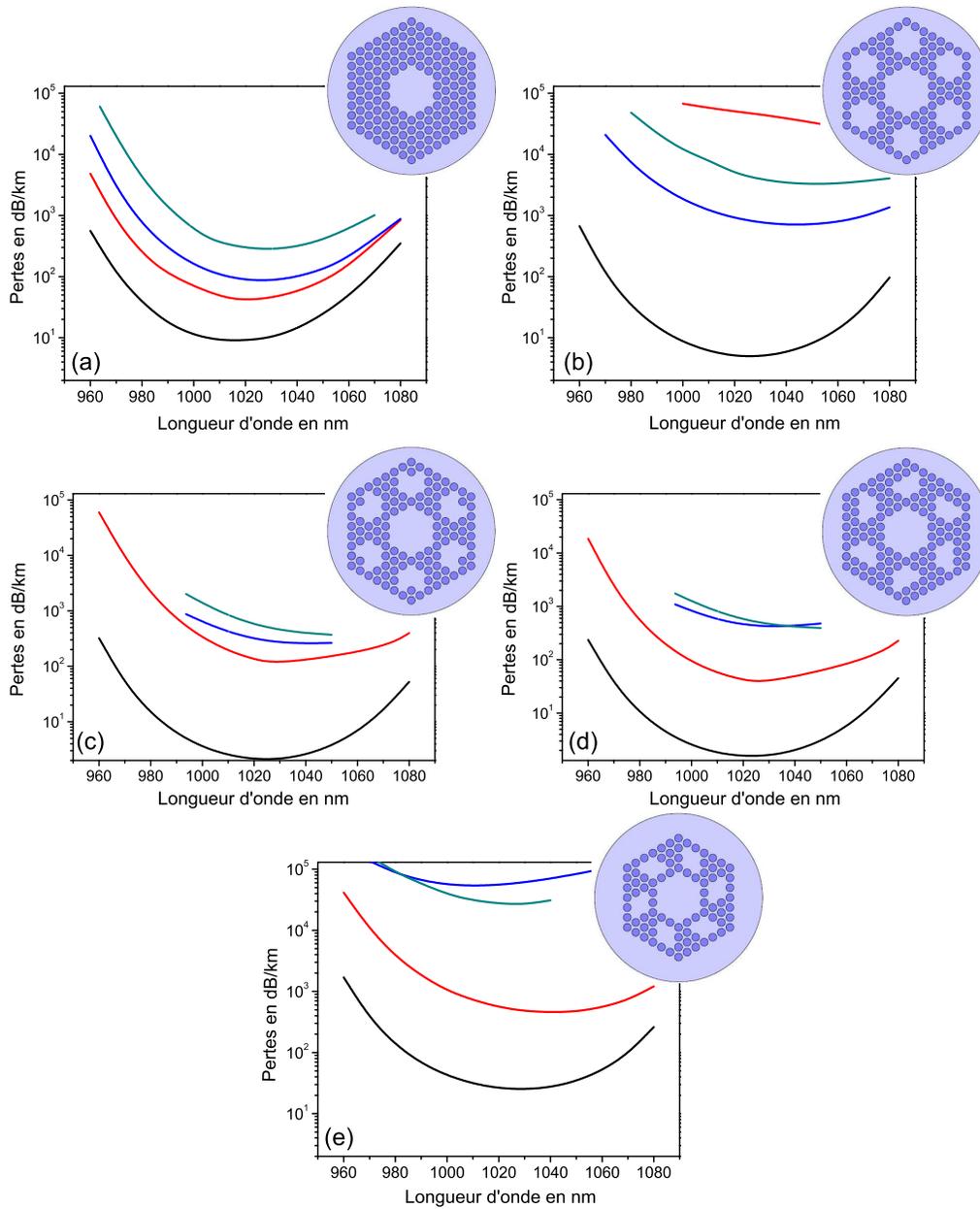


FIGURE 4.14 – Résultats numériques présentant les pertes par confinement, en fonction de la longueur d'onde, des modes LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} (respectivement noir, rouge, bleu et vert) pour 5 fibres à défaut central de 19 inclusions et possédant des gaines différentes représentées au-dessous. (a) gaine homogène, (b) gaine avec 6 résonateurs hexagonaux de 7 inclusions chacun, (c) gaine avec 6 résonateurs de 6 inclusions chacun, (d) gaine avec 6 résonateurs trapézoïdaux de 5 inclusions chacun et (e) gaine avec 6 résonateurs en losanges de 4 inclusions chacun.

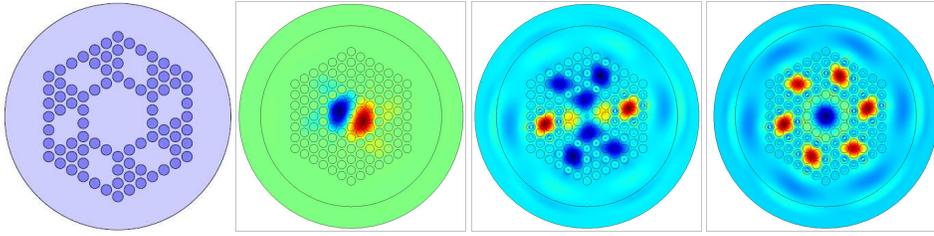


FIGURE 4.15 – De gauche à droite : La structure de la figure 4.14(e) et les champs électriques des modes guidés LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} du cœur calculés à la longueur d'onde $1 \mu\text{m}$. Un couplage important avec les résonateurs est visible.

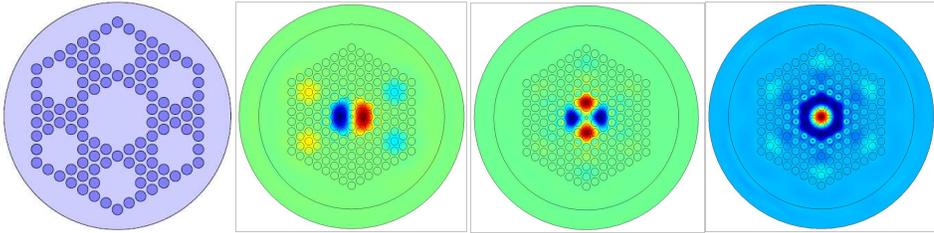


FIGURE 4.16 – De gauche à droite : La structure de la figure 4.14(b) et les champs électriques des modes guidés LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} du cœur calculés à la longueur d'onde $1 \mu\text{m}$.

raison avec la structure uniforme, ne respectent pas les conditions de monomodalité présentées dans la section 2.3. Notons que, pour ce même type de fibre, R_{mono} pour ces deux modèles reste équivalent à celui de la fibre BIP toute solide à grande aire effective présentée par Egorova et al. [Egorova 2008] (MFD de $36 \mu\text{m}$ à 1060 nm). Le tableau 4.3 représente les valeurs théoriques du rapport de monomodalité pour les trois fibres ci-dessus, à la longueur d'onde 1000 nm .

TABLE 4.3 – Valeurs du rapport de monomodalité pour les trois structures de fibres étudiées ci-dessus, calculés à la longueur d'onde $1 \mu\text{m}$.

Fibre	R_{mono} , dB
4.14(b)	2.3
4.14(e)	2.54
[Egorova 2008]	2.63

Bien que le rapport de monomodalité n'ait pas été atteint, la réalisation des deux structures des figures 4.14(b) et (e) a été programmée.

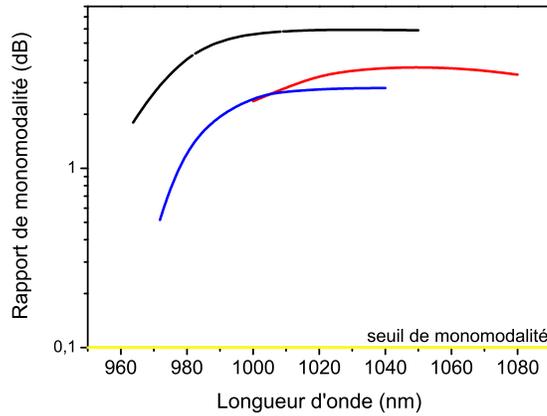


FIGURE 4.17 – Rapport de monomodalité en fonction de la longueur d'onde, calculé entre le mode fondamental et le mode d'ordre supérieur présentant les pertes les plus faibles, pour les structures 4.14(a) en noir, 4.14(b) en rouge et 4.14(e) en bleu.

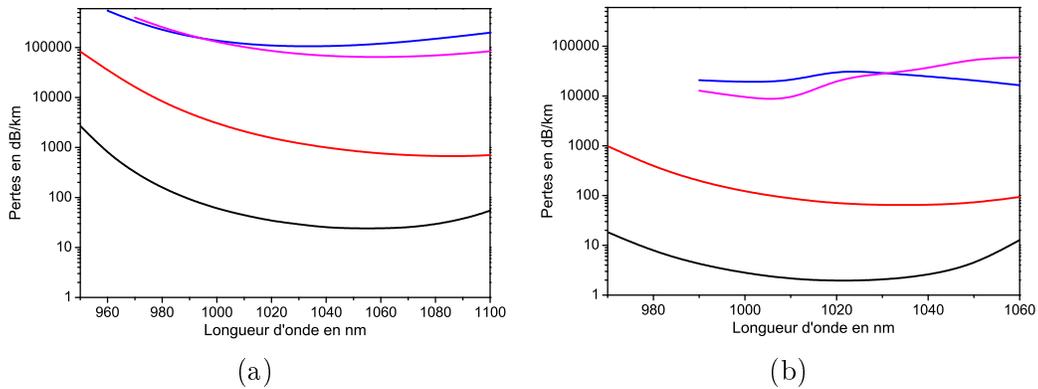


FIGURE 4.18 – Courbes de pertes par confinement en fonction de la longueur d'onde, des modes LP_{01} (noir), LP_{11} (rouge), LP_{21} (bleu) et LP_{02} (magenta) pour la structure de la figure 4.14(e) ayant successivement sa 3^{ème} BIP (a) ou sa 5^{ème} BIP (b) autour de la longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$.

Afin d'analyser, si l'effet observé est transposable d'une BIP à l'autre les pertes des HOM ont été calculées dans les 3^{ème} BIP et 5^{ème} BIP. Le pas, Λ , a été calculé de telle sorte à positionner les BIP respectives autour de $1 \mu\text{m}$. Les courbes de pertes pour la structure avec résonateurs de 4 défauts sont présentées dans la figure 4.18. On remarque que les différentiels de pertes entre les modes de chaque BIP sont quasi-identiques dans les deux cas ainsi que dans le cas des pertes dans la 4^{ème} BIP calculées précédemment. Par contre, la largeur spectrale de la BIP diminue en augmentant le numéro de la BIP. De plus, les pertes des modes diminuent en

augmentant le numéro de la BIP. Ceci est à mettre sur le compte de l'augmentation de la taille du cœur [Pureur 2009]. Dans le cas de cette fibre, l'augmentation du numéro de la BIP entrainera une augmentation de l'aire effective du mode fondamental et par suite du diamètre de mode. Ces valeurs sont présentées dans le tableau 4.4 suivant :

TABLE 4.4 – Aire effective du mode fondamental et diamètre de mode équivalent pour la structure de la figure 4.14(e) dans les différentes BIP.

	$A_{\text{eff}} (\mu\text{m}^2)$	MFD (μm)
3 ^{ème} BIP	820	32
4 ^{ème} BIP	1350	41
5 ^{ème} BIP	1930	49

Fabrication et caractérisation

Au vu des résultats des simulations, les deux structures étudiées précédemment ont été fabriquées par la méthode d'assemblage/étirage, et conçues pour avoir leur 4^{ème} BIP fonctionnant autour de 1050 nm. Ceci laisse prévoir un MFD de 41 μm , soit une valeur supérieure à la valeur de 36 μm reportée dans la littérature pour ce même type de fibres [Egorova 2008]. Les photos MEB des coupes transversales des deux fibres réalisées sont présentées sur les figures 4.19(a) et 4.19(b). Les figures 4.19(c) et 4.19(d) représentent respectivement la transmission de 35 m de la fibre de la figure 4.19(a) et la transmission de 28 m de la fibre de la figure 4.19(b).

On peut remarquer que la 4^{ème} BIP de la fibre à résonateurs hexagonaux se referme totalement après 28 m alors que celle de la fibre à résonateurs en losanges reste ouverte même après 35 m de fibre. Si l'on s'en tient aux valeurs de pertes par confinement obtenues dans l'étude théorique ce résultat peut sembler surprenant. Pour tenter d'expliquer ce point, nous nous sommes intéressés à l'effet des courbures sur les pertes du mode fondamental dans le cas des deux structures. Les pertes numériques des deux géométries fabriquées, quand les fibres sont courbées à un rayon de 20 cm, sont présentées sur la figure 4.20(a). Les pertes du mode fondamental sont représentées en noir et celles du 1^{er} mode d'ordre supérieur en rouge (les pertes numériques de la structure 4.19(a) étant présentées en tirets pleins et celles de la structure 4.19(b) en pointillés). La courbe montre que la fibre présentée dans la figure 4.19(a) présente des pertes par courbures importantes. Cependant, les courbes montrent que, pour la fibre à résonateurs hexagonaux, les pertes du mode LP_{01} sont particulièrement élevées (un maximum de 70 dB/m à 1030 nm) pour le rayon de courbure considéré ici. Il apparaît, en outre, que leur valeur passe au-dessus de celle du mode LP_{11} sur la bande spectrale s'étendant de 980 nm à

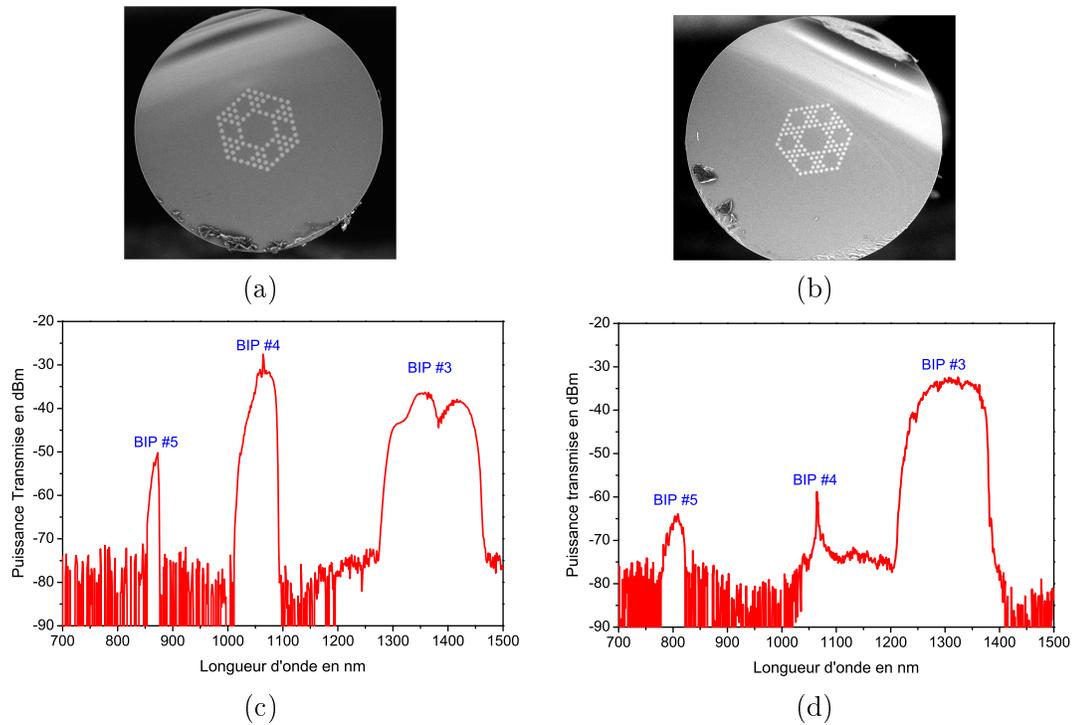


FIGURE 4.19 – (a) Photo MEB de la coupe transversale de la fibre avec 6 résonateurs en losanges formés de défauts de 4 inclusions et son spectre de transmission mesuré après 35 m de fibre (c). (b) Photo MEB de la coupe transversale de la fibre avec 6 résonateurs hexagonaux formés de défauts de 7 inclusions et son spectre de transmission mesuré après 28 m de fibre (d).

1060 nm. L'effet est expliqué schématiquement sur la figure 4.20(b). Pour le rayon considéré, l'indice effectif du supermode fondamental des résonateurs augmente du côté extérieur de la courbure et diminue du côté interne. Ainsi, d'une part, son indice effectif devient proche de l'indice effectif du mode fondamental du cœur ce qui pourra induire des pertes sur celui-ci et d'autre part affectera moins les pertes du mode LP_{11} du cœur qui aura des pertes inférieures à celles du mode fondamental.

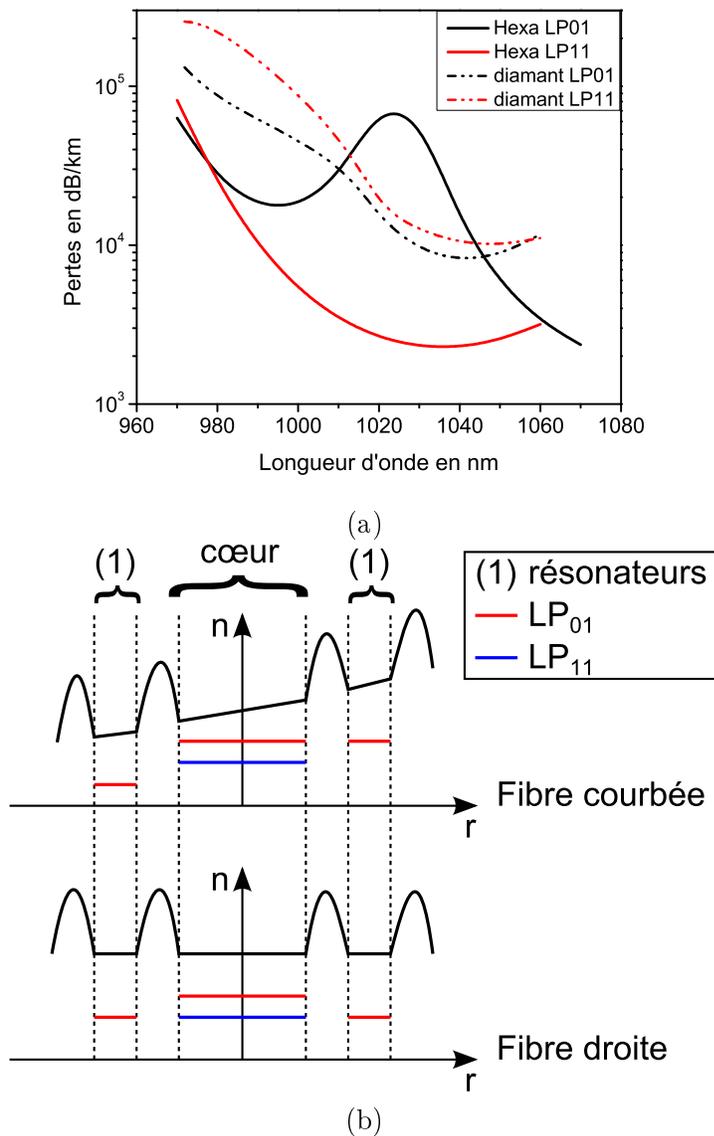


FIGURE 4.20 – (a) Valeurs numériques des pertes par courbures des modes LP₀₁ (noir) et LP₁₁ (rouge) pour les structures présentées dans la figure 4.19(a) (tirets pleins) et la figure 4.19(b) (pointillés). Un rayon de courbure de 20 cm est considéré. (b) Schéma expliquant l’effet de la courbure sur les indices effectifs des supermodes des résonateurs.

Même si les conditions expérimentales ont été fixées de manière à limiter les courbures, ces dernières et, notamment les micro-courbures, ne peuvent être totalement éliminées et les résultats suggèrent une sensibilité particulière de la géométrie de fibre présentée dans la figure 4.19. Pour tenter de réduire l’impact des courbures et micro-courbures sur la structure à résonateurs hexagonaux, trois

autres réalisations de fibres ayant une structure identique, mais des conditions de fabrications différentes ont été menées. Il s'agissait soit de i) changer la qualité des plots de silice utilisés dans la fabrication de la gaine, ii) ajouter un tube en silice à l'extérieur de la canne fabriquée pour rendre la fibre moins sensible aux micro-courbures. iii) changer la vitesse de tirage pour mieux contrôler l'homogénéité de l'épaisseur du polymère entourant la fibre dans le but de réduire les micro-courbures dues aux inhomogénéités de la gaine. Cependant, ces trois fabrications ont montré des performances équivalentes à celles présentées sur la figure 4.19(d).

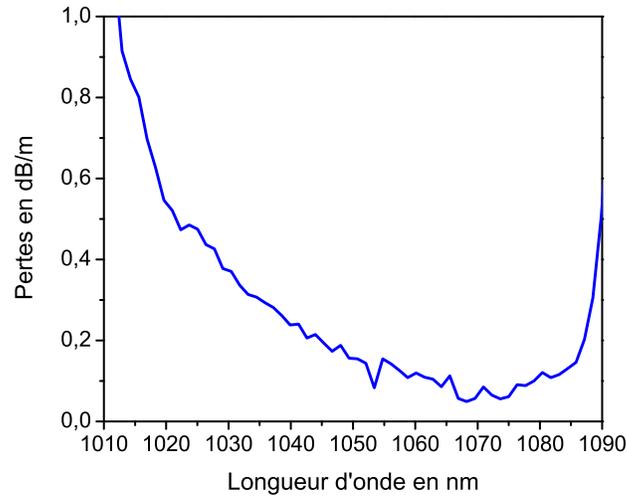


FIGURE 4.21 – Pertes expérimentales de la fibre présentée dans la figure 4.19(a) obtenues par la méthode de cutback sur une fibre de 30 m de long.

Ce résultat nous a amené à concentrer notre étude sur la fibre à résonateurs en losange. Le diamètre de cœur moyen de cette fibre est de $54 \mu\text{m}$ et nous nous sommes attachés à caractériser le contenu modal de cette fibre en fonction des conditions d'injection. Nous présentons tout d'abord la courbe d'atténuation de cette fibre, dans la 4^{ème} BIP, obtenue par la méthode de cutback appliquée sur 30 m de fibre enroulés sur un rayon de 75 cm. Cette courbe est présentée sur la figure 4.21. Le minimum de pertes est inférieur à 0,1 dB/m autour de 1070 nm. Les pertes par courbures pour cette fibre sont estimées être supérieures à 1 dB/m quand la fibre est bobinée sur un rayon de 35 cm.

Monomodalité

Pour tester l'effet de l'hétéro-structuration sur le caractère monomode de la fibre, une source laser supercontinuum est injectée dans 2,1 m de fibre tenue

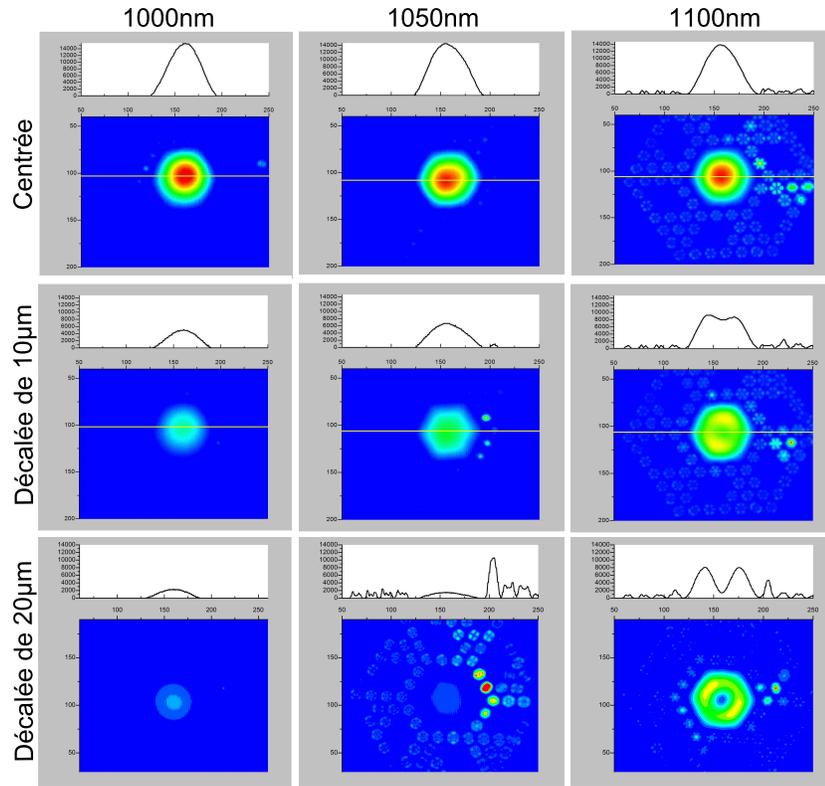


FIGURE 4.22 – photos de profil de modes dans la 4^{ème} BIP, prises à différentes longueurs d’ondes et différentes conditions d’injection dans 2.1 m de la fibre présentée dans la figure 4.19(a) tenue quasi droite. Le rayon injecté est décalé en restant parallèle à l’axe de la fibre.

droite et le profil d’intensité en champ proche du mode est imagé sur une caméra IR. Comme nous l’avons déjà fait pour les structures précédentes le faisceau du supercontinuum est injecté au centre du cœur, puis décalé du centre, parallèlement à l’axe de la fibre. Cette manipulation a été faite à plusieurs longueurs d’ondes, de manière à tester le caractère monomode à des longueurs d’ondes réparties dans la 4^{ème} BIP. La figure 4.22 présente les modes en sortie en fonction de la longueur d’onde et du décalage par rapport au centre de la fibre. On remarque que la fibre reste monomode près du bord bas et au centre de la BIP (1000 nm et 1050 nm) même quand le faisceau injecté est décalé de 10 μm voire 20 μm par rapport à la position centrale. Près du bord haut de la BIP (1100 nm), où les HOM ont plus de probabilité d’exister, à cause de la géométrie de la BIP [Pureur 2010], le mode LP_{11} du cœur devient visible quand le faisceau injecté est décalé de 10 μm de la position centrale⁵ (la puissance injectée a été augmentée pour mieux visualiser le

5. Le mode LP_{11} n’est pas excité dans le cas d’une injection centrée, vu que le faisceau injecté est monomode.

mode LP_{11}). Il apparaît encore plus nettement quand le faisceau injecté est décalé de $20 \mu\text{m}$. Le diamètre de mode, mesuré au centre de la BIP, à 1050 nm , est de $44 \mu\text{m}$ (mesuré à $1/e^2$ du profil d'intensité).

Méthode S^2 Une deuxième méthode a été utilisée pour s'assurer de la présence (ou l'absence) de modes d'ordre supérieur dans les fibres optiques : il s'agit de la méthode dite " S^2 " (Spatially and Spectrally resolved imaging of modal content in fibers) introduite en 2008 par Nicholson et al. [Nicholson 2008]. Cette méthode consiste à injecter dans la fibre un faisceau fin spectralement, provenant d'un laser accordable et à analyser le champ proche en sortie de fibre avec une caméra IR. L'idée générale consiste à étudier les éventuels battements entre les modes présents afin de reconstruire la composition modale. Pour un nombre n de modes guidés dans le cœur, l'intensité enregistrée sur la caméra après une longueur L de fibre peut être exprimée comme suit :

$$I(x, y, \omega) = \sum_{i=1}^n (A_i F_i(x, y))^2 + \underbrace{\sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n A_i A_j F_i(x, y) F_j(x, y) 2 \cos(\Delta\beta_{ij} \cdot L)}_{\text{battement entre les modes}} \quad (4.3)$$

où A_i est l'amplitude du mode i , F_i le profil en champ normalisé du mode i et

$$\Delta\beta_{ij} \cdot L = k + \frac{\omega L}{c} \Delta n_g^{ij} = k + \omega \Delta t_g^{ij} \quad (4.4)$$

avec k une constante et Δn_g^{ij} la différence d'indice de groupe entre deux modes. Δt_g^{ij} est le décalage temporel.

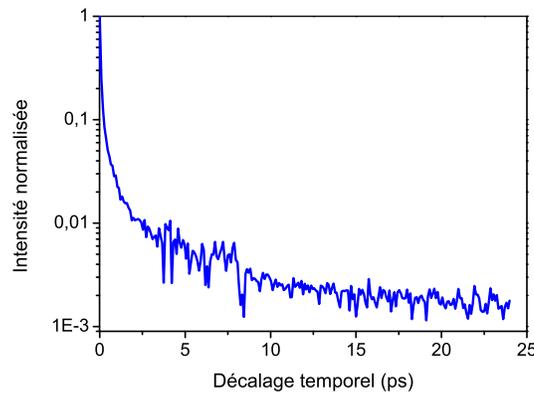


FIGURE 4.23 – Mesure S^2 menée sur 6.5 m de la fibre à résonateurs en losanges, guidant dans la 4^{ème} BIP. Intensité normalisée en fonction du décalage temporel.

En variant la longueur d'onde du faisceau injecté, le profil d'intensité du champ en sortie varie, en particulier le terme de battement entre les modes au cas où plusieurs modes coexistent. L'application de la transformée de Fourier sur les courbes spectrales obtenues donne une courbe dans le domaine temporel qui facilite l'interprétation des résultats. Les couplages entre les modes seront représentés par des pics décalés temporellement par rapport au centre de la valeur : Δt_g (cet effet est visible dans la figure 5.12 du chapitre 5).

Dans le cas de la fibre précédemment testée, la figure 4.23 présente le résultat de l'expérience S^2 réalisée par Pierre Calvet au sein du laboratoire CESTA du CEA à Bordeaux. Un tronçon de fibre de 6.5 m, bobiné sur un rayon de 45 cm, a été utilisé. La figure montre la courbe d'intensité normalisée en fonction du décalage temporel. L'injection est centré dans le cas de cette mesure, ceci favorise l'apparition du mode LP_{02} dans le cas où celui-ci serait présent. L'absence de résonance sur cette courbe d'intensité prouve l'absence de ce mode. Une deuxième mesure est faite pour une injection décalée de 15 μm , pour favoriser l'apparition des modes LP_{11} et LP_{21} . De nouveau aucun battement entre les modes n'a été enregistré prouvant ainsi la monomodalité de la fibre guidant dans la 4^{ème} BIP.

Étude dans la troisième BIP

La fibre testée est relativement sensible aux courbures dans la 4^{ème} BIP : un minimum de pertes de 1 dB/m a été expérimentalement mesuré par cutback pour un tronçon de fibre enroulé sur un rayon de 35 cm. Dès lors, pour avoir une fibre plus résistante aux courbures, la géométrie présentée sur la figure 4.19(a) a été fibrée avec un diamètre inférieur, de façon à positionner la longueur d'onde 1050 nm au centre de la 3^{ème} BIP. Une sensibilité moindre à la courbure est alors attendue, tant du fait de la réduction de la taille du cœur que du fait de travailler dans une BIP impaire ce qui est connu pour améliorer les pertes par courbures dans les fibres BIP [Birks 2006b, Bétourné 2007]. Le diamètre moyen du cœur passe dans ce cas à 40 μm et le diamètre de mode mesuré en régime monomode à 1050 nm est de 33 μm .

Les pertes de la fibre à résonateurs en losanges formés de défauts de 4 inclusions sont présentées dans la figure 4.24. La courbe noire montre que le minimum de pertes, pour une fibre enroulée sur un rayon de 75 cm est inférieur à 0.2 dB/m. La courbe en bleu montre que cette fibre reste exploitable même quand elle est enroulée sur un rayon de 20 cm et le minimum de pertes se situe autour de 0.35 dB/m. Une fibre de 27 m de long a été utilisée pour ce cutback. Les calculs numériques montrent que le mode est uniquement réduit de 10% dans ces conditions de courbure. Comme attendu, la fibre est moins sensible aux courbures en comparaison avec la même structure dans la 4^{ème} BIP.

La figure 4.25 montre les résultats de la manipulation S^2 pour la fibre avec

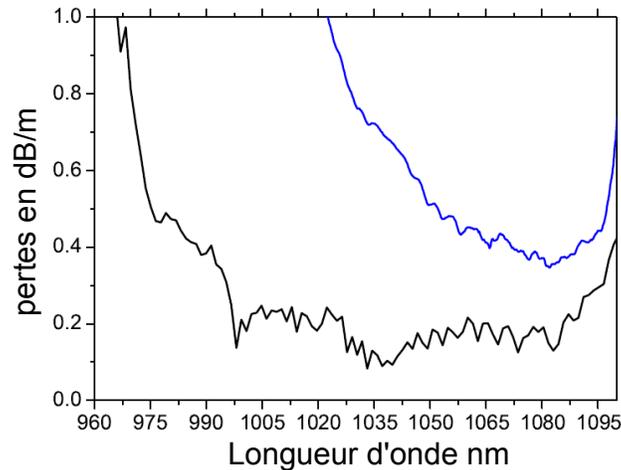


FIGURE 4.24 – Pertes mesurées de la fibre présentée sur la figure 4.19(a) mais ayant sa 3^{ème} BIP centrée autour de 1050 nm. La mesure a été effectuée pour 27 m de fibre enroulée sur un rayon de 20 cm (courbe bleue). La même fibre a ensuite été enroulée sur un rayon de 75 cm (courbe noir).

résonateurs en losanges, guidant dans la 3^{ème} BIP (mesures réalisées par Pierre Calvet). Un tronçon de 5.9 m de fibre, bobiné sur un rayon de 23 cm, est utilisé pour la manipulation. De nouveau, l'absence de pic sur la courbe prouve la monomodalité de la fibre dans ces conditions d'utilisation.

Mesure de la dispersion chromatique de vitesse de groupe

La valeur de la dispersion chromatique de vitesse de groupe a été mesurée dans ce type de fibres, en utilisant le dispositif de la figure 3.14 basé sur un interféromètre Mach-Zender. La figure 4.26(a) montre les courbes théoriques (bleu) et expérimentales (points noirs) de la DVG pour la fibre ayant sa 3^{ème} BIP centrée autour de 1 μm . La figure 4.26(b) montre, quant à elle, les courbes théoriques (bleu) et expérimentales (points noirs) de la DVG pour la fibre ayant sa 4^{ème} BIP centrée autour de 1 μm . Les largeurs des bandes interdites photoniques ainsi que les aspects des courbes de DVG sont conservés dans les deux cas. Les BIP expérimentales sont légèrement décalées spectralement par rapport aux courbes théoriques. Ceci est expliqué par le fait que le pas du réseau expérimental, et par suite le diamètre expérimental des inclusions, est légèrement différent des valeurs théoriques. Néanmoins, les résultats expérimentaux restent concordants avec les simulations.

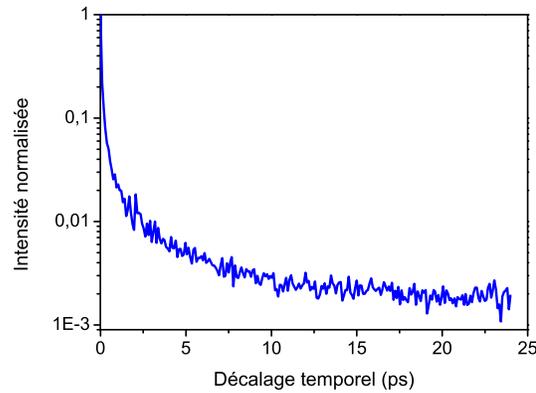


FIGURE 4.25 – Mesure S^2 menée sur 5.9 m de la fibre à résonateurs en losanges, guidant dans la 3^{ème} BIP. Intensité normalisée en fonction du décalage temporel.

Étude dans la cinquième BIP

Pour étudier les limites de la structure à défaut central de 19 inclusions et résonateurs en losange, une fibre ayant sa 5^{ème} BIP centrée autour de 1050 nm a été fabriquée. Une coupe transversale de la fibre réalisée est présentée sur la figure 4.27(a). Dans ces conditions, le diamètre de cœur moyen est de 70 μm et le pas du réseau est de 14.1 μm .

Deux courbes de transmission obtenues pour deux longueurs différentes de fibre utilisée avec un rayon supérieur à 70 cm et une injection inchangée ont été enregistrées. La figure 4.27(b) montre que cette fibre subit des pertes très élevées dans la 5^{ème} BIP. En effet, la courbe noire présente le spectre en sortie mesuré après 13 m de fibre et nous remarquons que la 5^{ème} BIP, qui était encore visible après 5 m de fibre (courbe rouge), disparaît totalement lorsque la fibre est longue. On peut supposer que les pertes alors dans cette BIP sont de plusieurs dB/m. La fibre n'a pas pu être testée pour des rayons de courbures inférieurs à la valeur 70 cm utilisée dans l'expérience précédente.

Même si les pertes sont élevées dans la BIP d'intérêt, la fibre reste exploitable à petite longueur. La figure 4.28(a) présente le profil d'intensité du mode, mesuré à 1050 nm, après 1 m de fibre tenue droite, pour une injection centrée. La figure 4.28(b) présente ce même profil pour une injection décalée de 10 μm . Aucun mode d'ordre supérieur n'a été observé dans la 5^{ème} BIP durant la manipulation. La figure montre alors que la fibre est monomode en pratique dans cette BIP, même après seulement 1 m de fibre tenue droite. Un diamètre de mode de 65 μm a pu être mesuré à 1050 nm.

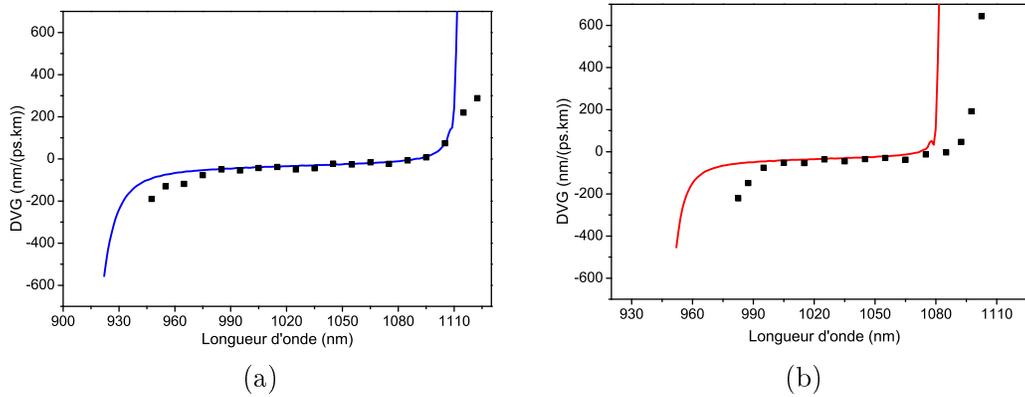


FIGURE 4.26 – Courbes de dispersion de vitesse de groupe du mode fondamental pour la structure présentée sur la figure 4.19(a) ayant la 3^{ème} BIP (a) ou la 4^{ème} BIP centrée autour de 1 μm . Les courbes théoriques sont présentées en tirets pleins et les courbes expérimentales sont présentées en points noirs.

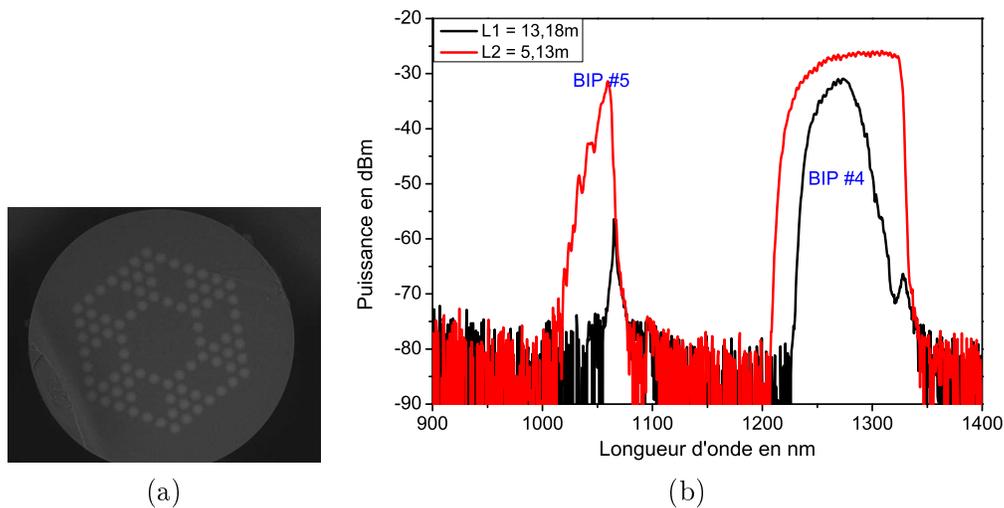


FIGURE 4.27 – (a) Coupe transversale de la fibre avec 6 résonateurs en losanges formés de défauts de 4 inclusions et dont la 5^{ème} BIP est centrée autour de 1050 nm. (b) Courbes de transmissions : la courbe rouge présente la transmission après 5 m de fibre et la courbe noire présente la transmission après 13 m de fibre.

Pour résumer, une étude a été menée sur les fibres BIP toutes solides avec un défaut central de 19 inclusions et plusieurs géométries d'hétéro-structuration dans la gaine. Un modèle ayant 6 résonateurs en losanges formés de défauts de 4 inclusions chacun a été proposé en trois dimensions différentes pour avoir les 3^{ème}, 4^{ème} et 5^{ème} BIP centrées autour de 1050 nm. Ces fibres ont présenté des valeurs de diamètres de mode qui dépassent les valeurs déjà présentées dans la littérature pour

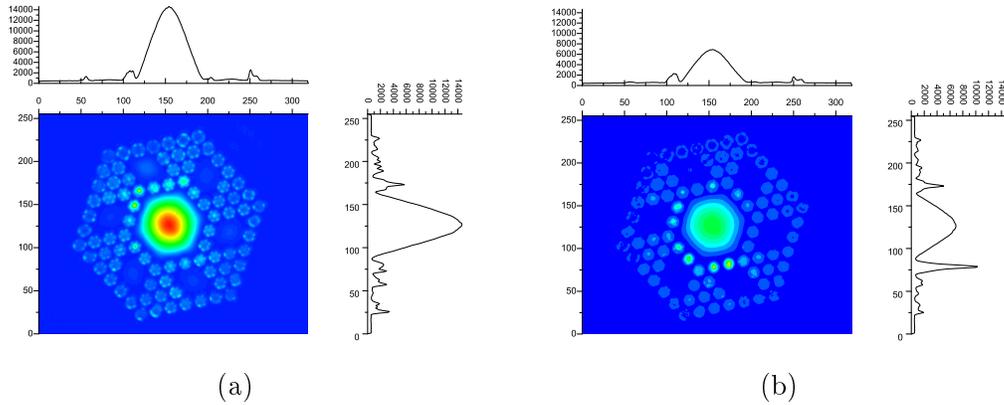


FIGURE 4.28 – Profil d’intensité du mode en sortie après 1 m de fibre, ayant sa 5^{ème} BIP autour de 1050 nm, tenue droite, dans le cas d’une injection centrée (a) Et dans le cas d’une injection décalée de 10 μm par rapport à l’axe de la fibre (b). Le diamètre de mode moyen mesuré à partir du profil (a) est de 65 μm .

cette famille de fibre. Ainsi, nous avons pu mesurer un MFD de 44 μm , exploitable pour des rayons supérieurs à 35 cm, dans la 4^{ème} BIP et 65 μm dans la 5^{ème} BIP mais avec des pertes linéiques élevées. Par ailleurs, nous avons présenté une fibre dans la 3^{ème} BIP ayant un MFD de 33 μm qui reste utilisable même enroulée sur un rayon de 20 cm, avec des pertes de 0.35 dB/m dans ces conditions.

4.5 Défaut central de 37 inclusions

Afin de pousser l’étude encore plus loin et tenter d’estimer les limites de MFD accessibles avec des fibres BIP hétéro-structurées, nous avons étendu les simulations à des structures ayant un défaut central de 37 inclusions, ayant la 3^{ème} BIP centrée autour de 1050 nm. Dans ce cas, un diamètre de cœur de 67 μm peut être envisagé, tout en restant dans une bande interdite connue pour sa robustesse vis-à-vis des courbures.

L’élargissement de la dimension du cœur mène à tester des résonateurs de grande taille pour tenter de retrouver des effets de couplage avec le cœur. La figure 4.29 représente les indices effectifs des modes LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} d’un défaut de 37 inclusions en tirets pleins. Les indices effectifs des modes⁶ fondamentaux de défauts de 19 inclusions, 7 inclusions et 13 inclusions sont aussi présentés par des triangles jaunes, verts et bleus respectivement. L’indice effectif du mode LP_{11} des résonateurs formés de 13 inclusions est aussi présenté en triangles bleus. Les schémas des coupes

6. Dans le but d’avoir un premier résultat indicatif, un seul résonateur est utilisé, donc pas de supermodes

transverses des structures utilisées pour ces calculs sont aussi présentés. Dans le cas du défaut formé de 13 inclusions, l'indice effectif des modes LP_{01} se superpose avec celui du mode LP_{11} du défaut central de 37 inclusions. En outre, on observe que l'indice effectif du mode LP_{11} de cette structure se superpose avec ceux des modes LP_{21} et LP_{02} du défaut de 37 inclusions.

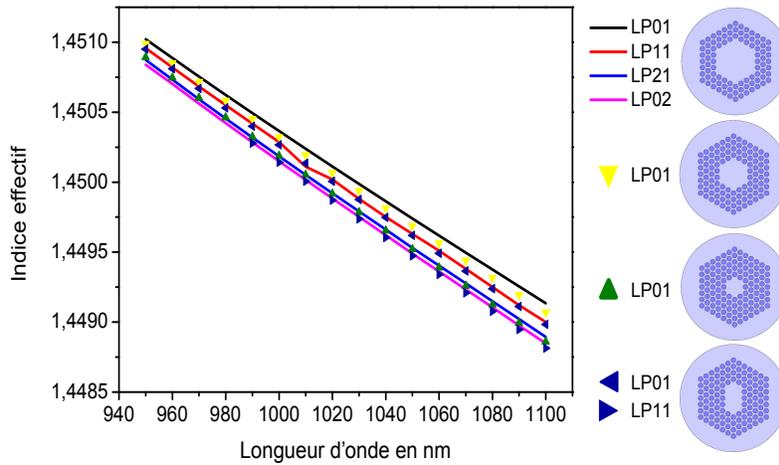


FIGURE 4.29 – Indices effectifs des modes LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} d'un défaut de 37 inclusions en tirets plein, ainsi que les indices effectifs du mode fondamental de défauts de 19 inclusions, 7 inclusions, 13 inclusions. L'indice effectif du mode LP_{11} est également représenté dans ce dernier cas.

Les calculs des indices effectifs de différents défauts laissent supposer qu'une structure de fibre à défaut central de 37 inclusions et 6 résonateurs formés de 13 inclusions chacun (voir figure 4.30(a)) peut être utilisée pour augmenter les pertes des modes LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} . Cette structure sera utilisée pour simuler les pertes des premiers modes. La figure 4.30(b) représente, en pointillés, les pertes des trois premiers modes d'une fibre à défaut central de 37 inclusions et possédant une gaine uniforme ayant 4 anneaux d'inclusions de silice dopée germanium. En tirets pleins sont présentées les pertes de la structure présentée dans la figure 4.30(a). Il apparaît nettement que l'effet de l'hétéro-structuration est toujours présent : le différentiel de pertes mesuré au minimum des pertes entre le mode fondamental et le 1^{er} mode d'ordre supérieur passe de 5.1 pour la structure à gaine uniforme à 170 pour la structure de la figure 4.30(a). On voit que les pertes du mode fondamental augmentent aussi : le minimum passe de 0.58 dB/km pour la structure uniforme à 23.3 dB/km pour la structure hétéro-structurées.

Le rapport de monomodalité pour cette structure a été calculé en fonction de la courbe de pertes obtenue. Sa valeur est inférieure à 0.1 dB sur la plage spectrale 950 nm à 970 nm. Cependant les pertes par confinement sont inférieures à

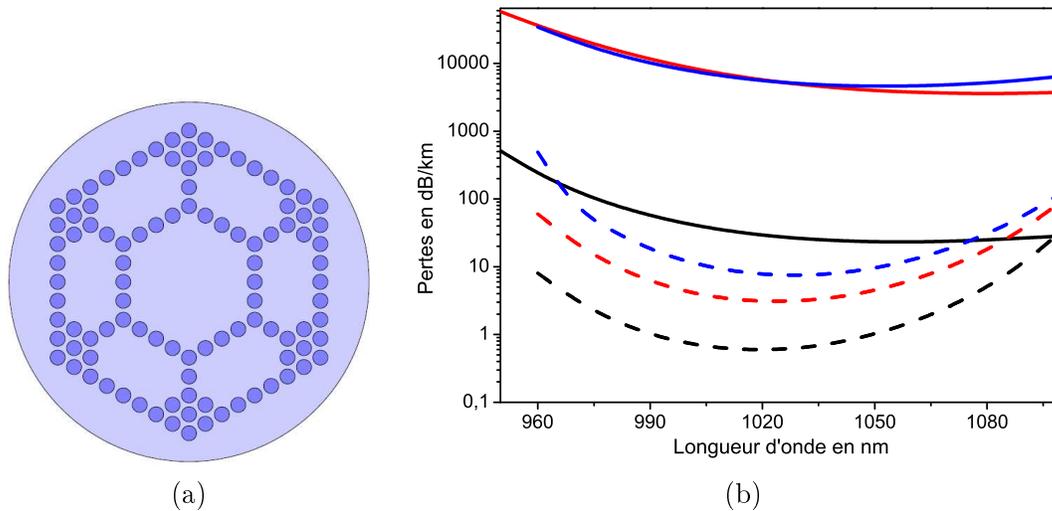


FIGURE 4.30 – (a) Fibres à bandes interdites photoniques à défaut central de 37 inclusions avec 6 résonateurs formés de 13 inclusions chacun. (b) Pertes par confinement des modes LP₀₁ (noir), LP₁₁ (rouge) et LP₂₁ (bleu) du cœur du design présenté en (a) (tirets pleins) ainsi que d'une fibre à défaut central de 37 inclusions à gaine uniforme (pointillés).

0.1 dB/m entre 980 nm et 1100 nm : les deux conditions de monomodalité ne sont respectées sur aucune plage spectrale dans la 3^{ème} BIP. Néanmoins, cette structure semble prometteuse, vu que l'hétéro-structuration utilisée affecte les trois premiers modes d'ordre supérieur, ce qui n'était pas le cas pour les structures présentées précédemment dans le chapitre.

Par manque de temps, l'étude de l'effet de l'hétéro-structuration de la gaine sur les fibres BIP à défaut central de 37 inclusions n'a pas abouti à une réalisation durant cette thèse. Ces travaux seront probablement poursuivis ultérieurement au sein de l'équipe Photonique.

4.6 Conclusion

L'efficacité de l'hétéro-structuration de la gaine dans l'élimination des modes d'ordre supérieur des fibres guidant par bandes interdites photoniques a été mise en évidence dans ce chapitre. Cette technique a été utilisée dans l'élaboration, dans un premier temps, de deux fibres à défaut central de 7 inclusions ayant des diamètres de mode de 19.7 μm et de 26.2 μm . Dans un deuxième temps, des fibres avec un défaut central de 19 inclusions et 6 résonateurs dans la gaine en forme de diamant formé par des défauts de 4 inclusions chacun sont présentées. Ces fibres ont permis

d'obtenir des diamètres de mode de $33 \mu\text{m}$, $44 \mu\text{m}$ et $65 \mu\text{m}$ quand la longueur d'onde d'émission de l'ytterbium est respectivement dans la 3^{ème}, la 4^{ème} et la 5^{ème} BIP. Les calculs numériques préliminaires montrent que l'étude peut encore être étendue sur les structures à défaut central de 37 inclusions.

Fibre à cœur solide à bandes interdites photoniques : application aux fibres à grande aire effective dopée ytterbium

Sommaire

5.1 Introduction	116
5.2 Première fibre micro-structurée à base de monolithe Sol-Gel en silice pure dopée Yb³⁺	116
Fabrication et caractérisations d'un monolithe Sol-Gel en silice pure dopée Yb ³⁺	117
Fabrication et caractérisations d'une fibre micro-structurée à cœur Sol-gel dopé ytterbium	118
Mesure des pertes	118
Mesure des courbes d'émission et d'absorption	119
Temps de vie	120
Photo-noircissement	121
Efficacité laser	123
5.3 Fibre à grande aire effective hétéro-structurée à cœur dopé Yb³⁺	123
Fabrication de la fibre et caractérisation de la canne	124
Paramètres géométriques des fibres fabriquées	125
Caractérisation du cœur à l'étape canne	125
Caractérisations des propriétés optiques de la fibre	126
Transmission	126
Monomodalité	127
Efficacité laser	129
Analyse des performances	130
Effet de la variation d'indice du cœur	130
Effet de l'introduction de la double gaine	131
Caractérisations de la fibre dans la 4 ^{ème} BIP	132
5.4 Conclusion	133

5.1 Introduction

Le chapitre précédent a permis de mettre en évidence l'efficacité du concept d'hétéro-structuration de la gaine afin d'éliminer des modes d'ordre supérieur dans le cas d'une fibre BIP toute solide. Une fibre BIP toute solide ayant un cœur formé d'un défaut central de 19 inclusions et une gaine hétéro-structurée, s'avère efficace pour obtenir un guidage monomode en pratique avec un grand diamètre de mode. De telles fibres ont été fabriquées avec succès pour guider la lumière dans la gamme de longueur d'onde d'émission de l'ytterbium dans la 3^{ème} ou la 4^{ème} BIP, avec des diamètres de modes de 33 μm et 44 μm respectivement.

Dans ce chapitre, le concept précédent, qui a montré son intérêt pour filtrer les modes d'ordre supérieur est ici appliqué aux fibres actives. Afin de tirer partie de diode de pompe à faible brillance, l'ajout d'une gaine externe d'indice inférieur à la silice est considéré. Le cœur, quant à lui, est dopé avec des ions d'ytterbium pour aboutir à une fibre active double gaine fonctionnelle autour de 1 μm . Le procédé Sol-Gel est choisi pour la fabrication des monolithes utilisés dans la réalisation du cœur, essentiellement pour deux raisons : i) avoir des monolithes entièrement dopés, ii) pouvoir disposer d'un dopage homogène en maintenant l'indice de réfraction des monolithes proche de l'indice de la silice.

Dans un premier temps, une fibre micro-structurée à défaut central unique sera détaillée pour valider les propriétés optiques du matériau de cœur retenu. Ensuite, une fibre double gaine dopée Yb^{3+} à grande aire effective sera présentée et caractérisée. L'efficacité du laser réalisé avec cette fibre sera aussi présentée. Enfin, les problèmes relatifs à la fabrication de la fibre seront discutés et quelques solutions seront proposées dans le but d'améliorer la performance de la fibre présentée.

5.2 Première fibre micro-structurée à base de monolithe Sol-Gel en silice pure dopée Yb^{3+}

Le challenge pour la réalisation de fibre BIP active réside dans le fait que la variation d'indice due au dopage en ions Yb^{3+} doit être négligeable afin de conserver le guidage par BIP. Le procédé de fabrication Sol-Gel est supposé permettre d'avoir des monolithes ayant ces caractéristiques. En outre, les avancées réalisées, ces dernières années, au sein du groupe sur cette méthode, ont permis d'avoir une remarquable reproductibilité des résultats [El Hamzaoui 2011].

Fabrication et caractérisations d'un monolithe Sol-Gel en silice pure dopée Yb^{3+}

Un Xérogel est d'abord fabriqué à partir d'un mélange de TEOS et de l'eau, et moulé pour avoir une forme cylindrique (voir section 1.6). Le verre poreux est ensuite chauffé à 1000°C pour une courte durée dans le but de stabiliser son état. Après, le Xérogel est imprégné dans un solvant à base d'alcool contenant un sel d'ytterbium et ce durant plusieurs heures. Le Xérogel est alors chauffé à 50°C pour quelques heures afin d'éliminer le solvant et ne garder que le sel d'ytterbium. Le Xérogel contenant le sel est enfin densifié pour obtenir un verre transparent de diamètre proche de 1.5 cm pour une longueur de 8 cm.

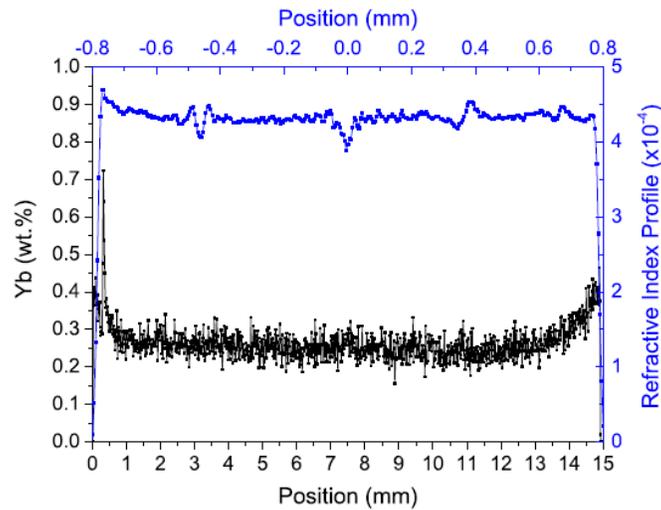


FIGURE 5.1 – Courbe de pourcentage en masse d'ions Yb^{3+} et profil d'indice en fonction de la position selon un diamètre du monolithe.

Le monolithe ainsi obtenu a été caractérisé optiquement pour mesurer son indice de réfraction avec un profilomètre (PK2210)¹ et la concentration en ions ytterbium est mesurée par analyse à la microsonde électronique. La figure 5.1 présente les courbes de pourcentage en masse ainsi que le profil d'indice d'un monolithe à base de silice pure dopée ytterbium suivant un diamètre du monolithe. Les fluctuations de l'indice de réfraction (mesurées par rapport à l'indice du liquide d'indice) présentent un écart-type inférieur à 1.1×10^{-5} tout le long du diamètre. La concentration en ions Yb^{3+} est aussi constante (0.25 wt%) en fonction du diamètre sauf aux bords du monolithe qui présentent une surconcentration d'ions. Ces excès

1. Le monolithe est d'abord plongé dans un liquide d'indice. Un faisceau monochromatique est ensuite envoyé sur le monolithe et déplacé latéralement suivant un diamètre du monolithe. A chaque fluctuation d'indice, le faisceau en sortie du monolithe change d'angle en fonction de la position latérale.

de concentration peuvent être éliminés par une attaque à l'acide fluorhydrique (HF) pour disposer d'un monolithe à indice constant et concentration constante en ions Yb^{3+} . Cette technique ne permet pas d'avoir, pour le moment, des plus grandes concentrations en ions ytterbium, mais présente l'avantage de n'augmenter que légèrement l'indice du monolithe par rapport à la silice.

Fabrication et caractérisations d'une fibre micro-structurée à cœur Sol-gel dopé ytterbium

Afin de valider la qualité optique des verres réalisés par cette méthode, le monolithe, présenté précédemment, est ensuite utilisé comme cœur d'une fibre micro-structurée ayant une gaine formée d'un réseau de trous d'air. Le pas du réseau est de $3,57 \mu\text{m}$ et la valeur du rapport d/λ est fixée à 0,4 afin d'obtenir une fibre monomode infiniment monomode. La fibre est fabriquée par la méthode "stack & draw" conventionnelle. Une photo MEB de la fibre réalisée est présentée sur la figure 5.2(a). Notons que, dans une matrice de silice pure, aucune émission laser n'avait été rapportée jusqu'alors.

Mesure des pertes

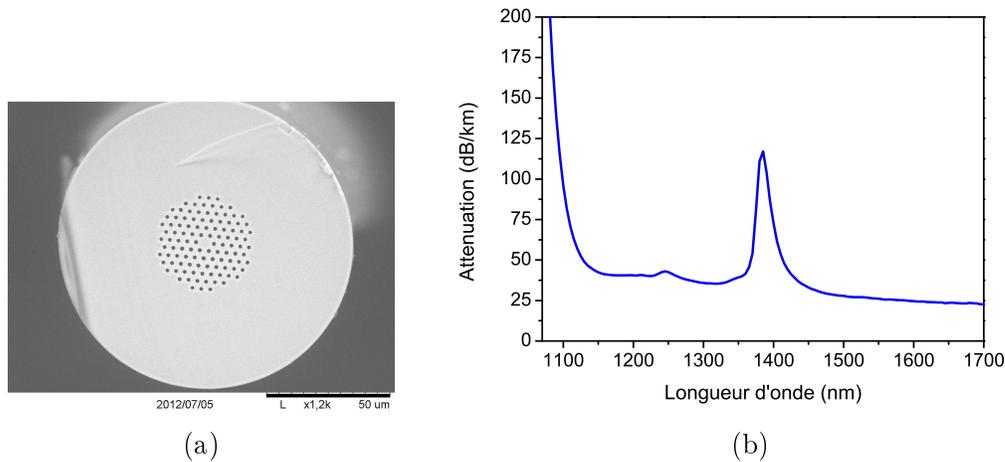


FIGURE 5.2 – (a) Photo MEB de la coupe transversale d'une fibre FMS air/silice avec un cœur en silice pure dopée ytterbium obtenu par voie Sol-Gel. Le pas du réseau est de $3,57 \mu\text{m}$ et le diamètre normalisé au pas est de 0,4. (b) Pertes de fond mesurées par cutback, pour un rayon de courbure de 7,9 cm et une longueur de 97 m.

Dans un premier temps, les pertes de fond de la fibre réalisée ont été mesurées par cutback pour un rayon de courbure de 7.9 cm et pour 97 m de fibre. La courbe des pertes obtenue dans ces conditions est présentée dans la figure 5.2(b). Les

perdes mesurées sont de 26.8 dB/km à 1530 nm et augmentent à 40.5 dB/km à 1200 nm. Pour les longueurs d'ondes inférieures à 1150 nm, on perçoit nettement la forte absorption induite par les ions Yb^{3+} . Les pertes de fonds ne peuvent pas être mesurées de façon exacte dans les zones spectrales d'absorption et d'émission. Néanmoins, la tendance de la courbe de pertes laisse croire que celles-ci seront encore inférieures à 0.1 dB/m à la longueur d'onde 1 μm . Ce résultat est meilleur d'un ordre de grandeur par rapport à la fibre à cœur Sol-Gel en silice co-dopée Al^{3+} - Yb^{3+} , présentée récemment par Wang et al. [Wang 2013], où les pertes autour de 1 μm sont estimées à 1.2 dB/m.

Le pic de pertes localisé (116 dB/km), visible à la longueur d'onde 1385 nm, correspond au pic d'absorption lié à la présence des ions OH^- . Dans les fibres commerciales, ces pertes sont inférieures à 0.1 dB/km. Ce point reste à améliorer dans le procédé de fabrication à la fois en ce qui concerne le matériau de cœur qu'en ce qui concerne le procédé d'assemblage-étirage.

Mesure des courbes d'émission et d'absorption

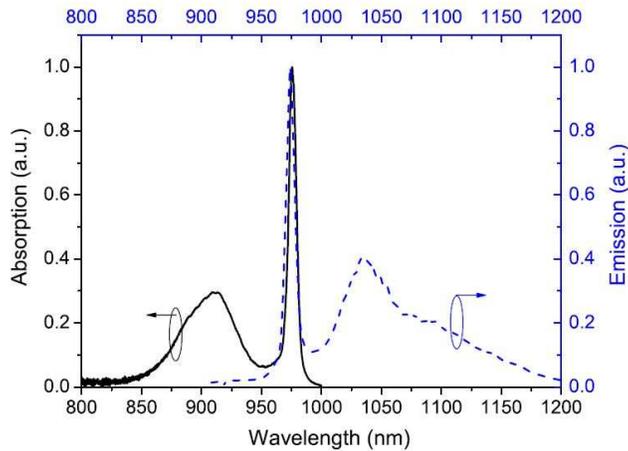


FIGURE 5.3 – Courbes d'absorption (noire) et d'émission (pointillés bleus) du cœur Sol-Gel en silice pure, dopé ytterbium, de la fibre micro-structurée.

La figure 5.3 présente les courbes d'absorption, en noir, et d'émission, en bleu, de la fibre réalisée. La courbe d'absorption montre deux maxima d'absorption, un large spectralement et centré autour de 915 nm et un fin spectralement et centré autour de 977 nm. La courbe d'émission présente aussi une bande d'émission fine spectralement centrée sur 977 nm et une bande large spectralement s'étalant de 1010 nm à 1150 nm avec un maximum d'émission à 1035 nm. Même en étant dans une matrice de silice pure, on retrouve les bandes d'émission et d'absorption

relatives à l'ion Yb^{3+} qu'on trouve dans le cas d'un réseau de silice contenant un co-dopant [Lu 2002]. L'étendue spectrale (1110 nm - 1050 nm) de la courbe d'émission, permet d'envisager la réalisation d'un laser accordable large bande ou d'un laser impulsionnel ultra-court.

Temps de vie

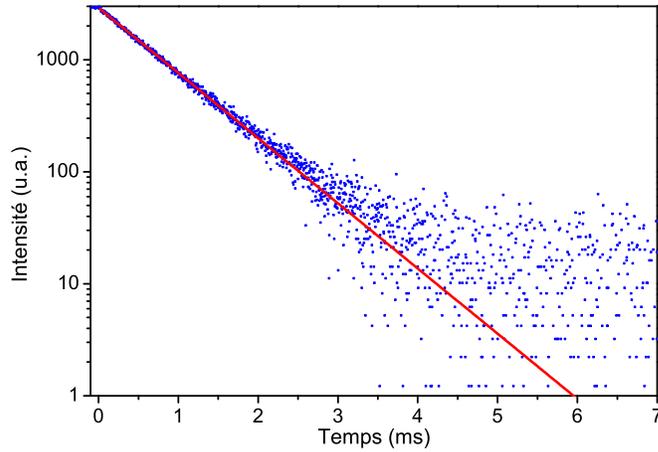


FIGURE 5.4 – Courbe de diminution de la luminescence en fonction du temps, mesurée à 1060 nm pour une excitation à 974 nm.

Un test est aussi mené pour comparer le temps de vie de photoluminescence de la fibre à cœur en silice pure dopée ytterbium, obtenu par voie Sol-Gel, avec celui de fibres à cœur ayant une matrice de silice dopée germanium présenté par Paschotta [Paschotta 1997]. Deux centimètres de la fibre 5.6(a) sont excités, avec une diode de pompe émettant à 974 nm, par une centaine d'impulsions de 3 ms suivies de temps de désexcitation de 7 ms. Le nombre de photons, émis à la longueur d'onde 1060 nm, est mesuré par bandes de $0.25 \mu\text{s}$ durant chaque cycle d'excitation/désexcitation (3 ms + 7 ms) et ensuite les cycles sont ajoutés. La figure 5.4 montre la diminution du nombre de photons, en échelle logarithmique, en fonction du temps, dans la phase de désexcitation, à 1060 nm. Le temps de vie, mesuré en appliquant un ajustement exponentiel à la courbe décroissante, est de $742 \mu\text{s}$. Cette valeur est proche de ce qui est reporté dans l'article. En plus, cette valeur est cohérente avec celle donnée par Zou et Toratani [Zou 1995] qui mesurent une durée de vie de $800 \mu\text{s}$ dans une matrice de silice pure. Ceci montre que le temps de vie des verres de silice pure dopée ytterbium élaborés par la technique Sol-Gel est comparable à celui des verres (dopés ou non) obtenus par d'autres techniques.

Photo-noircissement

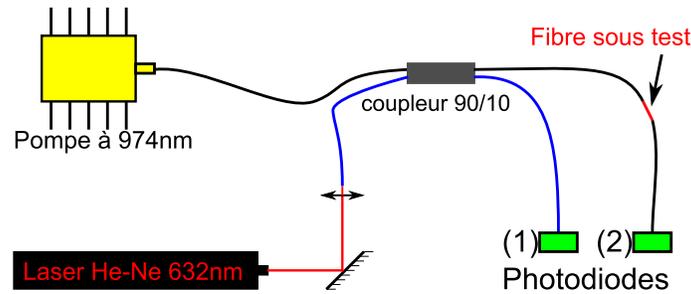


FIGURE 5.5 – Schéma du dispositif utilisé pour mesurer le photo-noircissement de la fibre.

Des études de photo-noircissement ont été menées pour analyser la qualité des monolithes dopés sous rayonnement laser. Ainsi, un tronçon de 4,7 cm de la fibre micro-structurée au cœur dopé a été soudée à la sortie d'un coupleur 90/10. Une diode laser monomode émettant à 974 nm est soudée au bras 90% et un laser He-Ne émettant à 632.8 nm est injecté en espace libre dans le deuxième bras. Le dispositif de la manipulation correspondante est présenté dans la figure 5.5. L'évolution de la puissance transmise par le second bras en fonction du temps est enregistrée par la photodiode (2). La photodiode (1) sert de mesure de référence permettant de corriger des possibles fluctuations du laser ou de l'injection. La courbe obtenue permet de déduire l'absorption induite qui est présentée dans la figure 5.6 ci-dessous.

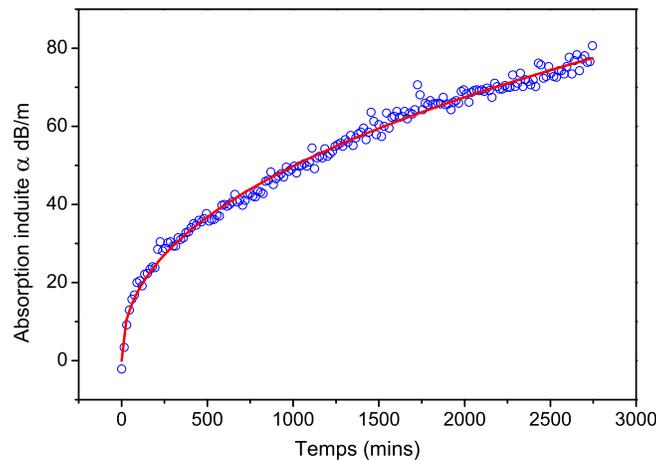


FIGURE 5.6 – Pertes induites à 632.8 nm en fonction du temps, pour 4.7 cm de la fibre et une puissance de pompe de 265 mW.

L'étude du photo-noircissement dans le cas de cette FMS montre que, identi-

quement aux fibres à cœur dopé obtenues par voie MCVD, l'évolution des pertes dans le cœur d'une fibre obtenu par voie Sol-Gel peut-être décrite par l'équation empirique 1.36 :

$$\alpha(t) = \alpha_{eq} \left[1 - \exp \left\{ -(t/\tau)^\beta \right\} \right] \quad (5.1)$$

L'évolution est très lente et le palier n'est pas atteint même après 43 heures

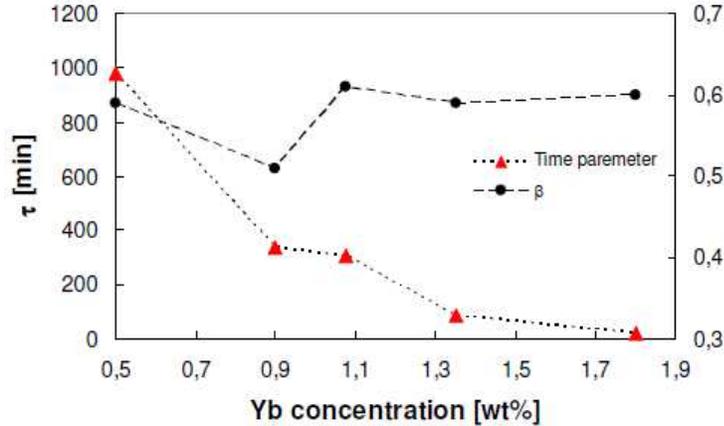


FIGURE 5.7 – Courbes présentant l'évolution des coefficients, utilisés dans l'équation 5.1, τ et β en fonction de la concentration d' Yb^{3+} dans des fibres à cœur co-dopé $\text{Al}^{3+}-\text{Yb}^{3+}$ [Taccheo 2011].

d'enregistrement. Donc pour pouvoir faire un ajustement des points expérimentaux avec le logiciel ORIGIN 8.0, α_{eq} est fixée à 200 dB.m^{-1} , ce qui donne une constante de temps, τ , de $1.31 \times 10^4 \text{ min}$ et une constante β de 0.48.

Pour situer la performance de la fibre à cœur Sol-Gel silice pure dopée Yb^{3+} , les résultats obtenus sont comparés à ceux présentés par Taccheo et al. [Taccheo 2011]. La figure 5.7 montre les valeurs de τ et de β obtenus pour différents niveaux de dopage en Yb^{3+} dans des matrices alumino-silicate présentés dans l'article. Le niveau de dopage correspondant à notre fibre tombe en dehors des valeurs étudiés, mais on constate quand même que la valeur de τ obtenue pour notre fibre est très supérieure à la valeur attendue en prolongeant la courbe de la figure. Par contre, les valeurs de l'absorption maximale induite α_{eq} obtenues dans l'étude laissent penser que pour une concentration d'ions Yb^{3+} équivalente à celle de notre fibre, α_{eq} sera inférieur à 50 dB.m^{-1} .

La fibre à cœur obtenu par voie Sol-Gel semble donc présenter des pertes induites supérieures à celles obtenues par MCVD, mais la constante de temps est aussi supérieure. Malgré les pertes induites par photo-noircissement, le cœur Sol-Gel reste une solution tout à fait valable pour notre étude étant donné que la

5.3. Fibre à grande aire effective hétéro-structurée à cœur dopé Yb^{3+}

valeur de la constante de temps est importante et que les pertes induites restent raisonnables.

Efficacité laser

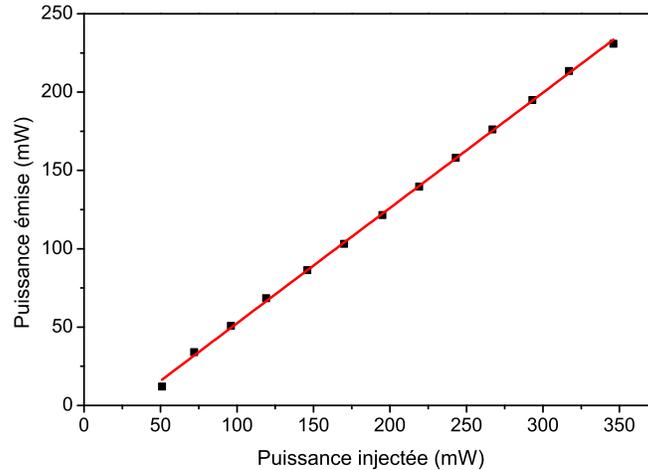


FIGURE 5.8 – Efficacité du laser émettant à 1034.5 nm mesuré pour 1 m de fibre.

La fibre a finalement été testée en configuration laser : une diode laser fibrée monomode émettant à 974 nm est soudée à une fibre HI1060 dans laquelle est inscrit un réseau de Bragg centré à 1034.5 nm avec une largeur spectrale à mi-hauteur de 2 nm et un taux de réflexion de 99%. Ce réseau de Bragg servira de premier miroir de la cavité. La fibre HI1060 est ensuite soudée à la fibre FMS, l'autre bout est clivé droit pour avoir une réflexion 4% grâce à la réflexion de Fresnel. La courbe de puissance en sortie du laser, en fonction de la puissance de pompe, obtenue avec ce dispositif pour 1 m de FMS, est présentée sur la figure 5.8. L'efficacité du laser ainsi réalisée est de 73.5%.

Ce résultat est une première démonstration d'un effet laser obtenu à partir d'un cœur Sol-Gel à base de silice pure dopée Yb^{3+} . En plus, une efficacité tout à fait honorable est obtenue, prouvant la bonne qualité du matériau composant le cœur.

5.3 Fibre à grande aire effective hétéro-structurée à cœur dopé Yb^{3+}

Les propriétés optiques des monolithes Sol-Gel à base de silice pure dopée Yb^{3+} se sont avérées très intéressantes et compatibles (large section dopée, dopage

homogène et indice homogène) avec la réalisation d'une fibre double gaine. Ainsi, de tels monolithes seront utilisés dans l'élaboration de deux fibres à grande aire effective selon la géométrie étudiée dans le chapitre 4. Les caractérisations menées sur ces fibres sont présentées dans cette section.

Fabrication de la fibre et caractérisation de la canne

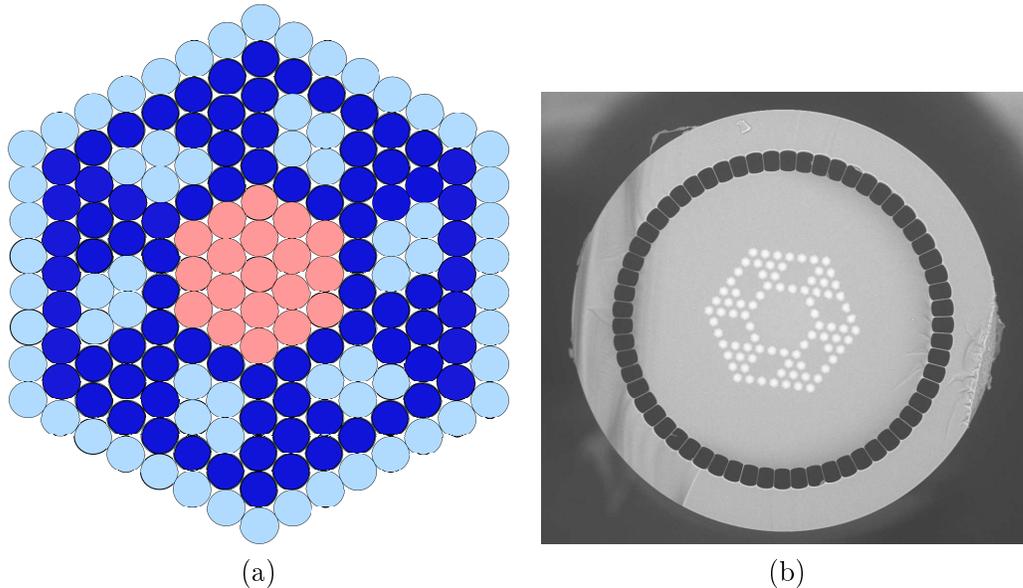


FIGURE 5.9 – (a) Schéma de l'assemblage utilisé pour réaliser la préforme de fibre hétéro-structurée à cœur dopé. (b) Photo MEB de la coupe transverse de la fibre BIP double gaine à cœur dopé ytterbium. La 3^{ème} BIP est centrée autour de la longueur d'onde d'émission de l'ytterbium, c'est à dire 1060 nm.

Dans le but de pouvoir pomper optiquement le cœur de cette fibre à l'aide d'un laser de forte puissance et de faible brillance – la puissance étant délivrée par une fibre multimode de diamètre cœur de 200 μm –, il est nécessaire d'ajouter une gaine externe d'indice inférieur à celui de la gaine hétéro-structurée à la géométrie de fibre initiale.

Comme mentionné précédemment, la fabrication commence en attaquant les monolithes Sol-Gel avec de l'acide fluorhydrique pour éliminer la sur-concentration en ions Yb^{3+} présente généralement sur les bords. Les monolithes sont ensuite tirés en 19 barreaux de diamètre 1.245 mm chacun. Ensuite, des barreaux de silice pure (F500 Heraeus) et de silice dopée à l'oxyde de germanium sont aussi tirés sur la tour de fibrage au même diamètre. Les barreaux obtenus sont ensuite disposés, en réseau triangulaire, de façon à avoir la géométrie de fibre voulue, comme le montre la figure 5.9(a). Les barreaux en rouge représentent les barreaux dopés Yb^{3+} , ceux

5.3. Fibre à grande aire effective hétéro-structurée à cœur dopé Yb³⁺†25

en bleus foncés présentent les zones dopées en oxyde de germanium et ceux en bleus clairs présentent les zones de silice pure. L'assemblage obtenu est ensuite introduit dans un tube en silice (F300 Heraeus) de diamètre externe de 25 mm, puis tiré en cannes d'épaisseur 4.3 mm. Finalement, les cannes obtenues sont introduites dans un tube manchon contenant une couronne de trous d'air déjà réalisée. L'ensemble est tiré directement à la dimension finale de la fibre voulue. Une photo MEB d'une coupe transverse de la fibre obtenue est présentée dans la figure 5.9(b). La gaine externe est formée par un anneau de trous d'air dont l'épaisseur est contrôlable et qui donne approximativement la valeur de l'ouverture numérique de la fibre².

Paramètres géométriques des fibres fabriquées

La fibre a été fabriquée en deux diamètres différents. Les dimensions des fibres ont été ajustées pour avoir la 3^{ème} BIP (Fibre A) ou la 4^{ème} BIP (Fibre B) centrée autour de la longueur d'onde d'émission de l'ytterbium. Les paramètres géométriques des deux fibres sont présentés dans le tableau 5.1 ci-dessous :

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des paramètres des fibres fabriquées

	Fibre A	Fibre B
Diamètre externe	322 μm	403 μm
Diamètre de la gaine interne	228 μm	292 μm
Diamètre moyen du cœur	46 μm	58.7 μm
Distance entre inclusions consécutives, Λ	9.3 μm	12.1 μm
Diamètre d'inclusion normalisé, d/Λ	0.79	0.79
Épaisseur des ponts de silice	500 nm	960 nm
Profondeur de la gaine d'air	17.2 μm	12.4 μm
Ouverture numérique de la gaine interne	0.6	0.36

Caractérisation du cœur à l'étape canne

La répartition du dopant (le profil de concentration en ions Yb³⁺) dans le cœur a été mesurée sur la canne (avant l'ajout de la couronne d'air) grâce à la technique d'analyse par microsonde électronique. La figure 5.10 montre une image du cœur dopé de la canne et les profils de concentration en ions Yb³⁺ suivant cinq axes. La concentration est mesurée en pourcentage en masse par rapport aux autres atomes de la matrice. Le profil de concentration montre que la répartition en ions Yb³⁺ n'est pas homogène sur la surface du cœur. En effet, chaque inclusion présente un profil quasiment parabolique avec une sur-concentration sur les bords. Cette variation de concentration induit une variation de l'indice de réfraction du cœur, ce dernier étant

2. l'ON est obtenue en superposant la valeur de l'épaisseur des ponts de silice formant la couronne d'air avec les graphiques présentés par Wadsworth et al. [Wadsworth 2004]

fonction linéaire de la concentration [Sekiya 2008].

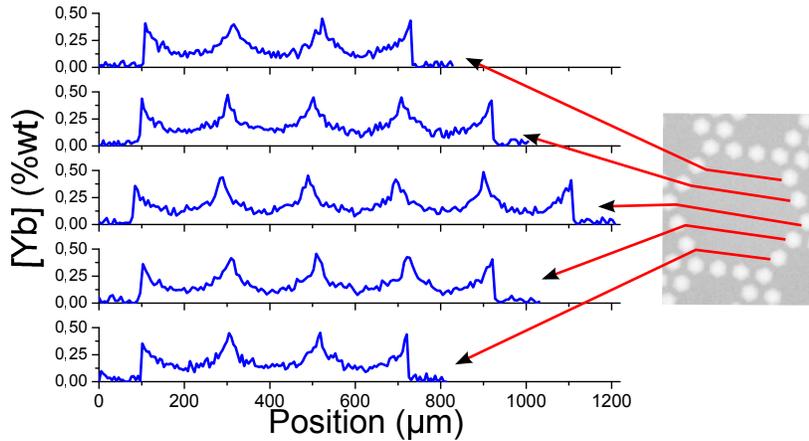


FIGURE 5.10 – Profils de concentration en ions Yb^{3+} , en pourcentage en masse, en fonction de la position, en micromètres sur 5 axes. La mesure est faite sur la canne qui a été utilisée dans la fabrication de la fibre active.

Les barreaux utilisés pour la réalisation de cette fibre se sont avérés être moins homogènes dans le cas de l'étude précédente. Ce problème résolu maintenant, ne l'était pas à l'époque de la première réalisation de la fibre BIP. L'effet de la variation d'indice de réfraction observée sur le guidage des modes dans le cœur, sera discuté ultérieurement dans le chapitre.

Caractérisations des propriétés optiques de la fibre

Transmission

La transmission du cœur de la fibre A a d'abord été testée pour nous assurer de l'existence et de la position des bandes interdites photonique. La figure 5.11(a) présente la courbe de transmission d'un mètre de la fibre A (en mauve) en fonction de la longueur d'onde, ainsi qu'une courbe de transmission de la fibre passive de même géométrie de gaine (en noir) dans la 3^{ème} BIP pour comparaison. La courbe de transmission de la lumière guidée dans le cœur fait clairement apparaître, pour les deux fibres, les fenêtres de transmission propres au guidage par BIP. L'examen de cette figure fait cependant apparaître deux différences notables entre les deux courbes : i) forte atténuation autour de 977 nm dans la fibre dopée qui correspond à la présence de l'ion Yb^{3+} et ii) moins de contraste des bandes de transmission (moins marquées que dans le cas de la fibre passive). Ceci est attribué à la présence de la gaine d'air qui guide par RTI et permet également de reconfiner la lumière dans le cœur comme le montre le schéma de la figure 5.11(b). Ce point sera discuté davantage par la suite.

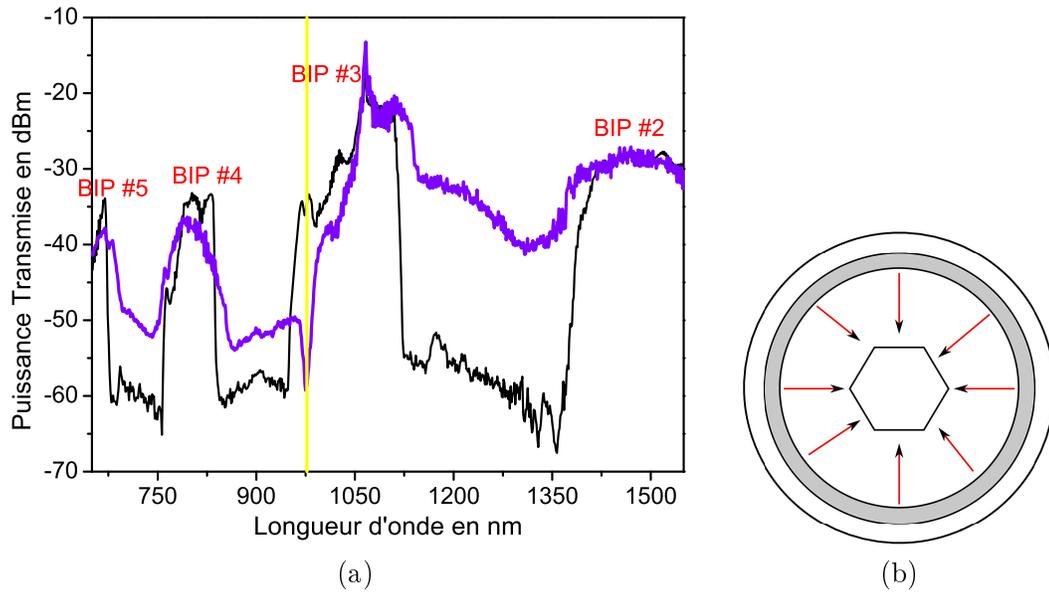


FIGURE 5.11 – (a) Courbes de transmission de la fibre BIP double-gaine à cœur dopé ytterbium (mauve) et de la fibre passive équivalente (noir). La ligne jaune montre la position du pic d’absorption à 977 nm lié au dopage Yb^{3+} . (b) Schéma montrant le confinement causé par la présence de la gaine externe formé d’une couronne d’air.

Monomodalité

La fibre A a été caractérisée par Pierre Calvet (laboratoire CESTA du CEA à Bordeaux) avec la méthode S^2 . Un tronçon de fibre de 4.5 m, bobiné sur un rayon de 45 cm, a été utilisé avec une injection quasi-centrée. La figure 5.12 montre la courbe d’intensité normalisée en fonction du décalage temporel. La présence d’un mode d’ordre supérieur (le mode LP_{11}) est apparente pour un décalage temporel de 4.7 ps, bien que les conditions d’injections soient défavorables à l’apparition de ce mode. Le profil d’intensité du mode reconstruit est représenté en encart dans la même figure. Le décalage temporel théorique, calculé à 1050 nm, est de 4.73 ps en accord avec la valeur de la position du pic expérimental observé.

Cet effet a également été mis en évidence par la méthode de visualisation en champ proche. La figure 5.13(a) montre une image du mode fondamental, LP_{01} , à 1050 nm, mesuré en champ proche après 1 m de propagation lorsque l’injection est parfaitement centrée. La distribution de l’intensité de ce mode est quasi-Gaussienne. Par contre, la figure 5.13(b) montre le premier mode d’ordre supérieur, LP_{11} , qui apparaît en décalant le faisceau injecté de $5 \mu\text{m}$ par rapport au centre de la fibre. Ces deux manipulations mettent clairement en évidence que la fibre n’est plus monomode

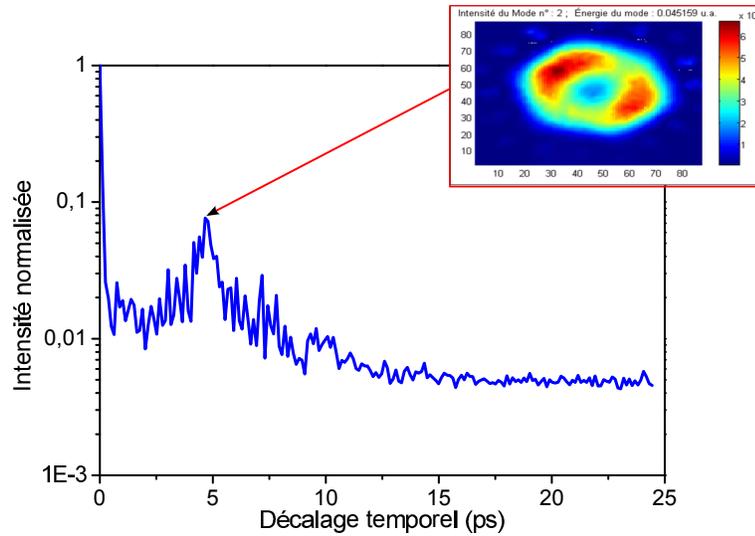


FIGURE 5.12 – Mesure S^2 menée sur 4.5 m de la fibre double gaine à cœur dopée ytterbium guidant dans la 3^{ème} BIP. Intensité normalisée en fonction du décalage temporel. En encart, la reconstruction du profil d’intensité du mode au niveau du pic observé à 4.7 ps.

en pratique comme l’était la fibre passive.

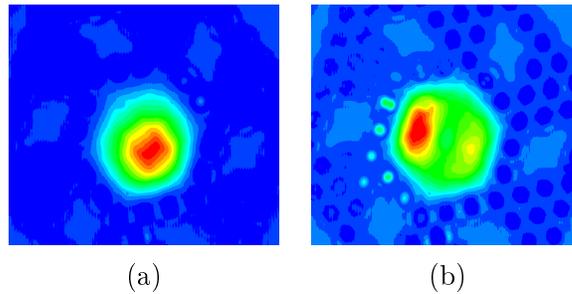


FIGURE 5.13 – (a) Image du mode fondamental à 1050 nm à la sortie de la fibre fabriquée pour avoir la 3^{ème} BIP centrée autour de cette longueur d’onde. (b) Image du premier mode d’ordre supérieur, LP_{11} , à 1050 nm pour la même fibre. Entre les deux mesures, l’injection a été décalée de 5 μm selon un axe.

Nous verrons par la suite en quoi la géométrie de la gaine et du cœur peuvent expliquer un tel comportement.

5.3. Fibre à grande aire effective hétéro-structurée à cœur dopé Yb^{3+} 29

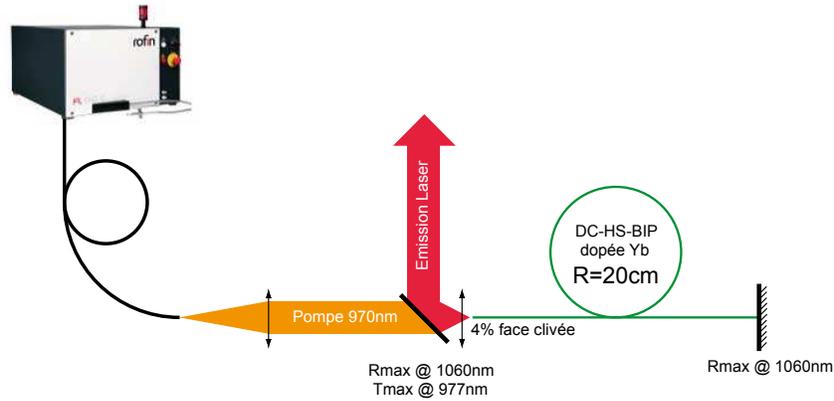


FIGURE 5.14 – Dispositif laser réalisé pour caractériser la fibre BIP double-gaine dopée ytterbium avec un cœur de 19 inclusions. La cavité présente des coefficients de réflexion de 99% et 4% et la fibre est courbée sur un rayon de 20 cm.

Efficacité laser

L'absorption de la fibre, dans le cas d'un pompage gaine autour de 970 nm, a d'abord été mesurée par cutback pour permettre le choix de la bonne longueur de fibre pour le laser. On estime qu'une absorption de 20 dB est nécessaire, ceci est vrai dans cette fibre pour une longueur de 24 m. Les performances laser de la fibre ont été testées en régime continu en utilisant la configuration présentée dans la figure 5.14. En aboutant un miroir dichroïque qui réfléchit à 99% de la longueur laser (autour de 1060 nm) et transmet la pompe (autour de 980 nm), et en clivant droit la face d'entrée de la fibre, on obtient une cavité 99%-4% avec un passage unique de la pompe. L'émission laser est collectée en introduisant un miroir dichroïque qui, pour un angle de 45° , transmet 99.9% de la pompe et réfléchit 99.9% du laser.

La fibre est pompée par la gaine interne avec un laser de forte puissance émettant autour de 969 nm (décalé par rapport à la position du pic d'absorption optimal). Une longueur de fibre de 21 m a été utilisée, la fibre étant bobinée sur un rayon de courbure de 20 cm. Une puissance maximale de près de 20 W a été obtenue autour de 1080 nm (voir figure 5.15(b)), pour une efficacité laser de 62,5% (voir figure 5.15(a)). Ces valeurs de l'efficacité et du maximum de puissance émise sont des records pour les fibres à cœur obtenus par Sol-Gel : une efficacité de 43% a été présenté récemment dans une fibre à cœur co-dopé $\text{Yb}^{3+}\text{-Al}^{3+}$ avec une puissance maximal de 6.7 W [Wang 2013]. En outre, dans le cas des cœurs Sol-Gel en silice pure dopée Yb^{3+} , aucune performance laser n'avait été présentée précédemment.

Le profil transverse du faisceau en régime laser a été enregistré pour quelques valeurs de puissance. La figure 5.16 présente ce profil pour trois puissances de sortie

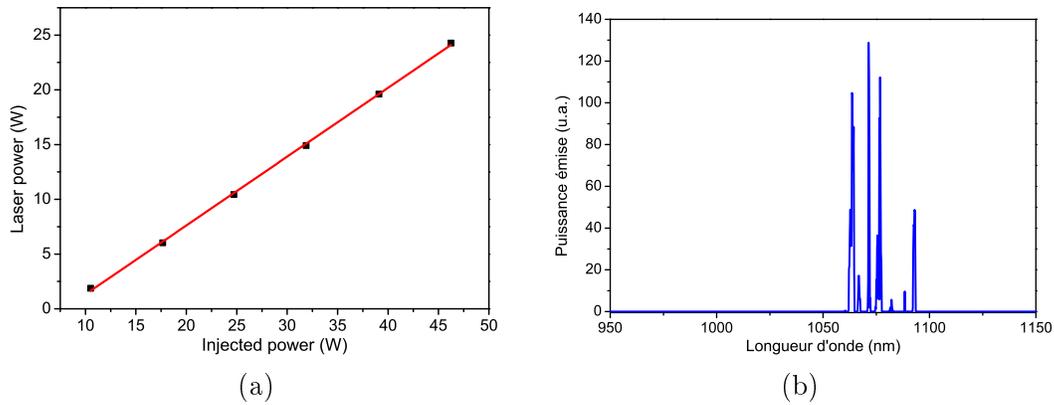


FIGURE 5.15 – (a) Efficacité du laser émettant autour de 1080 nm, mesurée pour 21 m de la fibre BIP double gaine à cœur dopé ytterbium, pompée par une diode à faible brillance à 969 nm. (a) Spectre d’émission du laser obtenu

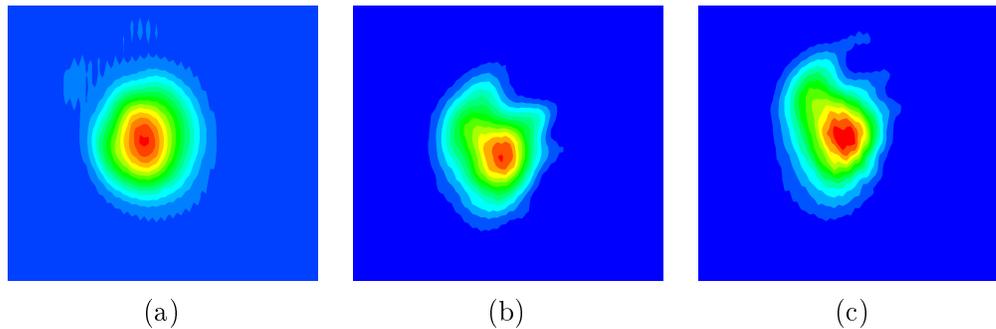


FIGURE 5.16 – Images des modes en sortie de la fibre en configuration laser pour différentes puissances d’émission : (a) à 2.2 W, (b) à 9 W et (c) à 21 W.

différentes : 2.2 W, 8.9 W et 20.9 W. Le diamètre de mode, mesuré sur le profil obtenu à une puissance de 2.2 W, est de l’ordre de $36 \mu\text{m}$, soit une amélioration de 36% par rapport à l’état de l’art [Gaponov 2010b]. Cependant, il apparaît que le mode émis ne présente pas un profil parfaitement Gaussien. Ceci confirme que la fibre n’est pas monomode dans ces conditions.

Analyse des performances

Effet de la variation d’indice du cœur

Dans la section 5.3, le profil de concentration des ions Yb^{3+} dans le cœur de la préforme a été présenté. Cette concentration sera accompagnée d’une hausse de l’indice de réfraction de la matrice [Sekiya 2008]. Celui-ci aura un profil identique à la concentration (i.e. en cuvette) avec des contrastes d’indices compris entre $1,5 \cdot 10^{-4}$

5.3. Fibre à grande aire effective hétéro-structurée à cœur dopé Yb^{3+}

et 7.10^{-4} par rapport à la silice. La géométrie de la variation de l'indice du cœur, qui présente des zones d'indices plus élevées sur les bords des inclusions dopées, favorise un bon recouvrement du mode LP_{11} du cœur avec le profil de dopant. Pour mettre cela en évidence, une comparaison théorique entre le pourcentage de recouvrement, avec le dopant, des modes LP_{01} et LP_{11} d'une fibre ayant le même profil d'indice que celle fabriquée et une deuxième où le cœur présente un indice constant avec une différence d'indice de $+2.10^{-4}$ par rapport à la silice. Les valeurs obtenues, en fonction de la longueur d'onde, sont présentées dans la figure 5.17. Le mode LP_{11} présente un pourcentage de recouvrement inférieur à celui du mode fondamental, comme c'est le cas pour la fibre avec un cœur présentant un $\Delta n=2.10^{-4}$ constant. Cependant, dans le cas de la fibre fabriquée, le pourcentage de recouvrement du mode LP_{11} est supérieur à celui du mode fondamental, expliquant en partie la déformation des profil des modes observés en régime laser.

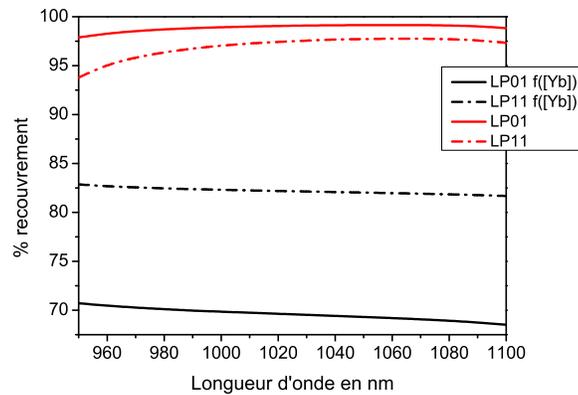


FIGURE 5.17 – Courbe du pourcentage de recouvrement des modes LP_{01} (traits plein) et LP_{11} (pointillés) avec le cœur, en fonction de la longueur d'onde, pour la structure d'indice réelle du cœur (noir) ou pour un indice de cœur homogène avec une différence d'indice de $+2.10^{-4}$ par rapport à la silice (rouge).

Effet de l'introduction de la double gaine

Le confinement causé par le guidage RTI apporté par la gaine de trous d'air, aide d'une part à reconfiner les modes du cœur et, d'autre part, au confinement des modes de la gaine interne en silice. Le graphique de la figure 5.18 montre la puissance normalisée localisée dans le cœur, en fonction de la longueur d'onde, pour les modes LP_{01} (noir) et LP_{11} (rouge) du cœur. On observe l'apparition de pic de délocalisation à différentes longueurs d'onde pour les deux modes. L'observation du profil d'intensité du mode LP_{11} correspondant à la longueur d'onde du pic de délocalisation montre un couplage entre le mode de cœur et un nouveau mode de gaine confiné par la gaine externe ajoutée (voir sur la figure 5.18 à droite). Ces

couplages localisés peuvent être pénalisant car ils sont susceptibles d'affecter le mode fondamental du cœur comme le montre le pic à 1020 nm.

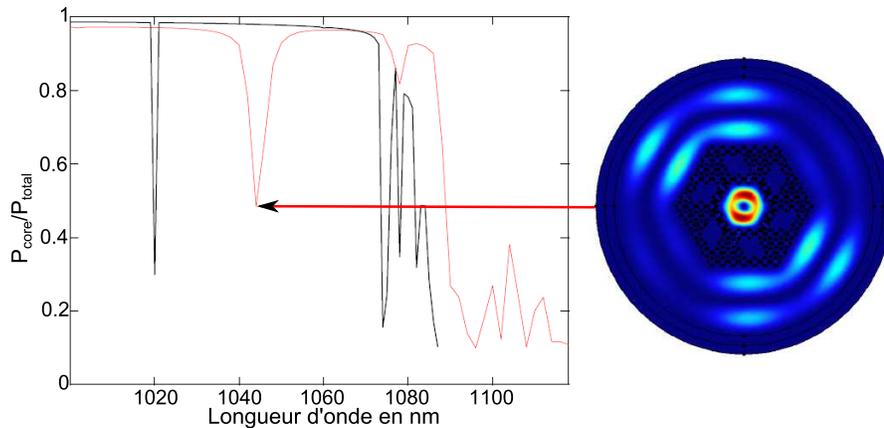


FIGURE 5.18 – Puissance normalisée en fonction de la longueur d’onde des modes LP_{01} (noir) et LP_{11} (rouge) du cœur. L’ensemble de la bande interdite n’est pas calculée. À droite, est présentée l’image du mode en sortie visualisé à la longueur d’onde correspondant à la baisse de la puissance dans le mode LP_{11} .

Caractérisations de la fibre dans la 4^{ème} BIP

L’effet de la variation d’indice au sein de chaque inclusion, constatée en mesurant la concentration en ions Yb^{3+} sur la canne, a aussi été étudié sur la fibre B dont la 4^{ème} BIP est centrée autour de la longueur d’onde d’émission de l’ytterbium (pour $\Lambda = 12.1 \mu\text{m}$).

La figure 5.19 en haut montre une image du mode expérimental transmis à la sortie de la fibre, prise à 1050 nm, ainsi que les profils du mode présentés suivant deux axes. Le profil de mode, dont on souhaitait qu’il présente une distribution gaussienne, présente un creux au centre et une variation de la distribution sur les bords de la gaussienne. Ce profil atypique nous a conduit à calculer le profil du mode numériquement en considérant les paramètres d’indice réels du cœur. La figure 5.19 en bas montre le profil d’indice du mode fondamental simulé pour une fibre ayant un profil d’indice du cœur similaire à celui présenté dans la figure 5.10. Ce graphe montre une assez bonne concordance entre le profil théorique et le profil expérimental du mode fondamental du cœur. Ce résultat s’explique par la dimension des inclusions ($\Lambda = 12.08 \mu\text{m}$) qui est suffisamment grande pour que les fluctuations d’indices soient résolues par la lumière à $1 \mu\text{m}$. Cet effet est amoindri dans la fibre A, étant donné que la taille des inclusions est inférieure à celle de la fibre B, de telle sorte que les dimensions caractéristiques des zones de haut indice

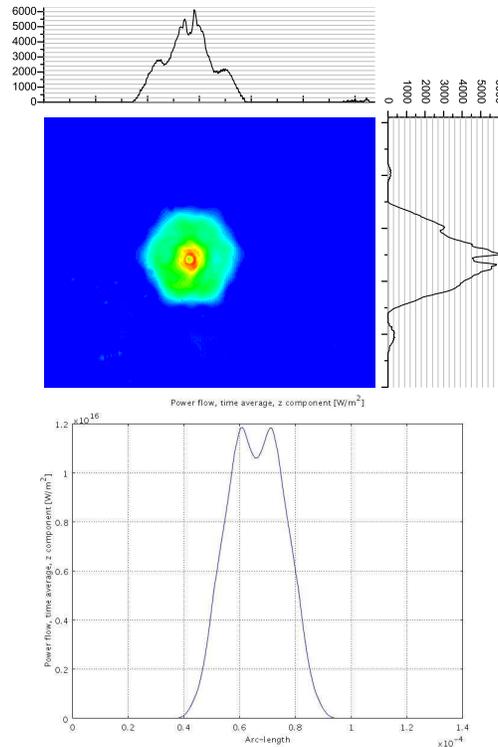


FIGURE 5.19 – En bas : profil d’intensité théorique du mode fondamental guidé dans la 4ème BIP à 1050 nm. En haut : image expérimentale du mode fondamental, transmis, à la sortie de la fibre ainsi que deux profils d’intensité suivants deux axes.

dans le cœur ne soient pas résolus à la longueur d’onde utilisée.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, dans un premier temps, une fibre PCF air/silice a été réalisée et testée. Ceci a permis de valider la qualité des matériaux Sol-Gel à base de silice pure dopée Yb^{3+} élaborés au sein du groupe. Ainsi, une première démonstration d’une émission laser, pour ces matériaux, est présentée pour un laser d’efficacité 73.5%. En outre, les mesures des pertes de fonds et du photo-noircissement du matériau ont montré que sa qualité est bonne et qu’il peut être adapté à la fabrication de fibre à grande aire effective.

Dès lors, le concept d’hétéro-structuration de la gaine (étudié dans le chapitre 4) a été transposé au cas d’une fibre à bande interdite photonique solide dopée ytterbium pour la réalisation d’un laser fibré à grande aire effective. En combinant les propriétés de guidage singulières de la gaine à un cœur dopé Yb^{3+} réalisé par

voie Sol-Gel, un laser émettant plusieurs Watts autour de 1080 nm a pu être réalisé, avec une efficacité de 62.5%. Cette efficacité peut être améliorée en utilisant un laser de pompe dont la longueur d'onde est plus proche du maximum d'absorption de l'ytterbium (977 nm). Les profils de mode du laser restent satisfaisants comparativement à l'état de l'art. De plus, il est important de noter que le diamètre de mode mesuré à 2.2 W est de 36 μm pour un rayon de courbure de 20 cm, ce qui présente une avancée significative pour les fibres BIP à cœur solide.

Cependant l'inhomogénéité de l'indice du cœur (induite par l'inhomogénéité de concentration en Yb^{3+}) favorise le maintien du mode LP_{11} dans le cœur et la détérioration de la qualité du mode fondamental, en particulier pour la fibre guidant dans la 4^{ème} BIP. Ce problème peut être résolu en améliorant l'homogénéité du profil d'indice du monolithe de silice dopée ytterbium élaboré par Sol-Gel. Des récentes fabrications de l'équipe montrent une meilleure homogénéité de l'indice des monolithes fabriqués [Baz 2013] ce qui permettra d'améliorer la fibre actuelle. De plus, la gaine d'air peut être dimensionnée pour avoir une ouverture inférieure à 0.6 (jusqu'à 0.22) pour réduire le confinement du mode LP_{11} par la gaine externe. Finalement, les dimensions et le profil d'indice des inclusions formant les résonateurs peuvent être adaptés pour mieux éliminer le mode LP_{11} dans le cas de la fibre double gaine. Ainsi des travaux qui vont dans ce sens sont maintenant menés au sein de l'équipe.

Conclusion générale

Dans le cadre de ces travaux de thèse, des fibres à grande aire effective, s'appuyant sur un guidage par bandes interdites photoniques et susceptibles d'être utilisées pour le transport et la génération de faisceaux laser puissants, ont été étudiées. L'intérêt a été porté en particulier sur la modélisation et la caractérisation de deux familles de fibres à cœur solide, en l'occurrence les fibres de Bragg et les fibres BIP 2D hétéro-structurées à réseau hexagonal.

Un nouveau type de fibre a tout d'abord été introduit durant ce travail : la fibre de Bragg pixélisée. Sa géométrie, intermédiaire entre une fibre de Bragg et une fibre BIP 2D à réseau hexagonal, lui permet de tirer profit des avantages des deux familles. Ainsi, cette fibre présente un véritable guidage par bande interdite photonique qui lui permet d'offrir, pour le mode guidé, des fenêtres de transmission libres de tout couplage avec des modes de gaine. En outre, la distance entre les anneaux est indépendante du pas du réseau ce qui lui confère un degré de liberté supplémentaire, notamment pour favoriser des conditions de résonance à même d'éliminer les modes indésirables dans le cœur. Une étude numérique a été menée pour montrer la pertinence de ce concept, suivie d'une première réalisation de fibre. Le nouveau degré offert par la distance inter-anneaux a été utilisé pour éliminer efficacement le mode LP_{11} et ceci en appliquant la condition dite "de demi-onde". Cette première fibre, monomode en pratique et présentant un diamètre de mode de $26 \mu\text{m}$ a été caractérisée. Ce type de fibre ouvre de larges perspectives pouvant être utiles dans la réalisation de nouvelles fibres à grande aire effective.

Une deuxième piste a été analysée durant ces travaux pour aboutir à la réalisation de fibres BIP à grande aire effective, monomodes en pratique : les fibres BIP 2D hétéro-structurées à réseau hexagonal. Dans ces structures, le remplacement de certaines inclusions de haut indice de la gaine par des inclusions en silice permet de réaliser des résonateurs dans la gaine susceptibles de se coupler avec les modes d'ordre supérieur du cœur sans affecter le mode fondamental. Le but est d'augmenter la différence de pertes entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur. Après une étude de l'influence de la forme des résonateurs, ce concept a été appliqué à deux géométries de gaine, l'une présentant un défaut central de 7 inclusions et l'autre présentant un défaut central de 19 inclusions. Les deux structures ont été réalisées et tirées en fibres de différents diamètres de manière à étudier leur comportement dans différentes bandes interdites centrées autour de $1 \mu\text{m}$. L'effet de l'hétéro-structuration s'est avéré transposable d'une bande interdite à l'autre. Grâce à cela, un diamètre de mode de $33 \mu\text{m}$ pour une fibre pouvant être courbée sur un rayon de 20 cm a été obtenu. Dans ce cas,

la fibre fonctionne dans sa troisième bande interdite. Dans la quatrième bande interdite, un diamètre de mode de $44 \mu\text{m}$ a été démontré expérimentalement pour une fibre utilisable avec un rayon supérieur à de 35 cm . Ces deux derniers résultats représentent des records de diamètre de mode pour les fibres BIP passives à cœur solide, monomodes en pratique. Cette étude a été prolongée pour des structures à très grande aire effective : une extension dans la cinquième bande interdite a permis d'atteindre expérimentalement un diamètre de mode de $65 \mu\text{m}$ - au prix de pertes élevées, toutefois - alors qu'une dernière structure à défaut central de 37 inclusions, étudiée théoriquement, offre une valeur de $45 \mu\text{m}$.

Le concept de l'hétéro-structuration de la gaine a finalement été transposé au cas des fibres actives double gaine. Pour y parvenir, le travail sur la géométrie de la gaine a été couplé à une méthode originale de synthèse d'un cœur en silice pure dopée Yb^{3+} , à savoir la méthode Sol-Gel. Les propriétés optiques de ce matériau de cœur ont tout d'abord été validées dans le cas d'une fibre micro-structurée air/silice de type "infiniment monomode". Une première démonstration d'émission laser a ainsi été présentée, avec une efficacité de 73.5%. Les propriétés spectroscopiques ainsi que le comportement de la fibre en photo-noircissement ont aussi été analysées. Transposée au cas de la fibre hétéro-structurée, cette approche a permis de réaliser une fibre active à double gaine présentant une efficacité laser de 62.5% avec une puissance maximal de 20 W en sortie, en régime continu. Contrairement aux fibres passives, le mode LP_{11} n'est pas parfaitement éliminé dans cette structure ce qui conduit à une déformation du mode laser. Les mécanismes à l'origine de cet effet ont été analysés et attribués, d'une part à la présence de la gaine externe qui reconfine tous les modes ayant leur indice effectif supérieur à celui de la gaine externe et, d'autre part, aux fluctuations constatées de l'indice de réfraction du cœur.

A l'issue de ce travail, plusieurs perspectives apparaissent aujourd'hui. Dans le cas de la fibre active, la géométrie peut être optimisée en améliorant la qualité du cœur, en réduisant l'indice effectif et en changeant l'indice effectif des résonateurs pour ajuster le couplage à l'origine des pertes du mode LP_{11} . En outre, la limite de puissance supportée par ces fibres doit être testée. Dans le cas des fibres hétéro-structurées passives, plusieurs pistes peuvent être exploitées : i) d'une part pour essayer d'élargir encore le cœur en gardant la fibre monomode. Ceci peut être obtenu en améliorant la structure ayant un défaut central de 37 inclusions par exemple. ii) d'autre part pour essayer de limiter les pertes du mode fondamental, en particulier les pertes par courbures. L'introduction de trous interstitiels entre les inclusions de silice dopée à l'oxyde de germanium semble une bonne solution mais elle serait techniquement délicate. Concernant la fibre de Bragg pixélisée, l'étude est encore récente et beaucoup de pistes restent à exploiter. Une piste serait de fabriquer la fibre à double condition demie-onde pour mettre en évidence la pertinence de la structure, ensuite la combiner à un cœur entièrement dopé obtenu par Sol-Gel. En passif, la limite en diamètre de mode pour cette structure doit être testée. L'hétéro-structuration peut aussi être combinée à la PiBF.

Enfin, les perspectives proposées pour ce travail semblent atteignables à court terme, ceci laisse espérer d'aboutir, dans un futur proche, à la réalisation d'une fibre laser pliable et fonctionnelle, qui sera implémentée dans un laser commercialisable.

Liste des publications

Liste des publications

R. Goto, I. Fsaifes, **A. Baz**, L. Bigot, K. Takenaga, S. Matsuo, and SD. Jackson, "UV-induced Bragg grating inscription into single-polarization all-solid hybrid microstructured optical fiber," *Optics Express*, vol. 19, issue 14, p. 13525-13530 (2011)

A. Baz, L. Bigot, G. Bouwmans, and Y. Quiquempois, "Pixelated high-index ring Bragg fibers," *Optics Express*, vol. 20, issue 17, p. 18795-18802 (2012)

A. Baz, L. Bigot, G. Bouwmans, and Y. Quiquempois, "Single-Mode, Large Mode Area, Solid-Core Photonic BandGap fiber with Hetero-Structured Cladding," *Journal of lightwave technology*, vol. 31, issue 5, p. 830-835 (2013)

A. Baz, H. El Hamzaoui, I. Fsaifes, G. Bouwmans, M. Bouzaoui, and L. Bigot, "A pure silica ytterbium-doped sol-gel based fiber laser," *Laser Physics Letters*, vol. 10, issue 5, 055106 (2013)

Présentations orales

Y. Quiquempois, **A. Baz**, O. Vanvincq, C. Valentin, L. Bigot, G. Bouwmans, A. Kudlinski, A. Mussot, P. Calvet, E. Hugonnot, and M.douay, "Recent advances in design of photonic bandgap and hybrid fiber : From LMA to HNL fibers," *Photonics North 2012*, 84121S-84121S-8 (2012)

A. Baz, G. Bouwmans, L. Bigot, and Y. Quiquempois, "Pixelated Bragg fibers," *SOF*, Colorado Springs, SM3E (2012)

A. Baz, G. Bouwmans, L. Bigot, and Y. Quiquempois, "Very large mode area Solid-Core Photonic Bandgap fiber laser with hetero-structures cladding and Yb-doped Sol-Gel core," *CLEO/Europe*, Munich, (2013)

Conférences nationales

A. Baz, G. Bouwmans, L. Bigot, and Y. Quiquempois, "Intérêt de l'hétéro-structuration de la gaine dans les fibres toutes solides à bande interdite photonique pour la suppression des modes d'ordres supérieurs," *JNOG*, Marseille (2011)

A. Baz, G. Bouwmans, L. Bigot, and Y. Quiquempois, "Fibre de Bragg Pixélisée : Modélisation et caractérisation d'une nouvelle famille de fibres à bandes interdites photoniques," *JNOG*, Lyon (2012)

I. Fsaifes, **A. Baz**, G. Le Cocq, H. El Hamzaoui, B. Capoen, G. Bouwmans, L. Bigot, and M. Bouazaoui, "Lasers à fibres micro-structurées à cœur de silice pure dopée Er³⁺ ou Yb³⁺ élaboré par voie Sol-Gel," *JNOG*, Lyon (2012)

A. Baz, L. Bigot, G. Bouwmans, H. El Hamzaoui, R. Habert, M. Bouazaoui, and Y. Quiquempois, "Laser à fibre à bande interdite photonique avec gaine hétéro-structurée et large cœur Sol-Gel dopé ytterbium," *JNOG*, Paris (2013)

Posters

I. Fsaifes, **A. Baz**, G. Le Cocq, H. El Hamzaoui, B. Capoen, G. Bouwmans, L. Bigot, and M. Bouazaoui, "Yb³⁺ and Er³⁺ fiber lasers based on Pure Silica Sol-Gel core Photonic Crystal Fibers," *Europhoton*, Stockholm (2012)

Bibliographie

- [Agha 2008] Y. Ould Agha, F. Zolla, a. Nicolet et S. Guenneau. *On the use of PML for the computation of leaky modes : An application to microstructured optical fibres*. COMPEL : The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering, vol. 27, no. 1, pages 95–109, 2008. (Cité en page 69.)
- [Agrawal 2001] Govind P Agrawal. In Nonlinear fiber optics, Third edition. Academic Press, 2001. (Cité en pages 20, 35, 36 et 37.)
- [Aleshkina 2011] Svetlana S Aleshkina, Mikhail E Likhachev, Andrey D Pryamikov, Dmitry a Gaponov, Alexandr N Denisov, Mikhail M Bubnov, Mikhail Yu Salganskii, Alexandr Yu Laptev, Aleksei N Guryanov, Yurii a Uspenskii, Nikolay L Popov et Sébastien Février. *Very-large-mode-area photonic bandgap Bragg fiber polarizing in a wide spectral range*. Optics letters, vol. 36, no. 18, pages 3566–8, Septembre 2011. (Cité en page 57.)
- [Arai 2009] Tomofumi Arai, Kentaro Ichii, Kenji Okada, Tomoharu Kitabayashi, Shohi Tanugawa et Munehisa Fujimaki. *Photodarkening phenomenon in Yb-doped fibers*. 2009. (Cité en page 34.)
- [Archambault 1993] J.-L. Archambault, R.J. Black, S. Lacroix et J. Bures. *Loss calculations for antiresonant waveguides*. Journal of Lightwave Technology, vol. 11, no. 3, pages 416–423, Mars 1993. (Cité en page 62.)
- [Barnard 1994] C. Barnard, P. Myslinski, J. Chrostowski et M. Kavehrad. *Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers*. Quantum Electronics, vol. 30, no. 8, pages 1817 – 30, Août 1994. (Cité en page 25.)
- [Barnes 1991] William L Barnes, Richard I Laming, Eleanor J Tarbox et P R Morke. *Absorption and emission cross section of Er³⁺ doped silica fibers*. IEEE Journal of quantum electronics, vol. 27, no. 4, pages 1004–1010, 1991. (Cité en page 28.)
- [Baskiotis 2011] Catherine Baskiotis. In Thèse : Modélisations, réalisations et évaluations de fibres de bragg à grande aire effective. Université Lille 1, 2011. (Cité en pages 42, 43 et 74.)
- [Baz 2012] Assaad Baz, Laurent Bigot, Geraud Boumans et Yves Quiquempois. *Pixelated high-index ring Bragg fibers*. Optics Express, vol. 3490, 2012. (Cité en page 18.)
- [Baz 2013] Assaad Baz, Hicham El Hamzaoui, Ihsan Fsaifes, Geraud Boumans, Bouazaoui et Laurent Bigot. *A pure silica ytterbium-doped sol-gel based fiber laser*. Laser Physics Letters, vol. 10, no. 5, Mars 2013. (Cité en pages 27, 33 et 134.)
- [Bétourné 2007] a Bétourné, G Bouwmans, Y Quiquempois, M Perrin et M Douay. *Improvements of solid-core photonic bandgap fibers by means of interstitial*

- air holes*. Optics letters, vol. 32, no. 12, pages 1719–21, Juin 2007. (Cité en page 106.)
- [Bigot 2009] Laurent Bigot, Geraud Bouwmans, Yves Quiquempois, Antoine Le Rouge, Vincent Pureur et Marc Douay. *Efficient fiber Bragg gratings in 2D all-solid photonic bandgap fiber*. Optics express, vol. 17, no. 12, pages 10105–12, Juin 2009. (Cité en page 52.)
- [Birks 1995] T.A. Birks, P.J. Roberts, P.St.J. Russell, D.M. Atkin et T.J. Shepherd. *Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures*. Electronic Letters, vol. 31, no. 22, pages 1941–43, Octobre 1995. (Cité en page 17.)
- [Birks 1997] T a Birks, J C Knight et P S Russell. *Endlessly single-mode photonic crystal fiber*. Optics letters, vol. 22, no. 13, pages 961–3, Juillet 1997. (Cité en pages 16 et 49.)
- [Birks 2006a] T a Birks, F Luan, G J Pearce, a Wang, J C Knight et D M Bird. *Bend loss in all-solid bandgap fibres*. Optics express, vol. 14, no. 12, pages 5688–98, Juin 2006. (Cité en page 52.)
- [Birks 2006b] Timothy a Birks, Greg J Pearce et David M Bird. *Approximate band structure calculation for photonic bandgap fibres*. Optics express, vol. 14, no. 20, pages 9483–90, Octobre 2006. (Cité en page 106.)
- [Bouchier 2005] Aude Bouchier. In Thèse : Développement de nouvelles sources laser à base de matériaux dopés par des ions ytterbium émettant vers 976 nm. Université Paris 11 Orsay, 2005. (Cité en page 28.)
- [Bouwmans 2005] G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, F. Lopez, L. Provino et M. Douay. *Fabrication and characterization of an all-solid 2D photonic bandgap fiber with a low-loss region (< 20 dB/km) around 1550 nm*. Optics Express, vol. 13, no. 21, page 8452, 2005. (Cité en page 68.)
- [Chahadih 2012] Abdallah Chahadih. In Thèse : Poto-croissance organisée de nano-objets métalliques ou semiconducteurs dans les matériaux diélectriques destinés à la photonique. Université Lille 1, 2012. (Cité en page 32.)
- [Couny 2007] F Couny, F Benabid, P J Roberts, P S Ligth et M G Raymer. *Generation and photonic guidance of multi-octave optical-frequency combs*. Science Magazine, vol. 318, pages 1118–1121, Novembre 2007. (Cité en page 17.)
- [Desurvire 1994] Emmanuel Desurvire. In Erbium-Doped Fiber Amplifiers : Principles and Applications. Wiley-Interscience, 1994. (Cité en page 25.)
- [Devautour 2009] Mathieu Devautour. In Thèse : Etude de fibres actives combinant large coeur et fort niveau de dopage pour l'émission unimodale. Université de Limoges, 2009. (Cité en page 57.)
- [Dong 2006] Liang Dong, Jun Li et Xiang Peng. *Bend-resistant fundamental mode operation in ytterbium-doped leakage channel fibers with effective areas up to 3160 microm(2)*. Optics express, vol. 14, no. 24, pages 11512–9, Novembre 2006. (Cité en page 51.)

- [Dong 2008] Liang Dong, Hugh A McKay et Linbin Fu. *All-glass endless single-mode photonic crystal fibers*. Optics letters, vol. 33, no. 21, Novembre 2008. (Cité en page 50.)
- [Dudley 2006] John M. Dudley, Goëry Genty et Stéphane Coen. *Supecontinuum generation in photonic crystal fiber*. Reviews of modern physics, vol. 78, pages 1135–84, Octobre 2006. (Cité en page 35.)
- [Dussardier 2011] Bernard Dussardier, Vipul Rastogi, Ajeet Kumar et Gérard Monnom. *Large-mode-area leaky optical fiber fabricated by MCVD*. Applied optics, vol. 50, no. 19, pages 3118–22, Juillet 2011. (Cité en page 45.)
- [Egorova 2008] O.N. Egorova, D.a. Gaponov, N.a. Harchenko, a.F. Kosolapov, S.a. Letunov, a.D. Pryamikov, S.L. Semjonov, E.M. Dianov, V.F. Khopin, M.Y. Salganskii, a.N. Guryanov et D.V. Kuksenkov. *All-solid photonic bandgap fiber with large mode area and high order modes suppression*. Conference on Lasers and Electro-Optics, pages 1–2, Mai 2008. (Cité en pages 2, 54, 82, 84, 98 et 100.)
- [Egorova 2009] O N Egorova, S L Semjonov, A F Kosolapov, V V Velmiskin, A D Pryamikov et A S Biriukov. *Large Mode Area Single-Mode Ytterbium Doped All-Solid Photonic Bandgap Fiber*. pages 3–4, 2009. (Cité en page 55.)
- [Eidam 2011] Tino Eidam, Jan Rothhardt, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Steffen Hädrich, Henning Carstens, Cesar Jauregui, Jens Limpert et Andreas Tünnermann. *Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power*. Optics express, vol. 19, no. 1, pages 255–60, Janvier 2011. (Cité en pages 2 et 50.)
- [El Hamzaoui 2011] Hicham El Hamzaoui, Laurent Bigot, Géraud Bouwmans, Igor Razdobreev, Mohamed Bouazaoui et Bruno Capoen. *From molecular precursors in solution to microstructured optical fiber : a Sol-gel polymeric route*. Optical Materials Express, vol. 1, no. 2, page 234, Mai 2011. (Cité en pages 33, 79 et 116.)
- [Engholm 2009] M Engholm, P Jelger, F Laurell et L Norin. *Improved photodarkening resistivity in ytterbium-doped fiber lasers by cerium codoping*. Optics letters, vol. 34, no. 8, pages 1285–87, Avril 2009. (Cité en page 34.)
- [Février 2006] S Février, R Jamier, J-M Blondy, S L Semjonov, M E Likhachev, M M Bubnov, E M Dianov, V F Khopin, M Y Salganskii et a N Guryanov. *Low-loss singlemode large mode area all-silica photonic bandgap fiber*. Optics express, vol. 14, no. 2, pages 562–9, Janvier 2006. (Cité en pages 65 et 67.)
- [Fini 2008] John M Fini. *Pre-compensated resonant higher-order mode suppression in coiled large mode area amplifier fibers index*. CLEO, pages 20–21, 2008. (Cité en pages 46 et 48.)
- [Fini 2013] John M. Fini, Jeffrey W. Nicholson, Robert S. Windeler, Eric M. Monberg, Linli Meng, Brian Mangan, Anthony DeSantolo et Franck V. DiMarcello. *Low-loss hollow-core fibers with improved single-modedness*. Optics express, vol. 21, no. 5, pages 6233–6242, Mars 2013. (Cité en page 56.)

- [Gaponov 2010a] D A Gaponov, S Février, M Devautour, P Roy, M E Likhachev, S S Aleshkina, M Y Salganskii, M V Yashkov et a N Guryanov. *Management of the high-order mode content in large (40 microm) core photonic bandgap Bragg fiber laser*. Optics letters, vol. 35, no. 13, pages 2233–5, Juillet 2010. (Cité en page 57.)
- [Gaponov 2010b] D A Gaponov, P Roy et S Février. *100 W from a Photonic Band-gap Bragg Fiber Laser*. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), page CTuC4, 2010. (Cité en pages 2, 57 et 130.)
- [Ghosh 2011] Somnath Ghosh, Sonali Dasgupta, Ravi K Varshney, David J Richardson et Bishnu P Pal. *Design of a Bragg fiber with large mode area for mid-infrared applications*. Optics express, vol. 19, no. 22, pages 21295–304, Octobre 2011. (Cité en page 56.)
- [Gloge 1971] D Gloge. *Weakly guiding fibers*. vol. 10, no. 10, pages 2252–58, 1971. (Cité en pages 8 et 40.)
- [Gray 2009] S. Gray, D.T. Walton et L.a. Zenteno. *Limit of Effective Area for Single-Mode Operation in Step-Index Large Mode Area Laser Fibers*. Journal of Lightwave Technology, vol. 27, no. 15, pages 3010–3016, Ao t 2009. (Cité en pages 41, 44 et 45.)
- [Hanna 1989] D.C. Hanna, I.R. Perry, R.G. Smart, P.J. Suni, J.E. Townsend et A.C. Tropper. *Efficient superfluorescent emission at 974 nm and 1040 nm from an Yb-doped fiber*. Optics Communications, vol. 72, no. 3,4, pages 230 – 234, Juillet 1989. (Cité en pages 1 et 24.)
- [Hanna 1990] D.C. Hanna, R.M. Percival, I.R. Perry, R.G. Smart, P.J. Suni et A.C. Tropper. *An ytterbium-doped monomode fibre laser : broadly tunable operation from 1.010 μm to 1.162 μm and three-level operation at 974 nm*. Journal Of Modern Optics, vol. 37, no. 4, pages 517 – 25, Février 1990. (Cité en pages 1 et 25.)
- [Jacquier 2010] Bernard Jacquier. In Nano-optique du solide, EGEM. Hermes, Lavoisier, 2010. (Cité en pages 7 et 94.)
- [Jain 2013] Deepak Jain, Catherine Baskiotis et Jayanta Kumar Sahu. *Mode area scaling with multi-trench rod-type fibers*. Optics express, vol. 21, no. 2, pages 1448–55, Janvier 2013. (Cité en page 66.)
- [Jaque 2006] D. Jaque, C. Lagomacini J, C. Jacinto et T. Catunda. *Continuous-wave diode-pumped Yb :glass laser with near 90% slope efficiency*. Applied Physics Letters, vol. 89, no. 12, pages 1817 – 30, Septembre 2006. (Cité en page 24.)
- [Jasapara 2006] Jayesh Jasapara, Matthew Andrejco, David DiGiovanni et Robert Windeler. In Effect of Heat and H2 Gas on the Photo-Darkening of Yb+3 Fibers, 2006. (Cité en page 34.)
- [Jeong 2009] Yoon-Chan Jeong, Alexander J. Boyland, Jayanta K. Sahu, Seung-Hwan Chung, Johan Nilsson et David N. Payne. *Multi-kilowatt Single-mode*

- Ytterbium-doped Large-core Fiber Laser*. Journal of the Optical Society of Korea, vol. 13, no. 4, pages 416–422, Décembre 2009. (Cité en page 44.)
- [Joannopoulos 2007] John D. Joannopoulos, Steven G. Johnson, Joshua N. Winn et Robert D. Meade. In *Photonic Crystals, Modeling of the flow of light*, Second Edition. Princeton University Press, 2007. (Cité en page 11.)
- [Johnson 2001] S Johnson, M Ibanescu, M Skorobogatiy, O Weisberg, T Engeness, M Soljacic, S Jacobs, J Joannopoulos et Y Fink. *Low-loss asymptotically single-mode propagation in large-core OmniGuide fibers*. Optics express, vol. 9, no. 13, pages 748–79, Décembre 2001. (Cité en page 62.)
- [Kenyon 2002] a Kenyon. *Recent developments in rare-earth doped materials for optoelectronics*. In *Progress in Quantum Electronics*, volume 26, pages 225–284, 2002. (Cité en page 23.)
- [Knight 1996] J C Knight, T A Birks, P St J Russell et D M Atkin. *Pure silica single-mode fiber with hexagonal*. Optics Letters, vol. 21, no. 19, pages 1547–1549, Octobre 1996. (Cité en pages 1 et 17.)
- [Knight 1998] Jc Knight, J Broeng, Ta Birks et Psj Russell. *Photonic band gap guidance in optical fibers*. Science (New York, N.Y.), vol. 282, no. 5393, pages 1476–8, Novembre 1998. (Cité en page 2.)
- [Koponen 2008] Joonas Koponen. In Thèse : Measuring photodarkening from Yb doped fibers. Helsinki University of technology, 2008. (Cité en page 34.)
- [Koshiba 2002] Masanori Koshiba. *Full-vector analysis of photonic crystal fibers using the finite element method*. IEICE trans. Electron, vol. E85-C, no. 4, pages 881–88, Avril 2002. (Cité en page 49.)
- [Lacroix 1994] S Lacroix, F Gonthier et J Bures. *Modeling of symmetric 2 x 2 fused-fiber couplers*. Applied optics, vol. 33, no. 36, pages 8361–9, Décembre 1994. (Cité en page 86.)
- [Lavoute 2006] L Lavoute, P Roy, a Desfarges-Berthelemot, V Kermène et S Février. *Design of microstructured single-mode fiber combining large mode area and high rare earth ion concentration*. Optics express, vol. 14, no. 7, pages 2994–9, Avril 2006. (Cité en page 48.)
- [Lavoute 2007] Laure Lavoute. In Thèse : Conception et fabrication d’une fibre unimodale à gaine résonnante combinant large cœur et fort niveau de dopage. Université de Limoges, 2007. (Cité en page 48.)
- [Lefrancois 2013] Simon Lefrancois, Chi-Hung Liu, Michelle L Stock, Thomas S Sosnowski, Almantas Galvanauskas et Frank W Wise. *High-energy similariton fiber laser using chirally coupled core fiber*. Optics letters, vol. 38, no. 1, pages 43–5, Janvier 2013. (Cité en page 47.)
- [Limpert 2005] J Limpert, N Deguil-Robin, I Manek-Höninger, F Salin, F Röser, a Liem, T Schreiber, S Nolte, H Zellmer, a Tünnermann, J Broeng, a Petersson et C Jakobsen. *High-power rod-type photonic crystal fiber laser*. Optics express, vol. 13, no. 4, pages 1055–8, Février 2005. (Cité en pages 16 et 49.)

- [Limpert 2012] Jens Limpert, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Hans-Jürgen Otto, Tino Eidam, Cesar Jauregui et Andreas Tünnermann. *Yb-doped large-pitch fibres : effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation*. Light : Science & Applications, vol. 1, no. 4, page e8, Avril 2012. (Cité en page 50.)
- [Litchinitser 2003] Natalia M Litchinitser, Steven C Dunn, Brian Usner, Benjamin J Eggleton, Thomas P White, Ross C McPhedran et C Martijn de Sterke. *Resonances in microstructured optical waveguides*. Optics express, vol. 11, no. 10, pages 1243–51, Mai 2003. (Cité en page 64.)
- [Lu 2002] K. Lu et N. K. Dutta. *Spectroscopic properties of Yb-doped silica glass*. Journal of Applied Physics, vol. 91, no. 2, page 576, 2002. (Cité en page 120.)
- [Manek-Honninger 2007] I Manek-Honninger, J Boulet, T Cardinal, F Guillen, S Ermeneux, M Podgorski, R Bello Doua et F Salin. *Photodarkening and photobleaching of an ytterbium-doped silica double-clad LMA fiber*. Optics Express, vol. 15, no. 4, pages 1606–1611, Février 2007. (Cité en page 34.)
- [Marcatili 1964] E.A. Marcatili et R.A. Schmelzter. *Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers*. The Bell system technical journal, no. 5, pages 1783–1809, Juillet 1964. (Cité en page 62.)
- [Marcuse 1991] Dietrich Marcuse. In The theory of dielectric optical waveguides, Second Edition. Academic Press Inc., 1991. (Cité en page 62.)
- [Miniscalco 1991] W J Miniscalco et R S Quimby. *General procedure for the analysis of Er³⁺ cross sections*. vol. 16, no. 4, pages 258–260, 1991. (Cité en page 28.)
- [Mura0 2009a] Tadashi Mura0, Kunimasa Saitoh et Masanori Koshiba. *Detailed theoretical investigation of bending properties in solid-core photonic bandgap fibers*. Optics express, vol. 17, no. 9, pages 7615–29, Avril 2009. (Cité en page 44.)
- [Mura0 2009b] Tadashi Mura0, Kunimasa Saitoh, Toshiki Taru, Takuji Nagashima et Kuniaki Maeda. *Bend-Insensitive and Effectively Single-Moded All-Solid Photonic Bandgap Fibers with Heterostructured Cladding*. ECOC, page 2.1.4, 2009. (Cité en pages 55, 71, 84 et 85.)
- [Mura0 2011] Tadashi Mura0, Kunimasa Saitoh et Masanori Koshiba. *Multiple resonant coupling mechanism for suppression of higher-order modes in all-solid photonic bandgap fibers with heterostructured cladding*. Optics express, vol. 19, no. 3, pages 1713–27, Janvier 2011. (Cité en pages 56 et 81.)
- [Nicholson 2008] J W Nicholson, A D Yablon, S Ramachandran et S Ghalmi. *Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers*. Optics express, vol. 16, no. 10, pages 7233–43, Mai 2008. (Cité en page 105.)
- [Paschotta 1997] R Paschotta, J Nilsson, P R Barber, J E Caplen, A C Tropper et D C Hanna. *Lifetime quenching in Yb-doped fibres*. Optics communication, vol. 136, pages 375–378, Avril 1997. (Cité en page 120.)

- [Pureur 2009] Vincent Pureur. In Thèse : Modélisation et caractérisation de fibres à guidage par bandes interdites photoniques à cœur solide. Université Lille 1, 2009. (Cité en pages 20, 52, 71, 82 et 100.)
- [Pureur 2010] Vincent Pureur, Jonathan C. Knight et Boris T. Kuhlmeiy. *Higher order guided mode propagation in solid-core photonic bandgap fibers*. Optics Express, vol. 18, no. 9, page 8906, Avril 2010. (Cité en page 104.)
- [Pureur 2012] Vincent Pureur et Boris T Kuhlmeiy. *Higher-order core-guided modes in two-dimensional photonic bandgap fibers*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 29, no. 7, pages 1750–65, Juillet 2012. (Cité en page 54.)
- [Rastogi 2001] V Rastogi et K S Chiang. *Propagation characteristics of a segmented cladding fiber*. Optics letters, vol. 26, no. 8, pages 491–3, Avril 2001. (Cité en page 55.)
- [Rastogi 2004] Vipul Rastogi et Kin Seng Chiang. *Analysis of segmented-cladding fiber by the radial-effective-index method*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 21, no. 2, page 258, 2004. (Cité en page 55.)
- [Reeves 2003] W. H. Reeves, D. V. Skryabin, F. Biancalana, J. C. Knight, P. St. J. Russell, F. G. Omenetto, A. Efimov et A. J. Taylor. *Transformation and control of ultra-short pulses in dispersion-engineered photonic crystal fibres*. Nature, vol. 424, pages 511–515, Juillet 2003. (Cité en page 16.)
- [Saitoh 2005] Kunimasa Saitoh, Yukihiko Tsuchida, Masanori Koshiba et Niels Asger Mortensen. *Endlessly single-mode holey fibers : the influence of core design*. Optics express, vol. 13, no. 26, pages 10833–9, Décembre 2005. (Cité en page 48.)
- [Saitoh 2006] Kunimasa Saitoh, Nikolaos J Florous, Tadashi Murao et Masanori Koshiba. *Design of photonic band gap fibers with suppressed higher-order modes : towards the development of effectively single mode large hollow-core fiber platforms*. Optics express, vol. 14, no. 16, pages 7342–52, Août 2006. (Cité en page 55.)
- [Saitoh 2010] Kunimasa Saitoh, Tadashi Murao, Lorenzo Rosa et Masanori Koshiba. *Effective area limit of large-mode-area solid-core photonic bandgap fibers for fiber laser applications*. Optical Fiber Technology, vol. 16, no. 6, pages 409–418, Décembre 2010. (Cité en page 56.)
- [Schmidt 2008] O Schmidt, J Rothhardt, T Eidam, F Röser, J Limpert et A Tünnermann. *Doped photonic crystal fiber*. vol. 16, no. 6, pages 3918–23, 2008. (Cité en page 50.)
- [Sekiya 2008] E H Sekiya, P Barua, K Saito et A J Ikushima. *Fabrication of Yb-doped silica glass through the modification of MCVD process*. Journal of non-crystalline solids, vol. 354, pages 4737–42, 2008. (Cité en pages 58, 126 et 130.)
- [Semjonov 2012] Sergey L Semjonov. In Optical materials for active fibers made by powder-in-tube methode, 2012. (Cité en page 32.)

- [Snitzer 1961] E. Snitzer. *Proposed fiber cavities for optical lasers*. Journal of applied Physics, vol. 32, pages 36–39, 1961. (Cité en page 1.)
- [Steinvurzel 2006] P Steinvurzel, C Martijn de Sterke, M J Steel, B T Kuhlmeij et B J Eggeleton. *Single scatterer Fano resonance in solid core photonic band gap fibers*. Optics express, vol. 14, no. 19, pages 8797–8811, Septembre 2006. (Cité en page 71.)
- [Stiles 2009] E. Stiles. *New developments in IPG fiber laser technology*. In 5th International Workshop on Fiber Lasers, 2009. (Cité en page 2.)
- [Sugiyama 2013] S Sugiyama, H Nakano, Y Fujimoto, M Murakami, H Shiraga et T Sato. *Suppression of photo-darkening effect by Ca additive in Yb-doped silica glass fibre*. Electronics Letters, vol. 49, no. 2, pages 148–149, Janvier 2013. (Cité en page 34.)
- [Swan 2008] M Craig Swan, Chi-hung Liu, Doug Guertin, Nick Jacobsen, Kani-shka Tankala et Almantas Galvanauskas. *33 μ m Core Effectively Single-Mode Chirally-Coupled-Core Fiber Laser at 1064-nm*. OFC/NFOC, page OWU2, 2008. (Cité en page 47.)
- [Taccheo 2011] Stefano Taccheo, Hrvoje Gebavi, Achille Monteville, Olivier Le Goffic, David Landais, David Mechin, Denis Tregogat, Benoit Cadier, Thierry Robin, Daniel Milanese et Tim Durrant. *Concentration dependence and self-similarity of photodarkening losses induced in Yb-doped fibers by comparable excitation*. Optics express, vol. 19, no. 20, pages 19340–5, Septembre 2011. (Cité en page 122.)
- [Vienne 2004] Guillaume Vienne, Yong Xu, Christian Jakobsen, Hans-Jurgen Deyerl, Jesper B. Jensen, Thorkild Sorensen, Theis P. Hansen, Yanyi Huang, Matthew Terrel, Reginald K. Lee, Niels A. Mortensen, Jes Broeng, Harald Simonsen, Anders Bjarklev et Amnon Yariv. *Ultra-large bandwidth hollow-core guiding in all-silica Bragg fibers with nano-supports*. Optics Express, vol. 12, no. 15, pages 3500–3508, Juillet 2004. (Cité en page 17.)
- [Vukovic 2011] N. Vukovic, N. Healy et a. C. Peacock. *Guiding properties of large mode area silicon microstructured fibers : a route to effective single mode operation*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 28, no. 6, page 1529, Mai 2011. (Cité en page 48.)
- [Wadsworth 2004] William J Wadsworth, Mike R Percival, Geraud Bouwmans, Johnathan C Knight, Tim A Birks, Tom D Hedley et Philip St J Russel. *Very high numerical aperture fibers*. Photonics technology letters, vol. 16, no. 3, pages 843–845, Mars 2004. (Cité en page 125.)
- [Wang 2013] Shikai Wang, Zihlan Li, Chunlei Yu, Meng Wang, Suyu Feng, Qinling Zhou et Danping Chen. *Fabrication and laser behaviors of Yb³⁺ doped silica large mode area photonic crystal fiber prepared by sol-gel method*. Optics materials, vol. 35, pages 1752–1755, 2013. (Cité en pages 119 et 129.)
- [Wong 2005] William S Wong, Xiang Peng, Joseph M McLaughlin et Liang Dong. *Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propaga-*

- tion in optical fibers*. Optics letters, vol. 30, no. 21, pages 2855–7, Novembre 2005. (Cité en page 51.)
- [Yariv 1997] Amnon Yariv. In *Optical Electronics in Modern communications*, Fifth Edition. Oxford University Press, 1997. (Cité en pages 9 et 15.)
- [Zolla 2005] Frederic Zolla, Gilles Renversez, Andre Nicolet, Boris Kuhlmeiy, Sebastien Guenneau et Didier Felbacq. In *Foundations of photonic crystal fibres*. Imperial College Press, 2005. (Cité en page 70.)
- [Zou 1995] Xuelu Zou et Hisayoshi Toratani. *Evaluation of spectroscopic properties of Yb³⁺-doped glasses*. Physical review B, vol. 52, no. 22, 1995. (Cité en page 120.)

Résumé : Ces travaux concernent la modélisation et la réalisation de fibres optiques micro-structurées, et plus particulièrement de fibres à bandes interdites photoniques actives et passives, à grande aire effective et destinées au transport ou à la génération de faisceaux lasers puissants.

Une première partie du travail a porté sur l'étude d'une nouvelle géométrie de fibre micro-structurée - baptisée « fibre de Bragg pixélisée » - étudiée pour l'obtention d'un large cœur, monomode en pratique. Pour cette géométrie la fibre est rendue monomode en ajustant de façon optimale les distances entre les anneaux de haut indice de réfraction (condition dite demi-onde). Une première réalisation a permis de démontrer un diamètre de mode de 26 μm à la longueur d'onde 1400 nm dans une fibre passive.

Un second aspect de ce travail a consisté en des études théoriques et expérimentales menées sur des fibres à bandes interdites photoniques présentant une gaine hétéro-structurée. Dans ces structures, la gaine comporte des résonateurs conçus pour éliminer les modes d'ordre supérieur par filtrage par les pertes. Des diamètres de mode allant de 19 μm à 65 μm ont ainsi été obtenus en régime monomode à 1050 nm dans plusieurs fibres passives utilisées dans des bandes interdites photoniques différentes. Une fibre hétéro-structurée active a également été réalisée : le cœur, en silice pure dopée avec des ions ytterbium, a été obtenu via le procédé Sol-Gel. La fibre issue de cette réalisation a permis l'observation d'un effet laser avec une efficacité de 62.5%, pour un mode présentant un diamètre de 36 μm .

Mots clés : Fibre micro-structurée, Laser à fibre, fibre à bandes interdites photoniques, fibre de Bragg, Fibre à grande aire effective, Gaine hétéro-structurée, Verres dopés ytterbium.

Design and realization of photonic bandgap fibers for high power beam generation and delivery

Abstract : These works concern the design and realization of micro-structured optical fibers, in particular, large mode area, active and passive, photonic bandgap fibers for high power laser beams generation and delivery.

The first part of the work focused on the study of a new geometry of micro-structured fiber - so called "pixilated Bragg fiber" - in order to obtain a large, practically singlemode, core. For that geometry, the fiber is made singlemoded by optimizing the distances between the high index rings (Half wave stack condition). A first realization allowed to report a mode field diameter of 26 μm measured at 1400 nm wavelength in a passive fiber.

The second aspect of this work included theoretical and experimental studies, of photonic bandgap fibers having a hetero-structured cladding. Specially designed resonators are added to the cladding of these fibers in order to eliminate higher order modes. Thus, 19 μm to 65 μm mode field diameters have been obtained in a singlemode regime at 1050 nm wavelength for several passive fibers used in different bandgaps. An active fiber with hetero-structured cladding was also presented : the core was made of pure silica, ytterbium doped, synthesized using the Sol-Gel technique. The realized fiber allowed the observation of a laser emission with an efficiency of 62.5% and a mode field diameter of 36 μm .

Keywords : Micro-structured fiber, Laser fiber, Photonic bandGap fibers, Bragg fibers, Large mode area fiber, Hetero-structured cladding, Ytterbium doped glasses.
