

N° d'ordre : 4336

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée à
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de
DOCTEUR EN PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

Spécialité :
OPTIQUE, MOLÉCULES ET RÉACTIVITÉ

Modélisation et caractérisation de fibres à guidage par bandes interdites photoniques à cœur solide

par

Vincent PUREUR

Soutenue le 14 janvier 2009 devant la commission d'examen composée de :

M. Jonathan KNIGHT	Professeur, Université de Bath	Rapporteur
M. Philippe ROY	Chercheur CNRS, Université de Limoges	Rapporteur
M. Marc DOUAY	Professeur, Université de Lille 1	Examineur
M. Yves JAOUEN	Professeur, ENST, Paris	Examineur
M. Gilles RENVERSEZ	Maître de conférences, Université Aix-Marseille 3	Examineur
M. Pierre SANSONETTI	Responsable R&D Produit Fibre, Draka, Marcoussis	Examineur
M. Yves QUIQUEMPOIS	Professeur, Université de Lille 1	Directeur de thèse
M. Géraud BOUWMANS	Maître de conférences, Université de Lille 1	Directeur de thèse

Thèse préparée au sein du
LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES LASERS, ATOMES ET MOLÉCULES

à mes parents,

Remerciements

Ces travaux de thèse ont été effectués dans le laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, au sein du groupe Photonique. Je tiens à remercier tout d'abord Georges WLODARCZAK, directeur du laboratoire, pour m'y avoir accueilli. J'adresse ma reconnaissance à Marc DOUAY, responsable du groupe photonique, pour m'avoir permis d'intégrer son équipe dès la seconde année de Master, et également de m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques.

J'exprime ma gratitude à Yves JAOUEN, professeur à l'ENST de Paris, pour avoir présidé le jury de cette thèse, ainsi que Messieurs Jonathan KNIGHT, professeur à l'université de Bath, et Philippe ROY, chargé de recherche à l'université de Limoges, pour avoir accepté le travail de rapporteur. Merci également à Messieurs Pierre SANSONETTI et Gilles RENVERSEZ pour avoir participé au jury en tant qu'examineurs.

Je tiens également à remercier Yves QUIQUEMPOIS, professeur au sein du groupe photonique, qui a dirigé ma seconde année de Master et ma thèse avec beaucoup de rigueur tout en conservant une bonne humeur quotidienne et un sens de l'humour exceptionnel. Je le remercie aussi pour la patience dont il a fait preuve en répondant à l'ensemble de mes questions et en me faisant bénéficier de ses connaissances en modélisation.

D'autre part, je voudrais exprimer ma profonde et sincère gratitude envers Géraud BOUWMANS, mon co-directeur de thèse et membre de ce jury, sans qui le travail contenu dans ce mémoire ne serait pas ce qu'il est. Je voudrais le remercier en particulier pour sa contribution importante dans la conception et la mise en œuvre des expériences, et pour m'avoir apporté tant de compétences scientifiques. La générosité, la gentillesse et la patience dont a fait preuve Géraud m'ont permis de progresser et m'ont soutenu dans les

moments difficiles. J'espère montrer dans mes travaux futurs la même qualité de rédaction que celle dont il a usé au cours de ma thèse.

Mes sincères remerciements vont également à Laurent BIGOT avec qui j'ai collaboré sur la thématique des lasers fibrés. Sa passion au travail ainsi que sa méthodologie sont deux exemples à suivre. Merci à toi Laurent pour toutes les victoires que tu m'a donné au badminton.

Un grand merci également à tous les membres de l'équipe photonique que j'ai côtoyés durant ces années pour leur bonne humeur quotidienne et la bonne ambiance générale qu'ils font régner au sein du groupe. Je remercie tout particulièrement Karen DELPLACE et Antoine LEROUGE pour leurs nombreuses aides techniques.

Finalement, je voudrais exprimer en cette occasion privilégiée ma tendresse et mon amour à mes parents, à mon grand-père, à mon frère David qui m'a également fait partager son savoir scientifique. Mes derniers remerciements vont à Coralie DELÉCOLLE, avec qui j'ai passé ces années de travail. Je lui suis infiniment reconnaissant pour toute l'aide qu'elle a su m'apporter et pour son soutien.

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude, à la fois théorique et expérimentale, d'une nouvelle classe de fibres micro-structurées guidant par bandes interdites photoniques (BIP) à coeur solide. Dans les structures étudiées, l'origine des BIP est liée à l'agencement périodique à deux dimensions d'inclusions de faible contraste d'indice dans la gaine.

Après avoir précisé les avantages de ces fibres, nous nous sommes attachés à identifier et à comprendre les mécanismes de pertes par confinement dans de telles structures supposées parfaitement périodiques, droites puis courbées. Ces études ont permis de déterminer et d'expliquer des tendances d'évolution simples de ces pertes selon les différents paramètres opto-géométriques de la fibre et de mettre ainsi en évidence un compromis à définir entre pertes par confinement de la fibre droite et courbée. De plus et pour la première fois, l'impact des défauts transverses apparaissant au cours de la fabrication sera évalué et discuté. L'étude montre notamment que de tels défauts peuvent diminuer les pertes par rapport à la structure idéale ce qui nous conduit à définir une nouvelle classe de fibres BIP toutes solides, dites hybrides.

Nous proposons également une nouvelle structure de fibre BIP à double gaine, où la présence d'une couronne d'air permet la réduction des pertes par confinement à la fois de la fibre droite et courbée. Cet ouvrage rapporte également un exemple d'application de ces structures toutes solides dans le domaine des lasers à fibre, avec une émission laser mono-mode transverse continue à 977 nm.

Mots clés : Fibre optique, Bandes interdites photoniques, Modélisation, Laser à fibre, Pertes, Courbures

Abstract

This thesis focuses both on theoretical and experimental studies of a new class of micro-structured optical fibers, called Solid Core Photonic BandGap Fibers (SC-PBGFs), for which PBGs originate from the 2D periodical arrangement of weak refractive index contrast inclusions in the cladding.

After giving these fibers advantages, we work on the identification and the understanding of confinement losses mechanisms in such micro-structures in the case of straight and bent fibers. These investigations allow us to establish simple evolution trends of these losses versus their different opto-geometrical parameters, and underline a compromise to find between the losses of the straight and bent fiber. Moreover and for the first time, impact of transversal defects appearing during the fabrication process will be evaluated and discussed. This study shows notably that such defects can lead to a minimum confinement loss lower than the ideal structure, which leads us to define a new class of SC-PBGFs, called hybrid.

A new double clad PBG structure is also proposed, for which an extra holey ring reduces the confinement losses of both the straight and bent fiber. This thesis lays out moreover an application of such all-solid fibers, thanks to the conception and characterization of an Ytterbium doped PBGF with a transverse single-mode laser emission around 977 nm.

Keywords : Optical fiber, Photonic bandgap, Modelization, Fiber laser, Losses, Bending

Table des matières

Introduction générale	1
I Les fibres micro-structurées : introduction aux bandes interdites photoniques	7
1 Principe de propagation dans les fibres micro-structurées	11
1.1 Propagation d'une onde dans un milieu homogène, infini	12
1.2 Propagation dans un milieu périodique	14
1.2.1 Solutions de l'équation de propagation : modes de Bloch	14
1.2.2 Diagrammes de bandes et caractéristiques	16
1.3 Guides d'ondes à gaine périodique	19
1.3.1 Notion de guide	19
1.3.2 Rappels sur les fibres conventionnelles	20
1.3.3 Fibres micro-structurées dont l'indice de coeur est supérieur à l'in- dice n_{FSM}	22
1.3.3.1 Principe de guidage	22
1.3.3.2 Propriétés originales	24
1.3.3.3 Exemples d'applications	27
1.3.4 Fibres micro-structurées dont l'indice de coeur est inférieur à l'indice n_{FSM}	29
1.3.4.1 Principe de guidage	29
1.3.4.2 Propriétés originales	32
1.3.4.3 Exemples d'applications	34
2 Fibres à guidage par bandes interdites photoniques à faible contraste d'indice de réfraction	37
2.1 Historique et état de l'art	37
2.2 Méthode de fabrication utilisée	41
2.3 Caractéristiques du diagramme de bandes	42
2.4 Modèle analytique de l'"ARROW"	49
2.4.1 Guide planaire	49
2.4.2 Fibre à bandes interdites photonique en 2 dimensions	52
2.4.3 Limitation du modèle	55

Conclusion de la première partie	56
--	----

II Mécanismes de pertes dans les fibres toutes solides à bandes interdites photoniques 59

3 Pertes par confinement d'une structure de fibre idéale 65

3.1 Introduction	65
3.2 Origine : effet tunnel optique	65
3.2.1 Fibre conventionnelle	65
3.2.2 Fibre micro-structurée air/silice à guidage RTIM	69
3.2.3 Pertes par confinement dans les fibres BIP TS 2D : principes et propriétés fondamentales	77
3.3 Influence des paramètres opto-géométriques sur les pertes à diagramme de bandes fixe	82
3.3.1 Impact du nombre de couronnes de confinement	82
3.3.2 Effet de la taille de coeur	83
3.3.3 Effet de l'ordre de la bande interdite photonique	85
3.3.4 Evolution de l'aire effective	86
3.4 Influence sur les pertes des paramètres opto-géométriques affectant le dia- gramme de bandes	88
3.4.1 Rapport d/Λ	88
3.4.2 Contraste d'indice de réfraction Δn	91
3.4.3 Généralisation	92
3.4.3.1 3 ^e bande interdite photonique	93
3.4.3.2 4 ^e bande interdite photonique	95
3.5 Modes confinés d'ordre supérieur	97
3.6 Conclusion	101

4 Etude de défauts transverses sur les pertes par confinement 103

4.1 Introduction	103
4.2 Implémentation de défauts aléatoires	106
4.3 Variations aléatoires du diamètre, de l'indice et de la position des plots . .	107
4.3.1 Impact de défauts sur la longueur d'onde λ_{min}	108
4.3.2 Minimum de pertes α_{min} associé	110
4.4 Influence de la première couronne de plots	113
4.5 Variations des trois paramètres opto-géométriques	116
4.6 Ajout d'une couronne de plots supplémentaire	118
4.7 Autres bandes interdites photoniques	120
4.8 Fibres BIP TS hybrides	126
4.8.1 Variations contrôlées des paramètres opto-géométriques de la pre- mière couronne d'inclusions : fibres hybrides	127

4.8.2	Analogie aux défauts aléatoires	131
4.8.3	Comparaison fibres hybrides / fibres idéales	131
4.8.3.1	Variations du diamètre et de la position des plots	132
4.8.3.2	Exception du contraste d'indice de réfraction	134
4.9	Conclusion	136
5	Pertes par courbure d'une structure idéale	139
5.1	Pertes par courbure : un facteur limitatif?	139
5.2	Modélisation et prise en compte de la courbure	142
5.2.1	Fibres à guidage RTI et RTIM	142
5.2.2	Fibres BIP TS 2D	146
5.2.2.1	Notions de pertes centrifuge et centripète	146
5.2.2.2	Interprétations des résultats expérimentaux à l'aide du diagramme de bandes	148
5.2.2.3	Résultats numériques et limitations du modèle	149
5.3	Impact des paramètres opto-géométriques sur les pertes par courbure . . .	153
5.3.1	Variation du rapport d/Λ	154
5.3.2	Variation du contraste d'indice	156
5.4	Conception d'une structure à faibles pertes par courbure	159
5.4.1	Modélisation	161
5.4.2	Caractérisation expérimentale	165
5.4.2.1	Propriétés de transmission	165
5.4.2.2	Validation de la réduction des pertes par courbure	171
5.5	Conclusion	174
III	Exemples d'application des fibres BIP à coeur solide	177
6	Développement et caractérisation d'un laser fibré ytterbium : émission continue mono-mode transverse autour de 977 nm	179
6.1	Problématique liée à l'ion ytterbium	180
6.2	Solutions apportées	182
6.3	Développement et optimisation d'une structure à bandes interdites photo- niques	184
6.3.1	Réalisation de différentes fibres BIP TS	184
6.3.2	Etudes numériques de la fibre sélectionnée	186
6.4	Caractérisation du laser fibré dopé Yb^{3+}	189
6.4.1	Dispositif expérimental mis en place	189
6.4.2	Détermination de la longueur optimale	190
6.4.3	Efficacité laser	193
6.4.4	Améliorations possibles	194
6.5	Conclusion	196

Conclusion générale	197
IV Annexes	203
Annexes	205
Outils numériques	205
Zone de Brillouin	216
Méthode de mesure expérimentale des pertes totales dite par coupures successives	220
Bibliographie	224

Introduction générale

Les fibres optiques représentent le moyen le plus simple de transporter la lumière (photons) entre deux lieux distincts. Elles sont de ce point de vue analogues au télégraphe électrique par câble coaxial qui autorise le transport d'électrons sur de grandes distances. Elles sont constituées d'un coeur (équivalent au cuivre du câble coaxial), où est principalement confinée la lumière, et d'une gaine optique (équivalente à la gaine isolante). Les applications les plus connues des fibres optiques aujourd'hui sont les télécommunications qui autorisent des transmissions d'informations à très grandes distances et à des débits très nettement supérieurs à ceux du câble électrique. De plus, les fibres offrent l'avantage d'être insensibles aux perturbations électro-magnétiques. Elles sont également employées dans le domaine médical pour envoyer de la lumière (opérations par laser...) et/ou la recevoir (détection de marqueurs fluorescents, endoscopie...). Elles trouvent aussi des applications en tant que divers capteurs (tension, température, gyroscope etc..) notamment grâce à l'inscription de réseaux de Bragg à pas court ou à pas long. Mais ces guides d'onde lumineux possèdent également des applications en optique non linéaire, avec la création ou l'amplification de nouvelles fréquences, soit en dopant le coeur de la fibre avec des ions actifs de type terres rares (Er, Yb, Nd...), soit en tirant profit des propriétés non linéaires du coeur optique (réalisations de mélange à quatre ondes, d'auto modulation de phase, de diffusions Brillouin ou Raman stimulées...), ou encore des expériences de propagation solitonique ou de ralentissement de la lumière... La faible non linéarité du coeur (généralement constitué de silice) peut alors être compensée par un confinement transversal efficace de la lumière qui conduit à des fortes densités de puissance et cela sur de grandes longueurs. Enfin précisons que les fibres permettent la conception de systèmes compacts, légers, robustes et caractérisés par une bonne dissipation thermique vers le milieu extérieur.

Depuis 1960 jusqu'au milieu des années 1990, les fibres conventionnelles, à guidage par réflexion totale interne, étaient constituées de deux ou plusieurs matériaux homogènes solides, la gaine pouvant être caractérisée par un profil d'indice de réfraction plus ou moins complexe. Le choix du profil permet certains degrés de liberté nécessaires à la conception de fibres dédiées à des applications spécifiques, telles que les lasers double gaine, ou des fibres à faible dispersion chromatique de vitesse de groupe, utiles pour les télécommunications associant longues distances et hauts débits. Leurs domaines d'applications, déjà vastes, furent étendus à partir de 1996, avec la première réalisation, par Knight et al. [1] d'une nouvelle génération de fibres dite fibres à cristal photonique (FCP) présentant une micro-structuration à deux dimensions (2D) de l'indice de réfraction de la gaine. Depuis cette date, les différentes sous familles et applications de ces fibres micro-structurées n'ont fait que croître. En effet, la présence d'une gaine optique hétérogène micro-structurée air/silice permet d'améliorer certaines propriétés des fibres conventionnelles comme la possibilité d'obtenir des fibres très fortement biréfringentes, à très grande ouverture numérique, ou encore des valeurs de dispersions chromatiques de vitesse de groupe plus faibles sur une plus large gamme spectrale. De plus, ces fibres présentent également de nouvelles propriétés optiques, telles que la possibilité d'obtenir un guidage infiniment mono-mode ou de guider la lumière par effet de bandes interdites photoniques (BIP), phénomène sélectif en longueur d'onde, qui permet entre autre le confinement efficace d'une onde lumineuse dans un coeur creux. Ce dernier effet, pour la première fois obtenu en 1999 par Cregan et al. [2], offre alors des avantages supplémentaires : augmentation du seuil en puissance d'apparition de dommages ou d'effets non linéaires ¹, fort accroissement du recouvrement entre la lumière et un fluide inséré dans le coeur creux (utile pour la réalisation de capteurs, de lasers, d'effets non linéaires...), de faibles pertes par courbure ainsi que la possibilité d'obtenir une forte biréfringence ou de transporter des molécules. Toutefois, ces fibres possèdent également des inconvénients, tels que l'apparition de modes de surfaces, qui limitent leur fenêtre spectrale de transmission, ainsi qu'une difficulté certaine de fabrication et d'épissure avec d'autres fibres.

¹Car la lumière se propage alors principalement dans l'air et que celui-ci possède des seuils de dommages et d'effets non linéaires bien plus élevés que ceux de la silice.

Dans ce contexte, les fibres BIP à coeur solide présentent un fort potentiel. En effet, ces fibres sont très attrayantes car elles associent les propriétés de guidage par bande interdite, telles qu'une forte dispersion chromatique de vitesse de groupe et une transmission sélective en longueur d'onde, aux avantages des fibres à coeur solide comme par exemple la possibilité de le doper aux ions de terres rares ² (pour réaliser des lasers ou amplificateurs) ou par des éléments photo-sensibles ³ (pour la photo-inscription de réseaux de Bragg) ou encore de tirer avantage de la non linéarité du coeur (propagation solitonique, diffusions Raman et Brillouin stimulées, mélanges à 4 ondes...). Notons également une simplification notable de la fabrication ainsi que de leurs épissures avec d'autres fibres, notamment dans le cas de fibres BIP toutes solides (TS).

La première réalisation expérimentale de fibres BIP 2D TS fut effectuée par Luan et al. en 2004 [3] en utilisant un contraste d'indice de réfraction de 16% dans la gaine. La fibre possédait alors de fortes pertes (de l'ordre de plusieurs dB/m au minimum), qui limitaient ses domaines d'applications. Cette valeur fut alors abaissée par Argyros et al. en 2005 [4] jusqu'à 1.3 dB/m, en modifiant le processus de fabrication et en utilisant deux verres de silice (l'un dopé Germanium, l'autre non), conduisant à un contraste d'indice de réfraction de 1%. Toutefois, cette valeur de pertes était toujours trop élevée pour des applications nécessitant des longueurs de fibre typiquement supérieures au mètre.

Le groupe Photonique du laboratoire PhLAM a pu, dans le cadre de l'IRCICA, mettre en place une centrale technologique destinée à la conception de fibres, comprenant, en 2004, un équipement MCVD (Modified Chemical Vaport Deposition) permettant de réaliser les préformes à coeur dopé, ainsi qu'une tour de fibrage. L'activité du groupe s'est alors naturellement axée vers la conception de fibres micro-structurées à guidage par bandes interdites photoniques, et tout particulièrement vers les fibres BIP à coeur solide. C'est ainsi que Bouwmans et al. [5] rapportent la fabrication d'une fibre BIP 2D toute solide en utilisant la méthode de fabrication dite 'Stack and Draw'. Le minimum de pertes obtenu est alors inférieur à 20 dB/km.

Ainsi, en améliorant le processus de fabrication, la réalisation de fibres BIP 2D à coeur solide à faibles pertes est devenue possible. Toutefois, les valeurs obtenues à cette

²Par exemple ytterbium, Erbium, Néodyme, Thulium...

³Par exemple Germanium, Phosphore...

date sont encore élevées par rapport à celle obtenues dans les fibres à guidage par l'indice (0.14-0.18 dB/km) et surtout sont supérieures à celles prédites par la théorie dans le cas d'une structure parfaite. Il est alors nécessaire de définir les sources de pertes les plus critiques et de comprendre et interpréter leurs évolutions selon les différents paramètres opto-géométriques de la fibre. De plus, au début de ma thèse, très peu d'études théoriques étaient consacrées aux applications des fibres BIP TS 2D [6], et aucune réalisation expérimentale, destinée à une application bien spécifique, n'était proposée dans la littérature. Pourtant ces structures présentent plusieurs domaines d'applications, à cette date, non exploités. C'est pourquoi nous proposons dans ce manuscrit d'étudier la conception et la caractérisation de plusieurs fibres BIP 2D à coeur solide, dont les propriétés spectrales originales de transmission sont exploitées pour des applications spécifiques.

La première partie du mémoire a pour but d'introduire les différents concepts et propriétés des fibres guidant par bandes interdites photoniques qui sont utiles à la bonne compréhension de la suite de ce manuscrit. Elle se décompose en deux chapitres. Le premier a pour but de poser les généralités des deux grands principes de guidage dans les fibres micro-structurées, à savoir un confinement par réflexion totale interne dit modifié (noté RTIM) et un guidage par bandes interdites photoniques (noté BIP). Il introduit notamment la notion de diagramme de bandes d'un milieu hétérogène périodique infini, notion souvent exploitée par la suite pour expliciter les propriétés des fibres considérées. Le second chapitre se focalise sur les fibres à guidage par bande interdite 2D. Nous dressons l'historique de ce type de fibres tout d'abord basées sur l'emploi de forts puis de faibles contrastes d'indice de réfraction entre les milieux présents dans la gaine. Le principe de guidage dans les fibres possédant des inclusions de haut indice dans une matrice de bas indice est alors interprété grâce au diagramme de bandes de la gaine optique qui peut lui-même s'expliquer en terme de résonateurs couplés. Finalement, le modèle de l'ARROW (Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide) est présenté.

Les mécanismes de pertes par confinement dans les fibres BIP 2D toutes solides font l'objet de la seconde partie de ce mémoire qui se décompose en trois chapitres. Le premier est tout d'abord consacré à l'origine de ces pertes dans le cas de fibres supposées droites

et à profil transverse idéal (*ie* sans d'éventuels défauts), dans le cas des fibres guidant par RTI et RTIM, puis en précisant la spécificité de ces pertes dans le cas des fibres BIP 2D. Par de multiples analogies entre ces dernières et les fibres à guidage RTIM, nous identifions les paramètres opto-géométriques clés et discutons de leurs influences sur le confinement de la lumière dans le coeur du guide. Le chapitre suivant, basé également sur des résultats numériques, traite de l'impact de défauts transverses de fabrication sur les pertes par confinement d'une fibre supposée droite. En effet, les différentes étapes de fabrication induisent, notamment, une variation du diamètre des inclusions, de leur position dans la maille triangulaire périodique ainsi que de leur contraste d'indice de réfraction. Suite à cette étude nous introduisons un nouveau type de fibre nommée fibres hybrides, dont les paramètres des plots de la première couronne diffèrent des autres. Le troisième chapitre concerne l'étude, à la fois numérique et expérimentale, des pertes apportées par la courbure dans les fibres BIP 2D à coeur solide, et de leurs évolutions selon les différents paramètres opto-géométriques composant la gaine micro-structurée. Dans le but de réduire cette source de pertes, nous proposons une nouvelle architecture de fibre BIP 2D double gaine dont le confinement de la lumière dans le coeur est assisté par une couronne d'air externe.

Dans la troisième et dernière partie du mémoire, nous nous intéressons à une application des fibres BIP 2D toutes solides. Nous relatons la conception et la caractérisation d'une telle fibre à coeur dopé ytterbium. Les propriétés spectrales originales de transmission, sélectives en longueurs d'onde, favorisent une émission laser autour de 977 nm en inhibant l'émission spontanée amplifiée autour de 1030 nm.

Première partie

Les fibres micro-structurées : introduction aux bandes interdites photoniques

Cette première partie a pour objectif de rappeler brièvement les propriétés de propagation par réflexion totale interne (RTI) des guides conventionnels (constitués d'un coeur de haut indice entouré d'une gaine bas indice), par réflexion totale interne modifiée (RTIM) des fibres micro-structurées dont le coeur est un défaut de haut indice, puis par guidage par bandes interdites photoniques (BIP) (fibres dont le coeur est un défaut de bas indice). L'idée de guider par ce dernier mécanisme provient à l'origine d'une tentative de transposition des bandes interdites électroniques, concepts bien connus dans l'étude de la physique des semi-conducteurs, aux photons, grâce à une modulation périodique de l'indice de réfraction de la gaine à une échelle de l'ordre de la longueur d'onde. Ce mécanisme de guidage fut observé pour la première fois en 1999 par Cregan et al. [2] dans une fibre à coeur creux, et a soulevé alors un vif intérêt, autant dans la communauté scientifique qu'industrielle. Les fibres BIP 2D à coeur solide, qui font l'objet de ce manuscrit, gagnent l'intérêt de pouvoir associer les avantages d'un coeur solide aux propriétés originales des fibres BIP, et étendent ainsi leurs domaines d'applications.

Cette première partie se présente alors comme suit : tout d'abord, nous introduirons les notions de diagrammes d'indice effectif et de diagrammes de bandes en résolvant l'équation de propagation dans un milieu homogène infini, puis dans un milieu infini d'indice de réfraction modulé périodiquement. Les notions d'indices n_{FSM} , $n_{\text{BIP haut}}$ et $n_{\text{BIP bas}}$ seront définies puis exploitées. Nous introduirons ensuite la notion de guide d'onde dans lequel le confinement de la lumière peut s'effectuer via le mécanisme RTI(M), puis par effet BIP. La section suivante sera dédiée à la présentation des deux grandes familles de fibres micro-structurées, à savoir les fibres dont le coeur est formé d'un défaut de haut/bas indice. Nous détaillerons pour chaque famille leurs propriétés de guidage originales ainsi que leurs avantages majeurs. Nous focaliserons ensuite notre étude, dans le second chapitre, sur les fibres à bandes interdites photoniques à coeur solide, dont la gaine est formée d'inclusions de haut indice agencées périodiquement sur une matrice d'indice bas. Après un bref historique, leur méthode de fabrication dite de l'assemblage/étirage sera rapidement décrite. L'évolution du diagramme de bandes selon le rapport diamètre des plots sur le pas du réseau sera interprété en termes de résonateurs couplés. Pour finir, le modèle analytique dit de l'ARROW sera présenté et discuté.

Chapitre 1

Principe de propagation dans les fibres micro-structurées

Ce premier chapitre a pour objectif d'introduire brièvement la notion de guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM) puis par bandes interdites photonique (BIP), guidages qui sont employés dans les fibres à cristal photonique. Ces deux principes de propagation dépendent des propriétés optiques de la gaine micro-structurée. C'est pourquoi l'analyse des propriétés de cette gaine optique sera effectuée au cours de la première section. Ensuite, sera introduite la notion de guide d'onde, puis la présentation des mécanismes de guidage de la lumière dans ces guides optiques micro-structurés.

Considérons, en avant propos, l'équation de propagation d'une onde électro-magnétique monochromatique, dans un milieu diélectrique d'indice de réfraction quelconque n , qui peut s'exprimer sous la forme de l'équation de Helmholtz, déduite directement des équations de Maxwell [7] :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} \quad (1.1)$$

où \vec{H} est le champ magnétique, $\epsilon(\vec{r})$ la permittivité diélectrique du milieu ($\epsilon(\vec{r}) = n^2(\vec{r})$), $\omega = 2\pi c/\lambda$ la pulsation de l'onde, c et λ étant respectivement la vitesse et la longueur d'onde de la lumière dans le vide. Les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} de l'onde s'écrivent en notation complexe :

$$\begin{cases} \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}(\vec{r}) \times \exp(i\omega t) \\ \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e}(\vec{r}) \times \exp(i\omega t) \end{cases} \quad (1.2)$$

où \vec{h} et \vec{e} représentent les amplitudes complexes de ces deux champs respectifs, et \vec{r} leur position dans le matériau. Le champ électrique se déduit du champ magnétique \vec{H} par la relation suivante [7] :

$$\vec{E} = -i \frac{c}{\omega \epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} \quad (1.3)$$

L'équation (A.1) peut être alors vue comme un problème de recherche de valeurs propres ω^2/c^2 et de vecteurs propres \vec{H} . Ces solutions, sans champs incident, sont les états électro-magnétiques de propagation des ondes et sont par la suite appelés *modes*.

En premier lieu, sera étudiée la résolution de l'équation de Helmholtz dans le cas d'un milieu homogène, supposé infini. Cette approche fait ainsi référence à la gaine optique des fibres standard, et traite le cas le plus simple d'une propagation d'une onde lumineuse. La section suivante sera dédiée à la résolution de cette équation aux valeurs propres dans le cas d'un milieu diélectrique périodique. Dans ce milieu, l'indice de réfraction (relié à la permittivité $\epsilon(\vec{r})$) est modulé périodiquement entre deux valeurs extrêmes. Cette section nous conduira ainsi à introduire la notion de bandes interdites photoniques, qui peuvent apparaître dans la gaine micro-structurée des fibres à cristal photonique.

1.1 Propagation d'une onde dans un milieu homogène, infini

Au cours de cette partie, le cas d'un milieu homogène isotrope non absorbant est traité.

Des solutions de l'équation de Helmholtz (A.1) correspondent à des fonctions de type "ondes planes" :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}_0 \exp i \left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} \right) \quad (1.4)$$

\vec{k} indiquant la direction de propagation de cette onde plane et de norme :

$$k = n \frac{\omega}{c} \quad (1.5)$$

\vec{h}_0 représente l'amplitude complexe de l'onde plane se propageant dans un tel milieu ¹.

¹ \vec{h}_0 est indépendant de \vec{r}

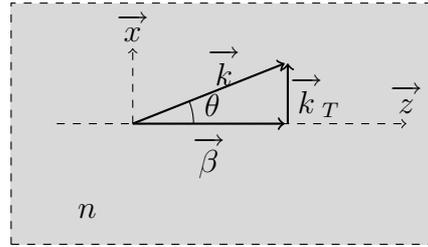


FIG. 1.1: Représentation des composantes transverse et longitudinale du vecteur d'onde \vec{k} . Le milieu d'indice n est supposé d'extension spatiale infinie. L'angle θ est défini par rapport à l'axe \vec{z} .

Ce vecteur d'onde peut être placé dans un repère cartésien en deux dimensions, contenant le vecteur \vec{z} , définis sur la figure 1.1, qui représentera dans la suite, lorsque les guides optiques seront étudiés, l'axe de propagation de la lumière. Ainsi, la composante du vecteur \vec{k} suivant cet axe est nommée *constante de propagation longitudinale* β , alors que sa composante suivant l'axe \vec{x} correspond à sa composante transverse \vec{k}_T . Le vecteur \vec{k} s'écrit ainsi :

$$\vec{k} = \vec{k}_T + \vec{\beta} \quad (1.6)$$

Nous pouvons déduire la norme de la constante de propagation longitudinale $\|\vec{\beta}\|$ en fonction de l'angle θ , défini à la figure 1.1 comme suit :

$$\beta = k \cos \theta = n_{\text{eff}} \frac{\omega}{c} \quad (1.7)$$

où n_{eff} représente l'indice effectif suivant l'axe \vec{z} de l'onde plane se propageant suivant le vecteur \vec{k} . Cette dernière relation indique que l'indice effectif de l'onde qui se propage dans un milieu transparent infini d'indice n , sera inférieur ou égal à celui-ci :

$$n_{\text{eff}} \leq n \quad (1.8)$$

Toutes les directions θ étant autorisées ($0 \leq n_{\text{eff}} \leq n$), les solutions de (A.1) forment alors un *continuum* de modes propagatifs ². Chaque onde plane de vecteur d'onde \vec{k} vérifiant la condition (1.8) pourra se propager dans le milieu homogène. Par contre, pour des indices effectifs supérieurs à l'indice du milieu, l'onde ne peut s'y propager.

La figure 1.2 schématise finalement la condition (1.8) pour un milieu infini.

²Ce continuum est obtenu uniquement pour un milieu homogène infini

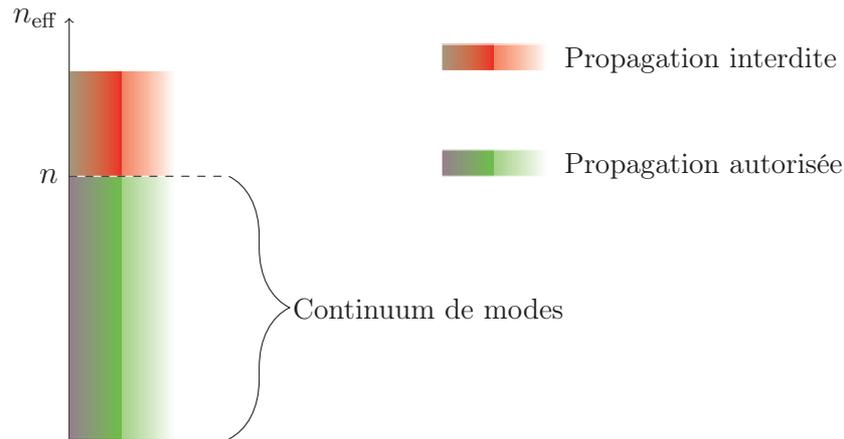


FIG. 1.2: Diagramme d'indice effectif d'un milieu homogène infini. La propagation d'une onde y est autorisée si l'indice effectif est inférieur ou égal à l'indice de réfraction n composant ce milieu.

1.2 Propagation dans un milieu périodique

1.2.1 Solutions de l'équation de propagation : modes de Bloch

La section précédente rapporte que la résolution de l'équation de Helmholtz dans un milieu homogène infini conduit à des solutions formant un continuum de modes pour des valeurs d'indice $n_{\text{eff}} \leq n$. Le cas d'un milieu micro-structuré périodique est plus complexe. L'étude ci-dessous se limite à une structure présentant une périodicité diélectrique en deux dimensions dans un plan, et invariant selon la troisième direction. Par la suite, celle-ci correspondra à la direction de propagation de la lumière (axe \vec{z} défini précédemment (figure 1.1)). La figure 1.3 illustre comme exemple une coupe en deux dimensions (2D) d'un réseau triangulaire constitués de cylindres d'indice de réfraction n_1 placés dans un milieu d'indice de réfraction n_2 . Sur cette figure est représentée la maille élémentaire, définie par les deux vecteurs de base \vec{a}_1 et \vec{a}_2 . La distance entre le centre de chaque inclusion est égale au pas du réseau noté Λ . Leur diamètre est quant à lui noté d . L'ensemble du réseau peut être reconstruit par translation selon le vecteur \vec{R} , combinaison linéaire des deux vecteurs de la base \vec{a}_1 et \vec{a}_2 [8] :

$$\vec{R} = k \vec{a}_1 + l \vec{a}_2, \text{ avec } k, l \in \mathbb{Z} \quad (1.9)$$

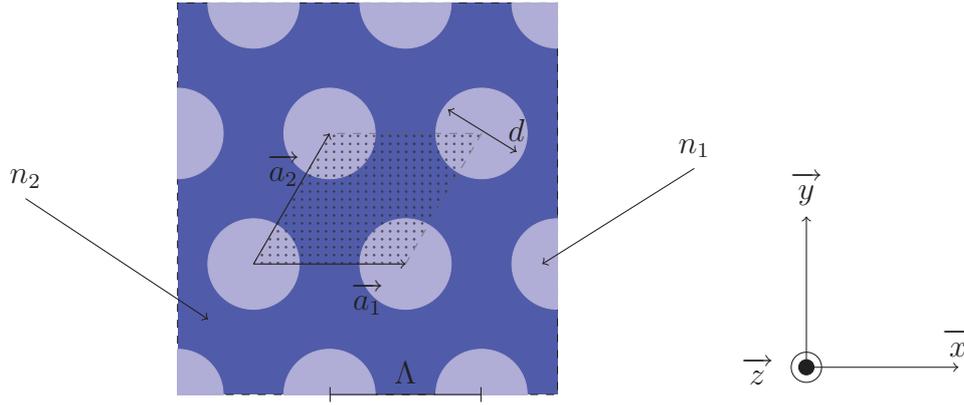


FIG. 1.3: Arrangement périodique triangulaire de plots d'indice de réfraction n_1 dans une matrice d'indice n_2 . d et Λ sont respectivement le diamètre de ces inclusions ainsi que le pas du réseau (distance entre les centres de deux inclusions adjacentes).

où k et l sont des nombres entiers relatifs. La permittivité diélectrique $\epsilon(\vec{\rho})$ du milieu possède alors la période du réseau, c'est à dire que :

$$\epsilon(\vec{\rho} + \vec{R}) = \epsilon(\vec{\rho}) \quad (1.10)$$

$\vec{\rho}$ étant le vecteur décrivant les coordonnées dans le plan transverse (xOy).

Les modes se propageant dans une telle structure périodique sont solutions de l'équation de Helmholtz, et sont dans ce cas appelés *modes de Bloch*. Le théorème de Bloch [7] stipule que l'amplitude complexe du champ magnétique \vec{H} , soit $\vec{h}(\vec{r})$, présente la même périodicité que celle du milieu diélectrique. Celui-ci peut donc s'écrire :

$$\vec{h}(\vec{r}) = \vec{g}(\vec{\rho}) \times \exp\left(-i(\beta z + \vec{k}_T \cdot \vec{\rho})\right) \quad (1.11)$$

où

$$\vec{g}(\vec{\rho} + \vec{R}) = \vec{g}(\vec{\rho}) \quad (1.12)$$

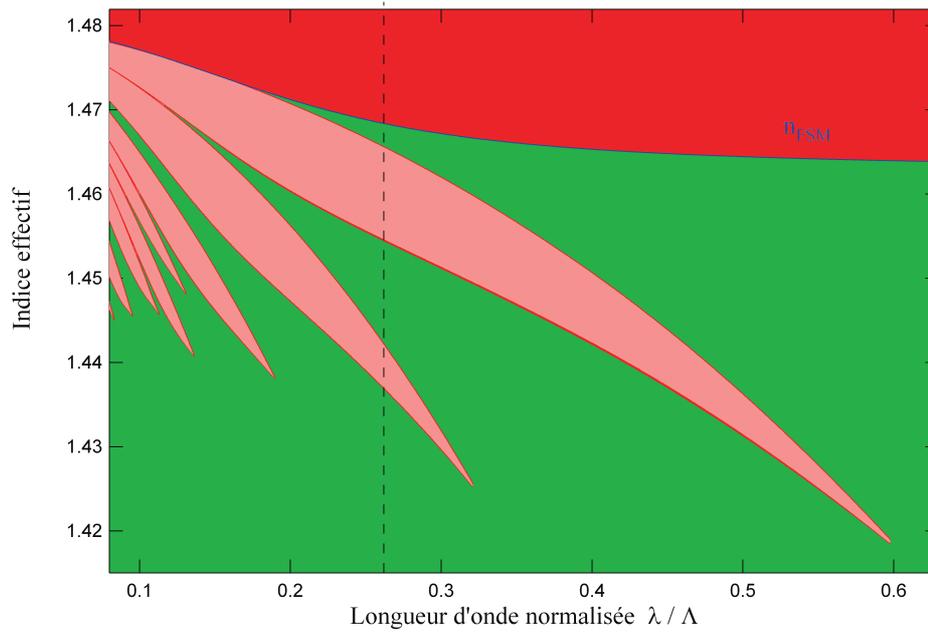
Pour une valeur de β fixée, il s'avère que l'équation de Helmholtz peut ne pas présenter de solution pour différentes gammes de ω . Ces zones $\Delta\omega$ et β représentent alors les bandes interdites photoniques (BIP) du matériau considéré pour lesquelles la propagation est interdite. Leurs caractéristiques sont directement liées aux paramètres définissant la structure périodique, soit dans cet exemple les deux indices n_1 et n_2 , le diamètre des cylindres, ainsi que le pas du réseau Λ . Les couples $(\Delta\omega, \beta)$ associés aux bandes interdites photonique peuvent être obtenus, à β fixé, par une méthode numérique classique basée sur la décomposition en ondes planes [9] (voir annexe 1).

1.2.2 Diagrammes de bandes et caractéristiques

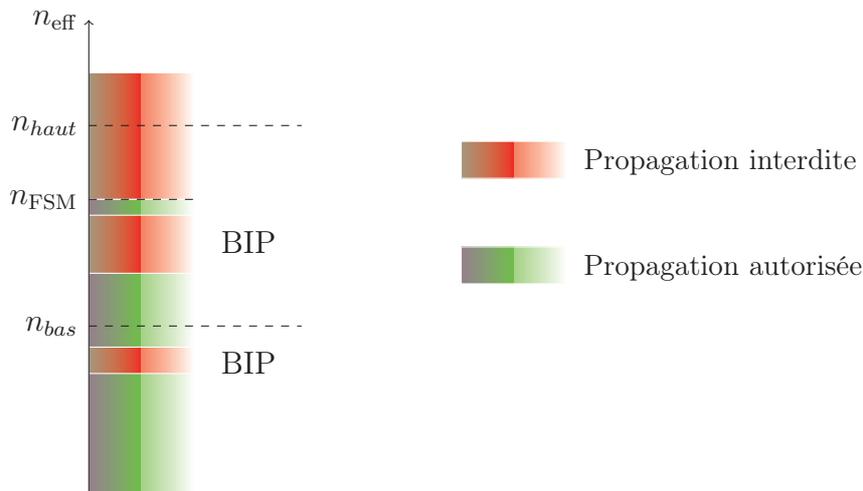
Au cours du paragraphe précédent fut introduite la notion de bandes interdites photonique pour une valeur de β fixée. Une manière usuelle de représenter les BIP d'un milieu diélectrique périodique est de tracer la dispersion des modes de Bloch autorisés à se propager dans le milieu, c'est à dire $\beta = f(\omega)$. Une telle représentation est nommée diagramme de bandes. A titre d'exemple, est illustré sur la figure 1.4 (a) un tel diagramme, correspondant à un milieu diélectrique de période triangulaire. Tout au long de ce manuscrit, par soucis de clarté, seul les modes de Bloch délimitant les bords de bandes interdites photonique seront en fait représentés. De plus, le diagramme de bandes peut être tracé en fonction du couple $(n_{\text{eff}}, \lambda)$, plutôt que (β, ω) . Sa lisibilité est ainsi plus facile car les indices effectifs sont quantitativement proches des indices de réfraction des matériaux utilisés, et λ un paramètre accessible expérimentalement. Pour le diagramme représenté figure 1.4 (a), le rapport d/Λ vaut 0.683, les indices de réfraction n_1 et n_2 valent respectivement 1.48 et 1.45. Notons que la représentation de ce diagramme en fonction de la longueur d'onde normalisée au pas du réseau (λ/Λ) possède un réel sens que parce que le calcul a été effectué sans tenir compte de la dispersion chromatique des indices de réfractons des différents matériaux.

Les zones vertes représentent les régions dans lesquelles l'équation (A.1) possède des solutions (modes de Bloch). L'absence de solution est schématisée par les zones en rouge (couples $(n_{\text{eff}}, \lambda)$ où la propagation de l'onde est interdite dans le milieu). La ligne pleine bleue représente l'évolution spectrale de l'indice effectif du mode de Bloch fondamental, qui se dénote n_{FSM} (Fundamental Space Filling mode) [10, 11]. Ce mode possède l'indice effectif le plus élevé et la dépendance transversale de son intensité la plus lente, comparés aux autres modes de Bloch.

Comme dans le cas du milieu homogène traité précédemment, la propagation est interdite au-dessus d'une certaine valeur d'indice effectif, ici n_{FSM} , qui est alors analogue à l'indice de réfraction n du milieu homogène (figure 1.2 avec $n_{\text{eff}} > n$). Toutefois, contrairement au cas d'un milieu homogène, les zones où la propagation de l'onde est interdite dans le milieu, peuvent être également présentes sous cet indice maximal. Ces régions (rouge clair) correspondent aux bandes interdites photonique du matériau périodique.



(a)



(b)

FIG. 1.4: (a) Diagramme de bandes d'une structure triangulaire périodique à plots haut indice (profil en créneau) inclus dans une matrice bas indice ($n_{\text{haut}}=1.48$, $n_{\text{bas}}=1.45$). Le rapport d/Λ est pris égal à 0.683. Les zones rouges correspondent à l'absence de modes de Bloch. (b) Coupe d'indice du diagramme de bandes pour une longueur d'onde normalisée de 0.27 (ligne pointillée verticale).

Une coupe d'indice de ce diagramme est schématisée figure 1.4 (b) pour une longueur d'onde normalisée de 0.27.

Intéressons nous maintenant plus en détail aux caractéristiques générales du mode fondamental d'une structure périodique infinie. Les figures 1.5 représentent les répartitions spatiales des modes fondamentaux se propageant au sein des deux types de structures :

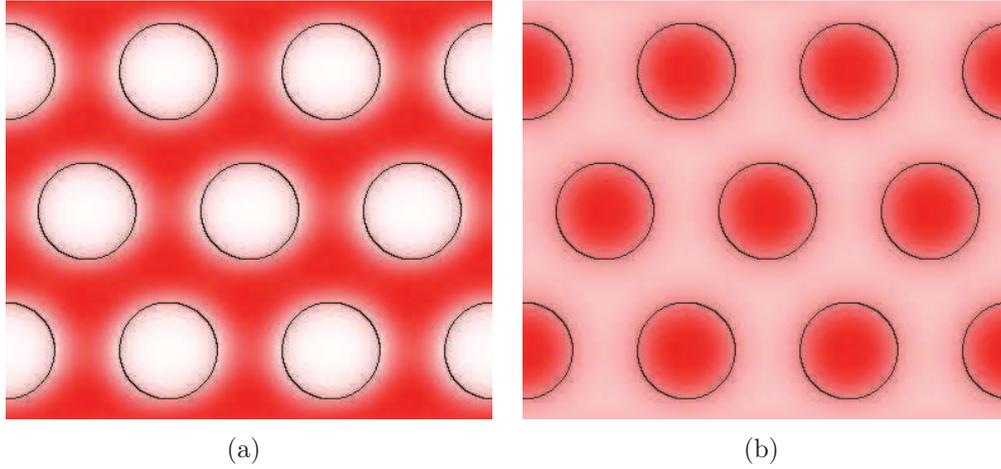


FIG. 1.5: Répartition transverse d'intensité du mode avec l'indice effectif le plus élevé (FSM) pour la structure périodique (a) formée d'inclusions bas indice dans une matrice d'indice haut ($n_{\text{haut}} - n_{\text{bas}} = 0.02$, $d/\Lambda = 0.6$ et $\beta\Lambda = 2$), (b) formée d'inclusions haut indice au sein d'une matrice d'indice bas. Dans les deux cas, la matrice possède un indice de 1.45.

- inclusions d'indice n_{bas} dans une matrice de fond d'indice n_{haut} .
- plots d'indice n_{haut} inclus dans une matrice d'indice n_{bas} .

Dans ces exemples, le rapport d/Λ vaut 0.6. Les zones rouges y représentent une intensité importante. Celles-ci se concentrent davantage dans les zones haut indice pour chacun des deux modes fondamentaux, ce qui est bien compatible avec un mode d'indice effectif le plus grand. Lorsque le rapport λ/Λ tend vers l'infini, la lumière s'étale de plus en plus dans la micro-structure et le mode fondamental s'apparente à une onde plane (intensité quasi-uniforme dans toute la structure périodique). L'indice n_{FSM} de la gaine tend alors simplement vers :

$$n_{\text{FSM}} = \sqrt{(n_{\text{bas}}^2 + f(n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2))} \quad (1.13)$$

où f définit le taux de remplissage de la zone de haut indice dans cette maille :

$$f = \text{Aire de la zone haut indice} / \text{Aire de la maille élémentaire} \quad (1.14)$$

Cet indice correspond alors à une moyenne géométrique des permittivités constituant le milieu. Par contre, lorsque le rapport λ/Λ tend vers zéro, l'onde se concentre davantage dans les zones haut indice, et devient de plus en plus perturbée par la micro-structure.

L'indice n_{FSM} tend alors vers n_{haut} . Entre ces deux cas extrêmes, l'indice n_{FSM} respecte la condition suivante :

$$\sqrt{(n_{\text{bas}}^2 + f(n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2))} < n_{\text{FSM}}(\lambda) < n_{\text{haut}} \quad (1.15)$$

1.3 Guides d'ondes à gaine périodique

1.3.1 Notion de guide

Jusqu'à présent fut étudiée la propagation d'une onde lumineuse dans un milieu diélectrique homogène ou hétérogène périodique infini. Ces différents milieux ne permettent pas à eux seuls de confiner efficacement la lumière dans une zone délimitée de l'espace. Afin de pouvoir confiner transversalement la lumière dans une zone précise de l'espace et de la faire se propager suivant une direction souhaitée (axe \vec{z} défini figure 1.1), il est nécessaire de réaliser un guide d'onde optique. Ce guide, considéré comme invariant suivant l'axe \vec{z} par la suite, nécessite alors l'utilisation d'au moins deux matériaux :

- Le premier, homogène ou non, définit le coeur optique, où le champ sera majoritairement confiné.
- Le second, homogène ou non, constitue la gaine optique qui est nécessaire au confinement de la lumière dans le coeur.

La recherche de solutions de l'équation (A.1) de Helmholtz appliquée à ce guide optique est alors telle que les champs \vec{E} et \vec{H} soient décroissants dans la gaine optique pour tendre vers zéro à l'infini, et de type oscillant dans la région du coeur optique [12]. Pour une gaine supposée infinie, de telles solutions sont appelées *modes guidés*, et leurs indices effectifs sont tels qu'ils se situent dans une zone autorisée de propagation dans le matériau définissant le coeur, et interdite dans celui définissant la gaine. Si celle-ci est de taille finie, ces modes deviennent guidés à fuite³, et seront nommés par la suite modes confinés.

Il existe plusieurs configurations possibles de guides optiques respectant ces critères, le cas le plus simple correspondant aux fibres conventionnelles guidant la lumière par le phénomène de réflexion totale interne, et qui feront l'objet de brefs rappels.

Mais d'autres configurations de guides d'onde peuvent être obtenues notamment par

³Un mode guidé à fuite est caractérisé par un indice effectif dont la partie imaginaire est non nulle et possède donc des pertes.

l'emploi d'un milieu périodique en deux dimensions constituant la gaine optique. Sous certaines conditions, détaillées dans les paragraphes suivants, la lumière pourra être confinée dans le coeur d'un tel guide soit par un mécanisme de réflexion totale interne modifiée, dans le cas où l'indice de réfraction du coeur est supérieur à celui de la gaine n_{FSM} , soit par le mécanisme de bande interdite photonique, dans le cas où l'indice de réfraction du coeur est inférieur à l'indice de gaine n_{FSM} .

1.3.2 Rappels sur les fibres conventionnelles

La fibre optique conventionnelle consiste en un guide formé d'un coeur d'indice de réfraction homogène n_{haut} et d'une gaine réalisée avec un matériau homogène d'indice de réfraction plus faible n_{bas} . Le guidage peut alors être interprété par une approche d'optique géométrique comme étant dû à une succession de réflexions totales internes (RTI) à l'interface coeur - gaine [13].

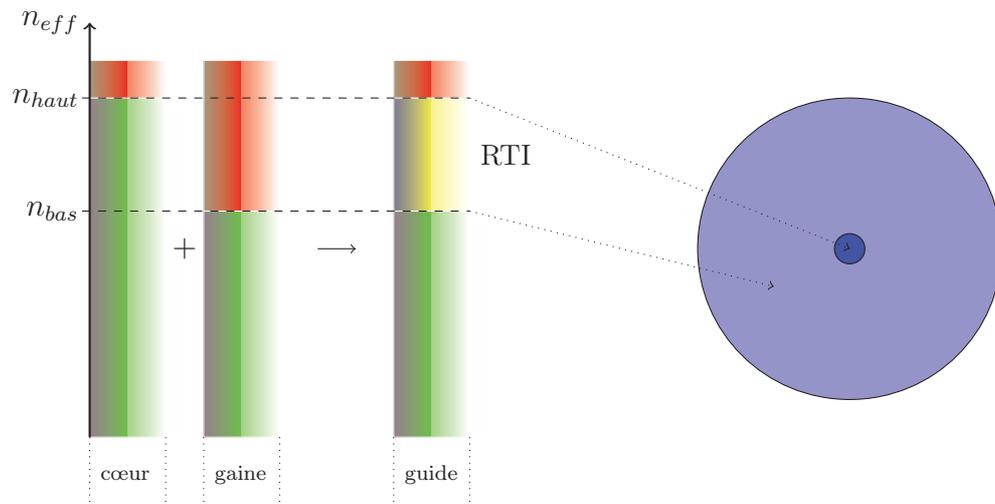


FIG. 1.6: Schématisation de l'indice de réfraction d'une fibre optique à saut d'indice. Les zones rouges représentent les régions d'indice où la propagation est interdite, à l'inverse de celles en vert où la propagation est autorisée dans le milieu considéré.

Le mécanisme de confinement peut aussi être interprété à l'aide des diagrammes d'indice de réfraction des deux matériaux mis en jeu. La figure 1.6 schématise de tels diagrammes. Dans le matériau formant le coeur, la propagation y est autorisée pour $n_{\text{eff}} < n_{\text{haut}}$, tandis que pour celui formant la gaine, la propagation est interdite pour $n_{\text{eff}} > n_{\text{bas}}$. L'association de ces deux matériaux permet alors de piéger l'onde lumineuse dans

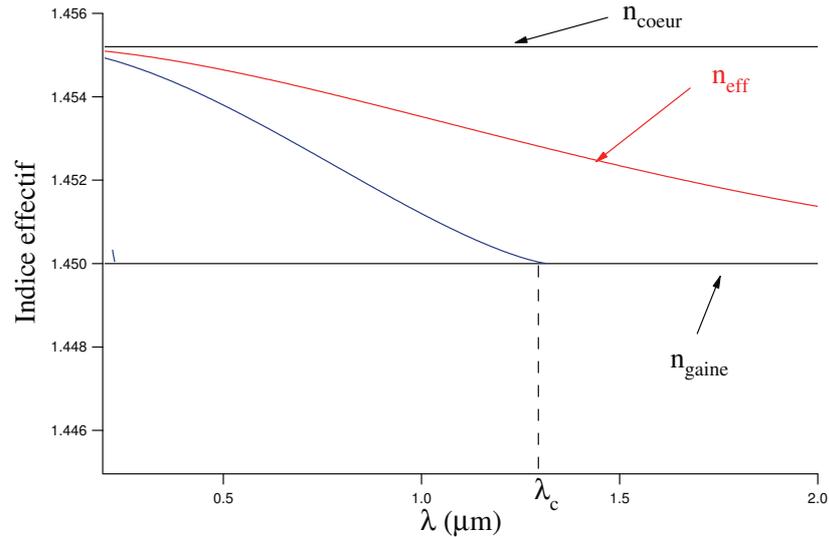


FIG. 1.7: Evolutions spectrales de l'indice effectif du mode fondamental (courbe rouge) et du second mode confiné (courbe bleue) guidés au sein d'une fibre conventionnelle à saut d'indice : $n_{\text{haut}}=1.4552$, $n_{\text{bas}}=1.45$, le diamètre du coeur vaut $8.2 \mu\text{m}$ (paramètres de la fibre SMF28).

le matériau constituant le coeur optique pour des indices effectifs compris entre n_{haut} et n_{bas} , cette onde étant interdite de propagation dans la gaine optique pour ceux-ci :

$$n_{\text{bas}} < n_{\text{eff}} \leq n_{\text{haut}} \quad (1.16)$$

La figure 1.7 illustre l'évolution spectrale typique de l'indice effectif du mode fondamental de coeur confiné (courbe rouge) dans une fibre conventionnelle de type SMF 28 [14]⁴. Pour de faibles longueurs d'onde, ce mode est fortement concentré dans le matériau constituant le coeur du guide et son indice effectif tend vers n_{haut} . A l'inverse, pour de grandes longueurs d'onde, l'intensité lumineuse du mode s'étale davantage dans le matériau bas indice, et son indice effectif tend alors vers n_{bas} (même comportement que celui décrit pour n_{FSM} dans la partie précédente).

Chaque mode possédant un indice effectif inférieur à n_{bas} peut à la fois se propager dans le matériau formant le coeur et celui de la gaine optique. L'onde peut alors s'échapper dans la gaine et n'est plus confinée dans le coeur. Il est donc important de distinguer les modes confinés, respectant la relation (1.16), et les modes pour lesquels $n_{\text{eff}} < n_{\text{bas}}$.

Dans l'hypothèse d'un faible contraste d'indice entre le coeur et la gaine, les modes

⁴Les indices de réfraction n_{haut} et n_{bas} sont constants, c'est à dire que la dispersion du matériau n'est pas prise en compte ici.

propagatifs du coeur sont regroupés sous la notation LP_{lm} (Linear Polarized modes) [13], l étant le nombre azimutal et m le nombre radial, caractérisant la dépendance transverse de l'intensité de ces modes. Le premier mode confiné (avec l'indice effectif le plus élevé) est alors le LP_{01} . La condition d'apparition d'un nouveau mode LP_{lm} dépend directement de la fréquence normalisée V , caractérisée par les deux indices de réfraction composant le guide, ainsi que du diamètre du coeur d :

$$V = \frac{\pi d \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2}}{\lambda} \quad (1.17)$$

L'égalité entre l'indice effectif du mode confiné n_{eff} et l'indice bas de la gaine n_{bas} est en effet obtenue pour une fréquence dite fréquence normalisée de coupure du mode LP_{lm} , notée V_c . Sous sa fréquence de coupure, le mode LP_{lm} ne peut être confiné par RTI dans le coeur car alors son indice effectif n_{eff} est inférieur à n_{bas} . Pour un guide à saut d'indice cylindrique (profil d'indice de réfraction en créneau), le second mode confiné (LP_{11}) apparaissant pour V_c égal à 2.405, la fibre supporte la propagation unique du mode fondamental si la fréquence normalisée V est inférieure à 2.405. A titre d'exemple, la figure 1.7 illustre l'indice effectif de ce second mode confiné (courbe bleue) pour la fibre conventionnelle SMF 28, caractérisé ici par une longueur d'onde théorique de coupure, notée λ_c , de $1.32 \mu\text{m}$ ⁵. L'évolution spectrale de cet indice effectif est alors qualitativement similaire à celle du mode fondamental.

1.3.3 Fibres micro-structurées dont l'indice de coeur est supérieur à l'indice n_{FSM}

1.3.3.1 Principe de guidage

La figure 1.8 (a) schématise une fibre à cristal photonique (FCP) à coeur solide haut indice [10], ainsi qu'une coupe transverse de son profil d'indice. Le coeur optique est généralement constitué de silice pure ($n_{\text{haut}} = n_{\text{silice}}$), et la gaine par un agencement d'inclusions de bas indice (air en général), comme indiqué paragraphe 1.2. L'indice effectif du mode fondamental de la gaine supposée infinie, n_{FSM} , est analogue à l'indice de gaine homogène n_{bas} de la fibre conventionnelle : il correspond à l'indice effectif le plus élevé du mode pouvant se propager dans la gaine optique. Il est alors usuel de faire une équivalence

⁵Selon les données du constructeur [14], cette longueur d'onde de coupure vaut dans la pratique $1.26 \mu\text{m}$, la fibre étant maintenue dans un câble affectant ses propriétés optiques.

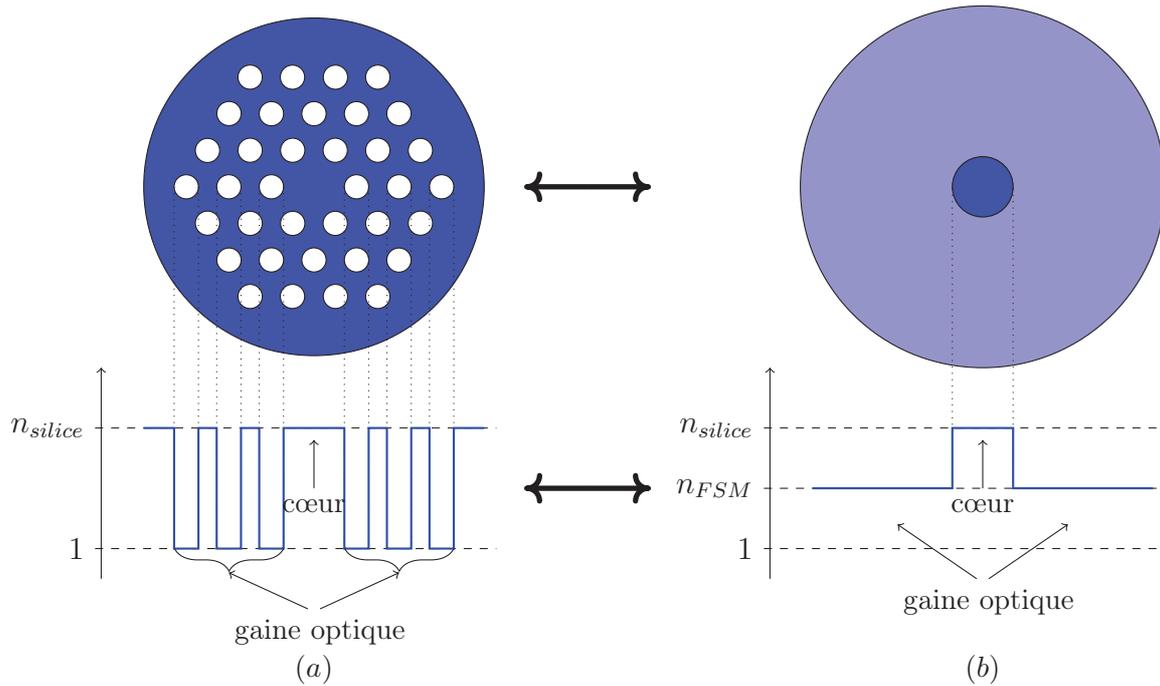


FIG. 1.8: (a) Représentation schématique d'une coupe transverse d'une fibre à cristal photonique à cœur haut indice et du profil d'indice associé. La gaine est ici composée de trous d'air (n_{bas}). (b) Fibre à saut d'indice équivalente.

entre une fibre micro-structurée et un guide d'onde conventionnel constitué de milieux homogènes, d'indice de cœur n_{haut} , et d'indice de gaine équivalent n_{FSM} (voir figure 1.8 (b)). Le mécanisme de confinement peut alors s'interpréter de la même manière que pour les fibres standard à guidage par RTI. Ce phénomène est nommé réflexion totale interne modifiée (RTIM), pour préciser que la gaine est ici hétérogène. La propagation d'un mode confiné dans le cœur est alors possible (comme pour les fibres standard) pour des indices effectifs compris entre n_{haut} et n_{FSM} :

$$n_{\text{FSM}} < n_{\text{eff}} \leq n_{\text{cœur}} \quad (1.18)$$

Cette analogie permet notamment d'introduire les mêmes paramètres normalisés, comme la fréquence normalisée V (relation (1.17)), en remplaçant les indices n_{bas} par n_{FSM} . Un critère de mono-modalité peut alors être déduit (V inférieur à 2.405⁶ en prenant comme rayon effectif de cœur $a = \Lambda/\sqrt{3}$ [16], comme l'indique la relation (1.19)), de même que les pertes de confinement et par courbure du mode fondamental, ce que nous

⁶Cette valeur de V n'est valable que pour un grand nombre de couronnes de trous d'air constituant la gaine optique [15], ce nombre affectant la valeur de l'indice n_{FSM} .

verrons au cours des chapitres 3 et 5.

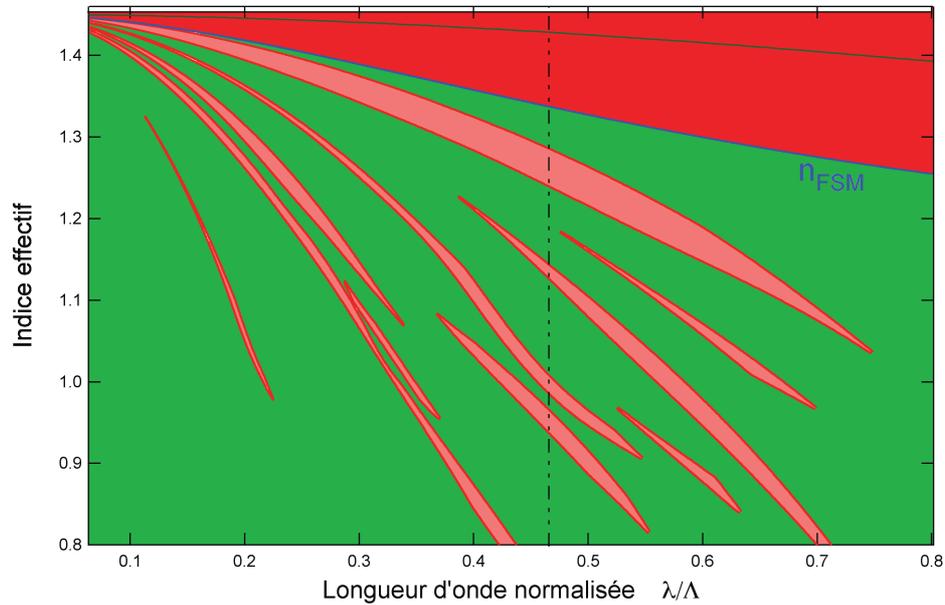
Un diagramme de bandes figure 1.9 (a) schématise la présence ou non de modes de Bloch d'une telle gaine optique, caractérisée par un rapport $d/\Lambda = 0.8$, $n_{\text{haut}} = 1.45$ et $n_{\text{bas}} = 1$. La ligne bleue reproduit l'évolution de l'indice n_{FSM} tandis que la ligne verte traduit l'évolution spectrale de l'indice effectif du mode fondamental confiné dans le coeur de la fibre. Pour de faibles longueurs d'onde, l'intensité de ce mode est fortement concentrée dans le matériau constituant le coeur, et son indice effectif tend, comme pour une fibre conventionnelle, vers n_{haut} . Pour de grandes longueurs d'onde, l'intensité du mode confiné s'étale davantage dans la gaine micro-structurée, et son indice effectif tend alors vers l'indice de gaine n_{FSM} .

La figure 1.9 (b) donne, à une longueur d'onde normalisée fixée de 0.48 (ligne verticale pointillée), une schématisation des zones d'indice pour lesquelles la propagation est autorisée (en vert) dans le coeur et la gaine optique, ainsi que dans le guide d'onde schématisé figure 1.8 (a) par RTIM (en jaune) ⁷.

1.3.3.2 Propriétés originales

Bien qu'au cours du paragraphe précédent fut rapportée une possible équivalence entre fibre à cristal photonique à coeur haut indice et fibre conventionnelle, celles-ci possèdent de nombreuses propriétés intéressantes principalement dues au fort contraste d'indice de réfraction Δn entre le milieu bas indice (air) et haut indice (silice) composant la gaine optique. En effet, ce fort contraste d'indice de 45% engendre une dépendance spectrale de n_{FSM} bien plus importante que la dispersion d'indice n_{air} et n_{silice} prises séparément. Pour une fibre standard (faible contraste d'indice typique de quelques 10^{-3} entre le coeur et la gaine [14]), l'indice effectif du mode confiné dépend certes des paramètres de la structure (on parle alors de dispersion chromatique du guide), mais plus faiblement que dans le cas d'une fibre à cristal photonique à guidage RTIM. Ceci est une conséquence directe de la forte dépendance en longueur d'onde de l'indice n_{FSM} , comme le montre la figure 1.9 (sans dispersion du matériau).

⁷Des modes pourront aussi être confinés dans le coeur de ce guide par bandes interdites photoniques (figure 1.9 (b) en bleu). Pour ce faire (voir section 1.2), leur indice doit être inférieur à n_{FSM} , et correspondre à celui d'une BIP de la gaine micro-structurée (zones en rouge clair). Toutefois ces modes sont caractérisés par des pertes importantes et par un profil d'intensité transverse complexe [17].



(a)

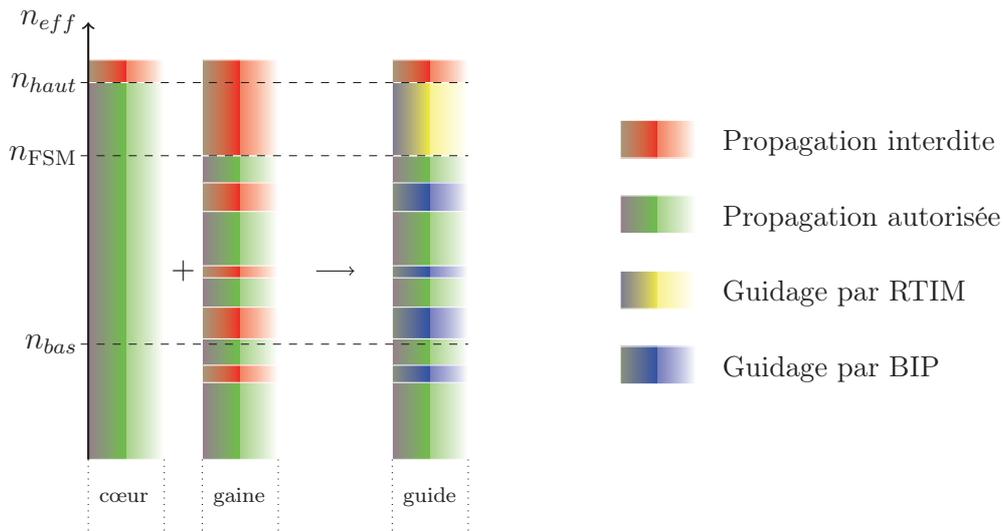
(b) : $\lambda/\Lambda=0.48$

FIG. 1.9: (a) Diagramme de bandes d'une structure triangulaire périodique à trous d'air inclus dans une matrice de silice pure ($n_{\text{bas}} = 1$, $n_{\text{haut}} = 1.45$). Le rapport d/Λ est pris égal à 0.8. La ligne bleue correspond à l'indice de gaine n_{FSM} tandis que la ligne verte est associée à l'indice effectif du mode fondamental confiné par RTIM. (b) représentation, à une fréquence fixée ($\lambda/\Lambda=0.48$), de l'indice de réfraction du guide d'onde. Les zones rouges (vertes) sont les régions d'indices où la propagation d'une onde est interdite (autorisée). La propagation d'une onde dans le cœur du guide est assurée par RTIM (par BIP) au sein de la zone jaune (bleue).

De plus, il est apparu très tôt [10] qu'une telle structure autorise la propagation d'un unique mode (le fondamental avec une répartition transverse d'énergie quasi-Gaussienne) sur une large gamme spectrale si le rapport d/Λ est inférieur à 0.42⁸ (quelque soit le rapport λ/Λ). En effet, comme dans une fibre standard, le nombre de modes confinés dépend de la fréquence normalisée V . En négligeant la dispersion du matériau, le paramètre V d'une fibre conventionnelle tend vers l'infini lorsque la longueur d'onde tend vers zéro (voir définition de V relation (1.17)). Ainsi, lorsque la longueur d'onde diminue, celle-ci devient forcément inférieure à la fréquence de coupure du second mode confiné, dénommée λ_c , donnée par la relation :

$$\lambda_c = \frac{\pi d \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2}}{2.405} \quad (1.19)$$

La fibre conventionnelle devient donc multi-mode pour toute longueur d'onde inférieure à λ_c . Par contre, pour une fibre micro-structurée à guidage par l'indice, l'indice de gaine n_{FSM} est une fonction décroissante de la longueur d'onde, même sans tenir compte de la dispersion du matériau. Si le rapport d/Λ est inférieur à 0.42, lorsque la longueur d'onde tend vers zéro, la fréquence normalisée V tend quant à elle vers une valeur finie inférieure à 2.405. La fibre micro-structurée supporte alors la propagation d'un unique mode quelque soit la longueur d'onde, d'où la dénomination de fibre infiniment mono-mode. La photographie 1.10 (a) illustre une telle structure réalisée au sein de l'IRCICA.

La dépendance spectrale de l'indice n_{FSM} avec les paramètres opto-géométriques de la fibre a également une influence sur la vitesse de groupe notée v_g , traduisant la vitesse de propagation d'une impulsion lumineuse dans le milieu. Comme l'indice de groupe N_g ⁹ du mode confiné dépend de la fréquence, chaque sous ensemble spectral de l'impulsion lumineuse se propage à sa propre vitesse de groupe, ce qui déforme sa forme temporelle au cours de sa propagation. Ce phénomène peut être alors quantifié par le paramètre DVG [19] :

$$DVG = -\frac{\lambda}{c} \times \frac{\partial^2 n_{\text{eff}}}{\partial^2 \lambda} \quad (1.20)$$

⁸Cette condition reste valable pour un grand nombre de couronnes de trous d'air constituant la gaine optique [18]

⁹L'indice de groupe est donné par la relation : $N_g = n_{\text{eff}} - \lambda \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda}$.

où c représente la vitesse de la lumière dans le vide. Une dispersion non nulle à une longueur d'onde donnée entraîne une déformation de l'impulsion. Comme la quantité DVG dépend à la fois de la dispersion du matériau et de la dispersion introduite par le guide, un choix judicieux des paramètres optogéométriques de la fibre micro-structurée (choix du diamètre des trous, du pas du réseau, du rapport λ/Λ ...) donne accès à des dispersions chromatiques de vitesse de groupe élevées, plates ou nulles sur une gamme spectrale souhaitée [20–23].

1.3.3.3 Exemples d'applications

De nombreuses applications découlent de leurs propriétés originales. Seules quelques exemples sont présentés ci-dessous :

Grande Aire Effective (LMA pour Large Mode Area) Comme détaillé auparavant, un rapport d/Λ inférieur à 0.42 implique une propagation infiniment mono-mode de la fibre micro-structurée. La conception de fibres à très grandes aires effectives est alors rendue possible tout en conservant la propagation d'un unique mode sur une large gamme spectrale ¹⁰. Ces fibres sont alors très utiles pour le transport (ou la génération) de fortes puissances, leur grande aire effective (supérieure à $2000 \mu m^2$ [25, 26]) relevant les seuils de puissance de dommage (fissures...) ou d'apparition d'effets non-linéaires [27]. De plus, le caractère mono-mode permet de conserver des faisceaux de bonne qualité spatiale (quasi-Gaussien).

Hautement Non Linéaire (HNL) Les fibres air/silice à guidage RTIM sont aussi de bonnes candidates pour des composants utilisant les effets non-linéaires [28]. En effet, celles-ci permettent, grâce au fort contraste d'indice de réfraction entre l'air et la silice, de cumuler les deux avantages suivants :

- Obtenir de très faibles aires effectives (quelque μm^2), permettant d'atteindre à moindre coût des densités de puissance élevées.
- De posséder une longueur d'onde où la DVG s'annule (λ_{ZDW}) sous $1.3 \mu m$ tout en restant mono-mode, permettant ainsi de pomper la fibre micro-structurée à une

¹⁰Limitation de la gamme spectrale monomode par les pertes par courbure importantes aux basses et grandes longueur d'onde, ainsi que par l'absorption du matériau.

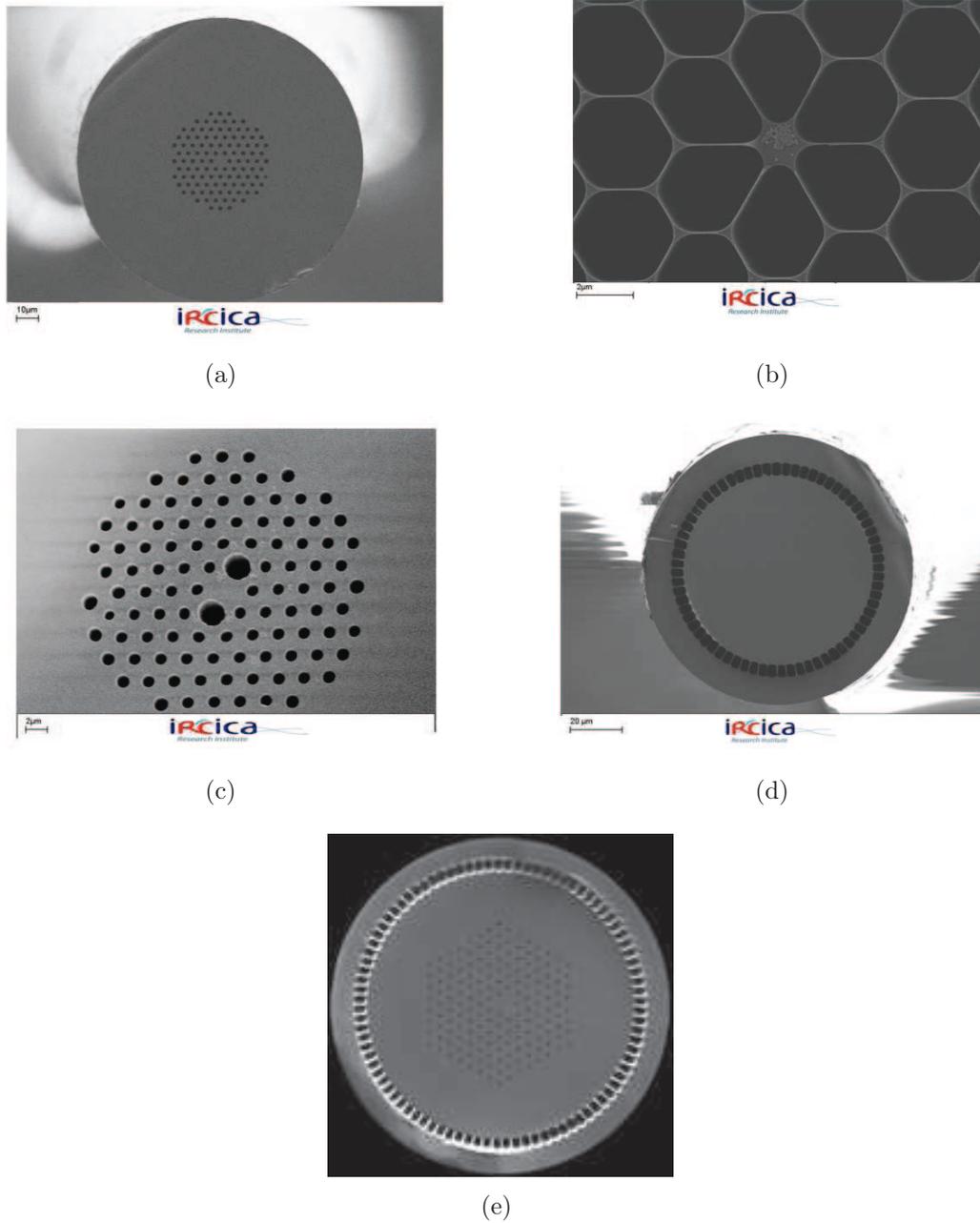


FIG. 1.10: Photographies prises au microscope électronique à balayage d'une fibre micro-structurée (a) infiniment mono-mode, (b) hautement non-linéaire, (c) fortement biréfringente, (d) à grande ouverture numérique, réalisées au sein de l'IRCICA. Les zones noires correspondent aux trous d'air. (e) Fibre micro-structurée à double-gaine réalisée par Crystal Fibre [24].

longueur d'onde proche de λ_{ZDW} avec les sources laser de puissance classiques (Ti-Saph, Yb, Nd, ...).

Cette catégorie de fibre, illustrée figure 1.10 (b), a permis en outre de réaliser des supercontinuum [29] à très large spectre (typiquement de $0.4 \mu m$ à $2 \mu m$), généré à partir d'impulsions brèves et intenses dans l'infra-rouge.

Grande Ouverture Numérique Signalons enfin qu'il est possible de réaliser des fibres à très grande ouverture numérique (ON)¹¹, supérieure à 0.9 [30], alors que les fibres standard ont une ouverture numérique limitée à environ 0.5. Ces fibres à très grande ouverture numérique sont alors obtenues en réalisant une couronne d'air possédant des ponts de silice très fin (environ de largeur $\lambda/5$ pour $ON=0.9$). Un exemple de ce type de fibre est illustré figure 1.10 (d). Ces fibres permettent notamment d'augmenter la quantité de signal collecté par la fibre et émis par des marqueurs fluorescents dans le cas d'applications biologiques (et donc de croître la sensibilité de détection) [31], ou encore de coupler plus efficacement les lasers de pompe de faible brillance utilisés pour des lasers fibrés à double gaine [30].

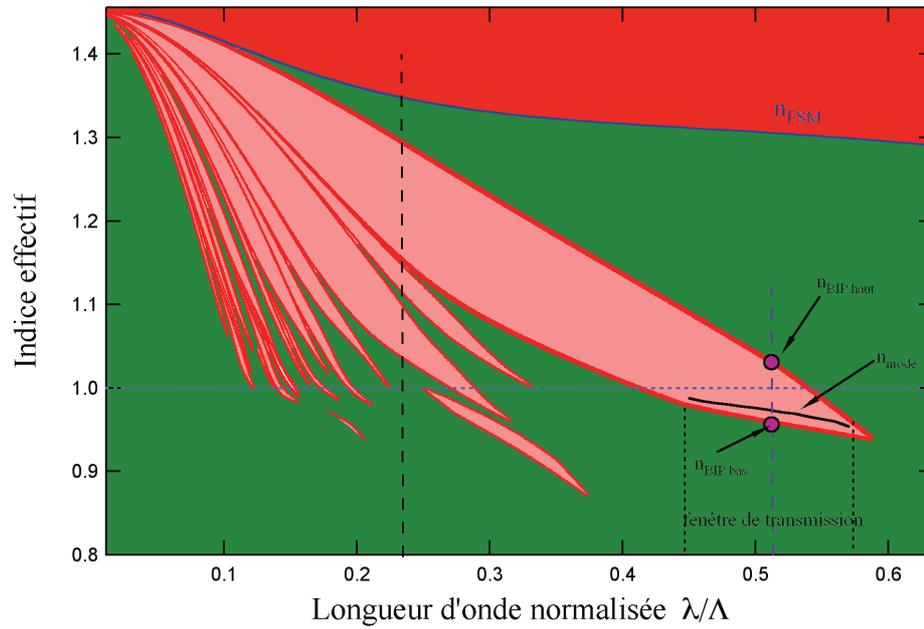
1.3.4 Fibres micro-structurées dont l'indice de coeur est inférieur à l'indice n_{FSM}

1.3.4.1 Principe de guidage

La figure 1.11 (a) représente le diagramme de bandes d'une structure périodique (à maille triangulaire) formée de trous d'air ($n_{bas}=1$) inclus dans une matrice haut indice ($n_{haut}=1.45$), caractérisée par un rapport d/Λ égal à 0.98. Cet exemple illustre le cas le plus répandu de FCP à coeur bas indice, à savoir une fibre à coeur creux ('Hollow-Core') [32]. Les schémas 1.11 (b) et (c) représentent, quant à eux, deux diagrammes d'indice effectif pour deux rapports λ/Λ différents.

Comme l'indice de coeur est ici inférieur à n_{FSM} , le guidage par RTIM est impossible (condition 1.18 non respectée), par contre un guidage par bandes interdites photoniques est réalisable.

¹¹ $ON = \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2}$.



(a)

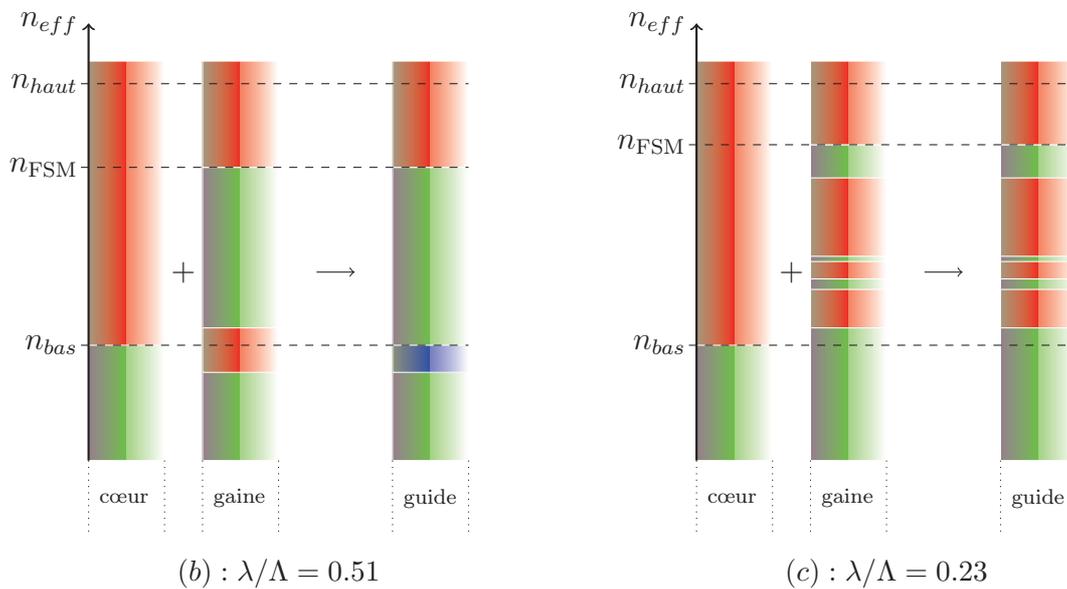
(b) : $\lambda/\Lambda = 0.51$ (c) : $\lambda/\Lambda = 0.23$

FIG. 1.11: (a) Diagramme de bandes associé à une structure périodique à maille triangulaire de trous d'air ($n_{bas}=1$) inclus dans une matrice de silice ($n_{haut}=1.45$). Le rapport d/Λ vaut 0.98. Les indices $n_{BIP\ haut}$, $n_{BIP\ bas}$ et n_{mode} y sont dénotées. (b) et (c) diagrammes d'indice du guide obtenu par l'association d'un cœur d'indice bas, et de la gaine associée ($\lambda/\Lambda = 0.51$ et 0.23)

Pour que l'onde lumineuse soit confinée efficacement dans le coeur du guide, il faut que les deux conditions de guidage suivantes soient respectées ¹² :

- (a) les BIP doivent exister dans la gaine micro-structurée pour que la propagation y soit interdite.
- (b) les BIP doivent exister pour des indices effectifs inférieurs à l'indice de coeur pour que la propagation soit autorisée dans ce dernier.

Les deux conditions (a) et (b) sont alors équivalentes aux deux relations suivantes :

$$n_{\text{BIP bas}} < n_{\text{eff}} < n_{\text{BIP haut}} \quad (1.21)$$

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

La relation (1.21) indique que les indices effectifs des modes confinés doivent être compris entre les indices effectifs délimitant les bords haut et bas de la BIP considérée ($n_{\text{BIP haut}}$ et $n_{\text{BIP bas}}$), dénotés figure 1.11 (a).

Comme nous pouvons le constater, un guidage dans un coeur d'air par BIP est possible pour des indices effectifs inférieurs à l'unité (zones rouges claires sous la ligne d'air). La ligne pleine noire (figure 1.11 (a)) illustre alors l'évolution typique de l'indice effectif d'un mode confiné par BIP, respectant les deux relations (1.21) et (1.22). Cet indice effectif, comme pour les fibres à guidage par l'indice, diminue lorsque la longueur d'onde augmente.

Tandis que le schéma 1.11 (b), obtenu pour un rapport λ/Λ de 0.51, vérifie bien les deux conditions (1.21) et (1.22), rendant possible la propagation par bande interdite photonique d'un ou plusieurs modes, le schéma 1.11 (c), obtenu pour un rapport λ/Λ de 0.23, ne respecte plus simultanément les deux conditions (a) et (b), aucune BIP n'étant présente sous l'indice de réfraction du coeur. La propagation d'un mode par bande interdite photonique est ainsi impossible à cette longueur d'onde.

Ainsi, seules certaines longueur d'onde vont pouvoir être confinées par bande interdite photonique.

¹²Notons qu'il existe une 3^e condition sur la taille du coeur pour que la fibre supporte le guidage d'un ou plusieurs modes : si celle-ci est trop faible, aucun mode n'est correctement confiné même si les deux autres conditions sont respectées.

1.3.4.2 Propriétés originales

Les deux principales propriétés des fibres à guidage par BIP, développées dans les paragraphes suivants, concernent :

- une transmission sélective en longueur d’onde ajustable par les paramètres opto-géométriques de la gaine micro-structurée.
- une forte dispersion chromatique de vitesse de groupe due à l’effet BIP et également ajustable.

Transmission sélective en longueur d’onde Comme le montre la figure 1.12, l’injection d’une lumière polychromatique dans le coeur d’une telle fibre va conduire au spectre de transmission schématique typique représenté en rouge. Les zones spectrales respectant les deux conditions de guidage (voir paragraphe précédent) sont caractérisées par une transmission élevée centrée en λ_0 . Lorsque la longueur d’onde s’écarte de λ_0 , la transmission chute jusqu’à devenir négligeable, la condition de présence d’une BIP dans la gaine n’étant plus satisfaite. Le guidage s’effectue donc, dans le coeur du guide, uniquement pour certaines fréquences. La figure 1.12 illustre une seule bande spectrale de transmission, propriété généralement obtenue pour les fibres à coeur creux [32], alors que les fibres BIP à coeur solide présentent généralement plusieurs bandes de transmission [5], comme détaillé section 2.3 du chapitre suivant.

Cette sélectivité en longueur d’onde est de plus accordable, via les paramètres opto-géométrique de la gaine micro-structurée, et du pas du réseau Λ en particulier. En effet, le diagramme de bandes 1.4 (a) est représenté en fonction du rapport λ/Λ . Changer le pas du réseau Λ revient à modifier les longueurs d’onde correspondantes à une bande interdite dans la gaine optique, et donc à décaler spectralement les bandes de transmission de la fibre.

Dispersion chromatique ajustable Le schéma 1.12 représente, de plus, l’évolution spectrale typique de la dispersion chromatique de vitesse de groupe, définie section 1.3.3.2, du mode fondamental. Cette quantité peut être vue comme la somme de la dispersion du matériau (non représentée ici), de la dispersion du guide d’onde (toujours positive pour une

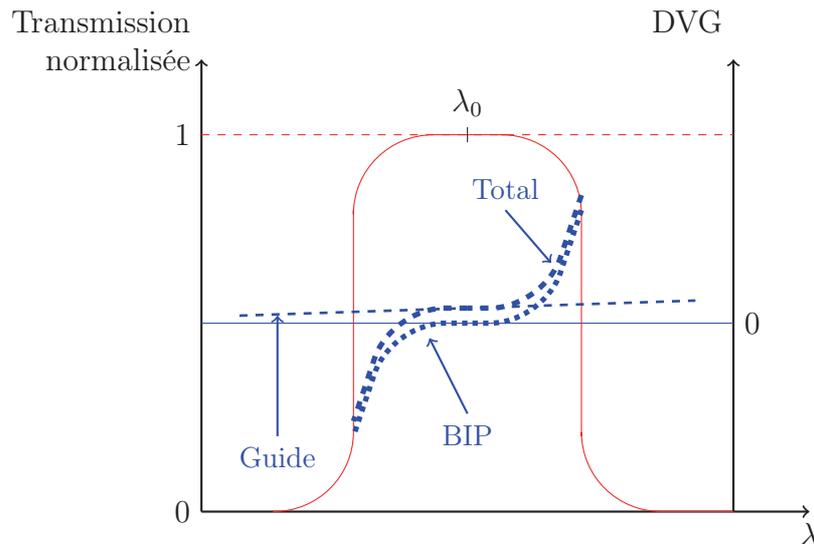


FIG. 1.12: Schéma typique de la transmission normalisée sélective en longueur d'onde (rouge) puis de la dispersion chromatique de vitesse de groupe (bleu) en forme de S relative à l'effet BIP (trait pointillé), au guide d'onde creux (hachures fines), puis à l'ensemble des deux (hachures en gras).

taille de coeur supérieure à la longueur d'onde), ainsi que la dispersion due à l'effet bandes interdites (absente pour une FCP à guidage RTIM). Cette dernière possède une forme de S, s'annulant aux environs du centre de la BIP (allure plate), et qui devient fortement négative / positive (normale / anormale) du côté courtes / grandes longueurs d'onde de la BIP. Cette forte variation de la dispersion est bien plus importante que pour les fibres micro-structurées à guidage par l'indice, pour lesquelles l'indice effectif du mode confiné dépend de $n_{\text{FSM}}(\lambda)$. Pour les fibres à coeur bas indice, l'indice effectif n_{eff} du mode confiné est compris entre les indices définissant les bords haut et bas de chaque BIP ($n_{\text{BIP haut}}$ et $n_{\text{BIP bas}}$ définis figure 1.4 (a)). Or, ces indices dépendent fortement de la longueur d'onde. Ceci implique une forte variation de l'indice effectif du mode confiné à l'approche de chaque extrémité spectrale de la bande interdite, et donc de la dispersion liée à l'effet BIP. La dispersion totale (BIP + guide + matériau) est donc d'autant plus gouvernée par l'effet BIP vers l'approche d'un bord de bande. Comme pour la transmission sélective en longueur d'onde, la dispersion totale est également ajustable en longueur d'onde par un simple changement du pas du réseau.

1.3.4.3 Exemples d'applications

Le guidage par bandes interdites photoniques confèrent aux fibres de nombreuses applications exploitant leurs propriétés de transmission et de dispersion qui leur sont propres, ainsi que la possibilité de guider efficacement la lumière dans un coeur creux. Quelques exemples sont cités ci-dessous.

Fibre à coeur creux Ces fibres BIP 2D à coeur creux (figures 1.13 (a), (b)) ont deux principaux domaines d'application :

- Augmenter le seuil en puissance de dommage du matériau (fissures...) et d'effets non linéaires, pour des applications de transport de puissance, la majeure partie de l'intensité du mode confiné se propageant dans l'air.
- Le coeur peut être rempli par un fluide, ce qui engendre une très forte interaction matière/lumière, le confinement de la lumière pouvant s'effectuer sur de grandes longueurs de fibre.

Pour le premier, Bouwmans et al. [33] relatent par exemple la réalisation d'une telle structure pour y propager des pulses nano-seconde à haute énergie. Le second domaine permet quant à lui de réaliser des capteurs très sensibles de gaz [34], et d'exacerber des effets non-linéaires en remplissant le coeur creux par exemple avec de l'éthanol (effet Raman) [35], ou par du sulfure de carbone (génération de supercontinuum) [36].

Transmission sélective en longueur d'onde Leur propriétés spectrales de transmission font des fibres à guidage par BIP des filtres sélectifs en fréquence. En effet, la dynamique obtenue (entre signal transmis et non transmis) peut facilement être supérieure à 30 décibels sur de courts tronçons (de quelques dizaines de centimètres). Les pertes introduites par ce guidage sont de plus distribuées longitudinalement. Cette propriété peut permettre d'exacerber des effets à faible gain qui sont normalement inhibés par un autre effet à plus fort gain. L'idée est alors de placer l'effet à faible gain dans une zone de transmission de la fibre BIP, et l'effet à fort gain dans une région non transmise.

Par exemple, en 2004, Benabid et al. [37] rapportent la conversion efficace en longueur d'onde d'un signal laser de pompe par la diffusion Raman rotationnelle stimulée en inhibant la diffusion Raman vibrationnelle stimulée à gain plus élevé à l'aide d'une

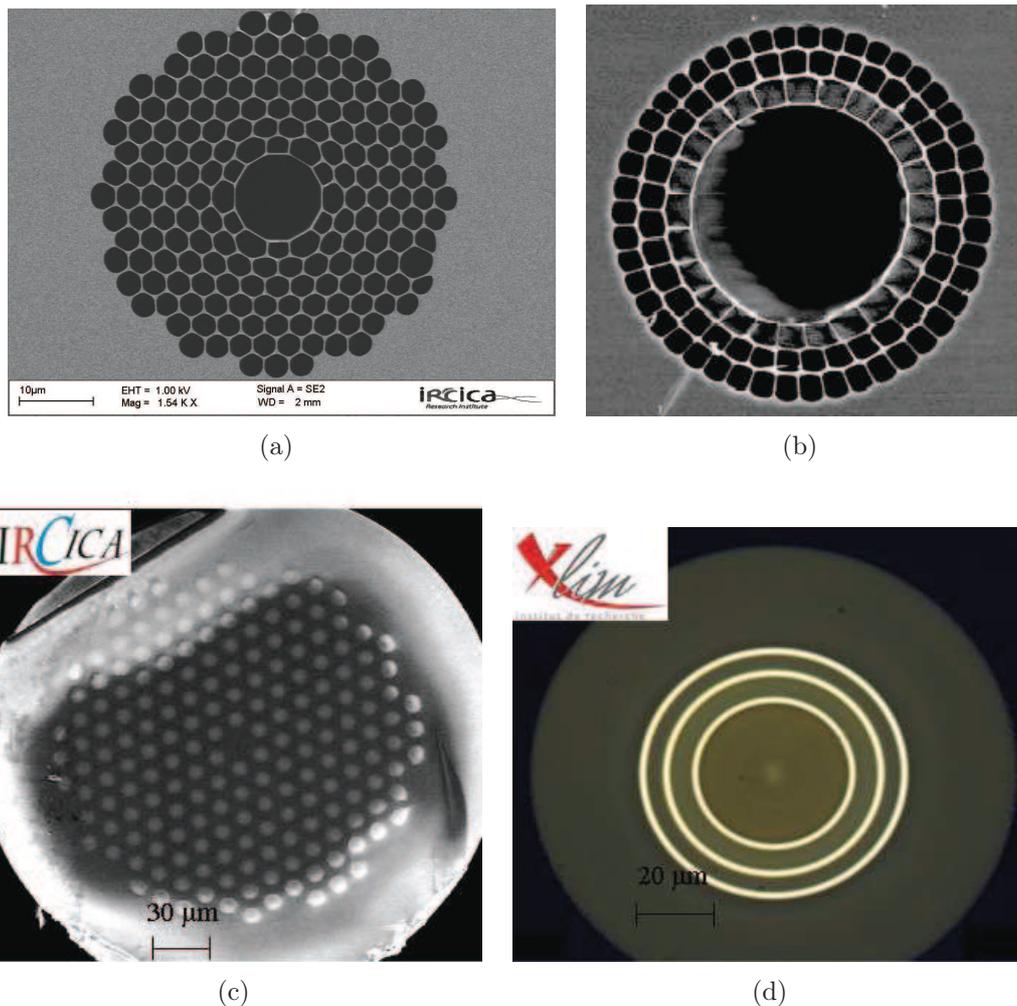


FIG. 1.13: Photographies prises au microscope électronique à balayage d'une fibre BIP à coeur creux (a), et toute solide (c). Leur fabrication consiste en une étape d'assemblage macroscopique puis d'une étape d'étirage. (b) Fibre de type Bragg à coeur creux et (d) toute solide (image optique). Cette dernière est alors fabriquée par processus MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition).

fibre BIP à coeur creux. Un autre exemple est l'utilisation d'une fibre à bande interdite photonique toute solide (figure 1.13 (c) et (d)). A. Wang et al. [38] proposent un laser fibré dopé à l'ion terre rare Néodyme (fibre conventionnelle), cet ion permettant une émission laser naturelle à $1.06 \mu\text{m}$: la fibre BIP TS, placée comme filtre intra-cavité, favorise alors l'émission laser à 908 nm . D'autres exemples seront étudiés au cours du chapitre 6.

Dispersion chromatique ajustable Le guidage par bande interdite photonique autorise à la fois la réalisation d'un coeur supportant la propagation de fortes puissances (coeur large et creux), ainsi qu'une dispersion chromatique de vitesse de groupe anormale à virtuellement n'importe quelle longueur d'onde, en choisissant le pas du réseau adéquat.

Ainsi, H. Lim et al [39] relatent la réalisation d'un laser femto-seconde infra-rouge autour de $1 \mu m$, en utilisant une fibre à coeur creux qui assure une dispersion anormale (sans l'emploi de prismes ou de réseaux de diffraction). Une telle dispersion anormale avec un coeur creux permet aussi une propagation solitonique avec de très fortes puissances crêtes (supérieures à 5.5 MW) [40], sans l'habituel décalage Raman obtenu dans les fibres en silice, grâce à l'utilisation d'un gaz ne possédant pas de gain Raman (Xénon dans le cas de [40]). Notons également qu'une fibre BIP à coeur solide dopée ytterbium, qui sert à la fois de milieu amplificateur (davantage de détails seront donnés chapitre 6) et de milieu ayant la dispersion anormale souhaitée, a permis la réalisation d'un laser solitonique picoseconde autour de $1 \mu m$ [41].

Chapitre 2

Fibres à guidage par bandes interdites photoniques à faible contraste d'indice de réfraction

Le chapitre précédent a introduit de façon générale les différents types de guidage dans les fibres optiques micro-structurées. Les fibres à guidage par bandes interdites photoniques présentent de nombreuses propriétés originales, et ce chapitre est consacré aux structures à faible contraste d'indice de réfraction dans la gaine. Tout d'abord il sera effectué un état de l'art des fibres BIP en insistant sur les structures toutes solides présentant une dépendance transverse de l'indice de réfraction en deux dimensions puis sur le procédé de fabrication utilisé à l'IRCICA. Au cours du paragraphe suivant seront étudiées les caractéristiques optiques d'une telle gaine micro-structurée, cela grâce notamment au diagramme de bandes et à son interprétation en termes d'oscillateurs couplés. Finalement sera présenté un modèle analytique dit de l'ARROW ¹ [42–44] prédisant, de manière approximative, la position spectrale des zones de fortes pertes et de fortes transmissions engendrées par le guide.

2.1 Historique et état de l'art

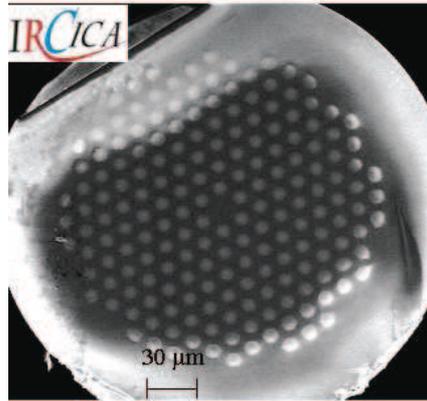
La première démonstration expérimentale d'une fibre guidant la lumière par effet de bandes interdites photoniques fut publiée en 1999 par Cregan et al. [2]. La fibre présentait alors un coeur creux et une gaine optique air/silice caractérisée par une fraction d'air d'environ 39%, et un contraste d'indice de réfraction élevé de 45%. Les figures 1.11 (a) et 1.13 (a) illustrent le diagramme de bandes et la photographie d'une telle structure,

¹Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide.

avec ici une fraction d'air dans la gaine plus importante que [2]. La lumière était alors confinée pour plusieurs bandes spectrales correspondant à des constantes de propagation longitudinales β autorisées à se propager dans le coeur (n_{eff} inférieur à 1), et interdites dans la gaine micro-structurée (présence d'une BIP).

Notons qu'il existe aussi des fibres dont l'indice de réfraction dans la gaine optique présente une dépendance radiale (à une dimension), communément appelées fibre de Bragg. Ces structures permettent également de guider la lumière dans un coeur optique de bas indice. Brechet et al. [16] rapportent en 2000 la première réalisation d'une fibre de Bragg toute solide à faible contraste d'indice de réfraction (1.3%) (photographie d'une telle fibre figure 1.13 (d)) par le processus de fabrication MCVD. Le coeur peut également être creux [45], la gaine optique étant caractérisée par un contraste d'indice de réfraction moyen plus élevé (27%). Finalement, signalons l'existence de structures dites 'Omniguides' [46], constituées de couches concentriques à très fort contraste d'indice de réfraction ($n_{\text{haut}}=4.6$, verre de Tellure, $n_{\text{bas}}=1.6$, Polystyrène, rapport de 187%).

Depuis la première réalisation d'une fibre BIP 2D à coeur creux en 1999, beaucoup d'efforts ont été menés tant en compréhension du mécanisme de guidage [47–49] qu'en termes de pertes (environ 1 dB/km [32]) sur ce type de fibres. Il a fallu attendre 2002 pour que Bise et al. [50] relatent la fabrication de la première fibre à guidage par BIP à coeur solide : la fibre à cristal photonique de départ est constituée de trous d'air et possède un coeur de silice réalisée par voie sol-gel (fibre air/silice à guidage par RTIM). Dans le but d'élever l'indice effectif de la gaine et de guider par effet de bandes interdites, les trous d'air sont remplis par un liquide d'indice de réfraction élevé : $n_{\text{haut}}=1.8$ à 589 nm (rapport contraste de 17%). Ce liquide a de plus une forte sensibilité à la température, et fait de cette fibre un capteur [51, 52]. C'est en 2004 que Luan et al. [3] rapportent la première fabrication et caractérisation d'une fibre à bandes interdites toute solide. La structure est formée cette fois de deux verres d'indice de réfraction différents : $n_{\text{haut}}=1.79$ et $n_{\text{bas}}=1.54$. L'utilisation de deux verres solides supprime la contrainte d'insertion (et de maintien) de liquide dans les inclusions. Le rapport de contraste d'indice est un peu plus faible, 16%, et la fibre possède des pertes totales minimales encore élevées de 18 dB/m. En 2005, Argyros et al. [4, 53] relatent la fabrication d'une fibre BIP toute solide constituée également de deux verres différents, mais caractérisés par une meilleure compatibilité



(a)

FIG. 2.1: Exemple de fibre toute solide à guidage par bandes interdites photonique en deux dimensions (Microscope Electronique à Balayage) [5].

thermique. Le contraste d'indice utilisé est alors encore plus faible : 1%. La méthode de fabrication (insertion de fibres multi-modes dans les trous d'une fibre micro-structurée air/silice) conduit à un minimum de pertes encore élevé de 1.3 dB/m. Finalement, la même année, au début de ma thèse, G. Bouwmans et al. [5] rapportent la fabrication d'une structure toute solide par la méthode de fabrication dite 'Stack and Draw' (détaillée au cours du paragraphe suivant), à partir d'une préforme fournie par Draka dédiée à la conception de fibres multi-modes. La photographie de cette fibre est présentée figure 2.1. Le contraste d'indice maximal vaut alors 2%, à profil parabolique. Cette méthode de fabrication rend inutile l'insertion de liquide ainsi que l'insertion de fibres multi-modes dans des trous d'air. Le minimum de pertes est ainsi diminué à environ 20 dB/km pour une longueur d'onde approximative de $1.55 \mu m$.

Ainsi les premières réalisations de fibres BIP 2D toutes solides sont apparues en 2004/2005, bien plus tard que la première conception d'une fibre BIP à coeur creux en 1999. En effet, rappelons qu'en 1992 P.R. Villeneuve et al. [54] montrent qu'un contraste d'indice supérieur à 160% est nécessaire à l'obtention de BIP *dans le plan de la périodicité* (x, O, y) défini chapitre 1, ce qui est le cas par exemple pour la fibre BIP dite 'Omniguide'. Ces structures présentent en effet des zones spectrales associées à des bandes interdites photoniques quelque soient les constantes de propagation longitudinales β comprises dans l'intervalle $[0, c/\omega]$. Cette propriété (associée aux guides cylindriques métalliques) corres-

pond alors à une propagation de rayons lumineux dans le guide optique quelque soit l'angle θ , défini figure 1.1, compris dans l'intervalle $\in [0, \pi/2]$, d'où l'appellation 'Omniguides'. Toutefois, T. Birks et al. [55] montrent en 1995 que cette condition (Δn supérieur à 160%) est trop restrictive dans le cas des fibres micro-structurées, la propagation de la lumière s'effectuant *hors* du plan de périodicité (direction notée \vec{z}). Les auteurs démontrent ainsi qu'un rapport de contraste d'indice de réfraction de 45% (trous d'air dans une matrice de silice) est suffisant pour obtenir des bandes interdites photoniques associées à une constante de propagation longitudinale β non nulle. Par contre, ce nouveau rapport de 45% semble encore trop élevé pour la réalisation d'une fibre toute solide à guidage par bandes interdites faites de matériaux à faibles pertes et compatibles thermiquement. En 2004, T. Birks et al. [56] démontrent alors que des structures à très faible contraste d'indice de réfraction dans la gaine (quelques pourcent seulement à l'aide de verre de type silice/silice dopée) peuvent aussi présenter des bandes interdites hors du plan de la périodicité. Les auteurs stipulent de plus que si des bandes interdites existent pour de faibles contraste d'indice de réfraction Δn (cas où l'approximation scalaire est valide), celles-ci existeront toujours si la quantité Δn tend vers zéro, mais alors à des valeurs de λ/Λ plus faibles, comme le montre la figure 2.2 pour deux Δn différents, levant ainsi l'a priori commun selon lequel le guidage par bandes interdites photoniques nécessite un fort contraste d'indice de réfraction.

Diminuer fortement le contraste d'indice de réfraction de la gaine optique peut tout de même présenter des inconvénients. Les bandes interdites de ces structures toutes solides sont associées à des constantes de propagation longitudinales β proches de $k.n_{coeur} \neq 0$, contrairement aux fibres dites 'Omniguide' où la valeur de β peut être nulle. De plus, le faible contraste d'indice de réfraction dans la gaine implique que la constante β soit proche de $k.n_{bas}$. Pour pouvoir assurer un guidage par BIP dans le coeur optique, son indice de réfraction doit donc être proche de l'indice bas de la gaine. Un faible contraste d'indice de réfraction dans celle-ci rend donc impossible par exemple le guidage de la lumière par effet BIP dans un coeur creux.

Notre étude se focalise maintenant exclusivement sur les fibres BIP 2D caractérisées par un faible contraste d'indice de réfraction dans la gaine. Bien qu'il existe différentes

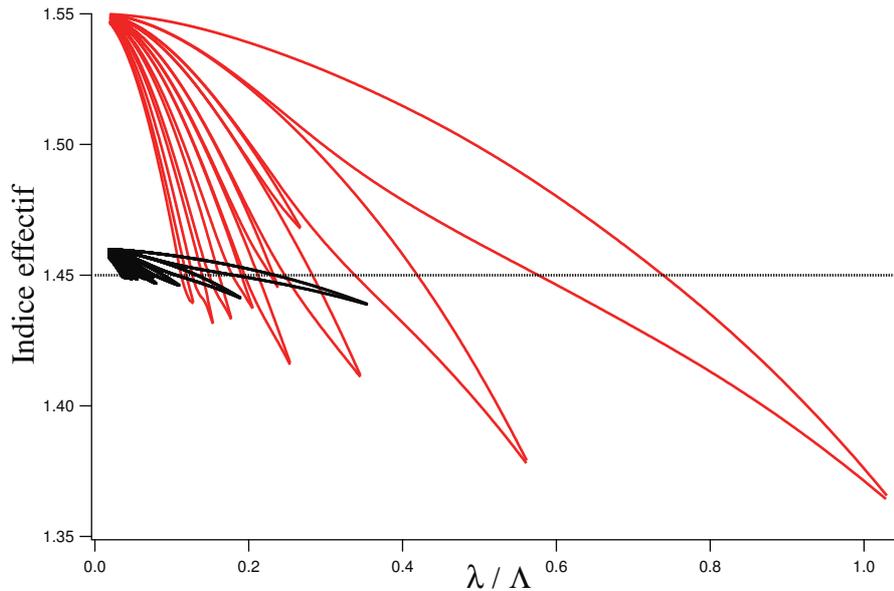


FIG. 2.2: Diagrammes de bandes pour un contraste d'indice de réfraction (à profil en créneau) égal à 0.1 (lignes rouges) puis 0.01 (lignes noires) correspondant à une structure diélectrique à maille triangulaire : $d/\Lambda=0.72$ et $n_{\text{bas}}=1.45$.

méthodes de fabrication de ces fibres, celle utilisée à l'IRCICA est la méthode dite 'Stack and Draw'. Celle-ci est donc brièvement détaillée au cours du paragraphe suivant.

2.2 Méthode de fabrication utilisée

La première étape de fabrication dite 'Stack and Draw' consiste à étirer la préforme mère (formées de deux matériaux homogènes d'indice de réfraction différent), à coeur haut indice et gaine bas indice, en différents capillaires de diamètres millimétriques. Ceux-ci sont ensuite empilés les uns après les autres suivant une maille triangulaire (figure 2.3 (a)). Le coeur solide de la structure correspond alors à un défaut dans la périodicité : le capillaire central est remplacé par un barreau de silice pure (ou activement dopée dans le cas d'un laser). Le tout est inséré dans un autre capillaire de diamètre extérieur de quelques centimètres (figure 2.3 (b)). Les zones interstitielles (zones blanches) entre le capillaire externe et la dernière couronne sont comblées par des barreaux de silice pure de diamètres plus faibles, afin de maintenir au mieux la structure périodique. La troisième étape concerne l'étirage de la structure (réduction homothétique) pour atteindre un diamètre extérieur de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ (figure 2.3 (c)). Un manchonnage supplémentaire est utile dans certains cas pour ajuster le diamètre extérieur de la fibre. Une dernière étape

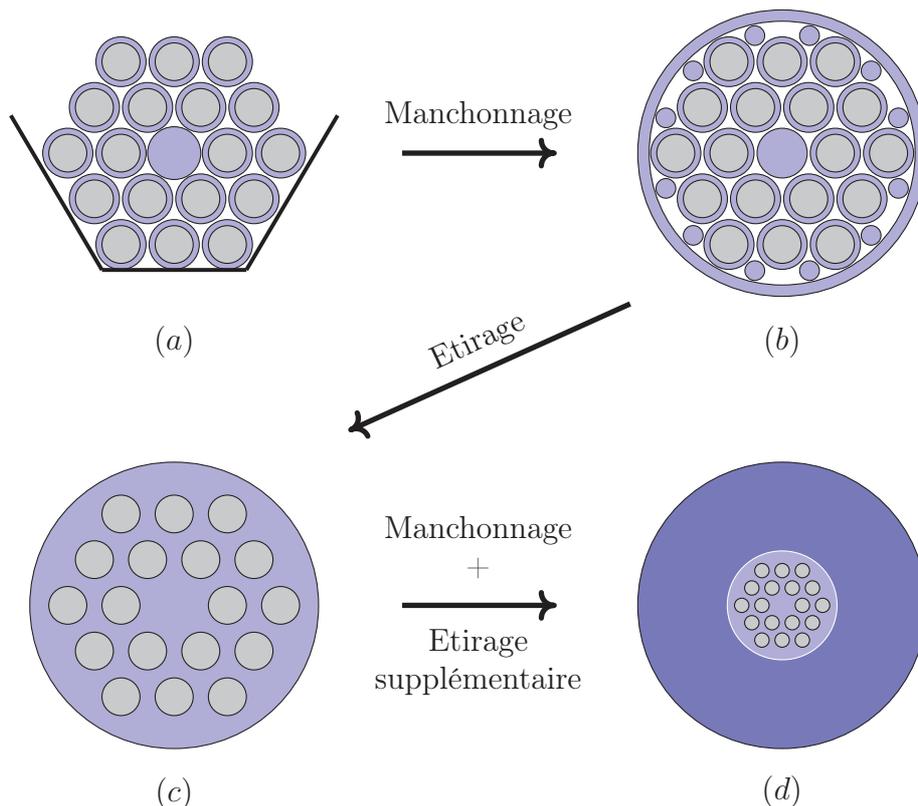


FIG. 2.3: Différentes étapes de fabrication caractéristiques de la méthode 'Stack and Draw'. L'assemblage macroscopique de capillaires ((a) et (b)) est étiré sur une tour de fibrage pour atteindre une taille microscopique ((c) et (d)).

d'étirage est alors nécessaire (figure 2.3 (d)).

La figure 2.4 schématise le profil d'indice de réfraction transverse obtenu après fabrication d'une fibre à guidage par bandes interdites photonique à deux dimensions. Ce profil peut être à créneau (2.4 (b)) ou parabolique (2.4 (c)), selon le type de préforme mère utilisée.

2.3 Caractéristiques du diagramme de bandes

Nous avons vu au cours du paragraphe 1.2.2 du chapitre 1 qu'un milieu hétérogène périodique 2D supposé infini peut être défini par son diagramme de bandes. Celui-ci représente la présence ou l'absence de solutions (modes de Bloch) de l'équation (A.1) de Helmholtz selon le couple $(n_{\text{eff}}, \lambda)$. Ce nouveau paragraphe a pour objectif d'interpréter ce diagramme de bandes (notamment son évolution spectrale et sa dépendance selon la rapport d/Λ) à l'aide de la notion de supermodes et de la théorie des modes couplés, en

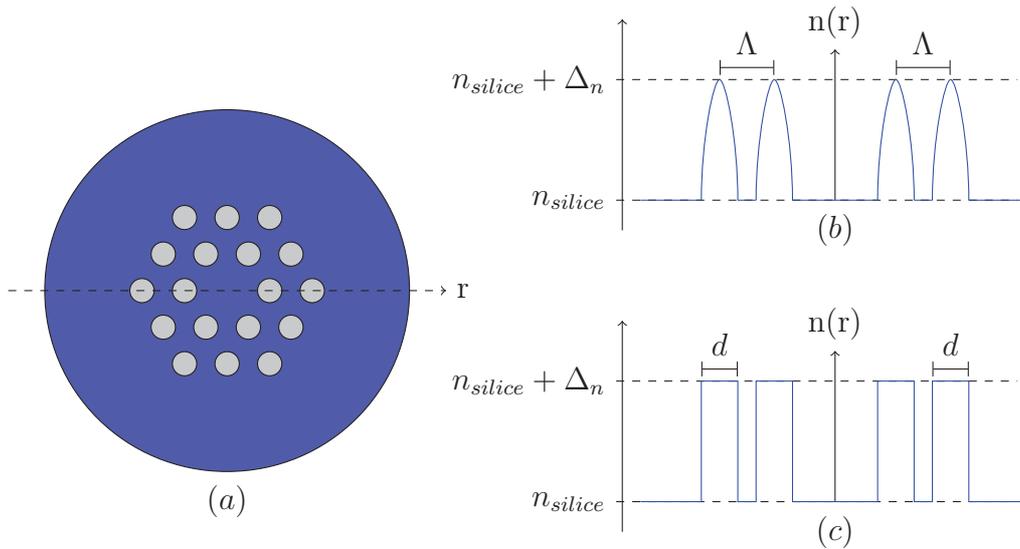


FIG. 2.4: (a) Représentation schématique d'une fibre BIP TS 2D. Les régions grises sont les inclusions circulaires de haut indice, la région bleue représente la matrice de silice. Deux types de profil d'indice de réfraction transverse : (b) parabolique, (c) à saut d'indice, sont schématisés.

assimilant la gaine micro-structurée à un assemblage de plots haut indice (n_{haut}) couplés, inclus au sein d'une matrice de silice (n_{bas}).

Chaque inclusion haut indice composant la gaine optique peut en effet être vue comme un guide conventionnel d'indice de coeur n_{haut} et de gaine n_{bas} . La figure 2.5 (a) représente le diagramme d'indice effectif d'un plot isolé (gaine d'indice bas supposée infinie) pour une longueur d'onde fixe. Les lignes bleues illustrent l'indice effectif des différents modes LP_{lm} d'un guide conventionnel isolé.

La gaine micro-structurée d'une fibre BIP 2D est alors analogue à une matrice de plots couplés. D'après la théorie des guides couplés [12], si deux guides conventionnels identiques (autorisant chacun la propagation d'un seul mode avec un indice effectif n_{eff}) sont suffisamment proches, l'ensemble formé des deux supporte la propagation de deux modes, l'un symétrique et l'autre anti-symétrique, avec deux indices effectifs n_{eff}^+ et n_{eff}^- respectivement supérieur et inférieur à n_{eff} . Ce raisonnement pouvant s'effectuer avec N guides, la théorie des guides couplés prédit donc que les modes se propageant dans une structure formée de N plots, aussi appelés supermodes, possèdent des indices effectifs autour de ceux des modes de plots isolés. Ceci est équivalent à une levée de dégénérescence en mécanique quantique lorsque N oscillateurs identiques sont couplés. Cette observation est schématisée figure 2.5 (b), où la propagation d'une onde, à longueur d'onde fixe, est

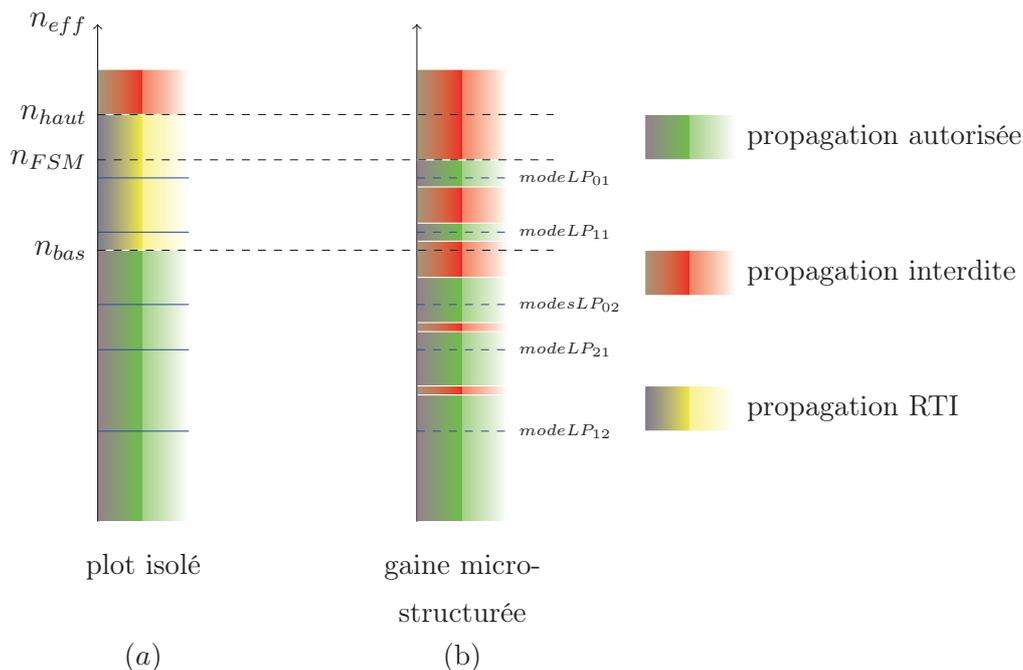


FIG. 2.5: Représentation schématique, à λ fixe, de l'indice effectif des modes autorisés ou non à se propager (a) dans un plot isolé, (b) dans une structure BIP 2D toute solide. Les lignes bleues représentent les indices effectifs des modes LP_{lm} d'un plot isolé au-dessus ($n_{\text{eff}} > n_{\text{bas}}$) et au-dessous ($n_{\text{eff}} < n_{\text{bas}}$) de leur fréquence de coupure.

autorisée dans la gaine optique (régions vertes) pour des indices avoisinant ceux des modes LP_{lm} du guide conventionnel.

La figure 2.6 représente alors le diagramme de bandes d'une structure périodique définie par les paramètres suivants : un rapport d/Λ de 0.683, un indice de réfraction n_{bas} égal à 1.45 et un indice n_{haut} maximal de 1.48 (à profil parabolique). Cette structure correspond à la fibre BIP 2D réalisée par Bouwmans et al. [5] (photographie figure 2.1). Les zones vertes correspondent aux modes de Bloch autorisés à se propager dans la structure périodique, alors que les régions rouges sont associées aux bandes interdites photoniques (absence de supermodes). De plus, les indices effectifs des modes LP_{lm} d'une inclusion supposée isolée sont également tracés (lignes noires au dessus de la ligne de verre, soit 1.45)². Les cercles sur la ligne horizontale correspondent aux fréquences de coupure de ces modes LP_{lm} (tableau 2.1).

Le diagramme de bandes 2.6 présente également l'indice effectif du mode fondamental

²Ces indices sont calculés grâce à la méthode numérique d'éléments finis (MEF), présentée en annexe 1.

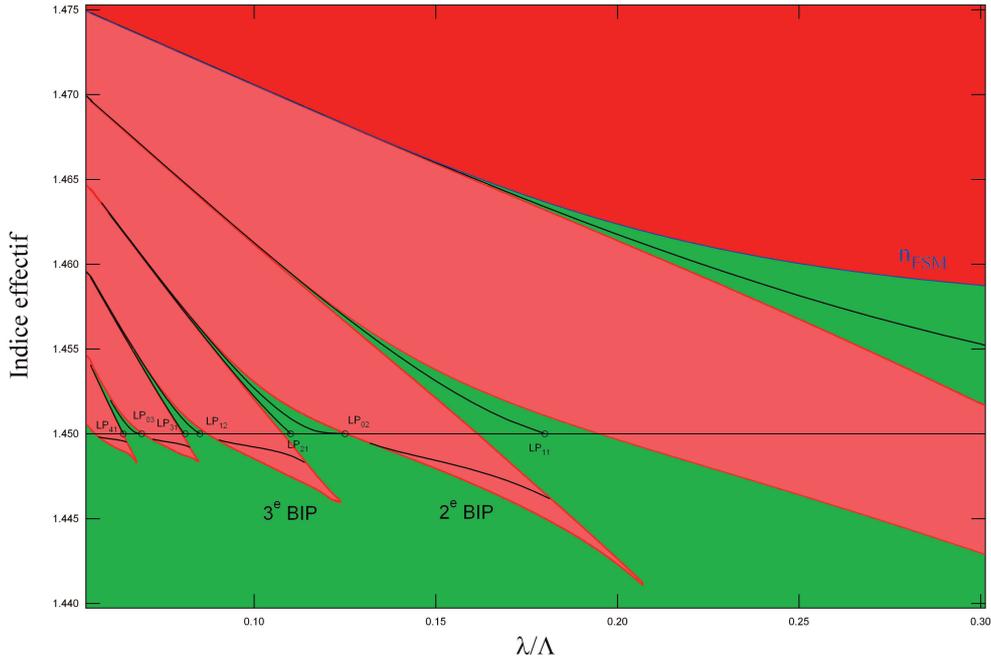


FIG. 2.6: Diagramme de bandes d'un assemblage triangulaire d'inclusions haut indice à profil parabolique : $n_{\text{haut}}=1.48$, $n_{\text{bas}}=1.45$ ($d/\Lambda=0.683$). Les lignes noires correspondent aux indices effectifs des premiers modes LP_{lm} d'une inclusion isolée (au-dessus de 1.45), ainsi qu'au mode fondamental confiné dans la fibre (sous l'indice de réfraction du coeur).

se propageant dans le coeur de la fibre BIP TS (lignes noires sous la ligne de verre). Cet indice effectif vérifie bien les conditions du guidage par BIP définies section 1.3.4.1 du premier chapitre 1 (relations (1.21) et (1.22)).

Pour des indices effectifs suffisamment élevés par rapport à 1.45, l'intensité lumineuse est fortement confinée dans les régions haut indice, et les plots peuvent être alors considérés comme quasi isolés (faible couplage). La théorie des modes couplés prédit que les indices effectifs des supermodes se propageant dans une structure formées de N plots seront alors très proches de ceux des modes de plots isolés LP_{lm} (faible couplage), ce qui est observable sur le diagramme de bandes 2.6. Dans ce régime, chaque mode de Bloch peut être approximé par une somme de modes des plots isolés (avec une relation de phase entre eux) [57]. Ainsi, dans la suite, chaque bande autorisée sera associée à la notation LP_{lm} utilisée dans le cas d'inclusions isolées [58].

Lorsque l'indice effectif se rapproche de 1.45, l'intensité lumineuse s'étale de plus en plus dans la structure, et les plots sont de plus en plus couplés entre eux : la levée de dégénérescence entre les indices effectifs des supermodes augmente et donc la largeur de

chacune des bandes autorisées (ie. modes de Bloch) représentées en vert sur la figure 2.6. Ce comportement persiste sous l'indice 1.45 jusqu'à ce que les bandes autorisées se regroupent, fermant ainsi les bandes interdites photoniques, tout au moins pour les fortes valeurs du rapport d/Λ ³.

De plus, la figure 2.7 rapporte quatre diagrammes de bandes obtenus pour quatre rapports d/Λ (de 0.2 à 0.8) correspondant à un couplage entre plots de plus en plus élevé. Au niveau de la ligne de verre (indice égal à 1.45), cette figure montre un étalement de ces supermodes lorsque le rapport d/Λ augmente, les plots étant davantage couplés entre eux. Cet étalement induit alors des bandes interdites plus étroites spectralement lorsque la quantité d/Λ croît (notons toutefois que les bandes interdites sont plus profondes en termes d'indice effectif). Les bords de bandes autour de la ligne de verre s'éloignent alors des fréquences de coupure des modes LP_{lm} d'une inclusion isolée [59].

Comme les bords haut et bas de chaque bande interdite photonique sont délimités par les supermodes associés aux modes LP_{lm} de plot, Perrin et al. [57] montrent qu'en tenant compte de la symétrie de ces modes de plots, il est possible de déterminer la nature des supermodes délimitant les bords de chaque bande interdite photonique. Birks et al. [58] proposent quant à eux une détermination simplifiée du diagramme de bandes en calculant les indices effectifs des modes de plots en supposant une condition périodique, à savoir un champ nul ou sa dérivée à l'interface d'une cellule élémentaire comme celle définie en [58].

A titre d'exemple, la figure 2.8, provenant de la référence [58], présente l'évolution des bords haut et bas des premières bandes interdites photoniques identifiées par la notation LP_{lm} de plots isolés ⁴. Nous observons que ces bords haut et bas sont délimités par des supermodes caractérisés par un nombre azimutal nul ou égal à l'unité. En effet, la figure 2.8 montre que les indices effectifs des supermodes, notés LP_{lm} , associés à un nombre azimutal supérieur à un décroissent plus rapidement avec le paramètre V par rapport aux indices des modes LP_{0m} et LP_{1m} . Pour interpréter ceci, l'étude des modes LP_{lm} d'un guide

³Pour de faibles rapports d/Λ , le bord bas des BIP est limité par des modes hybrides entre les modes des inclusions haut indice et ceux de la matrice d'indice bas [58].

⁴La ligne horizontale correspond à la ligne de verre.

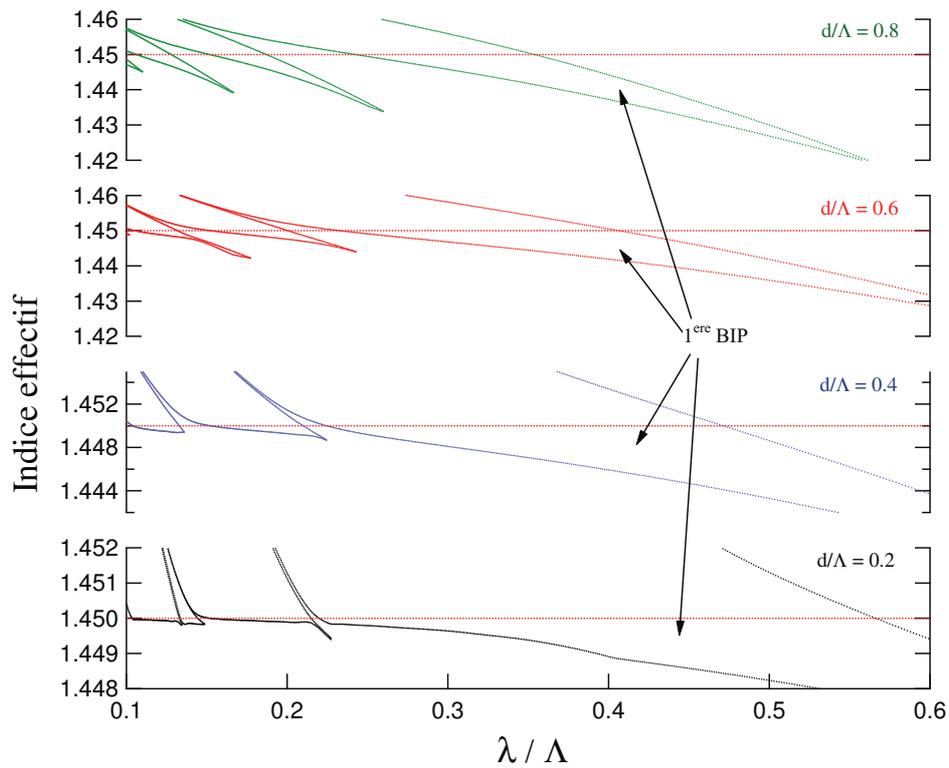


FIG. 2.7: Diagrammes de bandes associés à 4 structures d'inclusions (maille triangulaire) haut indice à profil d'indice de réfraction en créneau ($\Delta n=0.01$) pour quatre rapports d/Λ différents de 0.2 (noir), 0.4 (bleu), 0.6 (rouge) et 0.8 (vert). Par soucis de clarté, les deux graphes du haut possèdent la même ordonnée, alors qu'un zoom est effectué sur les deux graphiques du bas.

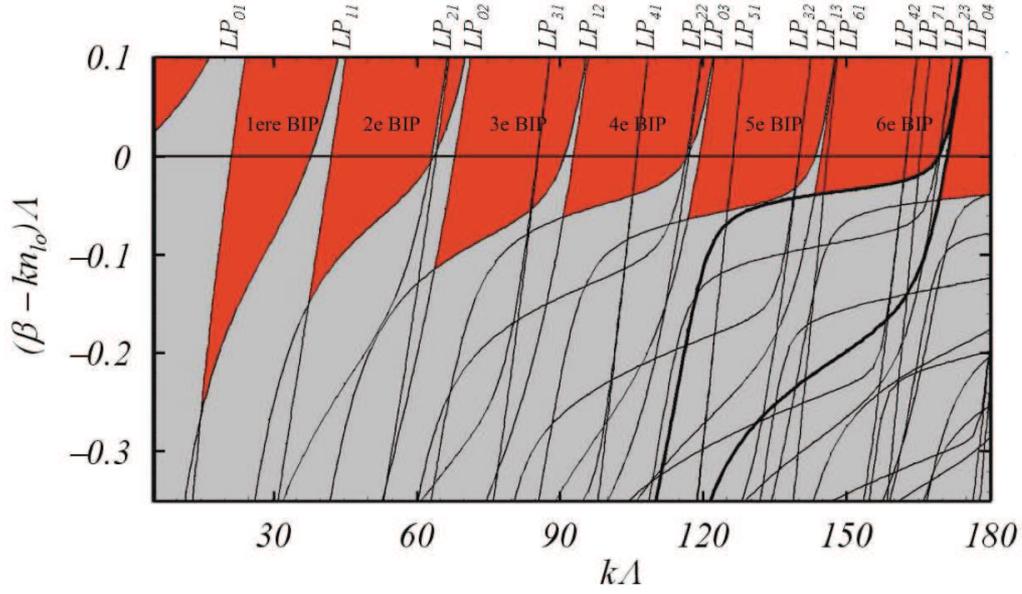


FIG. 2.8: Evolutions selon le paramètre $k\Lambda$, proportionnel à V , des bords haut et bas des premières bandes interdites photoniques de la structure définie par un rapport d/Λ de 0.41, deux indices $n_{\text{haut}}=1.48716$ et $n_{\text{bas}}=1.458$ (profil d'indice en créneau). Gris : propagation autorisée dans le milieu périodique, rouge : propagation interdite. Cette figure provient de la référence [58].

conventionnel [60] montre que les modes caractérisés par un nombre azimutal supérieur à un possèdent, proche de leur fréquence de coupure, une partie importante de leur énergie confinée dans le coeur haut indice, contrairement aux modes caractérisés par un nombre azimutal inférieur ou égal à un, où l'énergie confinée dans la région d'indice élevé tend vers zéro. Ainsi, la théorie des modes couplés appliquée à la gaine micro-structurée d'une fibre BIP TS 2D prédit un couplage entre les plots moins important (levée de dégénérescence moins forte) pour les modes associés à un nombre azimutal supérieur à l'unité. Ceci conduit alors à des largeurs spectrales, proche de la ligne de verre, plus faibles des bandes autorisées associées aux modes LP_{lm} avec l supérieur à l'unité, que celles associées aux modes LP_{0m} et LP_{1m} . Par exemple, les supermodes reliés au mode de plot LP_{31} forment une bande très étroite spectralement, qui coupe la BIP délimitée par les modes LP_{02} et LP_{12} . La largeur de ces fines bandes spectrales diminue alors lorsque le nombre azimutal augmente. Ainsi dans la littérature les bandes interdites photoniques sont généralement numérotées en ne considérant que les modes LP_{0m} et LP_{1m} , car ceux pour lesquels l est supérieur à l'unité font apparaître des remontées de pertes très étroites spectralement, comme nous le verrons plus en détail au cours du paragraphe 3.2.3 (voir figure 3.12).

2.4 Modèle analytique de l'"ARROW"

Le modèle de l'ARROW (Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide) relie approximativement mais simplement les zones spectrales de fortes pertes et de fortes transmissions d'une fibre BIP TS 2D aux fréquences de coupure des inclusions d'indice élevé dans la gaine. Par soucis de clarté, nous allons tout d'abord faire l'étude d'un guide planaire, cas transcrit ensuite au guide 2D par Litchinitser et al. [43, 61, 62].

2.4.1 Guide planaire

Considérons dans un premier temps un guide multicouches dont l'indice de réfraction dépend d'une seule direction, représenté figure 2.9 (a). Ce guide est composé d'un empilement de couches d'indices n_1 (bas) et n_2 (haut), le coeur possédant l'indice n_1 de la gaine optique. La figure 2.9 (b) schématise le vecteur d'onde \vec{k}^1 , ainsi que sa composante longitudinale $\vec{\beta}^1$ et transverse \vec{k}_T^1 dans le coeur du guide ⁵. L'angle du vecteur \vec{k}^1 avec l'axe de propagation \vec{z} est noté α_1 . Le guidage d'un mode dans le coeur ne peut se faire que par construction interférentielle (suite aux multiples réflexions que subit l'onde). La condition d'interférence constructive dans le coeur est donnée par l'équation (2.1) :

$$k_T^1 \times a = m \times \pi \quad (2.1)$$

où m est un entier strictement positif ($m=1$ pour le mode fondamental), et a le diamètre du coeur.

Le vecteur \vec{k}_T^1 peut également s'écrire en fonction de l'angle α_1 :

$$k_T^1 = \frac{2\pi}{\lambda} \times n_1 \times \sin(\alpha_1) \quad (2.2)$$

La loi de Descartes en transmission permet d'évaluer le vecteur k_T^2 (passage dans la couche d'indice n_2), qui s'écrit :

$$k_T^2 = \frac{2\pi}{\lambda} \times \sqrt{(n_2^2 - n_1^2) + \frac{\lambda^2}{(2a)^2}} \quad (2.3)$$

Considérons maintenant la condition pour laquelle un mode sera résonant dans une couche d'indice de réfraction n_2 (indice haut) :

$$k_T^2 \times d = l \times \pi \quad (2.4)$$

⁵Tous ces vecteurs ont comme exposant i pour signifier qu'ils concernent le mode se propageant dans le milieu d'indice n_i ($i=1$ ou 2).

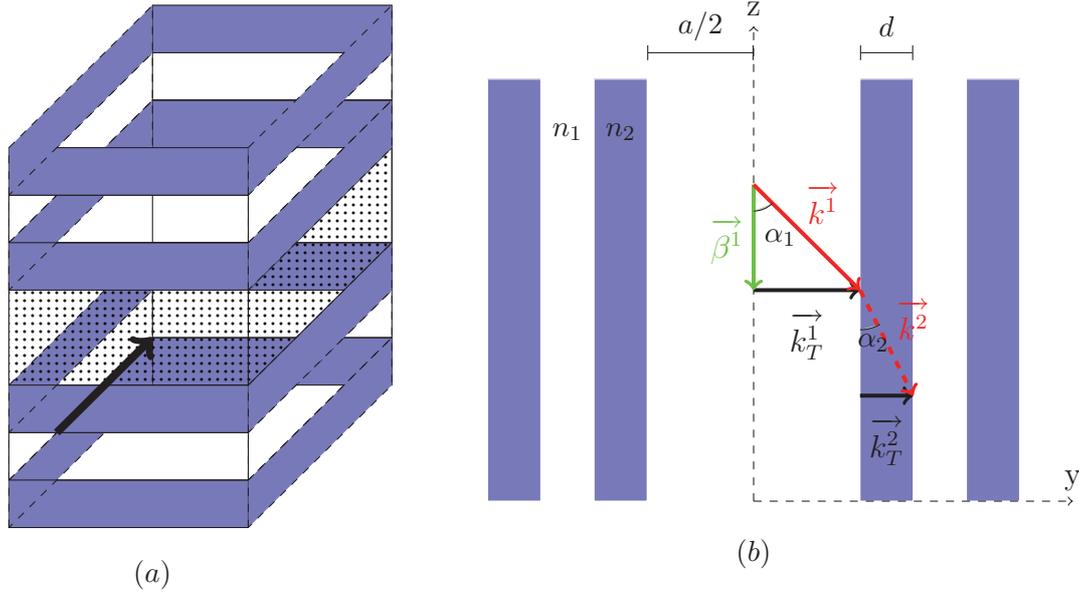


FIG. 2.9: (a) Guide d'onde plan en 3 dimensions composé d'une alternance de couches bas (n_1) et haut (n_2) indice. (b) Coupe d'indice de réfraction transverse. Le vecteur d'onde k est représenté dans le coeur ainsi que dans une couche haut indice comme la somme de k_T et β .

où d est le diamètre d'une couche haut indice, et l un entier supérieur à zéro. En utilisant la définition de l'angle α_2 , la condition d'interférences constructives dans cette couche de haut indice devient :

$$\frac{2\pi}{\lambda} \times n_2 \times \sin(\alpha_2) \times d = l \times \pi \quad (2.5)$$

L'équation (2.3) correspond alors à la condition de résonance du mode dans le coeur, alors que la relation (2.5) traduit la condition de résonance d'une couche d'indice haut n_2 . Nous remarquons qu'il n'y a généralement pas égalité entre ces deux équations pour k_T^2 , sauf pour certaines fréquences. En effet, pour chaque apparition d'un nouveau mode dans une couche d'indice haut n_2 , la fréquence normalisée V égale V_c [13] :

$$V_c = l \times \frac{\pi}{2} \quad (2.6)$$

où le paramètre V est équivalent, en guide planaire, à la fréquence normalisée définie au cours du chapitre 1 pour un guide cylindrique conventionnel (relation (1.17)) :

$$V = \frac{\pi d}{\lambda} \times \sqrt{(n_2^2 - n_1^2)} \quad (2.7)$$

A chaque fréquence de coupure, la condition d'interférences constructives de la couche d'indice haut n_2 devient :

$$n_2 \times \sin(\alpha_2) = \sqrt{(n_2^2 - n_1^2)} \quad (2.8)$$

La composante k_T^2 vaut alors :

$$k_T^2 = \frac{2\pi}{\lambda} \times \sqrt{(n_2^2 - n_1^2)} \quad (2.9)$$

Une égalité entre les deux composantes k_T^2 définies par les relations (2.3) et (2.9) est possible proche d'une fréquence de coupure V_c si le terme $\frac{\lambda^2}{(2a)^2}$ de l'équation (2.3) est négligeable. Cette hypothèse implique que le terme $\sin(\alpha_1) = \lambda/2n_1a$ soit très inférieur à l'unité [42], et entraîne un vecteur d'onde \vec{k}^1 rasant avec la couche de haut indice n_2 . Les deux vecteurs d'ondes k_T^2 (de l'onde provenant du coeur ainsi que celle provenant de la couche n_2) sont alors égaux⁶.

Pour chacune de leur fréquence de coupure, les couches haut indice seront alors en résonance avec le mode de coeur, et transmettront la lumière : le Perot-Fabry associé à une couche d'indice haut entourée de deux couches d'indice bas est alors en résonance (T=1). Les longueurs d'onde de coupure λ_c correspondent donc à la résonance de la couche d'indice n_2 avec le coeur, et sont alors données par la relation suivante [43] :

$$\lambda_m = \frac{2d}{m} \times \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (2.10)$$

où m est un entier strictement positif. A l'opposé, à l'anti-résonance, les différentes couches haut indice vont pouvoir réfléchir la lumière (Perot-Fabry en anti-résonance, T=0), et les longueurs d'onde associées correspondent à un guidage du mode dans le coeur. Ces longueurs d'onde d'anti-résonance sont données par l'équation suivante :

$$\lambda_l = \frac{4d}{2l+1} \times \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (2.11)$$

où l est un entier positif.

De plus, rappelons qu'aux fréquences de coupure du guide formé d'une couche haut indice entourée de deux couches d'indice bas, l'indice effectif du mode de la couche haut indice vaut celui de la matrice d'indice bas. Comme l'indice effectif n_{eff} du mode qui se propage dans le coeur du guide égalise l'indice de réfraction n_1 (hypothèse de l'angle

⁶Même sens, même direction et même norme.

rasant), et qu'aux fréquences de coupure, les couches haut indice supportent la propagation de mode d'indice n_1 , la gaine peut être assimilée à un matériau homogène d'indice n_1 : l'onde fuit à travers celle-ci.

Ce modèle est nommé modèle ARROW (Anti-Resonant Optical Waveguide), car pour propager la lumière dans le coeur du guide formé d'une couche d'indice bas, les conditions d'anti-résonance doivent être vérifiées pour les couches d'indice élevé. Ainsi, ce modèle analytique permet, connaissant les longueurs d'onde de coupure de ces couches haut indice, de déterminer la position spectrale des différentes bandes de transmission. Celles-ci ne dépendent alors que du diamètre des inclusions d et des deux indices de réfraction n_{haut} et n_{bas} .

2.4.2 Fibre à bandes interdites photonique en 2 dimensions

Ce raisonnement effectué sur un guide plan peut être transposé aux cas des guides à bandes interdites photoniques en 2 dimensions [62]. La condition d'anti-résonance des plots de haut indice dans la gaine doit alors être respectée pour propager la lumière dans le coeur du guide. A la résonance, l'onde lumineuse fuit à travers la gaine micro-structurée et aucun guidage dans le coeur n'est alors possible. Pour un plot cylindrique d'indice de réfraction élevé et pour de faibles angles d'incidence, cette condition de résonance est équivalente [61] à la coupure du mode de plot d'ordre le plus élevé :

$$J_l(k_T a) = 0 \tag{2.12}$$

où J_l est la fonction de Bessel d'ordre l . L'annulation de cette fonction conduit ainsi à déterminer toutes les fréquences de coupure (des différents modes propagatifs LP_{lm}) du guide conventionnel. Le tableau 2.1 récapitule les fréquences de coupure des premiers modes LP_{lm} pour un guide d'onde à profil d'indice de réfraction en créneau, ainsi qu'à profil parabolique ⁷ [63, 64] :

De plus, si la quantité $k_T^1 \times a$ est très supérieure à l'unité, Litchinitser et al. [61] montrent que les longueurs d'onde associées à une résonance avec les plots de haut indice,

⁷Le choix du profil parabolique est dû au fait que beaucoup de résultats expérimentaux seront consacrés dans ce manuscrit aux fibres BIP TS avec cette forme de profil d'indice dans les inclusions.

Indices (l,m)	V_c créneau	Indices (l,m)	V_c parabolique
(0,1)	0	(0,1)	0
(1,1)	2.405	(1,1)	3.52
(0,2), (2,1)	3.83	(0,2)	5.07
(3,1)	5.14	(2,1)	5.74
(1,2)	5.52	(1,2)	7.45
(4,1)	6.39	(3,1)	7.85
(0,3), (2,2)	7.01	(0,3)	9.16
(5,1)	7.6	(4,1)	9.9
(3,2)	8.42	(1,3)	11.42
		(5,1)	11.94

TAB. 2.1: Fréquences de coupure d'un guide d'onde conventionnel à profil d'indice de réfraction en créneau puis parabolique.

de diamètre d , peuvent être approximées par la relation simple suivante :

$$\lambda_m = \frac{2d\sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2}}{m + 1/2} \quad (2.13)$$

où m est un nombre entier positif ou nul. Le guidage par bandes interdites photoniques s'effectue alors entre ces fréquences de coupure, donc pour les fréquences d'anti-résonance. Les bandes interdites sont numérotées dans la nomenclature selon l'ordre d'apparition des différentes fréquences V_c : $0 < V < 2.405$ correspond à la première BIP, $2.405 < V < 3.83$ à la seconde, etc...⁸

Nous pouvons constater la validité de ce modèle sur le diagramme de bandes illustré figure 2.6, où l'indice effectif du mode fondamental confiné par bande interdites (lignes noires sous la ligne de verre horizontale) est bien compris, dans chaque bande interdite, entre les fréquences de coupure de chaque mode LP_{lm} (cercles)⁹. Ce modèle peut, de plus, être validé sur la transmission expérimentale figure 2.10 de la fibre référencée en [5]. Cette transmission est obtenue en injectant une lumière blanche dans le coeur de la fibre (voir description détaillée de la méthode expérimentale figure 5.23 du chapitre 5). Nous apercevons alors que les zones de transmission expérimentales (guidage par BIP) se situent bien entre les différentes fréquences de coupure d'une inclusion supposée isolée,

⁸Seuls les modes LP_{0m} et LP_{1m} sont pris en compte pour cette numérotation, comme décrit au cours du paragraphe 2.3 de ce chapitre.

⁹Ce diagramme est simulé pour une structure à profil d'indice de réfraction parabolique.

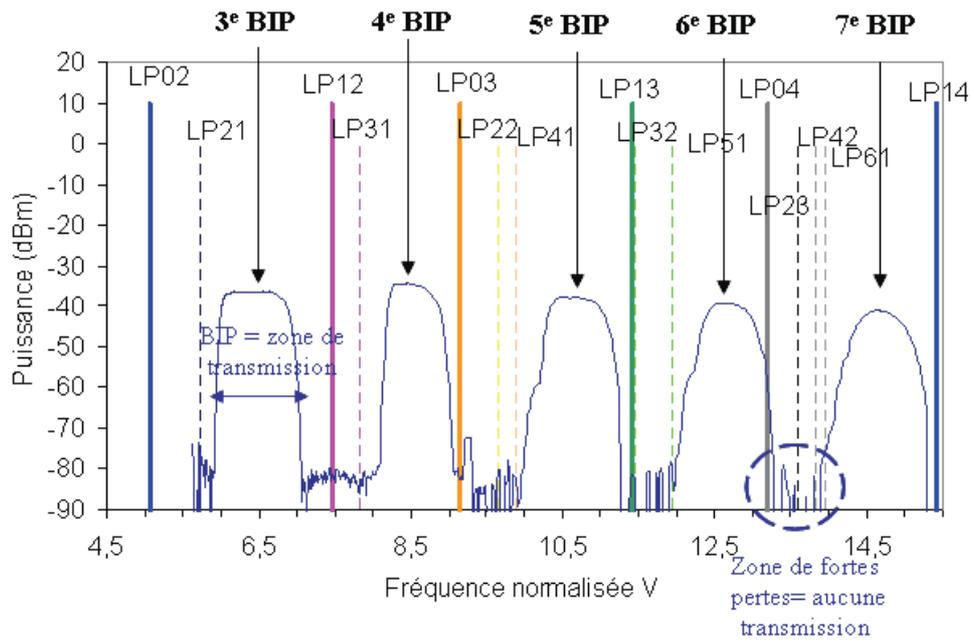


FIG. 2.10: Spectre de transmission expérimental pour une longueur de la fibre BIP TS nommée A de 4 mètres. Les zones hachurées correspondent aux longueurs d'onde de coupure des différents modes LP_{lm} d'un plot isolé.

représentées par les traits verticaux.

Des images représentant l'intensité lumineuse transverse du mode fondamental s'y propageant sont regroupées figure 2.11. Les longueurs d'onde sont de (a) 550 nm et (b) 585 nm, et sont associées à une propagation dans la 5^e BIP, alors que l'image (c) est prise dans l'infra-rouge à 1470 nm, et correspond à un guidage dans la 3^e BIP. Le mode fondamental est caractérisé par un profil d'intensité quasi-Gaussien dans le coeur, ainsi que par de multiples résonances typiques dans la première couronne de plots [5].

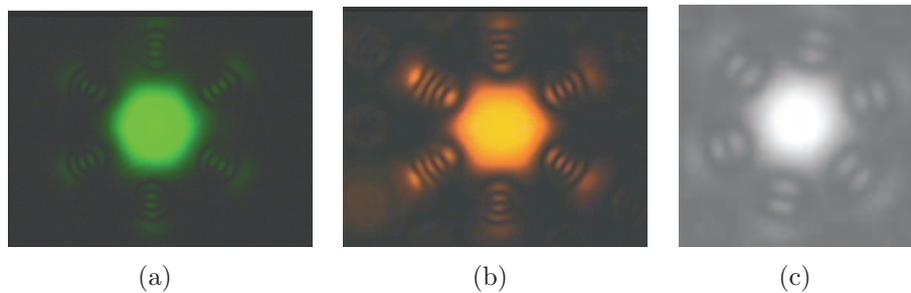


FIG. 2.11: Images du profil d'intensité transverse du mode fondamental confiné à (a) 550 nm (5^e BIP), (b) 585 nm (5^e BIP) et (c) 1470 nm (3^e BIP) dans la fibre A.

2.4.3 Limitation du modèle

La comparaison entre les transmissions expérimentales de différentes BIP et le modèle de l'ARROW, modèle analytique, met en évidence un accord satisfaisant entre fréquences de coupure des modes LP_{lm} d'un plot isolé et zones de fortes pertes de la fibre BIP TS 2D (figure 2.10). Pourtant, pour décrire le modèle de l'ARROW, l'hypothèse de l'angle rasant est employée (terme $\frac{\lambda^2}{(2a)^2}$ négligé dans l'équation (2.3)). L'indice effectif du mode de coeur est alors considéré comme égal à l'indice bas du matériau, alors qu'il est en réalité inférieur (voir chapitre 1). Renversez et al [59] proposent alors une amélioration de ce modèle analytique, et prédisent que les couplages entre modes de coeur et modes de plots sont en réalité des couplages entre modes de coeur et modes de plots guidés à fuite, c'est à dire sous leur fréquence de coupure V_c (n_{eff} inférieur à n_{silice}), les auteurs observant ce phénomène pour de large contraste d'indice de réfraction.

De plus, ce modèle analytique est basé sur les propriétés optiques d'une inclusion haut indice supposée isolée. Sa validité dépend donc du couplage existant entre les plots. Par exemple, comme discuté au cours du paragraphe 2.3, la figure 2.7 rapporte deux diagrammes de bandes obtenus pour deux couplages différents. Autour de la ligne de verre, cette figure montre que les bords de BIP autour de la ligne de verre s'éloignent des fréquences de coupure des modes LP_{lm} d'une inclusion isolée lorsque le rapport d/Λ augmente (couplage entre plots plus élevé), rendant ainsi approximatif le modèle de l'ARROW.

Finalement, la version simple du modèle de l'ARROW ne permet pas de distinguer l'impact des différents modes LP_{lm} d'une inclusion isolée sur les pertes. En effet, au cours du paragraphe 2.3 précédent, nous avons vu et interprété que certains modes LP_{lm} , pour lesquels le nombre azimutal est supérieur à l'unité, forment des bandes autorisées et ainsi des remontées de pertes mais qui sont très fines spectralement, comparées aux bandes associées aux modes LP_{0m} et LP_{1m} .

Conclusion de la première partie

Cette première partie introductive a permis, dans premier temps, de rappeler les notions, ainsi que les propriétés, de guidage par RTI (fibres conventionnelles à coeur de haut indice), RTIM (fibres micro-structurées air/silice à coeur de haut indice) et BIP (fibres micro-structurées à coeur de bas indice) en utilisant la notion de diagrammes d'indice effectif et plus généralement de diagrammes de bandes. Les principales propriétés des fibres BIP, à savoir une transmission sélective en longueur d'onde et une forte dispersion chromatique de vitesse de groupe ont été explicitées.

Au cours d'un bref historique, il est apparu que les fibres BIP 2D à très faible contraste d'indice de réfraction (de l'ordre du pourcent) n'ont été réalisées que très récemment (2005). En effet, une idée communément répandue était que le guidage efficace par BIP nécessitait un très fort contraste d'indice de réfraction entre les matériaux utilisés dans la gaine. Une fois cette contrainte levée, il a été possible de réaliser des fibres BIP à l'aide de silice et de silice dopée Germanium et d'atteindre ainsi des pertes raisonnables (inférieures à 20 dB/km) dès fin 2005. Il est alors devenu possible de combiner les avantages des fibres BIP (transmission par bandes et dispersion chromatique spécifique à ce type de guidage) aux bénéfices d'avoir une fibre toute solide, tel qu'un dopage du coeur actif (pour réaliser des lasers, amplificateurs...) ou passif (pour la photo-inscription de réseaux), une fabrication et des épissures facilitées, la possibilité de tirer simplement partie de la non linéarité du coeur (diffusion Raman ou Brillouin stimulée, propagation solitonique, mélange à quatre ondes...) etc. La méthode de fabrication dite de l'assemblage/étirage ('Stack and Draw') retenue pour la fabrication de ces fibres BIP 2D à faibles pertes a été brièvement décrite.

Nous avons également interprété, au moins en partie, le diagramme de bandes de ces fibres en termes d'oscillateurs couplés et de supermodes associés aux modes LP_{lm} des inclusions de haut indice. Ceci a permis notamment d'explicitier la réduction, en général, de la largeur spectrale des BIP lorsque le rapport d/Λ augmente, ainsi que la plus grande largeur spectrale des bandes autorisées associées aux modes LP_{0m} et LP_{1m} , ce qui a des

implications importantes quant aux propriétés des fenêtres de transmission de ces fibres. Finalement, le modèle de l'ARROW fut présenté, modèle qui associe la position spectrale des zones de fortes pertes du mode de coeur aux fréquences de coupure d'une inclusion de haut indice présente dans la gaine. Les limites de ce modèle furent brièvement discutées.

Deuxième partie

Mécanismes de pertes dans les fibres
toutes solides à bandes interdites
photoniques

La seconde partie de ce manuscrit est consacrée aux études de différentes sources de pertes présentes dans les fibres toutes solides (TS) 2D à guidage par bandes interdites photoniques. En effet, au début de ma thèse, ces fibres possédaient des pertes de propagation élevées (de l'ordre du dB/m en 2005 pour la référence [4]), qui limitaient leurs domaines d'applications. Ensuite ce niveau de pertes fut abaissé à environ 20 dB/km [5] par l'amélioration du processus de fabrication. Ces pertes restaient toutefois nettement supérieures aux pertes théoriques, ainsi qu'aux pertes obtenues dans le cas des fibres conventionnelles, et des fibres air/silice à guidage RTIM (0.14-0.18 dB/km).

C'est pourquoi il devient utile de comprendre les mécanismes de pertes dans ces fibres BIP TS 2D notamment dans le but de les diminuer. Pour cela, rappelons tout d'abord que les pertes totales (P_T) des fibres à cristal photonique proviennent de plusieurs sources :

- Pertes par manque de confinement (PC) du guide d'onde qui sont dues au nombre limité de couronnes composant la gaine optique
- Pertes par courbure (PCB), associées à un couplage d'énergie du mode confiné vers des modes de gaine induit par la courbure
- Pertes liées aux défauts transverses intervenant lors de l'étape de fabrication et conduisant à un profil d'indice de réfraction réel différent de celui prévu ($P_{def\ trans}$)
- Pertes introduites par des couplages lors de la propagation du mode de coeur vers des modes de gaine, induits par des variations longitudinales de la structure ($P_{def\ long}$)
- Pertes liées à la contamination du verre par des impuretés lors du processus de fabrication, notamment par des liaisons hydroxyles (P_{conta})
- Pertes intrinsèques aux matériaux massifs utilisés telles que la diffusion Rayleigh ou les bandes d'absorptions (P_{intra})
- Pertes dues à la rugosité aux interfaces air/silice - silice pure/silice dopée (P_{interf})

Les pertes totales peuvent être approximées par la somme :

$$P_T \simeq PC + PCB + P_{def\ trans} + P_{def\ long} + P_{conta} + P_{intra} + P_{interf}$$

Tout au long de cette seconde partie, seules les pertes par confinement, par courbure puis dues aux défauts transverses seront analysées. Plus précisément, au cours du chapitre 3, seront tout d'abord étudiées les tendances simples d'évolution des pertes par confine-

ment de fibres BIP TS 2D. Cette étude sera effectuée pour plusieurs structures de fibres idéales supposées droites, à maille triangulaire. Les influences des différents paramètres constituant la gaine optique, tels que le rapport d/Λ , le contraste d'indice de réfraction Δn et le nombre de couronnes, seront exposées. Les tendances d'évolution qui en seront déduites sont utiles pour le design de fibres à faibles pertes par confinement pour des applications bien spécifiques.

Le chapitre 4 sera quant à lui consacré à l'étude numérique d'une autre source de pertes : les défauts de fabrication. En effet, au cours de cette étape, des défauts transverses de position, du diamètre des plots ainsi que de l'indice de réfraction peuvent apparaître et briser la périodicité de la gaine micro-structurée. L'étude proposée quantifiera l'impact de tels défauts sur les pertes par confinement de la fibre BIP TS dénommée A. Cette analyse possède alors un double intérêt : connaître les degrés de tolérance sur les différents paramètres de la structure nécessaires à l'étape de fabrication et comprendre l'importance de la périodicité de la gaine micro-structurée pour le guidage de la lumière dans ce type de fibre.

Le dernier chapitre de cette seconde partie portera sur l'analyse expérimentale ainsi que numérique des pertes par courbure, qui seront étudiées en fonction des différents paramètres opto-géométriques composant la gaine optique. Ce chapitre rapportera finalement le développement et la caractérisation d'une nouvelle structure de fibre BIP 2D à coeur solide, impliquant une réduction à la fois des pertes par confinement et par courbure.

Pour réaliser ces différentes études numériques, plusieurs outils appropriés seront employés pour déterminer la constante de propagation complexe $\tilde{\beta}$. Cette grandeur physique est en effet directement liée à l'indice effectif complexe du mode considéré, par la relation :

$$\tilde{\beta} = \frac{2\pi}{\lambda} \times n_{eff} \quad (2.14)$$

avec

$$n_{eff} = n_{eff \text{ reel}} + i \times n_{eff \text{ imaginaire}} \quad (2.15)$$

La partie imaginaire de l'indice effectif $n_{eff \text{ imaginaire}}$ donne alors accès aux pertes par confinement en dB/km selon la formule suivante :

$$Pertes(dB/km) = \frac{2 \times \pi}{\lambda} \times \frac{20}{\ln(10)} \times n_{eff \text{ imaginaire}} \quad (2.16)$$

Le logiciel CUDOS [65], basé sur la méthode multipolaire [66,67] (voir annexe 1), sera souvent utilisé pour modéliser des structures de fibres à profil d'indice de réfraction en créneau, constituées d'inclusions parfaitement circulaires. Ce logiciel présente des temps de calculs relativement courts (grâce notamment à l'implémentation des propriétés de symétries C_{6v} de la fibre), ainsi qu'une bonne précision numérique des indices effectifs complexes et ne requiert pas l'ajout de couches parfaitement absorbantes (PML). Cependant, la précision numérique de ce logiciel est limitée en partie d'indice imaginaire $n_{\text{eff imaginaire}}$ à environ 1.10^{-15} ¹⁰, et ne permet pas de prendre en compte la courbure de la fibre, ni les défauts de fabrication. Pour cela, le logiciel COMSOL [69], basé sur une méthode vectorielle d'éléments finis (MEF, annexe 1), sera privilégiée. L'ajout d'une PML donne alors accès aux pertes par confinement, et permet de modéliser n'importe quel profil d'indice de réfraction (même issu d'une photographie), tel qu'un profil parabolique, ainsi que la présence de défauts transverses et de la courbure. Finalement, l'obtention de diagrammes de bandes s'effectuera à l'aide du logiciel MPB [70], du MIT (annexe 1), basé sur une méthode numérique classique de décomposition en ondes planes.

¹⁰Outre le logiciel CUDOS, la méthode multipolaire permet d'atteindre une meilleure précision numérique [68].

Chapitre 3

Pertes par confinement d'une structure de fibre idéale

3.1 Introduction

Ce premier chapitre de la partie consacrée aux mécanismes de pertes des fibres BIP TS 2D, est entièrement consacré aux pertes de confinement de fibres parfaitement périodiques et droites. Ainsi toutes les inclusions haut indice de la gaine seront identiques : même profil d'indice de réfraction Δn , même diamètre d et parfaitement agencées sur un réseau périodique (même pas du réseau Λ). Lorsque l'un des paramètres optogéométriques sera modifié, la variation sera appliquée à l'ensemble des plots. Il paraît évident que de telles fibres sont difficilement réalisables (défauts transverses introduits lors de l'étape de fabrication), mais la compréhension des mécanismes de guidage impliqués dans ce type de guide en sera d'autant plus simplifiée.

Après avoir rappelé l'origine des pertes par confinement dans les fibres conventionnelles et micro-structurées air/silice à guidage RTIM, plusieurs études numériques permettront d'interpréter et de quantifier l'influence des paramètres composant la fibre micro-structurée sur ces pertes.

3.2 Origine : effet tunnel optique

3.2.1 Fibre conventionnelle

Introduite chapitre 1, une fibre conventionnelle est constituée de deux matériaux homogènes différents, définissant le coeur optique d'indice de réfraction n_{coeur} , et la gaine optique, d'indice de réfraction n_{gaine} inférieur à l'indice n_{coeur} . Le mécanisme de guidage

peut alors s'interpréter comme étant du à de multiples réflexions internes à l'interface coeur/gaine, réflexions qui sont totales (et non frustrées, la gaine étant de dimension infinie). L'indice effectif des modes confinés est alors compris entre l'indice de réfraction de ces deux milieux, comme discuté chapitre 1.

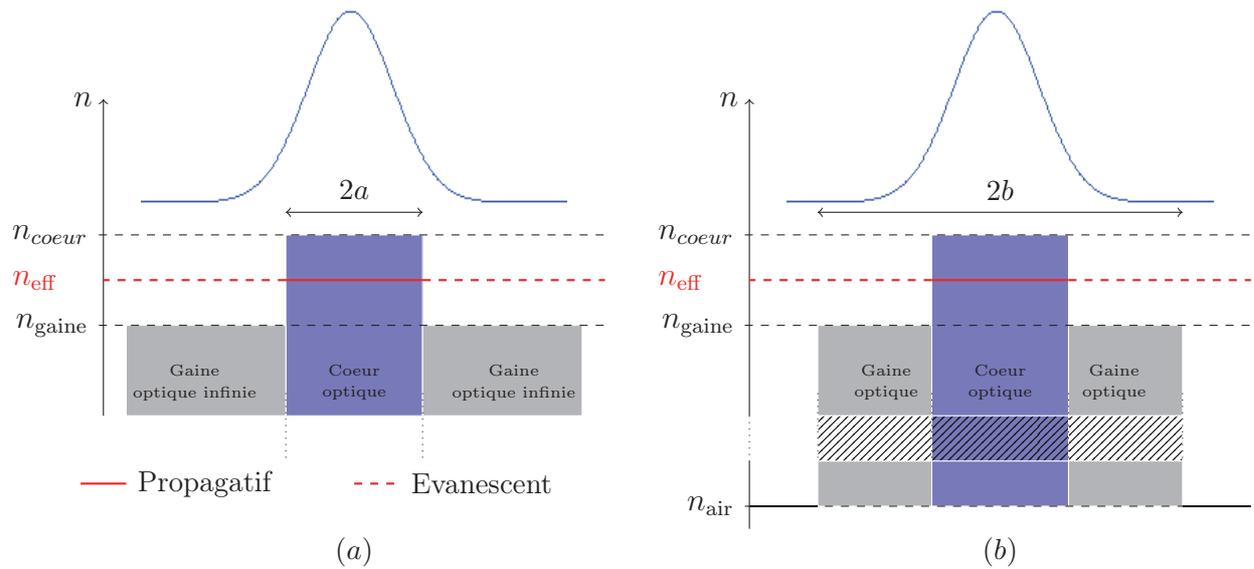


FIG. 3.1: Coupes d'indice de réfraction d'une fibre conventionnelle (a) à gaine de silice infinie, (b) entourée d'air. Les zones blanches correspondent à une propagation interdite, et n_{eff} l'indice effectif d'un mode confiné : $n_{\text{gaine}} < n_{\text{eff}} < n_{\text{coeur}}$

La figure 3.1 (a) schématise une coupe transverse d'indice de réfraction, à longueur d'onde fixe, d'une fibre conventionnelle dont la gaine est de dimension supposée infinie (a étant le rayon du coeur). Pour cette structure, le champ électrique (et magnétique) transverse est oscillant dans la région du coeur selon la fonction de Bessel J_0 , puis évanescence dans la gaine selon la fonction K_0 pour tendre vers zéro à l'infini. L'hypothèse de la gaine infinie implique une constante de propagation longitudinale β réelle (et donc un indice effectif réel), et induit aucune perte par confinement des modes confinés. Loin du coeur, pour $W \times r/a$ nettement supérieur à 2, la décroissance du champ \vec{E} peut s'approximer par [71] :

$$E \propto \sqrt{\frac{a}{Wr}} \times \exp\left(-\frac{Wr}{a}\right) \quad (3.1)$$

avec

$$W = \sqrt{V^2 - U^2} \quad (3.2)$$

où V est la fréquence normalisée définie équation (3.3) :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad (3.3)$$

et

$$U = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{eff}}^2} \quad (3.4)$$

$$W = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad (3.5)$$

r étant la distance au centre de la fibre ¹, et a le rayon du coeur. Les paramètres U et W sont nommés dans la littérature constantes de propagation transverses normalisées dans coeur et dans la gaine, respectivement.

Physiquement, la gaine optique de la fibre conventionnelle est forcément de taille finie. Le profil d'indice de réfraction d'une telle structure placée dans l'air ambiant est schématisé figure 3.1 (b), où b est le rayon externe de la gaine optique. L'indice effectif du mode confiné étant supérieur à l'indice de l'air, les champs \vec{E} et \vec{H} vont également être évanescents dans ce nouveau milieu. La constante de propagation β est dans ce cas toujours réelle. Toutefois, des modes de gaine, caractérisés par un indice effectif compris entre les indices de réfraction de la gaine et de l'air, vont pouvoir être confinés par le mécanisme de réflexion totale interne à l'interface air/gaine. De plus, la conception d'une fibre conventionnelle schématisée en 3.1 (b) la rendrait beaucoup trop fragile aux contraintes extérieures. L'interface air/gaine est donc entourée d'une gaine supplémentaire en polymère (voir figure 3.2 (a) en bleu clair), d'indice de réfraction supérieur à celui du coeur. Son rôle est double :

- Limiter l'impact des contraintes externes appliquées à la fibre (guide plus résistant) : intérêt mécanique
- Permet de coupler l'énergie des modes de gaine présents à l'injection dans la fibre vers cette gaine en polymère, et donc de supprimer leur propagation longitudinale dans le guide (qui est néfaste pour de nombreuses applications) : intérêt optique

L'indice de réfraction du polymère étant supérieur à celui du coeur, les modes confinés d'indice effectif $n_{\text{gaine}} < n_{\text{eff}} < n_{\text{coeur}}$ se couplent (zones pointillées) aux points A_1 et A_2 vers la gaine mécanique ², l'onde lumineuse redevenant propagative au-delà de ces deux points.

¹La fibre conventionnelle est à symétrie cylindrique.

²En termes de réflexions totales internes, celles-ci deviennent frustrées, une partie de l'énergie pouvant fuir par effet tunnel optique vers la zone de haut indice que constitue le polymère.

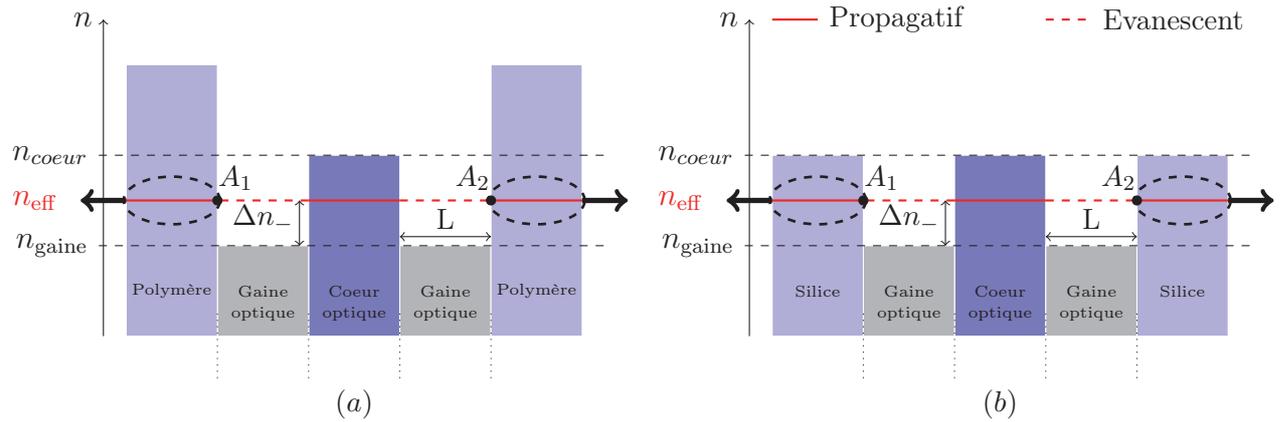


FIG. 3.2: Coupes d'indice de réfraction, à λ fixé, d'une fibre conventionnelle (a) entourée d'un polymère d'indice supérieur à n_{coeur} , (b) dite 'W' (gaine externe de silice).

Ce couplage d'énergie engendre une constante de propagation longitudinale β complexe, et donc des pertes, dites par confinement (PC)³.

Ces pertes par confinement vont alors évidemment dépendre de la valeur de l'intensité lumineuse couplée aux points A_1 et A_2 à l'interface gaine optique/gaine externe, et donc de :

- (i) la largeur de la gaine optique notée L
- (ii) du taux de décroissance du champ dans la gaine optique

Pour le point (i), si le rayon b de la gaine optique augmente, les pertes par confinement vont diminuer grâce à la baisse exponentielle des champs \vec{E} et \vec{H} aux points A_1 et A_2 : la relation (3.1) montre en effet que le champ \vec{E} décroît de façon exponentielle avec le rapport $-W \times b/a$. Les fibres conventionnelles possèdent un rayon externe suffisamment grand par rapport au rayon de coeur et à la longueur d'onde pour que les pertes par confinement du mode fondamental soient complètement négligeables devant les autres sources de pertes, telles que la diffusion Rayleigh aux courtes longueurs d'onde et l'absorption infra-rouge aux grandes longueurs d'onde.

De façon plus précise, le facteur $W \times b/a$ de la relation (3.1) peut également s'écrire [71] :

$$W \times \frac{b}{a} = \frac{2\pi b}{\lambda} \times \sqrt{n_{eff}^2(\lambda) - n_{gaine}^2} \simeq \frac{2\pi b}{\lambda} \times \sqrt{2\Delta n_-(\lambda) \cdot n_{gaine}(\lambda)} \quad (3.6)$$

où Δn_- est la différence d'indice entre le mode confiné et l'indice de réfraction de la gaine optique (dénotée figures 3.2). Cette expression montre que les pertes par confine-

³Ou par manque de confinement

ment d'une fibre conventionnelle vont diminuer lorsque la largeur de la gaine optique b augmente. De plus, comme nous l'avons vu au cours du chapitre 1, l'indice effectif du mode confiné ainsi que Δn_- (l'indice n_{gaine} étant fixé) croient lorsque la longueur d'onde diminue. Il s'ensuit une augmentation du taux de décroissance du champ dans la gaine (et donc une diminution des pertes) lorsque la longueur d'onde diminue (intensité couplée aux points A_1 et A_2 plus faible). La relation (3.6) met également en évidence l'effet de la taille du coeur sur les pertes : pour une augmentation du paramètre a , l'indice effectif du mode confiné tend vers l'indice de réfraction du matériau constituant le coeur, ce qui augmente la quantité Δn_- . Il s'ensuit alors comme décrit précédemment une diminution des pertes par confinement.

Notons finalement l'existence de fibre optique conventionnelle dite 'W', dont le profil d'indice de réfraction est illustré figure 3.2 (b). L'appellation 'W' provient de la présence d'une gaine optique interne de bas indice, entourée d'une gaine de silice. Ces fibres offrent alors un degré de liberté supplémentaire par rapport aux fibres conventionnelles précédentes, et permettent notamment d'obtenir des valeurs de dispersion chromatique de vitesse de groupe plus faibles sur une plus grande gamme spectrale (utile notamment pour les systèmes multiplexés) [72]. Celles-ci possèdent des pertes par confinement qui ne sont pas négligeables devant les autres sources de pertes (comme la diffusion Rayleigh), le rayon de gaine b étant inférieur à celui des fibres conventionnelles classiques.

3.2.2 Fibre micro-structurée air/silice à guidage RTIM

Présentées chapitre 1, les FCP air/silice à guidage par RTIM sont constituées d'un coeur optique solide (d'indice de réfraction n_{haut}) et d'une gaine micro-structurée de silice comportant des trous d'air (d'indice n_{bas}) formant la gaine optique (figure 3.3). L'équivalence entre une telle structure et une fibre conventionnelle fut relatée paragraphe 1.3.3.1, toutes deux caractérisées par une gaine optique infinie. Pour décrire la majorité de leurs propriétés optiques, la gaine micro-structurée est en effet assimilée à une gaine homogène d'indice effectif n_{FSM} . Pourtant, l'assemblage micro-structuré (d'une fibre à coeur haut ou bas indice) est généralement entouré d'une gaine externe de silice pure, comme le montre

la figure 3.3, insérée au cours de l'étape de manchonnage (figure 2.3 (b) de la méthode 'Stack and Draw').

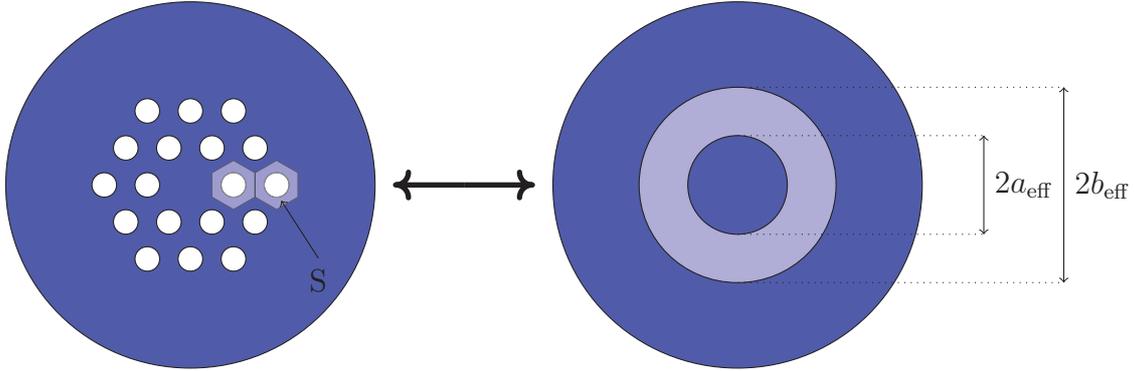


FIG. 3.3: Equivalence entre une FCP air/silice à guidage RTIM et une fibre à saut d'indice dite 'W'.

La gaine optique périodique de la FCP possède une extension finie, dûe au nombre limité de couronnes d'air la composant. Ce nombre N délimite la largeur de la gaine, notée L (figure 3.4). Comme détaillé au cours du paragraphe précédent, la supériorité de l'indice de réfraction de la gaine externe de silice par rapport aux modes confinés engendre des pertes de confinement par effet tunnel optique vers la gaine externe.

Dans la littérature, l'équivalence entre une fibre micro-structurée air/silice et une fibre dite 'W', décrite figure 3.2 (b), fut montrée [73]. Les paramètres optogéométriques équivalents, tels que le rayon effectif du coeur (a_{eff}) et de la gaine (b_{eff}), sont donnés par les relations suivantes :

$$a_{eff} = \frac{\Lambda}{\sqrt{3}} = 0.5773\Lambda \quad (3.7)$$

$$\pi(b_{eff}^2 - a_{eff}^2) = S \sum_{I=1}^N 6I, \text{ avec } S = \frac{\sqrt{3}}{2}\Lambda^2 \quad (3.8)$$

N étant le nombre d'anneaux de trous de la fibre micro-structurée, et S la surface de la cellule élémentaire définie figure 3.3. Koshiha et al. [74] ont montré également que le coefficient d'atténuation α du mode fondamental se propageant dans une telle structure suit alors la loi suivante :

$$2\alpha = \frac{2\lambda U^3 W}{n_{eff} a_{eff}^2 V^4 K_1^2(W)} \times \exp\left(-\frac{2b_{eff} W}{a_{eff}}\right) \quad (3.9)$$

$$\alpha_{dB} = 8.686 \times \alpha \quad (3.10)$$

K_1 est la fonction de Bessel de premier ordre, U , V et W étant définis paragraphe 3.2.1 pour une fibre conventionnelle ⁴. Nous remarquons une dépendance exponentielle des pertes par confinement, où le terme $-2b_{\text{eff}}W/a_{\text{eff}}$ est similaire à notre discussion précédente sur les fibres conventionnelles, section 3.2.1. Notons que ce terme est proportionnel à la quantité :

$$W \times \frac{b_{\text{eff}}}{a_{\text{eff}}} \propto g \times \sqrt{\Delta n_-(\lambda) \cdot n_{\text{FSM}}(\lambda)} \times \frac{\Lambda}{\lambda} \quad (3.11)$$

où g est un coefficient de proportionnalité augmentant avec le nombre de couronnes, et qui peut être déduit des relations (3.7) et (3.8).

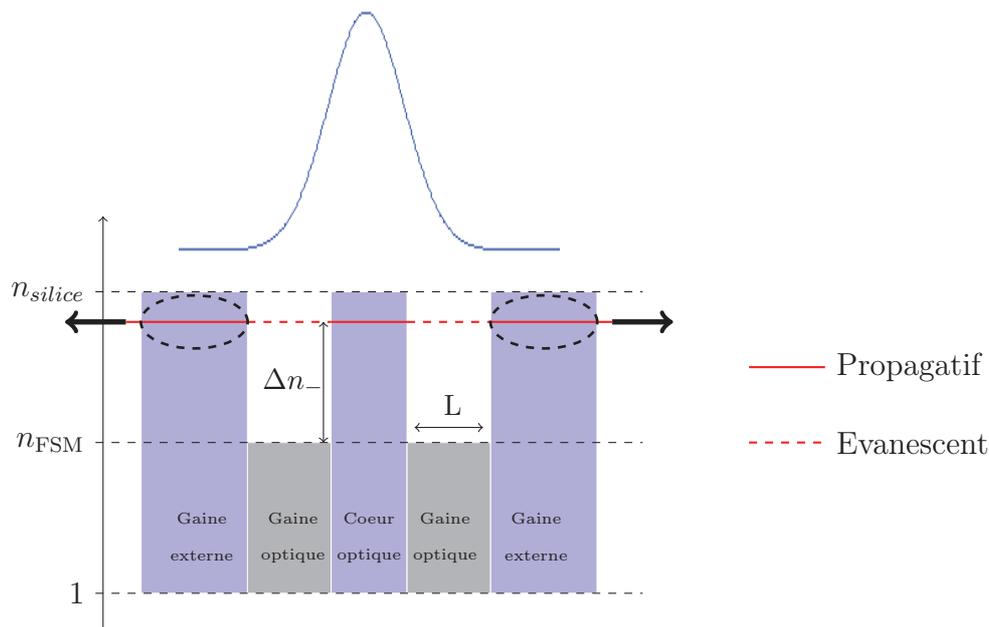


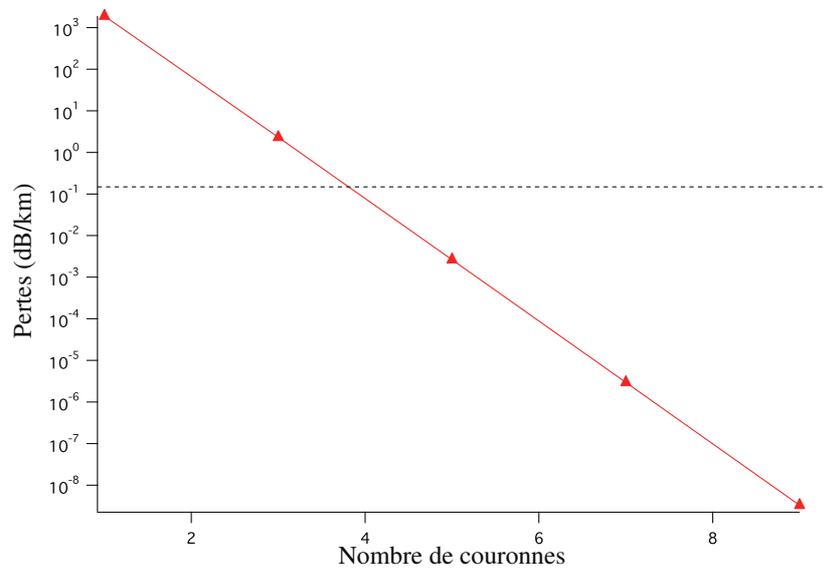
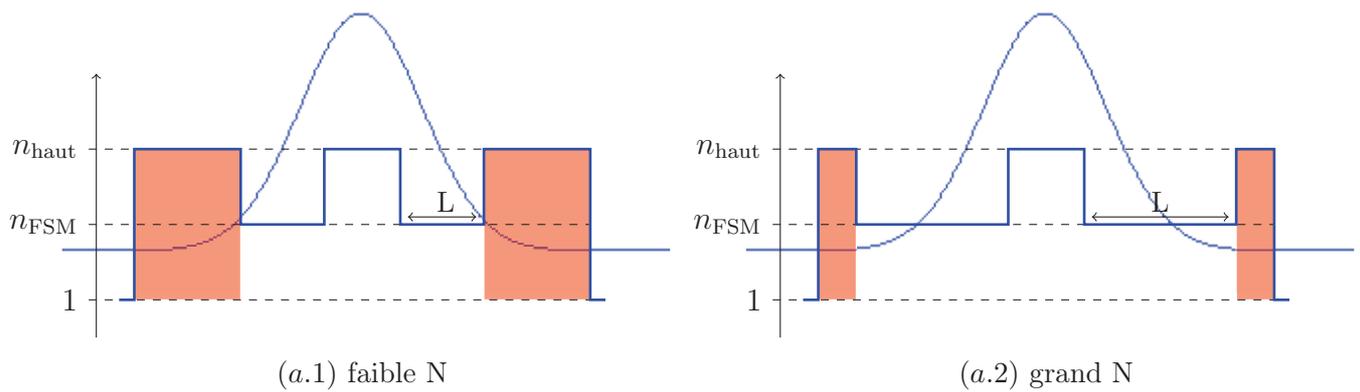
FIG. 3.4: Coupe d'indice effectif, à λ fixé, d'une FCP air/silice à guidage RTIM. Zones blanches : propagation interdite ; bleues : autorisée dans la silice ; grises : autorisée dans la gaine optique.

Par analogie à une fibre standard, les pertes de confinement d'une FCP à guidage RTIM peuvent être diminuées soit en augmentant la quantité Δn_- (pour croître le taux de décroissance des champs \vec{E} et \vec{H} dans la gaine), soit en éloignant du coeur l'égalité d'indice effectif entre le mode confiné et la gaine externe, c'est à dire en augmentant la largeur de la gaine micro-structurée L , proportionnelle au facteur $g \times \Lambda$ de l'équation (3.11). De plus, comme pour une fibre 'W', les pertes peuvent être importantes et représenter un facteur limitatif si la largeur L de la gaine optique est trop faible. Les paragraphes

⁴voir paragraphe précédent en remplaçant le terme n_{gaine} par l'indice effectif de gaine n_{FSM} dans la relation (3.5) et le rayon de coeur a par son équivalent a_{eff} .

suivants proposent une analyse évolutive des pertes de confinement selon les différents paramètres constituant la fibre micro-structurée :

- Le nombre de couronnes N
- La taille du coeur
- Le rapport d/Λ
- Le rapport Λ/λ



(b)

FIG. 3.5: Evolution spatiale du profil d'intensité du mode fondamental confiné dans une FCP à coeur haut indice (RTIM) pour (a.1) un faible nombre de couronnes, (a.2) un grand N . (b) Evolution des pertes par confinement (en dB/km) pour différent N : $\Lambda = 10 \mu m$ et $d/\Lambda = 0.3$, $\lambda = 1.5 \mu m$. La ligne pointillée horizontale fixe, à titre indicatif, la valeur minimale de pertes atteinte dans ce type de fibre.

Nombre de couronnes de confinement Pour une structure de fibre donnée (rapports Λ/λ et d/Λ invariant), la manière la plus intuitive de diminuer les pertes est d'augmenter

le nombre de couronnes de confinement N dans la gaine [75], et ainsi le paramètre g de l'équation (3.11). La figure 3.5 (a) schématise l'accroissement de la largeur L de la gaine avec N , et ainsi la diminution du couplage d'énergie entre le mode fondamental et la gaine externe. Cette schématisation est confirmée figure 3.5 (b) illustrant le coefficient α (en dB/km) obtenu par les relations (3.3) à (3.9), où l'indice effectif du mode confiné a été obtenu par les relations données en référence [76] dans le cas d'un pas du réseau Λ égal à $10 \mu\text{m}$ et d'un rapport d/Λ de 0.3. Nous observons bien une diminution des pertes lorsque N croît, de 1900 dB/km ($N = 1$) à 3.10^{-9} dB/km ($N=9$) pour une longueur d'onde de $1.5 \mu\text{m}$, ce qui correspond à une réduction des pertes d'un facteur 28 à chaque ajout d'une couronne supplémentaire.

Taille du coeur optique Après avoir augmenté la taille de la gaine optique pour diminuer les pertes, intéressons nous maintenant à l'effet de la taille du coeur optique sans modifier la largeur de la gaine, en variant le nombre d'inclusions omises, pris égal à un jusqu'ici. Les rapports Λ/λ et d/Λ sont aussi conservés. Le nombre d'inclusions d'indice bas omises est pris égal à 1, 7 puis 19. Le nombre de couronnes N de trous constituant la gaine est pris constant et égal à 2. Les résultats numériques ($\Lambda = 10 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.5$)⁵, associés à l'indice effectif réel du mode fondamental et de ses pertes par confinement (dB/km), sont présentés figures 3.6 pour les 3 types de structure.

La figure 3.6 (a) démontre l'augmentation de l'indice effectif n_{eff} , quelque soit Λ/λ , avec le nombre d'inclusions omises, le mode confiné s'étalant davantage dans la silice du coeur. Cette élévation de n_{eff} induit une augmentation de la quantité Δn_- , définie figure 3.4 pour une fibre à guidage RTIM, quantité intervenant dans l'expression (3.11), où les autres paramètres g , Λ/λ et $n_{\text{FSM}}(\lambda)$ sont constants pour une longueur d'onde donnée. L'évolution des pertes, figure 3.6 (b), est alors en bon accord avec cette dernière observation : augmenter la taille de coeur revient à croître le contraste d'indice effectif entre le mode de coeur et l'indice effectif de gaine n_{FSM} , ce qui diminue l'effet tunnel optique.

⁵Ces résultats numériques sont obtenus par le logiciel CUDOS.

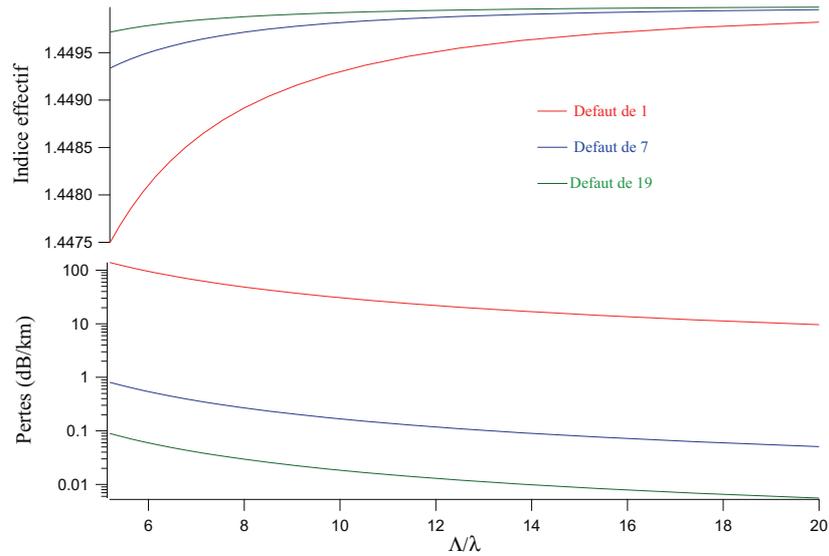


FIG. 3.6: Evolution spectrale (haut) de l'indice effectif réel (bas), des pertes par confinement (dB/km), pour une fibre air/silice à guidage RTIM ($n_{\text{haut}}=1.45$, $n_{\text{bas}}=1$) : $\Lambda=10 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.5$, $N=2$. Le coeur optique est formé par l'omission de 1 (courbure rouge), 7 (bleue) et 19 (verte) inclusions d'indice bas.

Une possibilité d'interprétation géométrique de la baisse des pertes de confinement lorsque la taille de coeur augmente, est de prendre en compte le vecteur d'onde transverse \vec{k}_T , défini figure 3.7. Comme l'indice effectif du mode confiné augmente avec la taille du coeur vers l'indice de réfraction du coeur en silice, la composante longitudinale $\beta = k \times n_{\text{eff}}$ ⁶ suit la même évolution, ce qui a pour conséquence directe une diminution de la composante \vec{k}_T ($\vec{k} = \vec{\beta} + \vec{k}_T$), et ainsi de l'angle θ . Le vecteur d'onde \vec{k} devient davantage rasant avec l'interface coeur/gaine, ce qui limite le nombre de rebonds effectués sur cette interface. Comme les pertes par confinement y sont engendrées par de multiples réflexions, diminuer ce nombre de rebonds du rayon lumineux contribue à baisser cette source de pertes.

Rapport d/Λ Modifier le rapport d/Λ , à Λ/λ et N constant, revient à modifier l'indice n_{FSM} de la gaine. En effet, augmenter ce rapport fait croître le taux de remplissage f d'air dans la gaine (relation 1.14 chapitre 1), ce qui fait diminuer rapidement l'indice n_{FSM} . Ceci est mis en évidence figure 3.8 (c). L'indice effectif du mode confiné suit alors la même évolution et décroît pour une hausse du rapport d/Λ , mais moins rapidement que l'indice de gaine n_{FSM} . La figure 3.8 (c) démontre bien l'élévation avec le rapport d/Λ

⁶ $k=2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde défini chapitre 1.

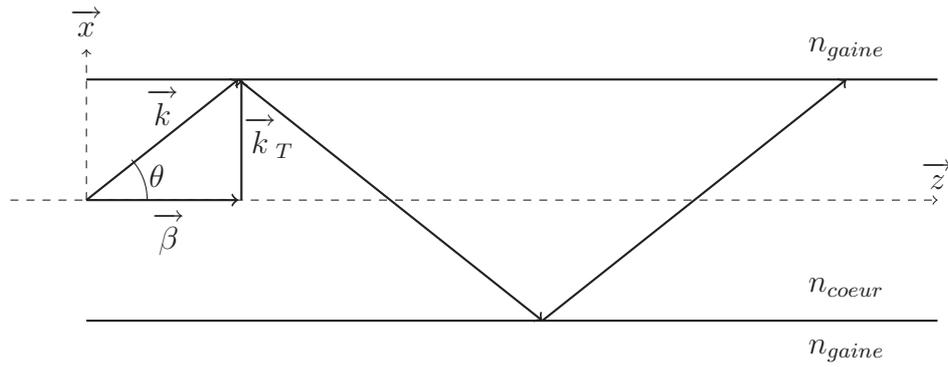


FIG. 3.7: Coupe longitudinale d'une fibre à guidage par l'indice.

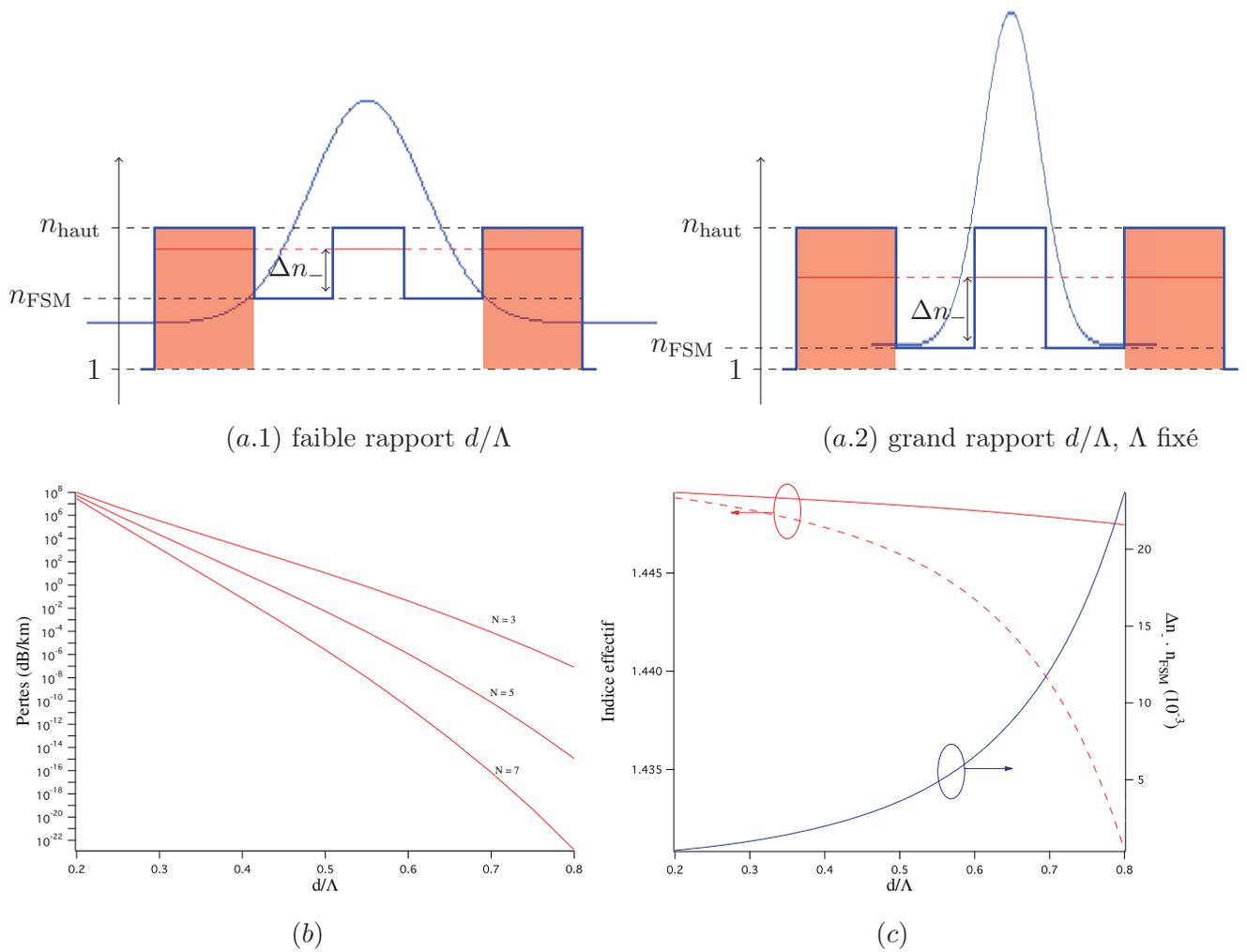


FIG. 3.8: Evolution spatiale du profil d'intensité du mode fondamental confiné dans une FCP RTIM pour une augmentation de (a.1) vers (a.2) du rapport d/Λ , à Λ/λ fixé. (b) Evolution des pertes par confinement (en dB/km) ainsi que (c) des indices effectif n_{eff} (courbe rouge pleine) et n_{FSM} (courbe rouge pointillée) selon le rapport d/Λ ($\Lambda = 2 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$, $N=3$). Le produit $\Delta n_- \cdot n_{\text{FSM}}$ est également représenté en (c) (courbe bleue).

de la quantité $\Delta n_{-} \cdot n_{FSM}$ (courbe bleue), intervenant dans l'expression (3.11). Ceci est schématisé figure 3.8 (a), où la décroissance de l'intensité dans la gaine optique est plus rapide. Ces observations se trouvent confirmées par les simulations présentées figure 3.8 (b), issues de la relation analytique (3.9), où un accroissement du rapport d/Λ s'ensuit bien d'une diminution des pertes par confinement [75, 77] : de $96 \cdot 10^7$ dB/km à $8 \cdot 10^{-8}$ dB/km pour respectivement $d/\Lambda = 0.2$ et 0.8 ($N = 3$).

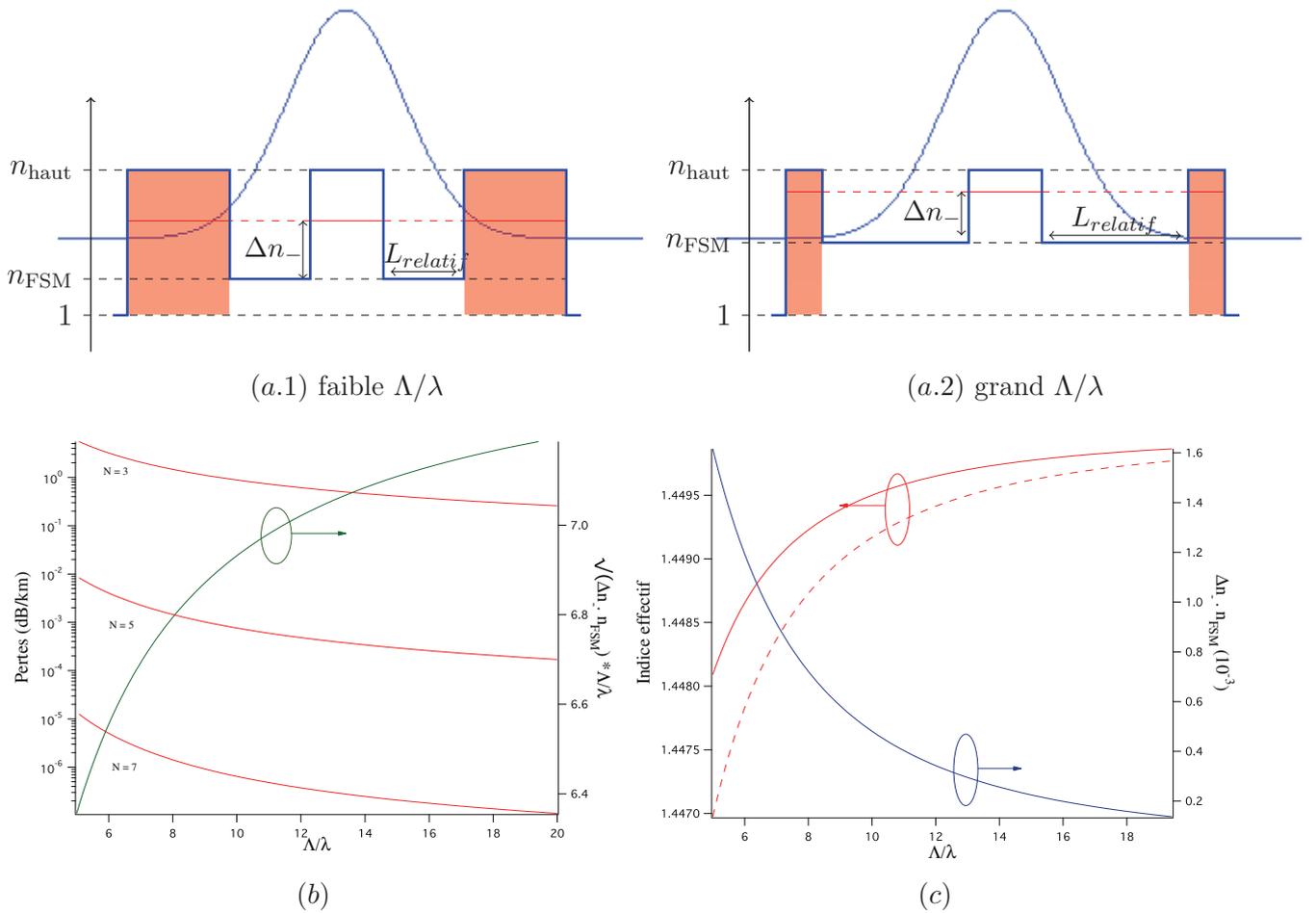


FIG. 3.9: Evolution spatiale du profil d'intensité du mode fondamental confiné dans une FCP RTIM pour une augmentation de (a.1) vers (a.2) du rapport Λ/λ . (b) Evolution des pertes par confinement puis (c) de l'indice effectif du mode confiné (courbe rouge pleine) et de la gaine (courbe rouge pointillée) selon Λ/λ : $\Lambda = 10 \mu m$ et $d/\Lambda = 0.3$. Le produit $\Delta n_{-} \cdot n_{FSM}$ est également représenté en (c) (courbe bleue), alors que la quantité $\sqrt{\Delta n_{-} \cdot n_{FSM}} \times \Lambda/\lambda$ est reportée sur la figure (b).

Rapport Λ/λ Enfin, étudions l'influence du pas de la micro-structure normalisé à la longueur d'onde, pour un rapport d/Λ et un nombre de couronnes N fixés [73]. Le rapport Λ/λ est relié à la largeur de la gaine optique L ainsi qu'à la taille du coeur par rapport à la

longueur d'onde, et intervient dans l'expression (3.11). De plus, modifier ce rapport (soit par le pas du réseau ou soit par la longueur d'onde) implique également une modification de l'indice effectif de gaine n_{FSM} , et de l'indice effectif du mode confiné, soit une variation de la quantité $\Delta n_{-} \cdot n_{\text{FSM}}$, aussi présente dans la relation (3.11).

La figure 3.9 (c) montre ainsi l'augmentation plus rapide de l'indice n_{FSM} de gaine avec le rapport Λ/λ , que de l'indice effectif n_{eff} du mode confiné. Ceci entraîne alors une diminution de la quantité $\Delta n_{-} \cdot n_{\text{FSM}}$, ce qui devrait augmenter les pertes par confinement.

Par contre, la largeur relative de la gaine optique augmente avec le rapport Λ/λ , ce qui devrait diminuer les pertes.

Ainsi, lorsque le rapport Λ/λ varie, les deux quantités $\Delta n_{-} \cdot n_{\text{FSM}}$ et Λ/λ apparaissant dans la relation (3.11) ont une influence opposée sur le confinement de la lumière. La figure 3.9 (b) illustre finalement l'évolution de la quantité $\Lambda/\lambda \times \sqrt{\Delta n_{-} \cdot n_{\text{FSM}}}$ (relation (3.11)), qui augmente avec le rapport Λ/λ , ainsi qu'une baisse des pertes. Cette dernière observation démontre que l'effet sur la largeur relative de la gaine optique l'emporte ici sur la quantité $\Delta n_{-} \cdot n_{\text{FSM}}$.

Le tableau 3.1 résume finalement l'évolution des pertes par confinement d'une fibre micro-structurée air/silice à guidage RTIM, selon ses paramètres optogéométriques.

	N ↗	Taille coeur ↗	d/Λ ↗	Λ/λ ↗
PC	↘	↘	↘	↘

TAB. 3.1: Récapitulatif de la variation des pertes par confinement selon les paramètres optogéométriques d'une fibre micro-structurée air/silice à guidage RTIM.

3.2.3 Pertes par confinement dans les fibres BIP TS 2D : principes et propriétés fondamentales

La figure 3.10 illustre un diagramme d'indice effectif associé à une telle structure (plots haut indice dans une matrice d'indice bas) pour une longueur d'onde fixée, les zones blanches représentant une propagation interdite dans le milieu considéré. Rappelons que le guidage dans le coeur de la fibre BIP doit satisfaire les deux conditions (1.21) et

(1.22) du chapitre 2 : l'indice effectif du mode confiné (en rouge) doit être compris entre les indices effectifs définissant les bords haut et bas de la BIP considérée, et inférieur à l'indice de réfraction du matériau constituant le coeur (n_{bas} dans notre exemple).

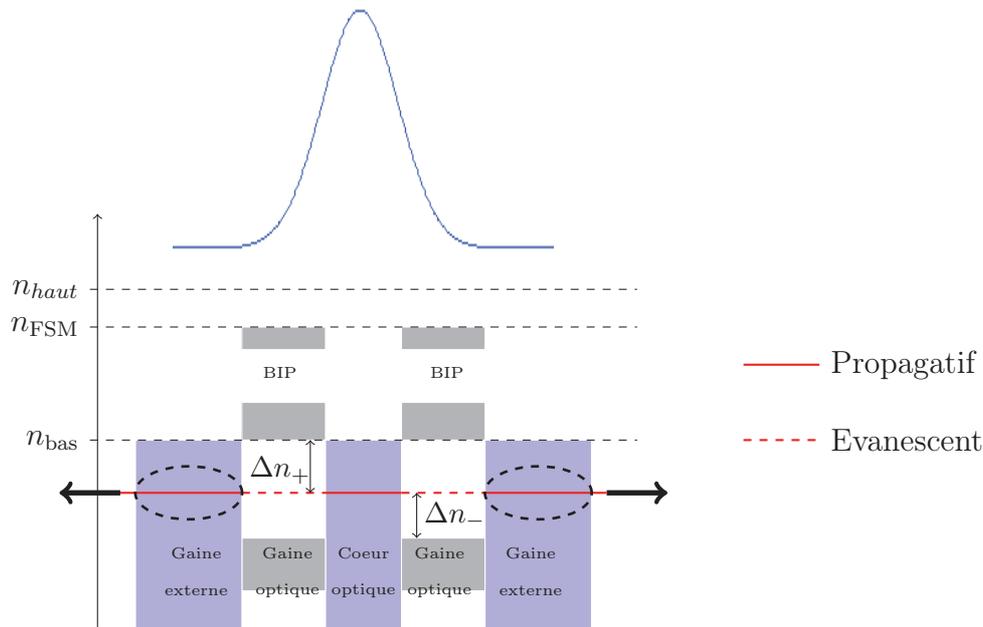


FIG. 3.10: Coupe d'indice effectif, à λ fixé, d'une fibre à guidage par BIP. Zones bleues : propagation autorisée dans la silice, blanches : interdite dans la gaine, grises : autorisée dans la gaine

Comme pour les fibres micro-structurées à guidage RTIM, la gaine externe possède un indice de réfraction égal à celui du coeur, et donc supérieur à l'indice effectif des modes confinés. Un couplage d'intensité lumineuse va pouvoir s'effectuer (effet tunnel optique) de la gaine micro-structurée, où le champ est de type évanescent, vers la gaine de silice, où le champ redevient propagatif. Les deux conditions (1.21) et (1.22) conduisent à introduire de nouvelles quantités Δn_+ et Δn_- , définissant le contraste d'indice effectif entre le mode confiné et les bords haut et bas de la BIP considérée. Lorsque l'un de ces deux paramètres tend vers 0, l'indice effectif du mode confiné tend vers le bord haut ou bas de la bande interdite photonique, et les pertes par confinement tendent vers l'infini : le mode n'est alors plus confiné par effet BIP. Proches de ces deux extrémités courtes et grandes longueurs d'onde de la bande interdite, le confinement de la lumière dans le coeur est très faible. La figure 3.11 rapporte l'évolution type des pertes par confinement (simulées par MEF) du mode fondamental confiné dans la 3^e BIP de la structure A référencée en [5]. Celles-ci présentent un minimum autour de $1,5 \mu m$, et sont très élevées autour de $1,3 \mu m$ et $1,8$

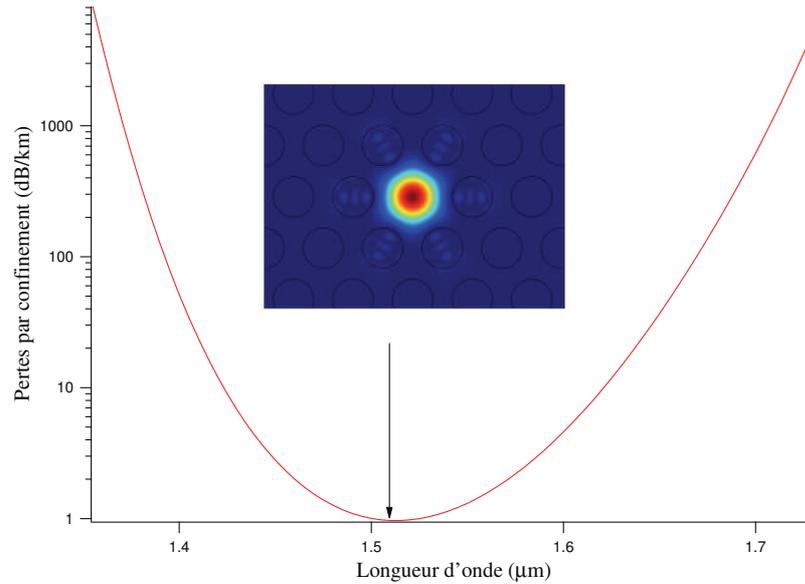


FIG. 3.11: Pertes par confinement (en dB/km) simulées par MEF du mode fondamental confiné selon λ dans la 3^e BIP pour la fibre A référencée en ?? (échelle logarithmique). En encart est représenté le profil transverse d'intensité du mode fondamental au centre de cette bande interdite.

μm , proche des deux bords de la bande interdite photonique. Par la suite, le minimum de pertes dans une BIP donnée sera nommé α_{min} , et λ_{min} la longueur d'onde correspondante.

La figure 3.12 présente le diagramme de bandes de la gaine (calculé par le logiciel MPB) caractérisée par un contraste d'indice de réfraction de 0.01 à profil en créneau, et un rapport d/Λ de 0.5. Cette figure illustre également les indices réel et imaginaire (figure du bas, simulés par la logiciel CUDOS sans dispersion du matériau) du mode fondamental confiné dans le coeur selon le paramètre normalisé V . Pour cela, le diamètre d des plots dans la gaine est pris égal à $12.92 \mu m$, ceci pour positionner le centre de la 3^e BIP approximativement à $1.45 \mu m$, selon le modèle de l'ARROW. L'indice effectif réel n_{eff} est représenté en lignes rouges (haut), et a été calculé pour les cinq premières BIP, alors que les bords de chaque BIP sont illustrés en lignes vertes. Les traits verticaux pointillés représentent finalement les extrémités en longueur d'onde de chaque bande interdite photonique, délimités par l'intersection entre l'indice effectif n_{eff} du mode confiné et les bords haut et bas de la BIP. Les traits verticaux hachurés fixent les fréquences de coupure des modes LP_{lm} se propageant au sein d'une inclusion supposée isolée. La numérotation des différentes bandes interdites est effectuée en accord avec la précédente discussion du paragraphe 2.3 : comme les supermodes associés aux modes de plots LP_{lm} avec l supé-

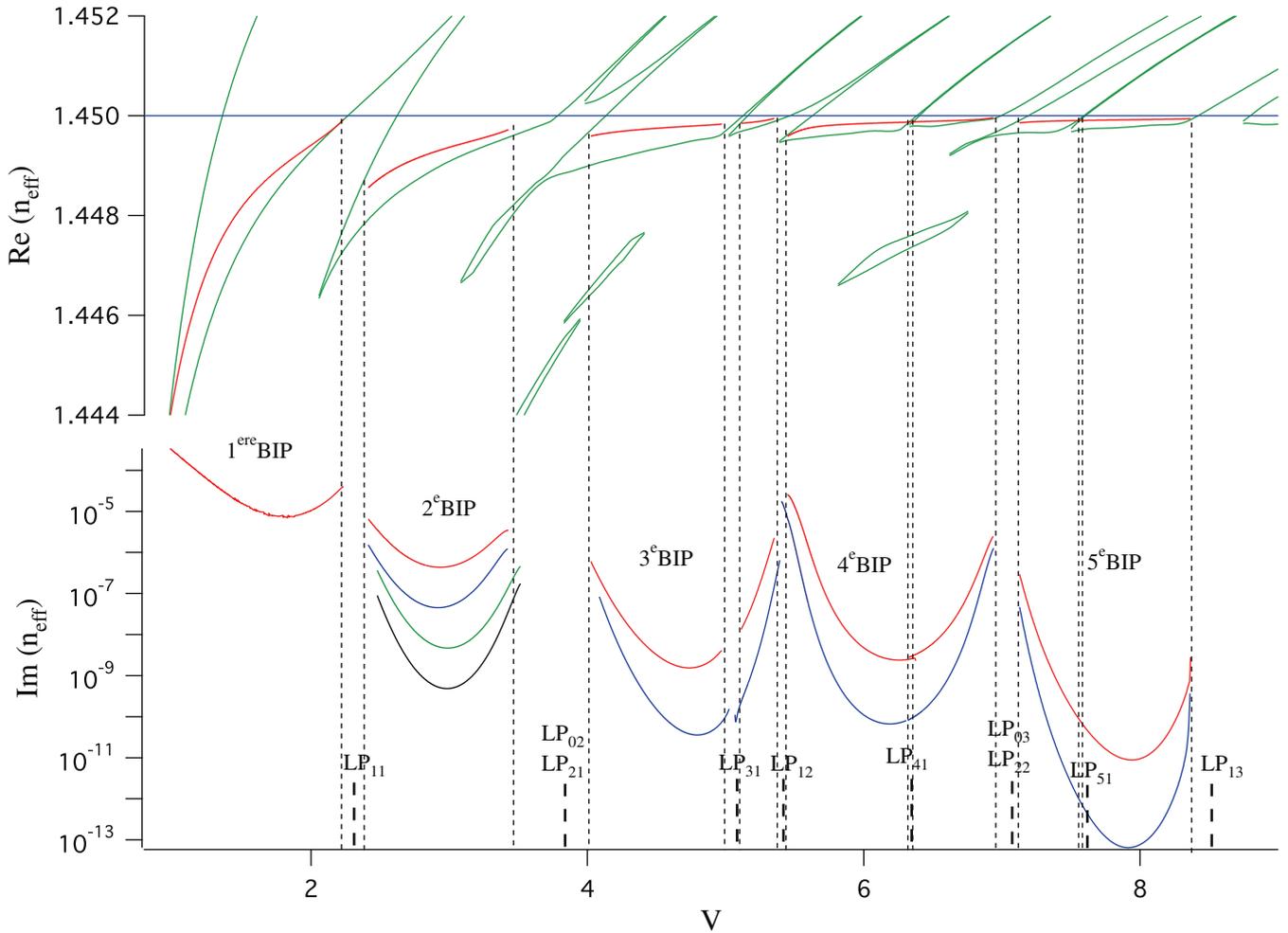


FIG. 3.12: Bas : Evolution de l'indice effectif imaginaire du mode fondamental selon V de la 1^{ere} à la 5^e BIP pour 3 (rouge), 4 (bleu), 5 (vert) et 6 (noir) couronnes de confinement. Haut : Diagramme de bandes de la gaine périodique et évolution de l'indice effectif réel du mode de défaut (obtenu pour 3 couronnes de confinement). Les lignes pointillées verticales représentent l'intersection entre l'indice effectif du mode fondamental de coeur et le bord d'une BIP, alors que les lignes hachurées correspondent aux fréquences de coupure des différents modes LP_{lm} d'une inclusion isolée. $n_{\text{haut}} = 1.46$, $n_{\text{bas}} = 1.45$ (profil d'indice en créneau), $d/\Lambda=0.5$. Ligne horizontale bleue : ligne de verre.

rieur à l'unité impliquent des remontées de pertes très fines spectralement, les BIP sont numérotées en fonction des modes LP_{0m} et LP_{1m} uniquement .

L'observation de la figure 3.12 montre alors différents points :

- (i) Les pertes par confinement augmentent à l'approche de chaque ligne verticale pointillée. En effet, pour chacune d'entre elles, l'indice effectif du mode confiné tend vers le bord bas de la BIP pour de grands V (Δn_- tend vers zéro), et vers le bord haut pour de faibles V (Δn_+ tend vers zéro), ce qui conduit à aucun confinement transverse de la lumière.
- (ii) Comme discuté paragraphe 2.3 du chapitre 2, les modes LP_{lm} d'un plot isolé caractérisés par un indice azimutal l égal à 0 ou 1 sont associés à des remontées de pertes très marquées [78], tandis que les modes LP_{lm} définis pour l supérieur à 1 sont assimilés à une hausse des PC plus restreinte spectralement (non résolue pour LP_{51} par exemple).
- (iii) Pour chaque BIP, la quantité λ_{min} se situe très approximativement au centre de chacune d'entre elles.
- (iv) Généralement, α_{min} diminue lorsque l'ordre de la BIP (donc V) croît (exception de la 4^e BIP).
- (v) Comme pour une fibre à guidage RTI/RTIM, l'indice effectif du mode fondamental augmente avec V (pour se rapprocher de la ligne de verre) dans une BIP donnée, mais aussi d'une BIP à l'autre.
- (vi) Une diminution, en général, des deux quantités Δn_- et Δn_+ , lorsque l'ordre de la BIP croît, comme l'indique le tableau 3.2.

BIP	1	2	3	4	5
Δn_-	$3.8 \cdot 10^{-4}$	$2.85 \cdot 10^{-4}$	$2.84 \cdot 10^{-4}$	$1.73 \cdot 10^{-4}$	$1.44 \cdot 10^{-4}$
Δn_+	$3.9 \cdot 10^{-3}$	$2.18 \cdot 10^{-3}$	$1.87 \cdot 10^{-3}$	$1.32 \cdot 10^{-3}$	$7.42 \cdot 10^{-4}$

TAB. 3.2: Valeurs des différences d'indice effectif Δn_- et Δn_+ au minimum de $Im_{(eff)}$ des 5 premières bandes interdites photoniques

Par analogie aux fibres air/silice à guidage RTIM, le confinement de l'onde lumineuse dans le coeur va dépendre de plusieurs paramètres, tels que la taille effective de la gaine

optique, du coeur, des rapports Λ/λ et d/Λ , mais aussi du contraste d'indice de réfraction Δn entre la matrice vitreuse et les inclusions. Cependant, il n'existe pas au jour d'aujourd'hui, de formules analytiques prédisant de façon satisfaisante les pertes par confinement de fibres BIP TS 2D, ce qui implique une analyse de l'impact de ces paramètres sur les pertes purement numérique. Pour interpréter simplement l'évolution des PC selon ces différents paramètres, nous allons faire l'hypothèse que la relation (3.11) du paragraphe précédent pour une fibre air/silice à guidage RTIM traduit aussi la décroissance exponentielle du champ dans la gaine optique d'une fibre BIP TS 2D. Cette décroissance est alors proportionnelle à :

$$g \times \sqrt{\Delta n_-(\lambda) \cdot n_{BIP\ bas}(\lambda)} \times \frac{\Lambda}{\lambda} \quad (3.12)$$

où nous avons remplacé l'indice de gaine n_{FSM} par l'indice $n_{BIP\ bas}$ de la BIP considérée. Remarquons que cette hypothèse est confortée par le fait que la valeur Δn_- est plus faible que la quantité Δn_+ sur la majorité de la bande interdite photonique, et par la méthode numérique d'indice effectif proposée par Li et al. [79], où les auteurs déduisent l'indice effectif du mode confiné du coeur en déterminant au préalable l'indice bas de la BIP étudiée.

La section 3.3 présente alors l'étude numérique du minimum de pertes α_{min} selon les paramètres opto-géométriques qui ne modifient pas le diagramme de bandes de la gaine optique, tels que la taille effective de la gaine et du coeur optique, et du rapport Λ/λ . Finalement, la section 3.4 se consacre à l'étude du minimum de pertes α_{min} pour une variation du rapport d/Λ et du contraste d'indice de réfraction Δn , qui influent tout deux sur le diagramme de bande de la gaine micro-structurée.

3.3 Influence des paramètres opto-géométriques sur les pertes à diagramme de bandes fixe

3.3.1 Impact du nombre de couronnes de confinement

Comme pour les fibres micro-structurées à guidage RTIM, la démarche la plus intuitive pour diminuer les pertes est d'augmenter le nombre de couronnes d'inclusions haut indice dans la gaine (pour augmenter le paramètre g de la relation (3.12)) [62], cela pour des quantités d/Λ , Λ/λ , taille de coeur et contraste d'indice Δn invariantes.

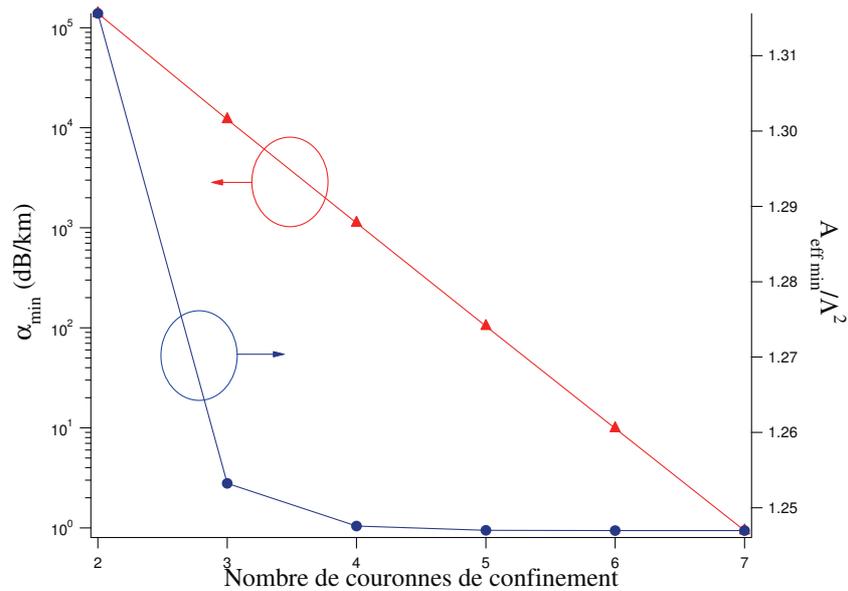


FIG. 3.13: Evolution de α_{min} (triangles rouges, en dB/km échelle logarithmique) selon le nombre de couronnes de confinement, puis de l'aire effective normalisée au pas du réseau (ronds bleus) : paramètres optogéométriques de la fibre A.

Comme l'indiquent les figures 3.12 et 3.13 (triangles rouges) pour la fibre A, croître ce nombre N entraîne une décroissance quasi exponentielle des pertes par confinement à la longueur d'onde λ_{min} : rajouter une couronne de plots supplémentaire revient à diminuer les pertes d'un facteur 10.8. La figure 3.13 démontre également une baisse de l'aire effective normalisée (ronds bleus), résultant d'un meilleur confinement du mode dans le coeur du guide, et qui tend vers une valeur de 1.247 pour un grand nombre de couronnes.

3.3.2 Effet de la taille de coeur

Au cours du paragraphe 3.2.2, la taille du coeur optique d'une fibre air/silice à guidage RTIM fut variée en modifiant le nombre d'inclusions bas indice le constituant. Pour une fibre BIP TS 2D, si les rapports d/Λ , Λ/λ , et les nombres N, Δn sont conservés, modifier le nombre d'inclusions haut indice composant le coeur optique n'affecte pas le diagramme de bandes de la gaine micro-structurée. La figure 3.14 rapporte ainsi l'évolution spectrale dans la 3^e BIP de l'indice effectif imaginaire (relié aux pertes), et de l'indice effectif réel de la micro-structure présentée paragraphe 3.2.3 ($\Lambda=25.84 \mu m$, $d/\Lambda=0.5$ et $\Delta n=0.01$ à profil en créneau), ceci pour un défaut de 1, 7 et 19 inclusions haut indice, pour un même nombre de couronnes de confinement pris égal à 2. Les remontées de pertes autour de la

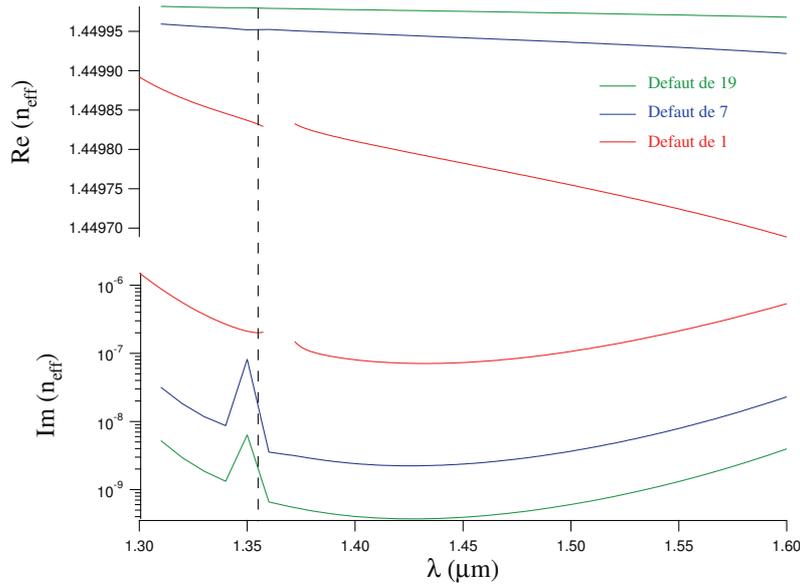


FIG. 3.14: Evolution spectrale des pertes par confinement dans la 3^e BIP : coeur composé d'un défaut d'une seule inclusion (rouge), de 7 (bleu) et de 19 (vert). Ligne verticale pointillée : fréquence de coupure du mode de plot LP_{31} . Nombre de couronnes de confinement est égal à 2.

ligne hachurée verticale correspondent à un couplage d'énergie du mode de coeur vers un mode de plot isolé LP_{31} (voir figure 3.12).

Nous observons que l'indice effectif n_{eff} du mode fondamental augmente avec la taille du coeur, pour tendre vers l'indice de réfraction de la silice si celle-ci devenait infinie. Cette évolution est similaire à celle obtenue, et expliquée, pour une fibre à guidage RTI ou RTIM.

La hausse de l'indice effectif n_{eff} vers l'indice de réfraction du coeur implique une élévation de la quantité Δn_{-} , définie figure 3.10 pour une fibre BIP 2D, et donc du produit $\Delta n_{-} \cdot n_{\text{BIP bas}}$, l'indice $n_{\text{BIP bas}}$ n'étant pas modifié. Comme pour les fibres air/silice à guidage RTIM, cette hausse s'accompagne d'une baisse des pertes, bien visible figure 3.14. Cette évolution est de plus en accord avec les observations effectuées par Argyros [45], constatant en effet que les pertes d'une fibre de Bragg creuse 1D (à guidage par BIP) diminuent lorsque l'indice effectif du mode de coeur se rapproche, à longueur d'onde fixe, de la ligne d'air.

Notons finalement un faible décalage spectral du minimum de pertes vers les grandes longueurs d'onde si la taille de coeur augmente : $1.42 \mu\text{m}$ pour un nombre de plots omis de 1, $1.427 \mu\text{m}$ pour 7, puis $1.432 \mu\text{m}$ pour 19.

3.3.3 Effet de l'ordre de la bande interdite photonique

La figure 3.12 met en évidence une diminution en général du minimum de pertes par confinement (exception de la 4^e BIP) lorsque l'ordre de la bande interdite croît. Le tableau 3.3 regroupe les valeurs de α_{min} du premier mode confiné pour cette structure. L'augmentation de l'ordre de la BIP s'ensuit d'un accroissement du rapport Λ/λ (et de la fréquence normalisée V), ainsi que d'une élévation de l'indice effectif au minimum de pertes (aussi représenté tableau 3.3), comme pour une fibre air/silice à guidage RTIM, ce qui tend à réduire les pertes par confinement. Par contre, la valeur Δn_- diminue lorsque croît l'ordre de la bande interdite, ce qui devrait augmenter les pertes. De plus, ces dernières remarques ne permettent pas d'interpréter la particularité de la 4^e bande interdite photonique.

	1 ^{ere} BIP	2 ^e BIP	3 ^e BIP	4 ^e BIP	5 ^e BIP
Λ/λ_{min}	6.59	11,65	16,75	20,93	28,02
α_{min} (dB/km)	106 000	10 000	57	117	0.55
n_{eff} (à λ_{min})	1.449075	1.449310	1.449789	1.449866	1.449919
Δn_- (à λ_{min})	$3.8 \cdot 10^{-4}$	$2.85 \cdot 10^{-4}$	$2.84 \cdot 10^{-4}$	$1.73 \cdot 10^{-4}$	$1.44 \cdot 10^{-4}$
$\sqrt{\Delta n_- \cdot n_{BIP\ bas}} \times \Lambda/\lambda$ (à λ_{min})	0.117	0.199	0.297	0.284	0.326

TAB. 3.3: Variations, selon l'ordre de la BIP pour la structure décrite figure 3.12, des quantités Λ/λ_{min} , du minimum de pertes α_{min} (dB/km), de l'indice effectif du mode fondamental n_{eff} , du contraste d'indice Δn_- puis finalement du terme $\sqrt{\Delta n_- \cdot n_{BIP\ bas}} \times \Lambda/\lambda$ calculé à la longueur d'onde λ_{min} .

Le tableau 3.3 récapitule alors la quantité $\sqrt{\Delta n_- \cdot n_{BIP\ bas}} \times \Lambda/\lambda$ définie en relation (3.12), par analogie à notre étude effectuée sur les fibres air/silice à guidage RTIM. Nous observons alors que ce terme augmente en général avec l'ordre de la BIP, ce qui traduit bien la baisse de α_{min} (décroissance du champ plus rapide dans la gaine). De plus, cette

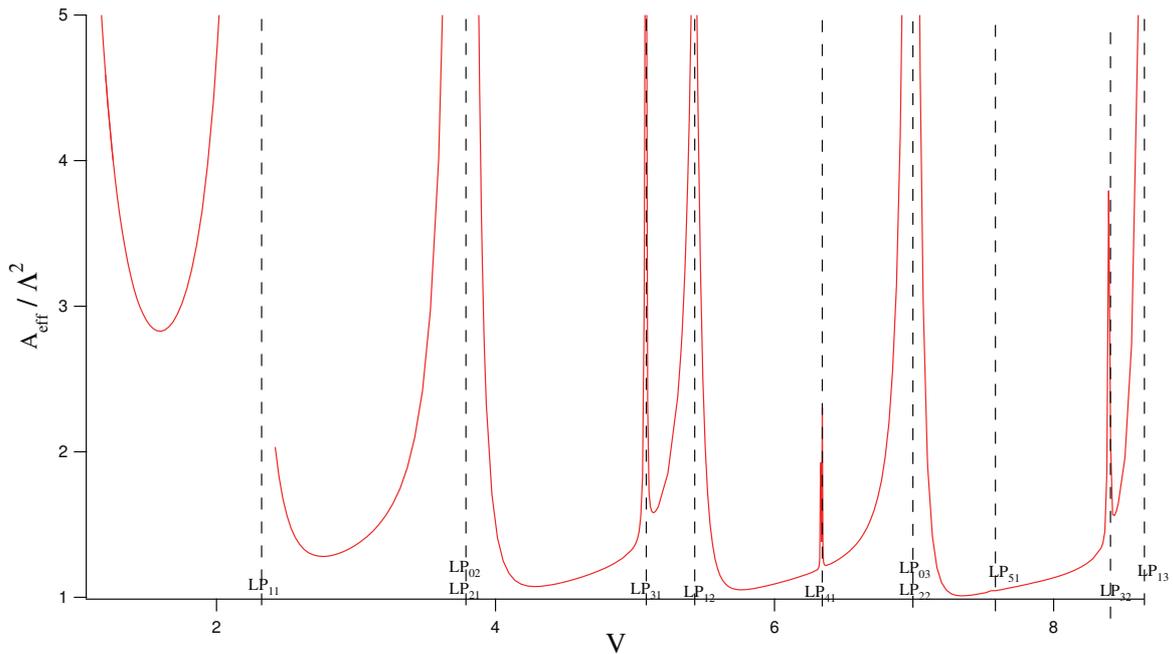


FIG. 3.15: Evolution de l'aire effective normalisée au pas du réseau selon la fréquence normalisée V pour 3 couronnes de confinement : $d/\Lambda=0.5$ et $\Delta n=0.01$, $N=3$.

quantité met bien en évidence l'exception de la 4^e BIP, qui présente une valeur plus faible que la 3^e bande interdite, ce qui est bien en accord avec un α_{min} de la 4^e BIP plus important que la 3^e. Toutefois, la grandeur (3.12) fut introduite pour essayer d'interpréter les tendances d'évolution des pertes par confinement des fibres BIP TS 2D, et nous permet en aucun cas d'obtenir des valeurs de pertes exactes.

3.3.4 Evolution de l'aire effective

L'évolution spectrale de l'aire effective du mode fondamental normalisée au pas du réseau Λ est représentée figure 3.15 de la 1^{ère} à la 5^e BIP (en échelle linéaire). Les paramètres optogéométriques utilisés sont identiques à ceux utilisés auparavant (voir figure 3.12), à savoir un rapport d/Λ égal à 0.5 ($d = 12.92 \mu m$) et un contraste d'indice fixé à 0.01 (à profil créneau).

L'aire effective figurée présente :

- (i) Une forte augmentation à l'approche des longueurs d'onde de coupure des modes LP_{lm} d'un plot supposé isolé, symbolisés par les lignes hachurées verticales. Cette forte hausse est en accord avec la croissance des pertes par confinement pour ces fréquences (voir figure 3.12).

- (ii) Une baisse en général de la valeur A_{effmin} ⁷ lorsque l'ordre de la BIP croît.
- (iii) Une croissance avec la fréquence normalisée V dans la partie centrale de chaque bande interdite photonique. Cette évolution de l'aire effective dans une BIP donnée est alors d'autant plus marquée que l'ordre de celle-ci augmente.

Remarquons que l'évolution (iii) diffère de celle obtenue pour les fibres à guidage RTIM, où une augmentation de $V \propto 1/\lambda$ induit une baisse de l'aire effective.

Pour interpréter la progression (ii) de l'aire effective selon la fréquence normalisée V , Laegsgaard [78] démontre que la dépendance spectrale de la fraction d'énergie (nommée E_H) du mode de défaut dans les plots haut indice est reliée à son aire effective, ainsi qu'aux pertes par confinement. Un faible E_H induit un mode bien confiné dans le coeur du guide, et donc à de faibles pertes et aires effectives. La diminution en général du minimum de pertes α_{min} (figure 3.12) (détaillée au cours des paragraphes précédent) lorsque que l'ordre de la BIP croît peut alors interpréter la diminution similaire du minimum d'aire effective A_{effmin} .

Toutefois, si l'évolution spectrale des pertes s'apparente à celle de l'aire effective, nous pouvons remarquer que la position spectrale de la valeur A_{effmin} de chaque BIP est proche de l'extrémité gauche (en fréquence), alors que la valeur α_{min} se situe approximativement au centre de chaque bande interdite : un minimum de PC ne correspond donc pas à un minimum d'aire effective. De plus, le minimum de pertes de la 4^e BIP ne suit pas leur diminution générale lorsque le paramètre V augmente, contrairement au minimum d'aire effective A_{effmin} qui connaît une baisse monotone.

Pour conclure cette section d'étude de α_{min} sur une structure d'inclusions à profil d'indice parabolique, les paragraphes précédents démontrent :

- (i) Une décroissance du minimum de pertes par confinement par ajout de couronnes de plots supplémentaire
- (ii) Une baisse de α_{min} lorsque la taille de coeur augmente (à largeur L de gaine invariante)

⁷ A_{effmin} dénote le minimum d'aire effective pour une BIP donnée.

- (iii) Une diminution de α_{min} pour un accroissement de l'ordre de la BIP (sauf exception de la 4^e BIP), entraînant à la fois une hausse de la largeur L de gaine, et de la taille du coeur par rapport à la longueur d'onde.
- (iv) Une constante diminution du minimum d'aire effective pour une augmentation de l'ordre de la BIP.

Le tableau 3.4 récapitule ces observations pour une fibre BIP TS 2D.

	N ↗	Taille coeur ↗	Λ/λ ↗
PC	↘	↘	↘

TAB. 3.4: Récapitulatif de la variation des pertes par confinement selon les paramètres optogéométriques d'une fibre BIP TS 2D n'affectant pas le diagramme de bandes de la gaine optique.

3.4 Influence sur les pertes des paramètres opto-géométriques affectant le diagramme de bandes

La dépendance du minimum de pertes par confinement est maintenant étudiée selon les différents paramètres influant sur le diagramme de bandes. Ces études sont réalisées sur des fibres BIP composées de 4 couronnes d'inclusions à profil d'indice en créneau, agencés sur une maille triangulaire, le coeur étant formé par l'omission d'une seule inclusion haut indice. Seuls le rapport d/Λ et le contraste d'indice de réfraction Δn seront modifiés. Les résultats numériques sont obtenus par le logiciel CUDOS et concernent le mode fondamental. Tout au long de cette section, seul le minimum de pertes de la 3^e BIP, α_{min} , sera représenté, ainsi que sa longueur d'onde associée λ_{min} . Pour chaque point présenté, la longueur d'onde fut donc variée pour définir chaque quantité α_{min} et λ_{min} ⁸.

3.4.1 Rapport d/Λ

L'évolution de l'indice effectif imaginaire selon le rapport d/Λ est présenté figure 3.16 (de 0.25 à 0.8 dans la 3^e BIP). Le contraste d'indice est fixé à 0.1. Pour modifier ce rapport, seul le pas du réseau est modifié. Cela a l'avantage de garder un diamètre de

⁸La dispersion du matériau n'est pas prise en compte.

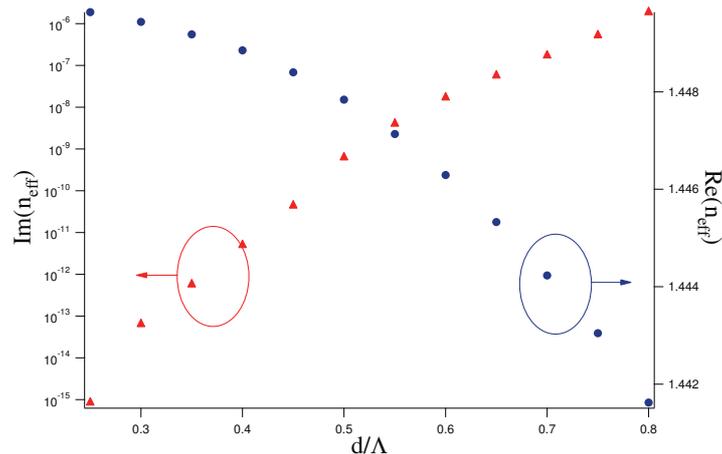


FIG. 3.16: Evolutions de α_{min} (partie imaginaire, triangles rouges) du mode fondamental ainsi que de son indice effectif réel (ronds bleus) selon le rapport d/Λ dans la 3^e BIP : $d=12.92 \mu\text{m}$, $\Delta n=0.1$ à profil en créneau, $n_{bas}=1.45$.

plot constant, et ainsi de rester dans la même BIP, selon le modèle de l'ARROW⁹. d est choisi arbitrairement à $12.92 \mu\text{m}$, alors que le rapport d/Λ varie par pas de 0.05.

La figure 3.16 montre un fort accroissement du minimum de pertes α_{min} avec le rapport d/Λ . L'indice effectif imaginaire vaut, pour d/Λ égal à 0.25, $8.48 \cdot 10^{-16}$ et $1.89 \cdot 10^{-6}$ pour un rapport d/Λ égal à 0.8. Notons que cette évolution est différente de celle obtenue pour les FCP à guidage RTIM (figure 3.8), dont les inclusions sont de bas indice. Remarquons de plus que l'indice effectif du mode fondamental, représenté en bleu, diminue quant à lui de 1.44963 à 1.44162, et s'éloigne donc de la ligne de verre, comme pour une fibre micro-structurée à guidage RTIM.

Cette augmentation du minimum de pertes avec le rapport d/Λ peut paraître a priori surprenante. En effet, rappelons que la figure 2.7 du chapitre 2 met en évidence un approfondissement des bandes interdites lorsque la quantité d/Λ croît. Cet accroissement de la profondeur des BIP implique alors une hausse de la quantité Δn_- , illustrée figure 3.17 (a), qui est alors favorable à la diminution des pertes par confinement, comme pour une fibre air/silice à guidage RTIM.

L'évolution de α_{min} avec le rapport d/Λ peut par contre s'interpréter à l'aide du rapport Λ/λ_{min} , qui intervient également dans la relation (3.12) (figure 3.17 (a)). Ce rapport diminue de 11.45 pour d/Λ égal à 0.25 à 3.37 pour d/Λ valant 0.8. En effet, au diamètre

⁹En réalité, λ_{min} varie faiblement avec le rapport d/Λ .

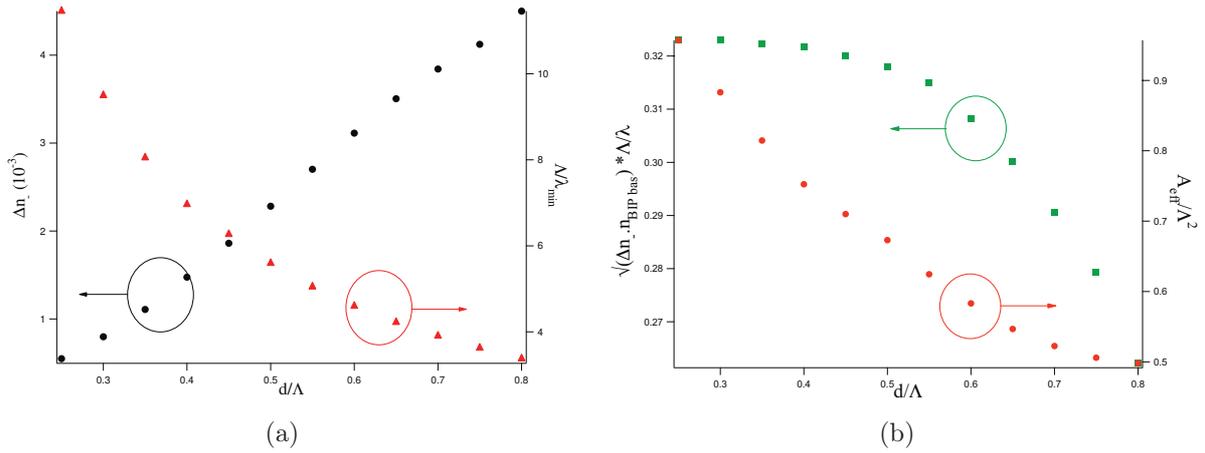


FIG. 3.17: Evolutions, selon le paramètre d/Λ , (a) de la quantité Δn_- (ronds noirs) et du rapport Λ/λ_{min} (triangles rouges), (b) de la quantité donnée en relation (3.12) (carrés verts) et de l'aire effective normalisée à λ_{min} (ronds rouges), ceci pour la structure BIP TS 2D présentée ci-dessus.

de plot d fixé, augmenter la valeur d/Λ revient à diminuer le pas du réseau, et donc le rapport Λ/λ_{min} . Rappelons qu'une baisse de la quantité Λ/λ_{min} induit une diminution de la largeur effective de la gaine optique, et ainsi un couplage vers la gaine externe plus efficace par effet tunnel.

La figure 3.17 (b) illustre de plus la quantité donnée en relation (3.12) (carrés verts, au coefficient g près). Nous observons alors une diminution de la valeur $\sqrt{\Delta n_- \cdot n_{BIP\ bas}} \times \Lambda/\lambda$, ce qui, comme pour une fibre air/silice à guidage RTIM et les observations effectuées au cours du paragraphe 3.3 à diagramme de bandes fixe, s'accompagne d'une augmentation du minimum de pertes.

La figure 3.17 (b) illustre finalement une baisse monotone de l'aire effective normalisée de 0.96 à 0.49 pour un rapport d/Λ évoluant de 0.25 à 0.8, alors que le minimum de pertes augmente.

Le tableau 3.5 récapitule ces dernières remarques pour une fibre BIP TS 2D.

	Λ/λ_{min}	Δn_-	α_{min}	A_{eff}/Λ^2
$d/\Lambda \nearrow$	\searrow	\nearrow	\nearrow	\searrow

TAB. 3.5: Récapitulatif des évolutions des quantités Λ/λ_{min} , Δn_- , α_{min} et A_{eff} pour une augmentation du rapport d/Λ .

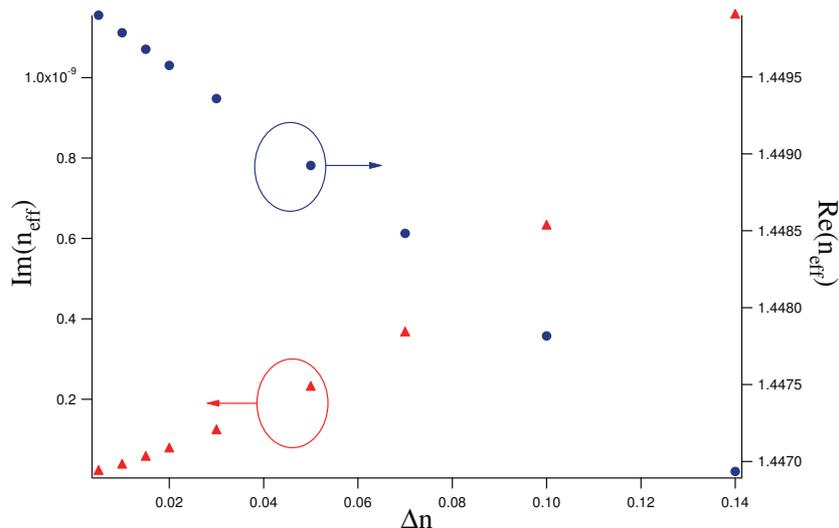


FIG. 3.18: Evolutions de l'indice effectif imaginaire relié aux pertes par confinement (triangles rouges) et de l'indice effectif réel (ronds bleus) du mode fondamental, pour une variation de Δn (à profil créneau) de 5.10^{-3} à 0.14. $\Lambda = 25.84 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda = 0.5$ (3^{e} BIP et 4 couronnes de confinement), $n_{\text{bas}}=1.45$.

3.4.2 Contraste d'indice de réfraction Δn

L'étude de l'évolution de l'indice effectif imaginaire selon le contraste d'indice de réfraction Δn entre les plots et la matrice de silice peut paraître intuitive :

- en considérant un réseau de Bragg 1D en incidence normale, augmenter la valeur Δn revient à croître le coefficient de réflexion associé aux différentes couches haut/bas indice, ce qui devrait améliorer le confinement du mode dans le coeur du guide.
- selon la figure 2.2 du chapitre 2, augmenter le contraste Δn implique un approfondissement des BIP, ce qui devrait croître le contraste d'indice effectif Δn_{eff} et donc diminuer les pertes par confinement.

Toutefois, l'étude numérique effectuée pour un rapport d/Λ fixe de 0.5 ainsi que 4 couronnes de confinement démontre une évolution contraire. En effet, la figure 3.18 relate l'évolution de l'indice effectif imaginaire selon le contraste d'indice Δn de 5.10^{-3} (rapport de 0,34 %) à 0.14 (9,65 %). Il y apparaît une augmentation significative du minimum de pertes α_{min} avec le paramètre Δn , de $2.03.10^{-11}$ pour Δn égal à 5.10^{-3} jusqu'à $1.15.10^{-9}$ pour Δn valant 0.14. Notons aussi que l'indice effectif réel évolue de 1.4499 à 1.44693, et s'éloigne donc de l'indice de réfraction du coeur n_{silice} .

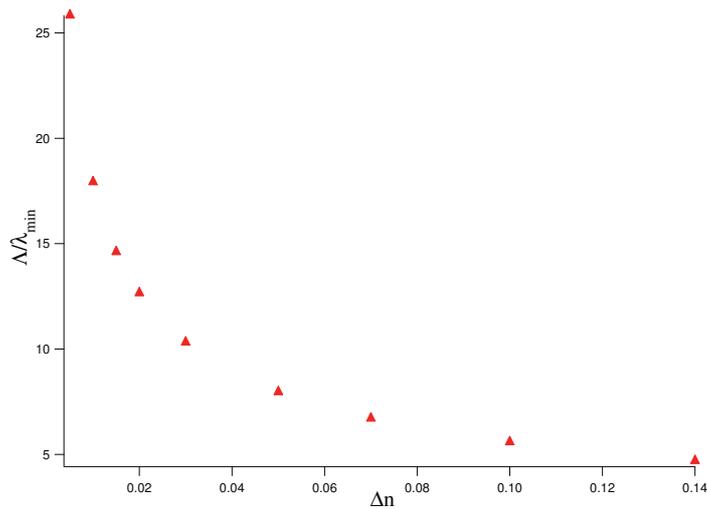


FIG. 3.19: Evolution du rapport Λ/λ_{min} associé.

L'interprétation de cette évolution peut de nouveau s'effectuer au regard du rapport Λ/λ_{min} . Comme le diamètre d des inclusions et le pas du réseau Λ sont invariants, seul le contraste d'indice Δn induit une variation de la longueur d'onde λ_{min} , comme le stipule le modèle de l'ARROW. Cette longueur d'onde varie en effet de $1 \mu m$ pour Δn valant 5.10^{-3} à $5.49 \mu m$ pour Δn égal à 0.14, ce qui implique une diminution de la quantité Λ/λ_{min} lorsqu'augmente Δn . Comme pour le paramètre d/Λ , diminuer le rapport Λ/λ_{min} revient à croître les pertes par confinement par effet tunnel, et c'est ce terme qui domine l'évolution du minimum de pertes α_{min} en fonction du contraste d'indice de réfraction dans la gamme étudiée.

3.4.3 Généralisation

Les études précédentes ont été effectuées pour des paramètres optogéométriques de la gaine optique particuliers : le paragraphe 3.4.1 rapporte ainsi l'évolution du minimum de pertes par confinement selon le rapport d/Λ pour un contraste d'indice de réfraction fixé à 0.1, tandis que le paragraphe 3.4.2 relate son évolution selon la quantité Δn pour un rapport d/Λ constant et égal à 0.5. Cette nouvelle section étend l'évolution du minimum de pertes α_{min} et du rapport Λ/λ_{min} sous forme d'un graphique en 2 dimensions (surface)¹⁰, où le rapport d/Λ est varié de 0.2 à 0.8 (par pas de 0.05) alors que le contraste d'indice

¹⁰Simulations effectuées par la méthode multipolaire (CUDOS).

de réfraction Δn évolue de 5.10^{-3} à 0.14 (profil en créneau)¹¹. Le nombre de couronnes de confinement est fixé à quatre, et le diamètre d des inclusions est gardé constant et égal à $12.92 \mu m$ (la longueur d'onde au minimum de pertes λ_{min} se situe dans ce cas autour de $1.45 \mu m$ pour un contraste d'indice Δn égal à 0.01 dans la 3^e bande interdite photonique). Pour chaque valeurs de Δn et d/Λ , la longueur d'onde est variée afin de déterminer les deux quantités α_{min} et λ_{min} correspondant à la 3^e ainsi qu'à la 4^e bande interdite photonique.

3.4.3.1 3^e bande interdite photonique

La surface regroupant les minima de pertes par confinement (en partie imaginaire) associés à la 3^e bande interdite photonique est représentée figure 3.20 (a) (échelle logarithmique).

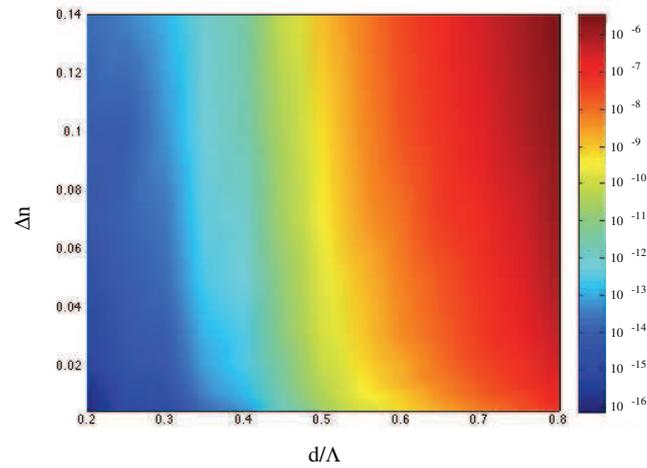
L'analyse de ce graphique généralise nos précédentes observations, à savoir :

- (i) Une augmentation du rapport d/Λ , quelque soit le contraste d'indice de réfraction dans la gaine ici étudiée, conduit toujours à augmenter le minimum de pertes α_{min}
- (ii) Une hausse du contraste d'indice de réfraction Δn , au rapport d/Λ fixe, induit toujours, dans la gamme étudiée, un accroissement du minimum de pertes α_{min}

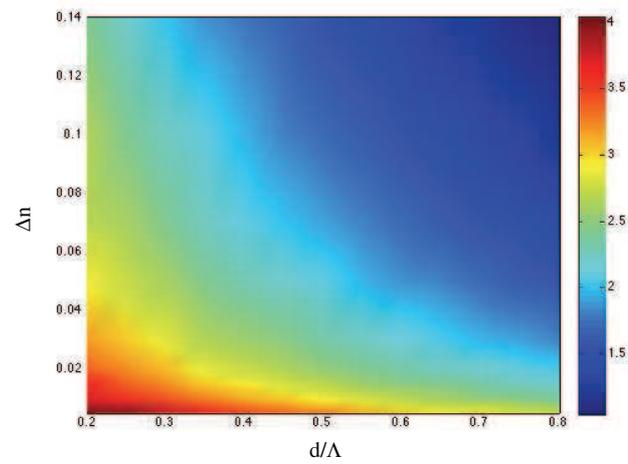
Comme discuté auparavant, une augmentation des deux quantités d/Λ et Δn implique des bandes interdites photoniques plus profondes à λ_{min} en terme d'indice effectif, et ainsi une hausse de la valeur Δn_- (voir figures 2.2 et 2.7 du chapitre 2). Ces variations de α_{min} selon d/Λ et Δn ont été interprétées au cours de la section 3.4 grâce au rapport Λ/λ_{min} , qui domine alors l'évolution des pertes par confinement (voir relation (3.12)). Ainsi, la surface 3.20 (b), représentant la grandeur Λ/λ_{min} pour les mêmes variations de d/Λ et Δn , montre que les zones de fortes pertes sont bien associées à de faibles rapports Λ/λ_{min} , synonymes de faibles largeurs de la gaine optique par rapport à la longueur d'onde.

De plus, l'observation du graphique 3.20 (a) nous amène à une conclusion supplémentaire : plusieurs couples $(d/\Lambda, \Delta n)$ conduisent aux mêmes valeurs minimales de pertes par confinement (courbes d'iso-pertes). Les courbes de la figure 3.21 illustrent par exemple les couples $(d/\Lambda, \Delta n)$ conduisant à un même minimum de pertes par confinement égal

¹¹Les valeurs de Δn prises en 10^{-3} sont : 5, 10, 15, 20, 30, 50, 70, 100, 140.



(a)



(b)

FIG. 3.20: Surfaces 2D représentant, en couleur et échelle logarithmique, (a) le minimum de pertes α_{min} (partie imaginaire) ainsi que (b) le rapport Λ/λ_{min} associé, selon une variation du rapport d/Λ et du contraste d'indice de réfraction Δn . Le nombre de couronnes de confinement de plots est fixé à quatre, à profil d'indice en créneau (3^e BIP).

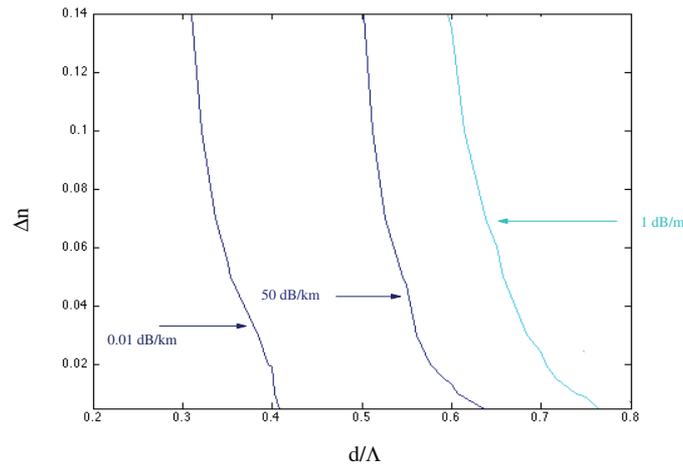


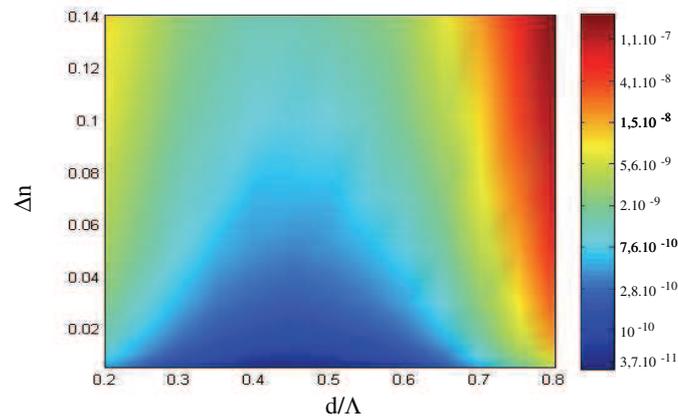
FIG. 3.21: Couples $(d/\Lambda, \Delta n)$ associés à un même niveau de pertes par confinement (courbes d'iso-pertes) : 0.01 dB/km, 50 dB/km et 1 dB/m. Ces couples proviennent de la figure illustrée en 3.20 (a)

à 0.01 dB/km, 50 dB/km et 1 dB/m. Ainsi pour conserver le même niveau de pertes de confinement de la fibre droite, augmenter le rapport d/Λ doit s'accompagner d'une diminution du contraste d'indice de réfraction. Cette propriété est intéressante du point de vue fabrication, car elle donne un nombre de degré de liberté supplémentaire relatif au choix des paramètres optogéométriques : si la conception d'une fibre BIP TS 2D avec une certaine valeur minimale de pertes par confinement est souhaitée dans la 3^e bande interdite photonique, le graphique 3.20 (a) permet d'obtenir les différentes valeurs du rapport d/Λ et du contraste d'indice possibles pour atteindre cette valeur de α_{min} .

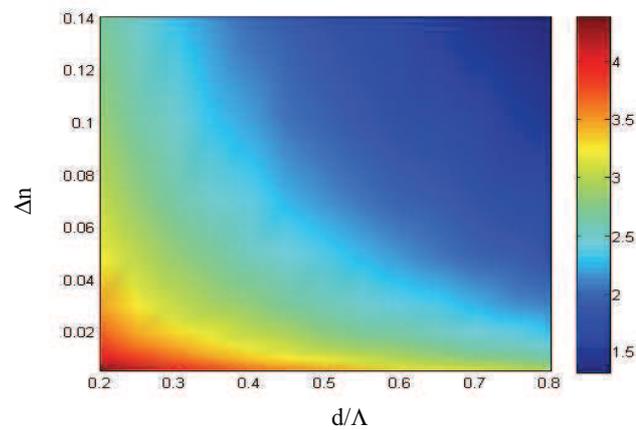
3.4.3.2 4^e bande interdite photonique

Le graphique 3.22 (a) regroupe l'évolution du minimum de pertes α_{min} en dB/km déterminés cette fois dans la 4^e bande interdite photonique. Les paramètres optogéométriques étant identiques au paragraphe précédent, seule la longueur d'onde est modifiée pour travailler dans la 4^e bande.

Nous observons, sur le graphique 3.22 (a), que les pertes par confinement augmentent toujours avec le contraste d'indice de réfraction Δn , quelque soit le rapport d/Λ . Toutefois, pour un contraste d'indice de réfraction fixe, l'évolution du minimum de pertes selon le rapport d/Λ diffère de nos précédentes observations. En effet, pour un rapport d/Λ inférieur à environ 0.5, le minimum de pertes augmente lorsque diminue la quantité



(a)



(b)

FIG. 3.22: Surfaces 2D représentant, en couleur et échelle logarithmique, (a) le minimum de pertes α_{min} (partie imaginaire) ainsi que (b) le rapport Λ/λ_{min} associé, selon une variation du rapport d/Λ et du contraste d'indice de réfraction Δn . Le nombre de couronnes de confinement de plots est fixé à quatre, à profil d'indice en créneau (4^e BIP).

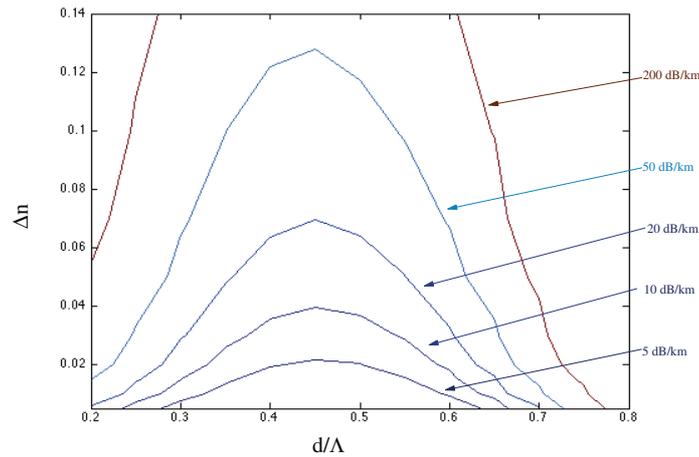


FIG. 3.23: Courbes associées à un même niveau de pertes par confinement : 5, 10, 20, 50 et 200 dB/km.

d/Λ . Or le graphique 3.22 (b) illustre pourtant une augmentation continue du rapport Λ/λ_{min} lorsque la valeur d/Λ décroît, similaire à la 3^e bande interdite photonique. Ce comportement observé dans la 4^e bande interdite figure 3.22 (a) puis à nouveau dans la 8^e n'est alors pas interprété à ce jour, mais peut provenir d'évolutions complexes, dans ces cas, du rôle relatif des quantités Λ/λ_{min} et Δn_- dans l'évolution du minimum de pertes en fonction de d/Λ et Δn .

La figure 3.23 illustre finalement les couples $(d/\Lambda, \Delta n)$ conduisant au même minimum de pertes par confinement pour α_{min} égal à 5, 10, 20, 50 et 200 dB/km (courbes d'iso-pertes). Comme auparavant pour la 3^e BIP, nous obtenons bien des courbes de la forme $\Delta n = f(d/\Lambda)$, qui présentent ici un maximum autour de d/Λ égal à 0.5. Pour des valeurs de d/Λ inférieures à environ 0.5, à l'opposé de la 3^e BIP, pour conserver le même niveau de pertes de confinement de la fibre droite, diminuer d/Λ doit s'accompagner d'une diminution du contraste d'indice de réfraction.

3.5 Modes confinés d'ordre supérieur

Les sections précédentes relatent l'évolution des pertes par confinement du mode fondamental (LP_{01}) selon les différents paramètres opto-géométriques d'une fibre BIP 2D TS supposée idéale. Pourtant, ces structures peuvent souvent propager plusieurs modes à une même longueur d'onde, et cette dernière section traite brièvement de leurs études.

Rappelons tout d'abord que pour une fibre à guidage par RTI(M), la condition de propagation mono-mode est telle que la fréquence normalisée V , définie relation (1.17), soit inférieure à 2.405¹², et que le nombre approximatif de modes dans un guide conventionnel vaut¹³ :

$$N_{modes} \simeq \frac{V^2}{4} = \frac{\pi^2 r_{coeur}^2}{\lambda^2} \times (n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2) \quad (3.13)$$

Cregan et al. [2] proposent d'adapter la relation (3.13) au cas d'une fibre BIP à coeur creux ('Hollow-Core') de la manière suivante :

$$N_{modes} \simeq \frac{\pi^2 r_{coeur}^2}{\lambda^2} \times (n_{silice}^2 - n_{BIP\ bas}^2) \quad (3.14)$$

si $n_{BIP\ haut}$ est supérieur à n_{silice} , et

$$N_{modes} \simeq \frac{\pi^2 r_{coeur}^2}{\lambda^2} \times (n_{BIP\ haut}^2 - n_{BIP\ bas}^2) \quad (3.15)$$

sinon. Ces formules montrent que le nombre de modes confinés N_{modes} augmente avec le contraste d'indice effectif entre le bord haut et bas (ou entre l'indice du coeur et le bord bas) de la bande interdite photonique considérée et avec la taille du coeur de la fibre BIP par rapport à la longueur d'onde. Comme la taille du coeur est proportionnelle au pas du réseau, N_{modes} devient proportionnel au rapport $(\Lambda/\lambda)^2$.

La figure 3.24 présente, dans le cas d'une fibre BIP TS 2D, l'évolution spectrale de l'indice effectif imaginaire (haut) et réel (bas) du mode fondamental ainsi que du second mode confiné (LP_{11}), cela pour la structure définie figure 3.12, avec 3 couronnes de confinement. De façon générale et comme pour les fibres conventionnelles, les modes d'ordre supérieur ont un indice effectif inférieur à celui du fondamental. Le minimum de pertes du second mode confiné suit l'évolution spectral du fondamental, décrite section 3.2.3, alors qu'il est atteint pour une longueur d'onde λ_{min} faiblement supérieur au fondamental.

Appliquons maintenant les deux relations (3.14) et (3.15) au cas des fibres BIP TS 2D. Pour calculer analytiquement le nombre de modes confinés dans cette structure à l'aide de ces deux relations approximatives, le diamètre du coeur de la fibre est choisi égal à $2 \times \Lambda - d$. N_{modes} , calculé à la longueur d'onde du minimum de pertes du mode fondamental, vaut alors de la 2^e à la 5^e BIP : 0.86, 1.84, 2.47, 2.68 et 3.13. Ce nombre semble,

¹²Cette condition est aussi valable pour une fibre micro-structurée air/silice si le rayon effectif du coeur a est pris égal à $\Lambda/\sqrt{3}$ et pour un grand nombre de couronnes composant la gaine optique.

¹³La référence [80] montre que cette relation est déterminée pour des fréquences V élevées, et que le nombre de modes vaut environ $V^2/2$ si nous prenons en compte le fait que le profil spatial de chaque mode possède deux polarisations (modes dégénérés).

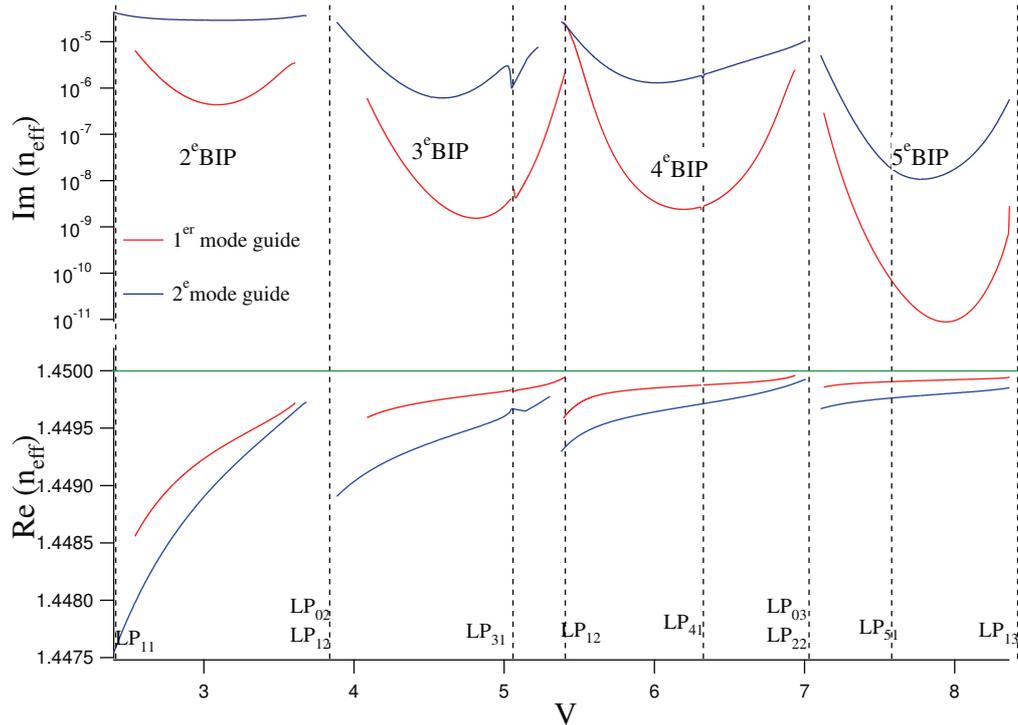


FIG. 3.24: Evolution selon la fréquence normalisée de l'indice effectif imaginaire (haut) et réel (bas) du mode fondamental (courbes rouges) et du premier mode d'ordre supérieur (courbes bleu) : $d/\Lambda=0.5$ et $\Delta n=0.01$ à profil en créneau (3 couronnes de confinement).

en général, augmenter avec l'ordre de la bande interdite photonique. En effet, même si la différence d'indice effectif entre le bord haut et bas (ou entre l'indice du coeur et le bord bas) de la BIP diminue lorsque l'ordre de la BIP croît, la taille du coeur optique relative à la longueur d'onde (proportionnelle à Λ/λ) augmente avec l'ordre de la BIP. Ce dernier effet l'emporte alors sur le contraste d'indice effectif.

Bien que les fibres BIP 2D à coeur solide présentent en général plusieurs modes confinés pour une même longueur d'onde, celles-ci peuvent être considérées dans la pratique comme mono-modes. En effet, comme pour les fibres micro-structurées air/silice à guidage RTIM [81], ou les fibres BIP 1D dites de Bragg [82] ou encore les fibres dites 'Omni-guide' [46], ces structures peuvent favoriser un guidage mono-mode (dans le régime multi-modes) si les conditions suivantes sont respectées ¹⁴ :

¹⁴Notons que pour une fibre conventionnelle, la longueur d'onde de coupure du second mode guidé peut être déterminée expérimentalement, et se définit par une énergie totale (répartie sur les deux premiers modes confinés) transportée par le mode LP_{11} égale à 2.25 % [83]

- (i) Une injection en entrée de fibre BIP effectuée principalement dans le mode fondamental du coeur, ceci pour éviter de coupler trop de puissance en entrée dans les modes d'ordre supérieur.
- (ii) Un différentiel de pertes suffisamment élevé. Ainsi au bout d'une distance L de propagation dans la fibre, les pertes des modes d'ordre supérieur seront trop élevées tandis que celles du mode fondamental seront acceptables : un seul mode aura alors une puissance significative. Toutefois il n'existe pas de critère précis reconnu sur ce différentiel de pertes. Par exemple, un rapport P_{mode} entre les pertes du mode fondamental et des modes d'ordre supérieur supérieur à 100 semble acceptable.
- (iii) Un contraste d'indice effectif Δn_{mode} entre le premier mode confiné et les modes d'ordre supérieur suffisamment important, ceci pour éviter de coupler, au cours de la propagation, de l'énergie du mode fondamental vers ces modes par une perturbation du guide (courbure, contraintes, défauts longitudinaux...)

Si ces différentes conditions sont regroupées, alors la fibre peut être considérée comme 'asymptotiquement' mono-mode [46]. Pour la fibre BIP TS 2D présentée figure 3.24, le tableau 3.6 illustre l'évolution du contraste d'indice effectif Δn_{mode} (iii) (à $\lambda_{min\ 1^{er}\ mode}$) avec l'ordre de la bande interdite photonique (de la 2^e à la 5^e), ainsi que la quantité P_{mode} (ii), traduisant au minimum de pertes du mode fondamental le différentiel de pertes entre le premier et le second mode confiné ($PC_{2^{e}\ mode}(\lambda_{min\ 1^{er}\ mode}) / \alpha_{min\ 1^{er}\ mode}$).

	2 ^e BIP	3 ^e BIP	4 ^e BIP	5 ^e BIP
Δn_{mode}	$2.89.10^{-4}$	$2.76.10^{-4}$	$1.81.10^{-4}$	$1.2.10^{-4}$
P_{mode}	66.9	630	640	1630

TAB. 3.6: Variations, au minimum de pertes du mode fondamental, du contraste d'indice effectif Δn_{mode} entre les deux premiers modes confinés selon l'ordre de la BIP, ainsi que du rapport de pertes par confinement P_{mode} .

Nous y observons alors une hausse de la valeur P_{mode} avec l'ordre de la bande interdite photonique. Toutefois, comme les minima de pertes des deux modes diminuent, en général, avec l'ordre de la BIP, une plus grande distance de fibre L est alors nécessaire pour assurer

un fonctionnement mono-mode ¹⁵.

De plus, le contraste d'indice effectif Δn_{mode} diminue lorsque l'ordre de la BIP croît, les BIP étant de moins en moins profondes. Le couplage d'énergie entre ces deux modes sera donc facilité pour des BIP d'ordre élevée.

3.6 Conclusion

Ce premier chapitre de la partie 2 fut consacré aux mécanismes de pertes par confinement de fibres à bandes interdites photoniques toutes solides supposées idéales et droites (rayon de courbure infini). Nous avons tout d'abord explicité l'origine de ces pertes liées à l'effet tunnel optique (nombre fini de couronnes de plots haut indice composant la gaine optique et la gaine extérieure possédant le même indice que celui du coeur), qui dépend alors de la valeur de l'intensité lumineuse couplée vers la gaine externe de silice. Par de multiples analogies aux fibres micro-structurées air/silice à guidage RTIM, nous avons identifié les différents paramètres opto-géométriques qui influent sur ces pertes, et montré que le paramètre $g \times \sqrt{\Delta n_{-} \cdot n_{BIP \text{ bas}}} \times \Lambda / \lambda_{min}$, relié au taux de décroissance du champ dans la gaine, est un bon paramètre pour obtenir des tendances simples d'évolution du minimum de pertes α_{min} . Il a également été démontré qu'il est possible de modifier l'effet tunnel optique en faisant varier les paramètres opto-géométriques affectant ou non le diagramme de bandes lié à la micro-structure.

Ainsi pour les paramètres n'affectant pas ce diagramme de bandes, le minimum de pertes peut être diminué en augmentant le nombre de couronnes de plots haut indice dans la gaine. Ce nombre agit alors directement sur la largeur de la gaine optique (augmentation de la valeur de g). De plus, il a été montré qu'une hausse de la taille du coeur optique permet également de réduire l'effet tunnel par une augmentation de l'indice effectif du mode confiné, et ainsi de Δn_{-} . Finalement, un accroissement de l'ordre de la bande interdite photonique induit globalement une baisse du minimum de pertes. Dans ce cas, la quantité Δn_{-} diminue en général, mais l'augmentation du rapport Λ / λ_{min} domine alors et implique un meilleur confinement de la lumière et ainsi une diminution des pertes par effet tunnel optique.

¹⁵Par exemple, si le minimum de pertes du mode fondamental vaut 0.03 dB/km et celui du second mode confiné 3 dB/km, la quantité P_{mode} sera alors égale à 100, mais au bout de 1 km de fibre, le niveau de signal du mode LP_{11} aura diminué de 3 dB seulement, soit d'un facteur 2.

Le rapport d/Λ et le contraste d'indice de réfraction dans la gaine sont tous les deux des quantités qui influent sur le diagramme de bandes de la micro-structure. Nous avons alors montré qu'une augmentation de ces deux valeurs conduit à un accroissement des pertes par confinement, bien que les BIP soient plus profondes en indice effectif. Nous avons pu interpréter cette évolution en tenant compte également du paramètre $g \times \sqrt{\Delta n_{-} \cdot n_{\text{BIP bas}}} \times \Lambda / \lambda_{\text{min}}$. Ainsi pour une hausse du rapport d/Λ et du contraste d'indice de réfraction, ce taux de décroissance diminue. Davantage d'énergie lumineuse est alors couplée vers la gaine externe de silice, ce qui induit une augmentation des pertes par confinement. L'étude de surfaces représentant les pertes en fonction de ces deux paramètres (d/Λ et Δn) a permis de montrer que pour des structures droites il existe plusieurs couples (d/Λ , Δn) conduisant au même minimum de pertes par confinement (courbes d'iso-pertes sur les surfaces étudiées).

Toutefois, même si nous avons identifié et interprété l'évolution des pertes par confinement selon les différents paramètres opto-géométriques de la fibre BIP TS 2D dans la plupart des cas, nous avons mis en évidence l'exception de la 4^e bande interdite photonique. Ceci montre bien qu'une multitude de paramètres influent sur les pertes dans ce type de fibre, et rendent difficile leur interprétation et l'énoncé d'une loi simple universelle les régissant.

Chapitre 4

Etude de défauts transverses sur les pertes par confinement

4.1 Introduction

Le quatrième chapitre de ce manuscrit est consacré à l'étude de l'impact des défauts transverses de structures BIP TS 2D non idéales sur leur niveau de pertes par confinement. Pour une structure donnée, les plots seront donc caractérisés par un diamètre, un contraste d'indice de réfraction différents les uns des autres, et un positionnement différent de celui d'une maille triangulaire parfaite.

En effet, si l'impact des différents paramètres opto-géométriques sur les pertes par confinement d'une fibre supposée droite a été étudié au cours du chapitre 3, nous avons toujours supposé une structure de fibre transverse parfaitement périodique (idéale). En général, seules les pertes par confinement et éventuellement par courbure (étudiées au cours du chapitre suivant) sont en effet considérées lors des simulations numériques effectuées pour une architecture de fibre particulière.

Or, le processus de fabrication de ces fibres BIP 2D nécessitent de nombreuses étapes, chacune d'elles pouvant faire apparaître des défauts par rapport à la structure de fibre idéale. En effet, certains défauts de fabrication, comme la préforme mère dopée, utilisée pour concevoir les futurs plots de haut indice dans la gaine, peuvent conduire à des variations longitudinales de l'indice de réfraction, du diamètre extérieur et de la taille de la zone dopée. De plus, cette préforme peut présenter des défauts locaux, pas très simples à identifier.

L'étape suivante, qui consiste à étirer cette préforme dopée en capillaires de taille millimétrique (voir paragraphe 2.2 du chapitre 2 à propos de la méthode 'Stack and Draw'),

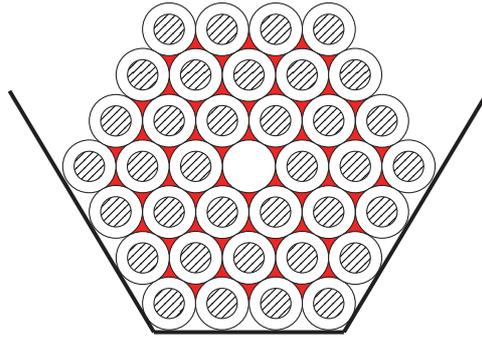


FIG. 4.1: Assemblage triangulaire de capillaires millimétriques. Les zones hachurées schématisent la silice dopée ou l'air ; les zones blanches la silice pure. Les régions rouges sont appelées interstices.

peut induire une variation non-contrôlée de leur diamètre de l'ordre du pourcent. Ensuite, lors de l'assemblage, des défauts de position des régions dopées vont apparaître, les diamètres des différents capillaires utilisés n'étant jamais parfaitement identiques. De plus, l'insertion de l'assemblage macroscopique dans un tube (étape de manchonnage), de taille plus ou moins adéquate, peut également induire des défauts de position des différents capillaires qui vont se déplacer au cours de la dernière étape d'étirage en fibre. La figure 4.1 montre finalement des zones remplies d'air (zones rouges) ; celles-ci sont appelées zones interstitielles. Lors de la dernière étape d'étirage en fibre, ces zones vont se fermer (fonte de la silice qui remplit ces interstices), et des déformations non uniformes peuvent alors apparaître.

Tous ces défauts de fabrication vont entraîner des écarts par rapport aux paramètres opto-géométriques définissant le profil transverse d'une gaine micro-structurée idéale. Ces défauts auront alors un impact sur les propriétés de guidage des fibres à cristal photonique, telle que leur dispersion chromatique, leurs pertes par confinement, leur biréfringence... Des études numériques sur l'influence de défauts ont déjà été proposées pour des fibres micro-structurées air/silice à guidage par RTIM [84, 85]. Ces dernières études, effectuées pour un rapport d/Λ de 0.9, montrent que les pertes induites par de tels défauts transverses sont faibles par rapport à celles dues à la diffusion Rayleigh, aux interfaces air/silice, ainsi qu'à l'absorption infra-rouge. Par contre, ces analyses mettent en évidence l'impact plus important de ces défauts sur la dispersion chromatique du guide, ainsi que sur la biréfringence.

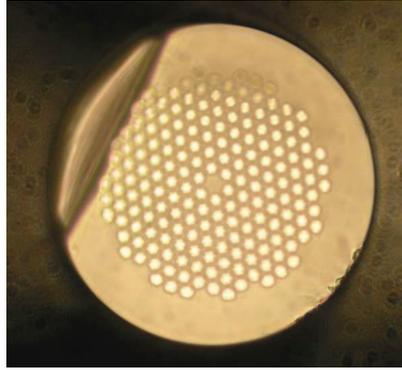


FIG. 4.2: Photographie optique de la fibre A de référence. 7 couronnes d'inclusions dopées Ge composent la gaine micro-structurée.

Pour les fibres micro-structurées à guidage par bandes interdites photoniques, nous pouvons nous attendre à ce que la périodicité du réseau joue un rôle beaucoup plus important. En effet, pour les fibres air/silice à guidage par RTIM, seule la différence d'indice entre le coeur et la gaine optique micro-structurée a une importance pour le confinement du mode dans la gaine, et la périodicité de la gaine n'est pas requise [86]. Toutefois cette périodicité est souvent nécessaire à la conception de fibres caractérisées par des propriétés optiques bien particulières et aide à la reproductibilité de fabrication. Pour les fibres à guidage par bandes interdites, une variation de l'un des paramètres opto-géométriques cités ci-dessus va entraîner obligatoirement la 'non périodicité' de la gaine micro-structurée, ce qui devrait dégrader davantage le confinement de la lumière dans le coeur de la fibre, puisque celui-ci est couramment interprété comme étant du à l'existence de bandes interdites photoniques dans la gaine, elles-mêmes apparaissant grâce à la périodicité de la structure.

Lors de ce chapitre, nous nous proposons d'étudier, dans un premier temps, l'impact de défauts aléatoires transverses sur les pertes par confinement d'une fibre BIP TS 2D. L'étude portera sur la fibre de référence, appelée jusqu'ici fibre A. Dans la référence [5], l'étude expérimentale fut menée dans la troisième bande interdite photonique, avec un minimum de pertes autour de 1550 nm. Nous allons donc concentrer notre analyse dans cette même bande interdite [87]. Nous ferons état de l'évolution de ce minimum de pertes par confinement en faisant varier aléatoirement les paramètres opto-géométrique tels que le pas du réseau, le diamètre des plots et leur contraste d'indice de réfraction avec la ma-

trice vitreuse. Nous discuterons alors brièvement de l'importance de la périodicité pour les fibres à guidage par bande interdite. Une conséquence de ces analyses nous amènera à étudier plus précisément la première couronne de plots haut indice. Nous définirons ainsi une nouvelle conception de fibres hydrides (Fibre Hybride Première Couronne FHPC) pour lesquelles tous les plots de leur première couronne sont identiques entre eux mais différents des autres couronnes. Une comparaison entre fibre hybride et fibre idéale (fibre possédant tous ses plots identiques) sera enfin proposée.

4.2 Implémentation de défauts aléatoires

Les modélisations sont effectuées grâce à la méthode des éléments finis (MEF logiciel COMSOL). L'indice effectif complexe du mode fondamental est déterminé par l'ajout d'une couche externe parfaitement absorbante (voir annexe 1), et les pertes par confinement sont déduites de l'indice effectif par la relation (2.16). En affinant le maillage (dans la limite de la mémoire de calcul disponible) et les caractéristiques de la PML, la précision numérique sur les pertes est estimée à 0.01 dB/km^1 au minimum de la 3^e BIP. La dispersion du matériau est prise en compte via la relation de Snellmeier, et nous supposons tout au long de ce chapitre que les inclusions restent cylindriques et leur profil d'indice de réfraction parfaitement parabolique.

Pour modéliser les défauts apparaissant naturellement lors de l'étape de fabrication, nous avons implémenté des défauts de type aléatoire. Pour cela fut employée une loi de probabilité Gaussienne (ou loi normale) (figure 4.3 (a)) décrivant les valeurs prises par les trois variables Δn , d et P , où P représente la position des plots. Cette loi fut déjà utilisée pour l'étude de défauts transverses dans les fibres à guidage par RTIM [84,85]. Les 168 plots composant la gaine micro-structurée sont tous sujets à cette déviation : pour chacun d'eux sont générés de nouveaux paramètres Δn , d puis P . Cette loi de probabilité est centrée sur la valeur des trois paramètres de la structure de référence A, soit $\Delta n_0 = 30.10^{-3}$, $d_0 = 10.38 \mu\text{m}$, et P_0 étant déduit à partir de $\Lambda_0 = 15.2 \mu\text{m}$. Leurs écarts types

¹Cette valeur correspond à une partie imaginaire de l'indice effectif de 1.10^{-13} .

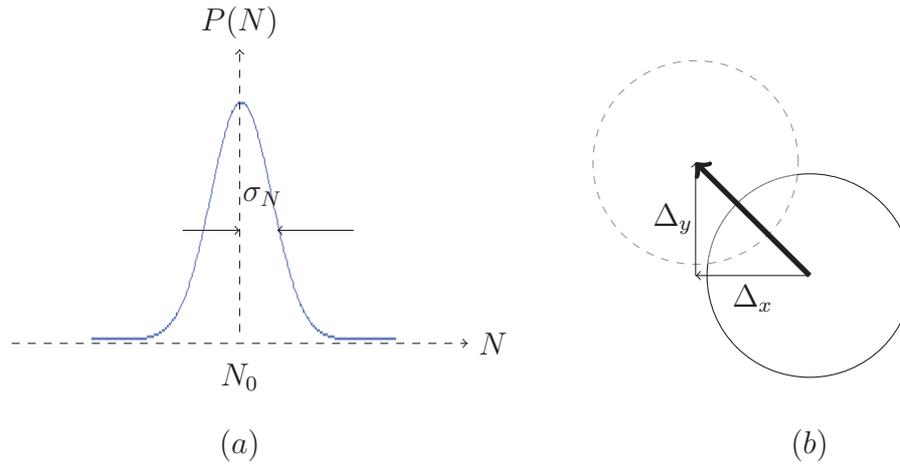


FIG. 4.3: (a) Loi de probabilité Gaussienne centrée sur la valeur N_0 avec un écart type σ_N . N représente d , Δn . Δ_x et Δ_y : défauts de position appliqués sur chaque inclusion.

sont notés respectivement : $\sigma_{\Delta n}$, σ_d et σ_P ². Tout au long de ce chapitre, ceux-ci sont exprimés en pourcentage par rapport aux valeurs initiales, soit $\sigma_{\Delta n}/\Delta n_0$, σ_d/d_0 , σ_P/P_0 . Les défauts de position sont obtenus en générant des nombres aléatoires appliqués aux deux directions du plan (x,y), soit Δ_x et Δ_y (figure 4.3 (b)).

Comme introduit dans les chapitres précédents, le minimum de pertes en dB/km sera noté α_{min} , et λ_{min} sa longueur d'onde.

4.3 Variations aléatoires du diamètre, de l'indice et de la position des plots

Pour se rapprocher le plus possible de la réalité, les trois paramètres décrivant la micro-structure doivent tous être sujets aux variations engendrées par l'étape de fabrication. Par contre, pour interpréter plus facilement leur impact sur les pertes, seront tout d'abord étudiées des variations appliquées à chacun des paramètres d , Δn puis P , pris indépendamment les autres des autres. Ainsi, lorsque l'un varie, les deux autres restent égaux aux paramètres de la fibre de référence A.

Pour chacun d'eux furent étudiées trois valeurs de l'écart type σ_N dont les valeurs relatives σ_N/N_0 sont égales à 1%, 2% et 5%, où N représente ou d , ou Δn ou P . Cinquante structures transverses aléatoires furent générées pour chaque paramètre ainsi que pour

²L'écart type σ_N est proportionnel à la largeur totale à mi-hauteur H de la Gaussienne par $H \simeq 2.35\sigma_N$

chacun des écarts types. Cela nous permet d'avoir une interprétation statistique satisfaisante de l'influence de chacun de ces paramètres sur les pertes. Pour chacune de ces 450 structures ainsi générées, nous avons recherché le minimum de pertes α_{min} ainsi que sa longueur d'onde associée λ_{min} , par pas de 2 nm, dans la 3^e bande interdite photonique.

4.3.1 Impact de défauts sur la longueur d'onde λ_{min}

Les résultats numériques associés à la longueur d'onde du minimum de pertes sont présentés figures 4.4. Ces histogrammes représentent la distribution de la longueur d'onde λ_{min} par classe de 2 nm (sauf pour $\delta d/d_0 = 5\%$ pour lequel cette longueur d'onde est définie par classe de 4 nm), pour une variation du diamètre des inclusions ainsi que du contraste d'indice, cela pour chaque écart type introduit de 1%, 2% et 5%. Nous notons que les structures sujets à des défauts de position présentent une longueur d'onde λ_{min} constante.

Plusieurs observations se déduisent de leur analyse :

- (i) Pour de faibles écarts types (1%), le nombre maximal de réalisations est atteint pour la longueur d'onde λ_{min} de la structure de référence A, à savoir $1.513 \mu m$.
- (ii) Lorsque la déviation standard croît, l'intervalle spectral où se situe λ_{min} augmente : $(1.511 \mu m ; 1.523 \mu m)$ pour le contraste d'indice et $(1.495 \mu m ; 1.531 \mu m)$ pour le diamètre, qui présente alors une plus forte dispersion.
- (iii) La distribution de λ_{min} avec l'écart relatif σ_N/N_0 est peu perturbée pour le contraste d'indice de réfraction Δn , et reste proche d'une Gaussienne (bien qu'une faible asymétrie est visible pour $\sigma_{\Delta n}/\Delta n_0$ égal à 5%), tandis que la distribution (également non symétrique) est fortement perturbée pour le diamètre d des plots pour σ_d/d_0 supérieur à 1%.

Les points (i) et (ii) apparaissent naturels, l'augmentation de la dispersion des valeurs reliées au diamètre par rapport au contraste d'indice de réfraction (pour un même écart type normalisé) peut s'interpréter en considérant le modèle de l'ARROW, introduit chapitre 2. Ce modèle associe en effet la position spectrale des BIP à la fréquence normalisée V d'un plot haut indice supposé isolé. Selon la définition de V (relation (1.17)), cette

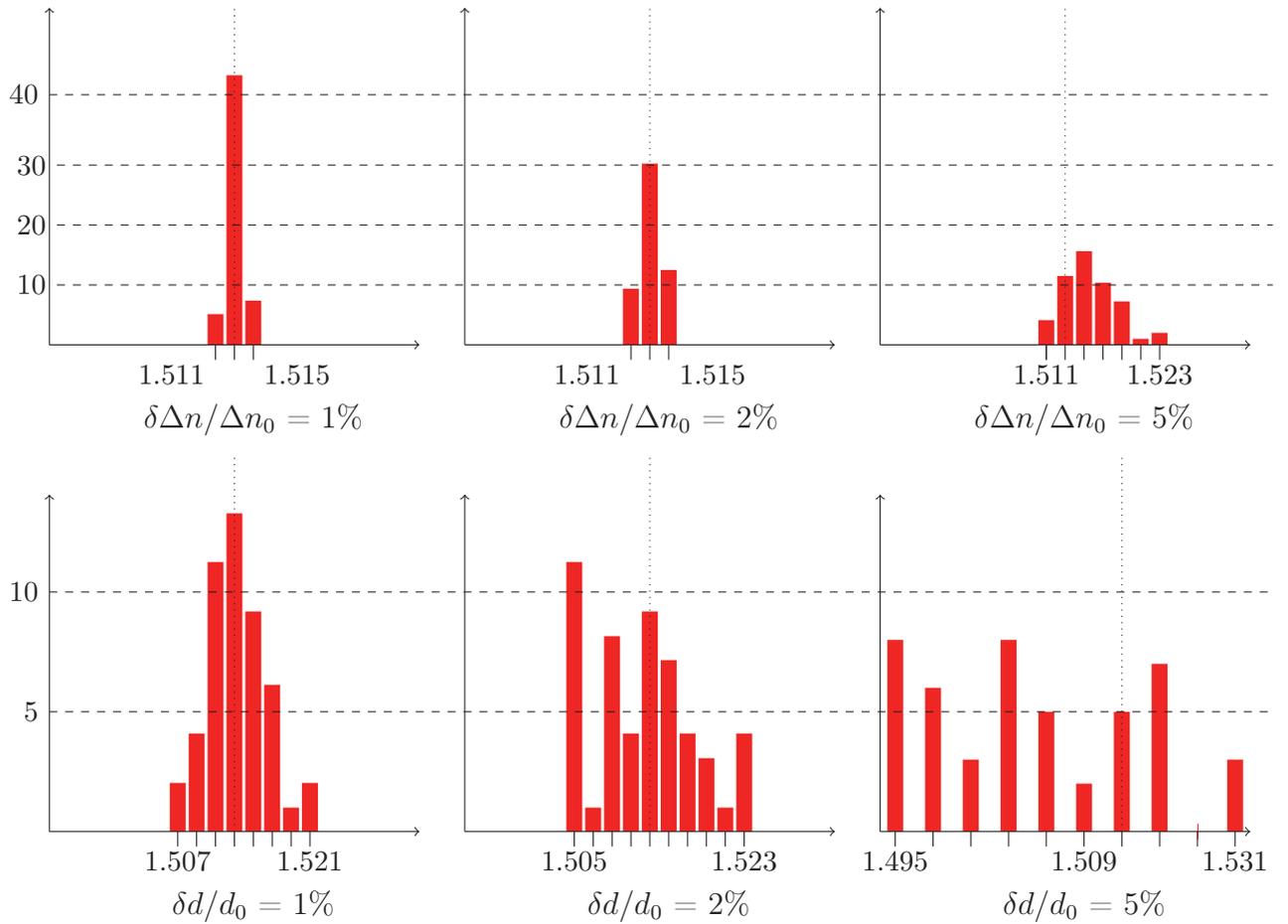


FIG. 4.4: Variations de la longueur d'onde associée au minimum de pertes (λ_{min}) pour un défaut de type contraste d'indice de réfraction et diamètre, cela pour une déviation standard de 1, 2 et 5%. Le pas de la discrétisation est choisi à 2 nm sauf pour $\delta d/d_0 = 5\%$ où le pas est de 4nm. La ligne pointillée verticale représente λ_{min} de la fibre A sans défaut.

fréquence est proportionnelle au diamètre des plots d alors qu'elle dépend de la racine carrée du contraste d'indice de réfraction. Une modification de cette dernière quantité a donc un impact moins important sur la valeur de V que le diamètre d des plots, et donc sur la position spectrale des bandes interdites photoniques.

L'interprétation du point (iii) est plus complexe. En effet, les plots de la gaine microstructurée étant tous sujets à des défauts de type aléatoire, chacun d'eux présente ses propres propriétés optiques, et certains plots vont induire un effet plus ou moins marqué sur le confinement du mode de coeur (en étant plus ou moins proche du coeur du guide par exemple). L'effet de l'ensemble de ces inclusions sur la longueur d'onde λ_{min} d'une *seule* réalisation est donc une conséquence d'un *ensemble* de tirage aléatoire. Cette complexité

explique que la distribution de la longueur d'onde λ_{min} puisse s'écarter de la distribution Gaussienne appliquée aux paramètres des plots.

4.3.2 Minimum de pertes α_{min} associé

Les résultats numériques obtenus concernant le minimum de pertes sont résumés sur les figures 4.5 (a), 4.5 (b), et 4.5 (c), pour respectivement σ_d , $\sigma_{\Delta n}$ puis σ_P . Chaque croix représente α_{min} pour chacune des structures générées. La ligne horizontale à 0.96 dB/km représente le minimum de pertes par confinement de la structure idéale de référence. Précisons que ces trois graphiques ont été tracés à même échelle pour faciliter leur comparaison.

Tout d'abord, comme nous pouvions nous y attendre, nous observons une augmentation de la dispersion des croix lorsque l'écart type σ_N/N croît, et cela pour les trois paramètres d , Δn et P . Les valeurs des points extremums en dB/km selon σ_N/N sont données dans le tableau 4.1 :

σ_N/N	1%	2%	5%
σ_d/d_0	(0.81 ; 1.14)	(0.69 ; 1.40)	(0.56 ; 2.26)
$\sigma_{\Delta n}/\Delta n_0$	(0.89 ; 1.07)	(0.88 ; 1.31)	(0.92 ; 2.29)
σ_P/Λ_0	(0.81 ; 1.14)	(0.73 ; 1.32)	(0.38 ; 2.77)

TAB. 4.1: Tableau récapitulatif des α_{min} extrêmes en dB/km pour chaque écart type ainsi que pour chaque type de défauts.

Ensuite, les figures 4.5 montrent qu'une déviation de seulement 5% de chacun des trois paramètres étudiés peut conduire à doubler le minimum de pertes par rapport à la fibre de référence. Cette conclusion est intéressante du point de vue fabrication, car elle donne une idée de la tolérance de régularité à respecter. De plus, les trois paramètres étudiés ont un impact sur α_{min} du même ordre de grandeur. A ce stade de l'étude, cette remarque peut paraître étonnante. En effet, comme la fréquence normalisée V des plots

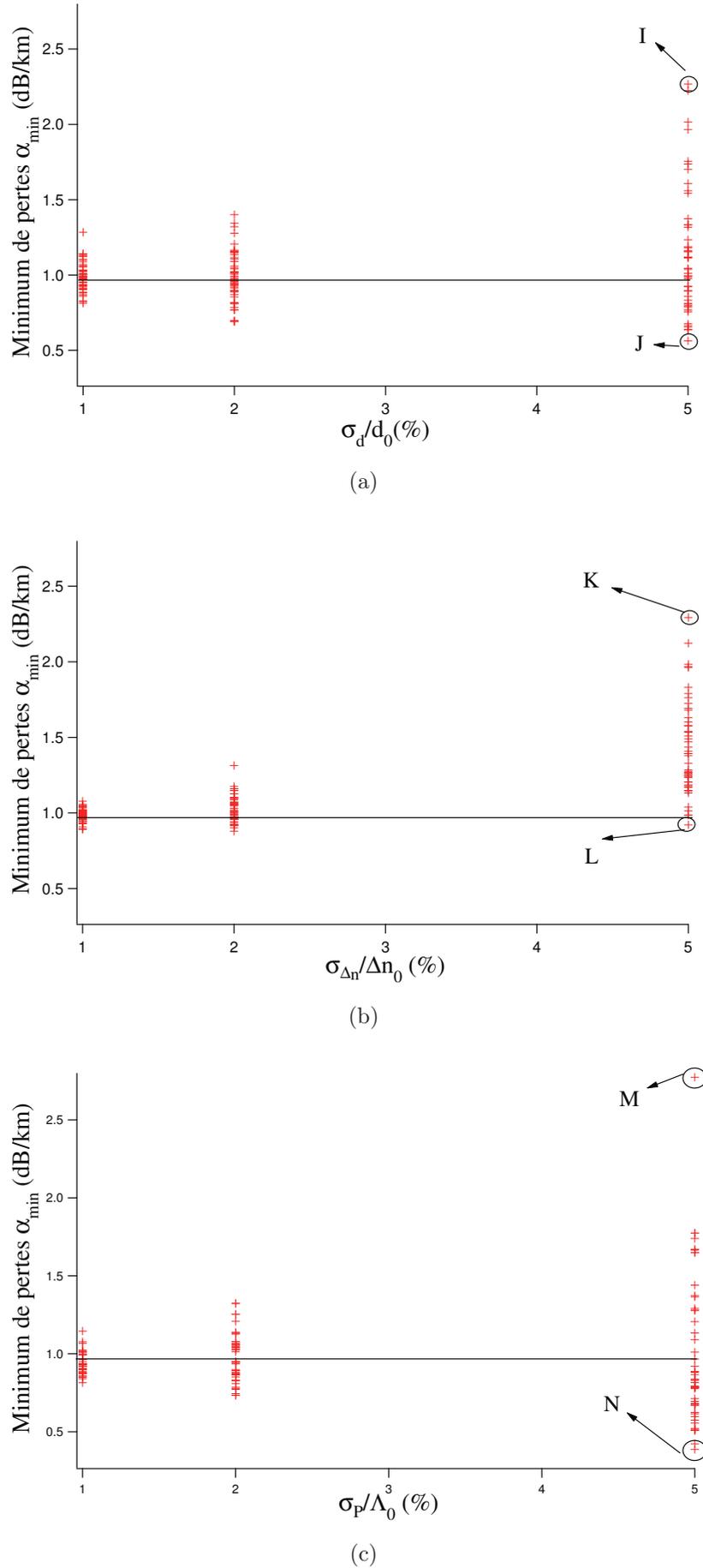


FIG. 4.5: Variations du minimum de pertes en fonction de l'écart type (a) σ_d/d , (b) $\sigma_{\Delta n}/\Delta n$ et (c) σ_P/Λ_0 . La ligne horizontale représente le minimum de pertes par confinement de la fibre A à 0.96 dB/km. Les structures aléatoires conduisant aux extremums de pertes y sont notées pour une déviation de 5%.

dépend que de leur diamètre d et du contraste d'indice de réfraction Δn , nous aurions pu nous attendre à ce qu'une variation de ces deux paramètres implique un impact sur les pertes plus important que P , comme observé au paragraphe précédent sur la longueur d'onde λ_{min} . Pourtant ces premiers résultats infirment cette hypothèse.

Cette étude de l'impact des défauts aléatoires sur la valeur α_{min} montre également que certaines structures aléatoires conduisent à un α_{min} plus faible que la fibre de référence A sans défaut (croix sous la ligne horizontale). Ces résultats numériques sont en contradiction avec la vision répandue selon laquelle le guidage par bande interdite photonique nécessite forcément une micro-structure périodique, et que toute imperfection conduira forcément à une dégradation du guidage de la lumière dans le coeur, et donc à une augmentation des pertes. Si le nombre de réalisations correspondant à cet effet est faible dans le cas du paramètre Δn (et où l'effet n'est que d'un facteur de réduction maximal de pertes de 1.1), il est davantage important dans le cas du diamètre d des inclusions (18 structures sur 50) avec un facteur maximal de 1.7, et devient même majoritaire pour leur position (32 structures sur 50), avec un facteur maximal de 2.5, pour un écart type de 5%.

Finalement signalons que les valeurs moyennes de α_{min} obtenues pour un écart type de 5% sont de 1.15 dB/km, 1.42 dB/km et 0.99 dB/km pour un défaut de type d , Δn et P , respectivement. La valeur moyenne élevée de 1.42 dB/km, associée à variation du paramètre Δn , s'explique par le nombre élevé de réalisations (47 sur 50) caractérisées par un minimum de pertes supérieur à celui de la fibre A. Les valeurs moyennes plus proches de 0.96 dB/km, associées à une variation de d et P , s'interprètent par le nombre important de réalisations caractérisées par un α_{min} inférieur à celui de la fibre A (18 et 32 structures sur 50 respectivement), qui tend alors à réduire la valeur moyenne de α_{min} vers celui de la fibre de référence.

Les paragraphes suivants tenteront d'interpréter ces nouveaux résultats. Pour cela, les structures conduisant aux extrema de pertes pour un écart type de 5% seront étudiées plus précisément, et sont dans la suite nommées sur les figures de la manière suivante : I et J pour un désordre de type diamètre (figure 4.5 (a)), K et L pour le contraste d'indice de réfraction (figure 4.5 (b)), M et N pour la position des inclusions (figure 4.5 (c)).

4.4 Influence de la première couronne de plots

Au cours de la section précédente, nous avons observé que l'ajout de défauts pouvait non seulement augmenter mais aussi diminuer le minimum de pertes par rapport à la structure de référence A. Pour essayer d'interpréter ce résultat, nous allons nous intéresser aux grandeurs physiques d , Δn et P des six premiers plots autour du coeur (réduisant ainsi de 168 à 6 le nombre de paramètres à considérer). Cette simplification est motivée par le fait que la répartition d'intensité du mode confiné suggère qu'il doit être davantage sensible aux variations induites sur la première couronne de plots qu'aux autres couronnes. Pour confirmer cela ont été repris les paramètres des six structures extrêmes aléatoires prédéfinies (pour un écart type de 5%), auxquelles nous avons modifié volontairement la première couronne d'inclusions pour que celle-ci corresponde à celle de la structure A de référence sans défaut ($\Delta n = 30 \cdot 10^{-3}$, $d = 10.38 \mu m$, et une distance de leur centre au coeur de $15.2 \mu m$). Le désordre sauvegardé n'affecte plus que les six autres couronnes. Les résultats numériques concernant ces six nouvelles structures sont résumés dans le tableau 4.2.

Type de défaut	Structure	totalemment désordonnée	avec défauts n'affectant pas la 1 ^{ere} couronne
d	I	2.26	0.91
d	J	0.56	0.9
Δn	K	2.29	1.64
Δn	L	0.92	1.31
P	M	2.77	0.82
P	N	0.38	0.92

TAB. 4.2: α_{min} (dB/km) pour les 6 structures prédéfinies conduisant aux extrema de pertes pour un écart type σ_N/N_0 de 5%, ainsi que pour ces mêmes structures avec un désordre n'affectant que les 6 dernières couronnes d'inclusions. La structure de référence possède un minimum de pertes théorique de 0.96 dB/km.

Excepté pour la structure L, dont les pertes étaient déjà très proches de la fibre A, les nouvelles structures modifiées possèdent un minimum de pertes notablement plus proche de celui de la fibre A idéale. Cela confirme bien que la première couronne d'inclusions joue un rôle significatif. Toutefois si ce rôle est important pour leur diamètre d et leur position

P, il est plus discret pour le contraste d'indice Δn .

Pour chacune des structures I, J, K, L, M et N sont représentés figure 4.6 les histogrammes illustrant, pour les plots de la première couronne, les valeurs de leur diamètre, de leur contraste d'indice de réfraction ainsi que la distance de leur centre au coeur de la fibre (équivalent au pas du réseau). Ces histogrammes révèlent, pour la structure I, que les plots de sa première couronne possèdent un diamètre moyen supérieur à d_0 , $10.51 \mu m$ contre $10.38 \mu m$, alors que c'est l'inverse pour la structure J, qui possède le plus faible α_{min} ($d_{moyen} = 10.19 \mu m$). Les histogrammes relatifs à la structure K indique que le contraste d'indice moyen de la première couronne est plus faible que Δn_0 ($29, 1.10^{-3}$ contre 30.10^{-3}), alors que le Δn_{moyen} équivalent de la structure L (minimum de pertes) est plus important ($31, 29.10^{-3}$). Finalement, les deux derniers graphes expriment que la distance moyenne des centres des six premières inclusions au coeur de la fibre est plus faible ($14.41 \mu m$) que Λ_0 pour la structure aléatoire M, et plus élevée pour N ($15.96 \mu m$) contre $15.2 \mu m$. A ce stade de l'étude, les hypothèses suivantes peuvent être formulées :

- un accroissement du diamètre des inclusions de la première couronne augmenterait le minimum de pertes par confinement
- une augmentation du contraste d'indice des six premiers plots diminuerait α_{min}
- une élévation du pas du réseau concernant la première couronne d'inclusions abaisserait ce minimum

Pour confirmer ou infirmer ces hypothèses, nous consacrerons la section 4.8 à l'analyse numérique d'un nouveau type de fibre BIP TS. En effet, nous définirons de nouvelles structures transverses pour lesquelles les inclusions haut indice de la première couronne sont identiques entre eux, mais différents des autres couronnes. Ce nouveau design de fibre sera alors nommé Fibres Hybrides Première Couronne (FHPC) par la suite, et sera différencié des fibres qui ont toutes leurs inclusions identiques, déjà appelées Fibres Idéales (FI). Avant cela, nous allons poursuivre, aux paragraphes 4.5, 4.6 et 4.7, notre étude de structures pour lesquelles des défauts aléatoires ont été implémentés.

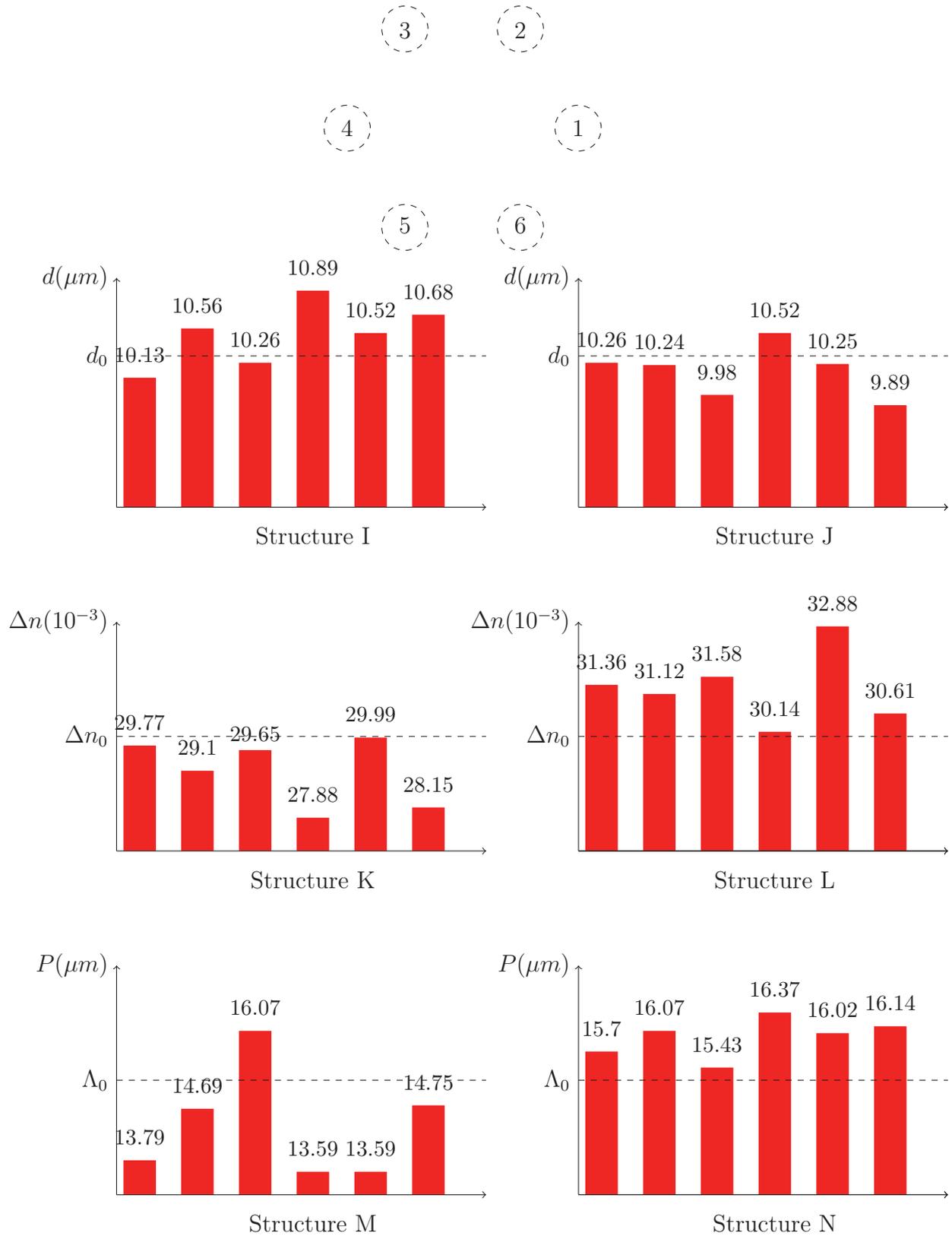


FIG. 4.6: Histogrammes contenant, pour les six premières inclusions, les valeurs de leur diamètre pour les structures I et J, de leur contraste d'indice pour K et L, ainsi que leur distance par rapport au centre de la fibre pour M et N. Ces six inclusions sont notées de 1 à 6 comme l'indique la figure du haut.

4.5 Variations des trois paramètres opto-géométriques

Jusqu'à présent fut étudié l'impact de défauts appliqués à un seul paramètre opto-géométrique pris indépendamment. Or, au cours de l'étape de fabrication, de telles variations apparaissent naturellement sur les trois paramètres définissant la micro-structure. Pour s'en approcher, une nouvelle série de modélisation a été effectuée en appliquant des tirages aléatoires pour chaque paramètre P , d et Δn , et cela de nouveau pour chaque plot composant la gaine optique. Le nombre de structures aléatoires générées a été augmenté à 100, pour un écart type de 5% sur chaque grandeur. La figure 4.7 résume (en échelle logarithmique) les minima de pertes α_{min} repris de la figure 4.5, pour une modification du positionnement seul (croix noires), du contraste d'indice de réfraction seul (croix bleues), du diamètre seul (croix vertes), ainsi que pour les 100 minima obtenus lors de la variation des trois paramètres à la fois (croix rouges). Le nombre de réalisations incluses dans un intervalle de pertes de largeur 0.2 dB/km est quant à lui illustré sur les histogrammes de distribution de α_{min} figures 4.8.

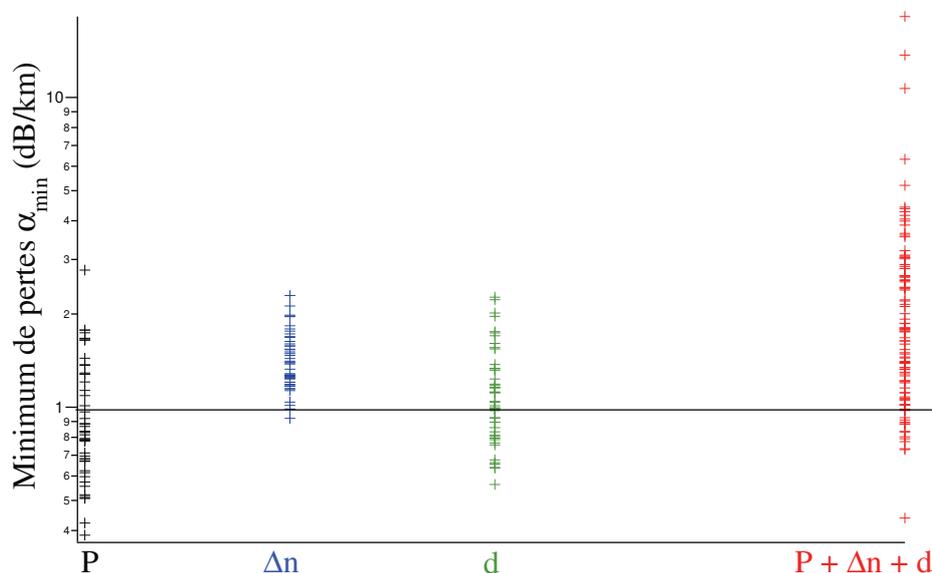


FIG. 4.7: Variations du minimum de pertes pour 50 structures générées pour chaque type de défaut P , Δn et d ($\sigma_N/N = 5\%$), ainsi que 100 structures aléatoires entrepris sur ces 3 types de défauts.

L'examen de ces deux figures 4.7 et 4.8 nous conduit aux observations suivantes :

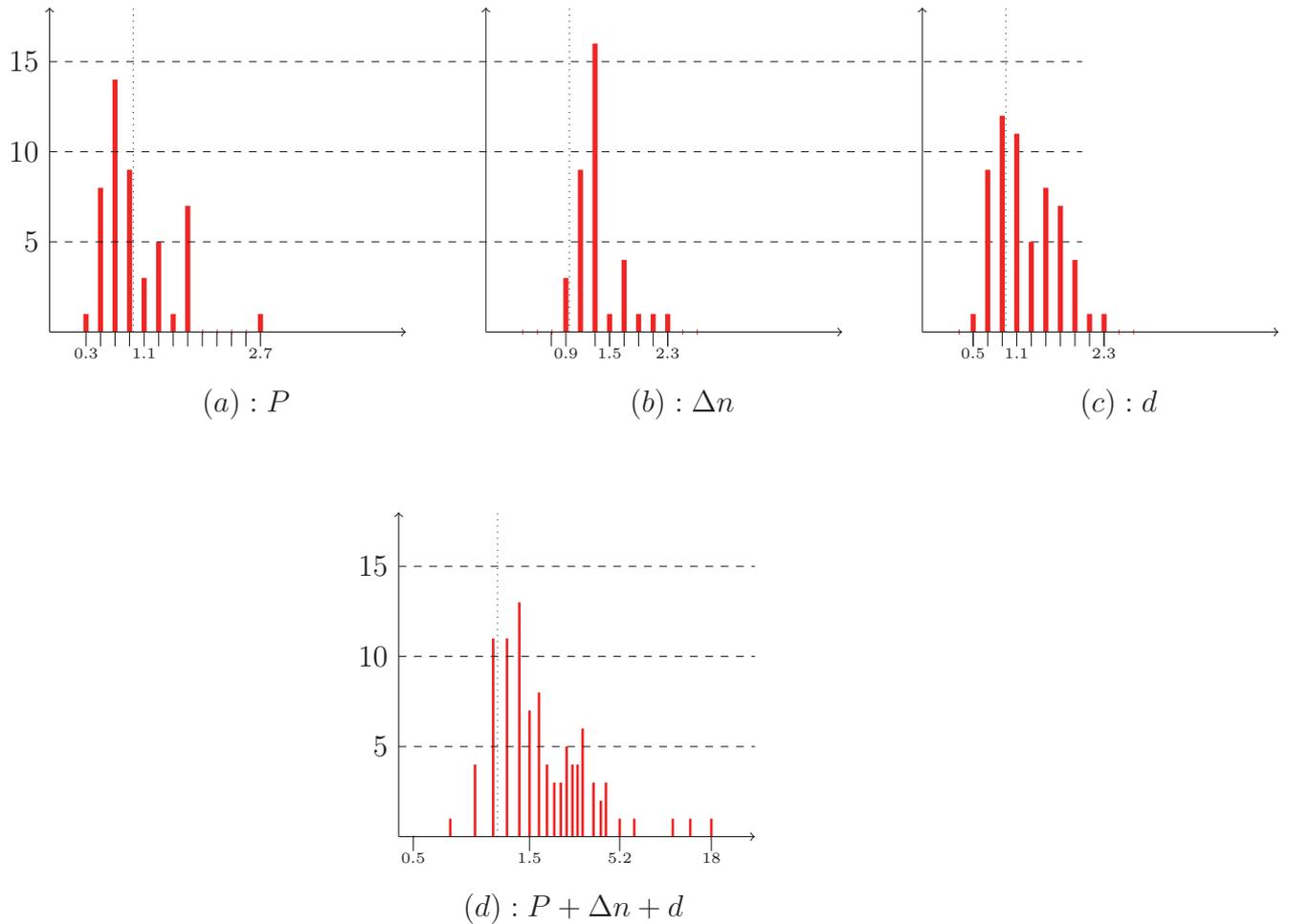


FIG. 4.8: Histogrammes de distribution de α_{min} (par classe de 0.2 dB/km) pour des variations aléatoires de P (a), Δn (b) et d (c), ainsi que pour ces 3 paramètres à la fois (d) (échelle logarithmique). L'écart type utilisé est de 5%, et la ligne pointillée verticale représente les pertes de la fibre A.

- (i) Une augmentation de la dispersion des valeurs de α_{min} lorsque les trois paramètres sont tous sujets aux défauts. Ce résultat n'est pas en lui même surprenant, le nombre de réalisations effectuées étant plus élevé, et les effets des défauts étant 'renforcés', au moins pour certaines structures.
- (ii) Toutefois seules 16 structures sur 100 conduisent à un minimum de pertes inférieur à celui de la fibre A, contre 18 sur 50 structures générées pour un défaut de type diamètre, et 32 sur 50 pour P . Une explication possible est que la forte probabilité d'augmenter la quantité α_{min} pour une variation du paramètre Δn l'emporte sur les autres paramètres.
- (iii) Enfin notons que le point maximal correspond à un α_{min} de 18.25 dB/km, ce qui est approximativement 20 fois supérieur au minimum de pertes de la fibre A.

Toutefois, seul 20 réalisations sur 100 sont caractérisées par un α_{min} supérieur à 3 fois celui de la fibre A, soit 3 dB/km. Bien que ce dernier chiffre soit statistiquement faible, il démontre tout même une hausse des contraintes de fabrication par rapport à l'étude, effectuée au cours de la section précédente, des paramètres pris indépendamment les uns des autres. En effet, aucune des 150 structures générées dans la section 4.3 n'a conduit à augmenter la quantité α_{min} d'un facteur 3.

4.6 Ajout d'une couronne de plots supplémentaire

Tout au long des sections précédentes, l'étude de défauts fut basée sur la fibre A de référence, celle-ci présentant un minimum de pertes simulé de 0.96 dB/km dans la 3^e bande interdite photonique. Ces défauts de fabrication sont toutefois difficilement contrôlables et estimables expérimentalement. De plus, même si les paramètres statistiques de ces défauts ($\sigma d/d_0$, $\sigma \Delta n/\Delta n_0$ et $\sigma P/P_0$) pouvaient être quantifiés précisément, cela ne suffirait pas à prédire exactement le niveau de pertes de la fibre réalisée, ceux-ci pouvant soit augmenter soit diminuer α_{min} avec une dispersion de valeurs relativement forte (voir figures 4.7 et 4.8). Il devient alors intéressant de savoir si l'ajout d'une couronne de plots haut indice supplémentaire dans la gaine optique permet de se prémunir et d'anticiper l'impact de tels défauts, c'est à dire de conserver le minimum de pertes sous 1dB/km pour la fibre A malgré la présence de ces défauts.

Pour cela ont été repris les trois structures aléatoires I, K et M conduisant au maximum de pertes par confinement pour les 3 types de défauts d , Δn et P ³, auxquelles a été rajoutée une huitième couronne de plots tous identiques (avec les paramètres opto-géométriques de la fibre A). L'observation de la figure 4.9, résumant l'évolution des pertes selon la longueur d'onde dans la 3^e bande interdite, indique que l'ajout d'une huitième couronne d'inclusions diminue bien, pour les 3 structures, le minimum de pertes au dessous de celui de la fibre A (représentée par la courbe hachurée).

Ainsi il est possible, en ajoutant une couronne supplémentaire de plots, d'anticiper l'augmentation du minimum de pertes due à l'apparition de défauts au cours de la fabrication, et d'assurer ainsi un seuil à ne pas dépasser.

³Nous remarquons que cette nouvelle série de simulations a été effectuée pour un écart type de 5% sur d , Δn et P , écart type généralement suffisant au regard des tolérances fixées au cours de l'étape de fabrication .

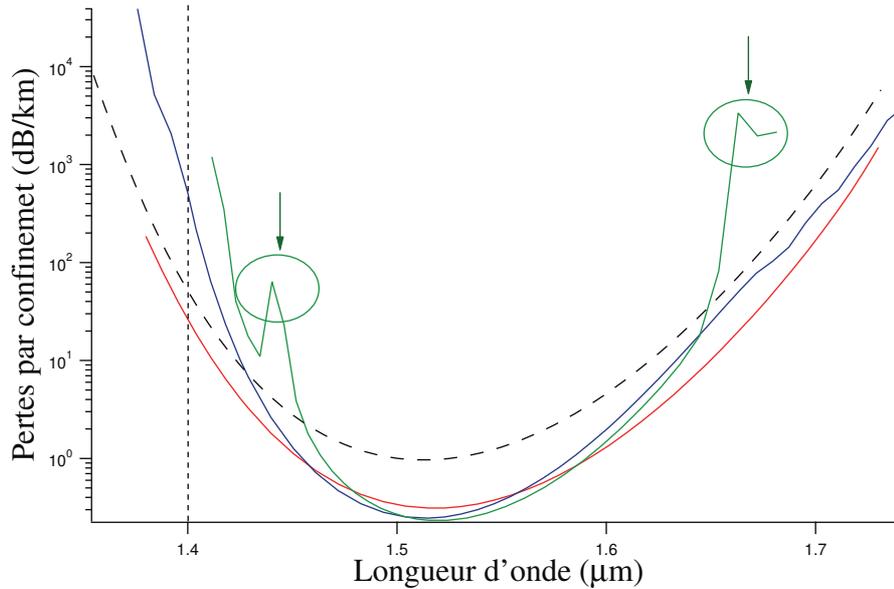


FIG. 4.9: Evolution des pertes par confinement selon la longueur d'onde pour les 3 structures I (courbe bleue), K (verte) et M (rouge), auxquelles a été ajoutée une 8^e couronne parfaite. Celles-ci sont comparées à la fibre A (hachures) composée de 7 couronnes d'inclusions.

Toutefois, nous observons plusieurs remontées de pertes localisées spectralement (marquées par des flèches sur la figure 4.9), similaire à celles décrites pour la structure parfaite du chapitre 3 (paragraphe 3.2.3 figure 3.12). Dans le cas présent, ces remontées peuvent être interprétées comme un couplage d'énergie (anti-croisement) du mode de coeur vers une inclusion haut indice particulière de la gaine optique [59], dont les paramètres opto-géométriques sont tels qu'il y ait un accord de phase entre un mode de type LP_{lm} localisé dans le plot de haut indice en question, et le mode de coeur. En effet, la figure 4.10 illustre le profil transverse d'intensité du mode confiné à une longueur d'onde de $1.44 \mu m$, associée à une remontée de pertes. Nous y observons une intensité significative dans un plot particulier de la gaine optique. La longueur d'onde de coupure du mode de plot LP_{12} (limitant le bord gauche en longueur d'onde de la 3^e BP) est en effet déplacée de $1.29 \mu m$ (pour un plot de la fibre A) à $1.4 \mu m$ pour cette inclusion particulière, soit une longueur d'onde très proche de celle mise en évidence figure 4.10. La faible différence entre ces deux longueurs d'onde provient de la limitation du modèle de l'ARROW modifié [59], discutée paragraphe 5.2.2.3 du chapitre 2. En effet, ce modèle prédit, du côté gauche de la BIP, un couplage d'énergie du mode de coeur vers un mode LP_{lm} de plot pour une longueur

d'onde supérieure à sa longueur d'onde coupure, ce qui corrobore bien nos observations.

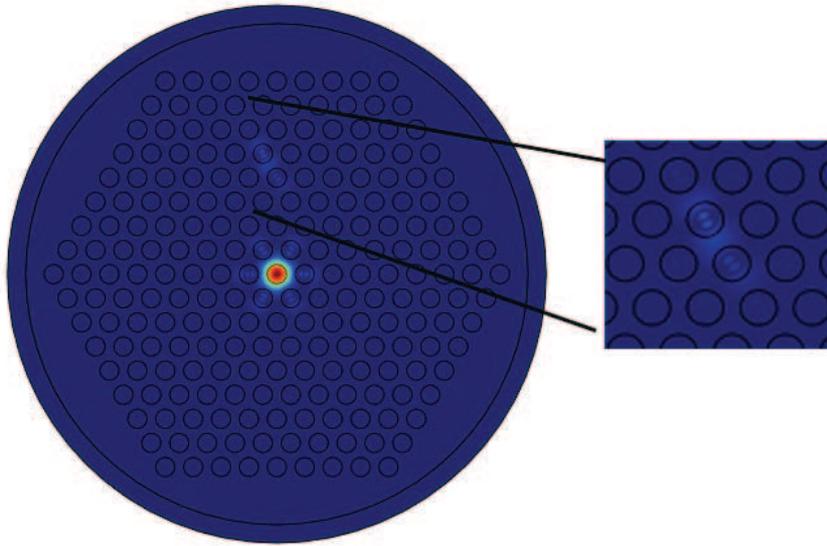
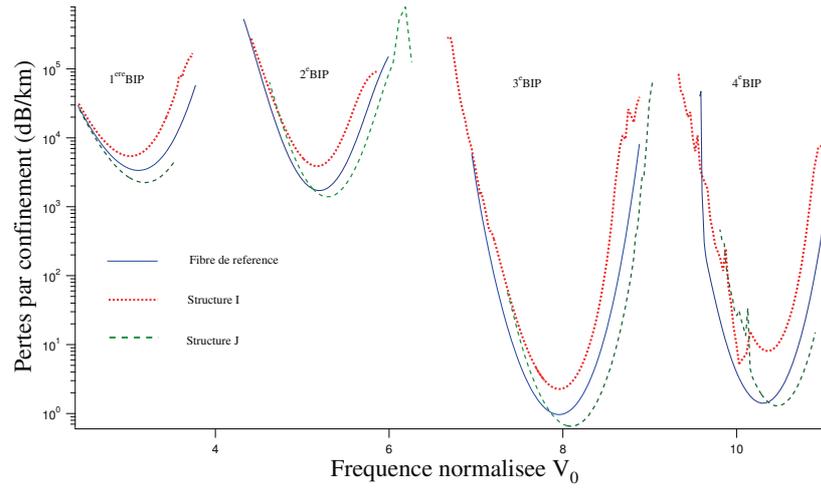


FIG. 4.10: Profil d'intensité transverse du mode fondamental confiné à $1.44 \mu\text{m}$ (structure K), correspondant au pic de pertes présent figure 4.9. En encart : zoom sur le plot haut indice responsable de la remontée de pertes du mode confiné.

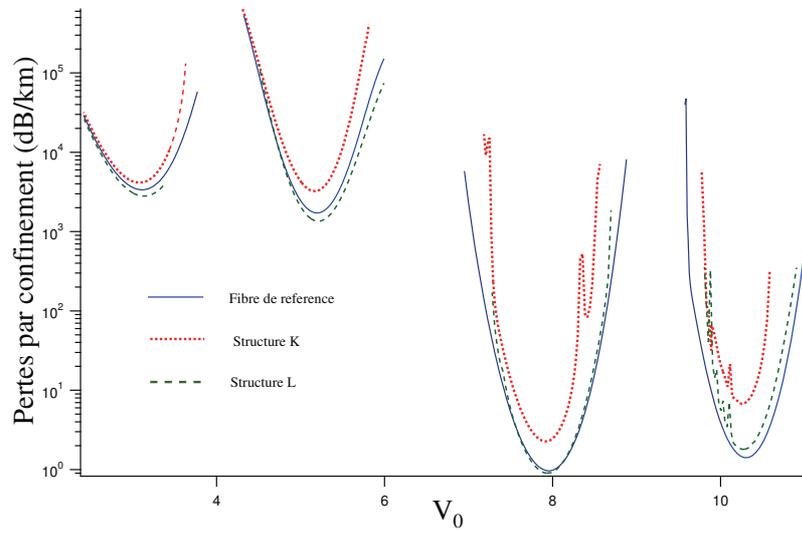
De plus, signalons que ces remontées de pertes au sein d'une bande interdite donnée se situent proches des bords de bande tant que les défauts implémentés restent faibles, et peuvent pour de nombreuses applications ne pas être gênant. Par contre, pour des écarts types plus importants, ces remontées peuvent affecter le minimum de pertes α_{min} au centre de la bande interdite photonique, et alors avoir un impact dramatique sur les propriétés escomptées lors de la conception de la fibre.

4.7 Autres bandes interdites photoniques

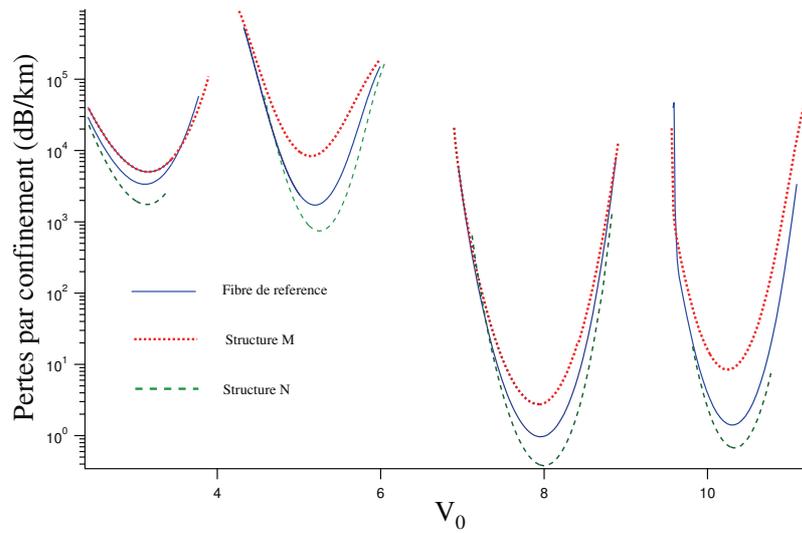
Jusqu'à présent fut étudié l'influence de défauts aléatoires sur les pertes dans la 3^e bande interdite photonique, qui est la plus utilisée en pratique [5, 88, 89]. Il est cependant intéressant d'évaluer comment évolue la sensibilité aux défauts en fonction de l'ordre de la bande photonique. En effet, le minimum de pertes par confinement diminue en général lorsque l'ordre de la BIP croît (voir paragraphe 3.3.3 du chapitre 3). Celui-ci devient-il alors plus sensible aux défauts ? Pour répondre à cette question, ont été sauvegardés les paramètres de chaque structure extrême précédemment nommée I, J, K, L, M et N, pour



(a)



(b)



(c)

FIG. 4.11: Evolution des pertes par confinement (dB/km) selon la fréquence normalisée V_0 (relative aux paramètres de la fibre A) pour les 4 premières BIP des six structures extrêmes I, J (a), K, L (b), M et N (c).

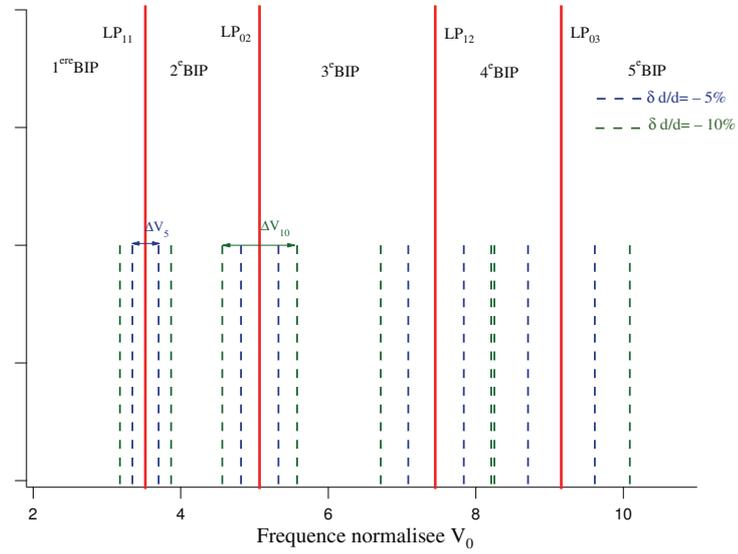
lesquelles les pertes ont été calculées dans les quatre premières BIP ⁴. Les trois figures 4.11 rapportent l'évolution des pertes par confinement de la fibre A, ainsi que celles des six structures I, J (figure 4.11 (a)), K, L (4.11 (b)), M et N (4.11 (c)).

Nous pouvons tout d'abord remarquer que les structures I, J, K et L conduisent à des remontées de pertes aux bords des bandes photoniques, davantage marquées pour les 3^e et 4^e BIP. Par contre, pour un défaut de position (structures M et N), aucune remontée de pertes n'est visible. Ces pics de pertes ont déjà été observés au cours du paragraphe précédent 4.6, où leur origine fut interprétée comme un couplage d'énergie résonant entre le mode de coeur et un mode de plot particulier de la gaine optique. En effet, par l'implémentation de défauts aléatoires sur l'ensemble des inclusions, leurs fréquences de coupure V_c (délimitant les bords de BIP d'après le modèle de l'ARROW) se trouvent modifiées, ce qui peut induire un accord de phase entre le mode de défaut et un mode de plot particulier à une longueur d'onde située à l'intérieur de la BIP de la fibre décrite. Or, comme les fréquences de coupure V_c dépendent du diamètre des inclusions, du contraste d'indice de réfraction et non du pas du réseau, le modèle analytique de l'ARROW permet d'interpréter que ces remontées de pertes ne soient visibles que pour les structures I, J, K et L.

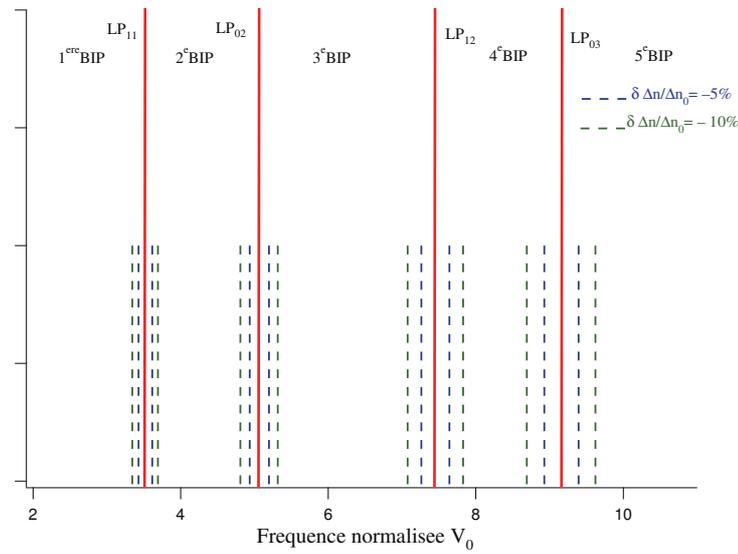
Pour interpréter le fait que les remontées de pertes soient plus marquées dans la 3^e BIP et encore davantage dans la 4^e, nous allons étudier les différentes fréquences de coupure V_c d'un plot haut indice supposé isolé, sujet à une variation contrôlée des deux paramètres d et Δn . Les variations de ces deux paramètres seront ainsi exprimées par rapport aux valeurs de la fibre de référence, soit $\delta d/d_0$ et $\delta \Delta n/\Delta n_0$.

Les figures 4.12 représentent la position des fréquences de coupure des différents modes LP_{lm} en fonction de la fréquence normalisée V_0 de la fibre de référence A, ceci pour quatre valeurs de $\delta d/d_0$ (a) et $\delta \Delta n/n_0$ (b) : -5%, +5% (traits bleus), -10%, +10% (traits verts). Plus ces fréquences de coupure du plot isolé s'éloignent de celle des plots de la fibre A (représentées en traits rouges), plus la remontée de pertes apparaîtra à l'intérieur de la BIP, et aura donc un impact plus important sur le minimum de pertes ainsi que

⁴Les pertes de la fibre A dans la 5^e BIP sont inférieures à la précision numérique de la MEF (<0.01 dB/km). L'étude est donc limitée aux quatre premières bandes photoniques.



(a)



(b)

FIG. 4.12: Lignes rouges : fréquences de coupure des modes LP_{lm} d'une inclusion haut indice à profil parabolique selon V_0 . Lignes hachurées : Fréquences de coupure pour $\Delta N/N_0 = \pm 5\%$ (bleues) et $\pm 10\%$ (vertes). (a) $N=d$ et (b) $N=\Delta n$.

sur la transmission de la fibre. La grandeur ΔV , illustrée sur les figures 4.12, quantifie l'écart, pour chaque mode LP_{lm} , des fréquences de coupure obtenues pour un rapport $|\Delta N/N_0|$ fixé ⁵. Cette grandeur est une manière de quantifier l'élargissement de l'interbande (transmission faible) et inversement la réduction de la bande interdite photonique (transmission forte). Les différentes valeurs de ΔV sont alors répertoriées dans le tableau 4.3.

type de défaut	LP_{11} ΔV	LP_{02} ΔV	LP_{12} ΔV	LP_{03} ΔV
$\delta d/d_0 = 5\%$	0.35	0.51	0.75	0.92
$\delta d/d_0 = 10\%$	0.7	1.01	1.49	1.83
$\delta \Delta n/\Delta n_0 = 5\%$	0.18	0.26	0.38	0.46
$\delta \Delta n/\Delta n_0 = 10\%$	0.36	0.51	0.75	0.93

TAB. 4.3: Ecart, pour une déviation de 5%, de fréquences de coupure $\Delta V = V_{max} - V_{min}$, pour les modes LP_{lm} définissant les 4 premières BIP.

Ce tableau, associé aux figures 4.12, montrent alors différents points :

- (i) Comme attendu, la quantité ΔV augmente lorsque $\delta N/N_0$ passe de $\pm 5\%$ à $\pm 10\%$
- (ii) L'impact du contraste d'indice de réfraction sur ΔV est moindre que celui du diamètre, la fréquence normalisée V étant proportionnelle à d mais seulement à la racine carrée de Δn .
- (iii) Le paramètre ΔV croît également avec la fréquence de coupure des modes LP_{lm} de plot. Ainsi, pour une même variation de d et Δn , les fréquences de coupure s'écartent de plus en plus des fréquences de coupure de la fibre A lorsque l'ordre de la BIP croît.

Ce dernier résultat analytique, appliqué à un seul plot, met ainsi en évidence que le bruit aléatoire induit sur l'ensemble de la micro-structure aura un impact d'autant plus

⁵N représente ici soit le diamètre des plots, soit le contraste d'indice de réfraction.

important sur les fréquences de coupure des modes LP_{lm} délimitant les bords des BIP que l'ordre de la BIP considérée est élevé. Ceci peut interpréter les remontées de pertes davantage marquées pour les BIP 3 et 4 observées figures 4.11 (a) et (b). De plus, la largeur spectrale des bandes interdites ⁶ n'augmentant pas généralement avec l'ordre de la BIP, nous pouvons donc nous attendre à ce que les BIP d'ordres élevés soient plus sensibles aux défauts. Ainsi la BIP d'ordre 4 est très fortement perturbée si la gaine contient une inclusion dont le diamètre d a été augmenté de 10% et une autre dont d a été diminué de 10% : en effet les pics de pertes associés à des résonances avec ces plots apparaissent alors très proches les uns des autres au centre de cette BIP (voir figure 4.11 (a)), 'fermant' ainsi cette dernière. Notons que ces figures 4.11 montrent que les bandes interdites d'ordre pair apparaissent moins larges que leurs homologues impairs ce qui laisse présager une moindre sensibilité aux défauts de ces dernières.

Pour vérifier et quantifier nos précédentes remarques, le tableau 4.4 regroupe les facteurs d'impact h des quatre premières BIP, ceci pour les six structures I, J, K, L, M et N. Ce facteur h est défini comme le rapport entre le minimum de pertes par confinement de la structure aléatoire et celui de la fibre de référence A.

Excepté pour la structure L dans la 4^e BIP (qui possède déjà des pertes très proches de la fibre A dans la 3^e BIP), les structures I, K et M conduisent à une élévation du minimum de pertes α_{min} dans les quatre premières BIP ($h > 1$), alors que les structures J et N sont associées à une baisse de α_{min} ($h < 1$).

Ce facteur d'impact augmente également (en moyenne) avec l'ordre de la BIP, et est notablement plus important pour la 4^e BIP que pour les autres. Ces deux observations corroborent alors bien nos précédentes remarques, où nous avons subodoré une plus forte sensibilité aux défauts des BIP d'ordre élevé et notamment de la 4^e BIP. De plus les deux structures K et L, relatives à un défaut de type contraste d'indice de réfraction, possèdent une plus faible sensibilité aux défauts dans les quatre premières BIP que les structures I et J (diamètre), ce qui est en accord avec le point (ii) précédent.

Notons également que la figure 4.12 montre que les BIP d'ordre impair sont plus larges que les BIP d'ordre pair, si nous supposons ici que la largeur des bandes interdites photoniques est définie simplement par la position des fréquences de coupure des modes

⁶En fréquence normalisée.

Structures	1 ^{ere} BIP	2 ^e BIP	3 ^e BIP	4 ^e BIP
I (d)	1.61	2.26	2.35	5.71
J (d)	0.66	0.81	0.67	0.91
K (Δn)	1.213	1.884	2.34	4.7
L (Δn)	0.83	0.78	0.96	1.27
M (P)	1.49	4.86	2.8	5.98
N (P)	0.52	0.43	0.38	0.47

TAB. 4.4: Facteur d'impact h (rapport du minimum de pertes de la structure générée sur celles de la fibres A) pour les six structures aléatoires extrêmes.

LP_{lm} de plot. Cette observation peut interpréter la plus forte sensibilité aux défauts des bandes interdites d'ordre pair en général (structures J, L et M).

Remarquons finalement que les points (i) à (iii) précédents ont été obtenus en étudiant les fréquences de coupure d'un plot isolé par une modification de d et Δn , mais non du pas du réseau. Toutefois, même si une modification de P n'implique pas de variation de V_c , le tableau 4.4 montre tout de même une plus forte sensibilité de α_{min} aux défauts notamment lorsque l'ordre de la BIP augmente (avec encore une fois une pondération entre BIP paires et impaires). Cette tendance peut alors s'interpréter en considérant que la modification de la position des plots revient notamment à modifier la taille du coeur relative à la longueur d'onde, ce qui modifie les pertes par confinement (voir chapitre 3).

4.8 Fibres BIP TS hybrides

Au cours de la section 4.4, nous avons défini une nouvelle classe de fibre à bandes interdites photoniques, pour lesquelles les régions de haut indice de la première couronne

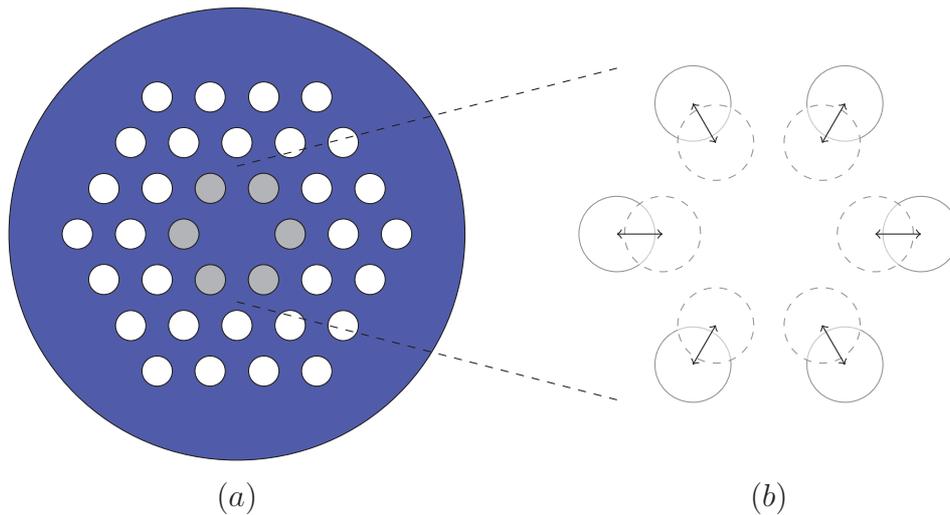


FIG. 4.13: (a) Structure transverse d'une fibre hybride où seuls les déformations sont appliquées aux six premiers plots (3 couronnes au total sont schématisées ici au lieu des 7 composant la fibre A). (b) Déplacement radial de ces inclusions pour une variation de la position P .

possèdent un diamètre, un contraste d'indice ou un pas différent des autres inclusions composant la gaine. Cette nouvelle classe fut ainsi nommée FHPC (Fibres Hybrides Première Couronne). Dans un premier temps, les paramètres de la première couronne de plots vont être modifiés de manière contrôlée, de façon à mieux comprendre l'impact de chacun d'eux sur le minimum de pertes. Comme précédemment dans le paragraphe 4.7, ces variations seront exprimées en pourcentage par rapport à leur valeurs initiales, soit $\delta d/d_0$, $\delta \Delta n/n_0$ et $\delta P/P_0$.

Dans un second temps, nous tenterons de répondre à une question qui se pose naturellement : une variation de l'un des trois paramètres opto-géométriques appliquée à la première couronne conduit-elle à la même évolution du α_{min} si celle-ci est appliquée à l'ensemble de la structure ? Pour cela, seront comparées fibres hybrides et fibres idéales.

4.8.1 Variations contrôlées des paramètres opto-géométriques de la première couronne d'inclusions : fibres hybrides

Les inclusions haut indice de la première couronne vont être sujets à des variations contrôlées de l'un des trois paramètres d , P et Δn . Trois séries de simulations vont alors être effectuées où les valeurs $\delta P/\Lambda_0$, $\delta d/d_0$ et $\delta \Delta n/\Delta n_0$ évoluent de -5% à +5% par pas de 1%. La variation de la position des six premiers plots se restreint ici à un déplacement radial (figure 4.13 (b)) par rapport au pas du réseau. Les paramètres des six autres cou-

ronnes sont pris égaux à ceux de la fibre A de référence.

Les trois figures 4.14 exposent l'évolution du minimum de pertes α_{min} dans la 3^e BIP, associé à une variation du diamètre des inclusions (a), de leur distance au centre (b), ainsi que leur contraste d'indice (c). Les minima de pertes sont normalisés à 0.96 dB/km (α_{min} de la fibre de référence A), et les graphiques sont tracés à même échelle pour faciliter leur comparaison.

La figure 4.14 (a) met en évidence l'élévation monotone de la quantité α_{min} avec le diamètre des six premières inclusions (de -5% à +5%), de 0.57 à 1.5 (pertes normalisées), alors que cette évolution est décroissante pour une élévation de $\delta P/\Lambda_0$ (de 2.88 à 0.43) et $\delta\Delta n/\Delta n_0$ (de 1.69 à 0.65). Les structures conduisant aux valeurs extrémales de pertes y sont dénotées : FHPC.d $\pm 5\%$, FHPC.P $\pm 5\%$ et FHPC. $\Delta n \pm 5\%$.

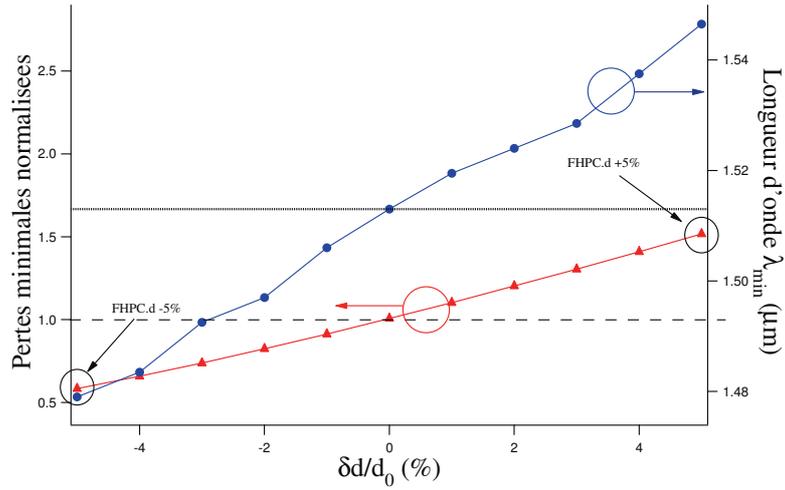
Pour interpréter ces tendances, rappelons les paramètres influant sur les pertes par confinement (à nombre de couronnes de plots constant), détaillés au cours du chapitre 3 :

- (i) la quantité Λ/λ_{min} , qui peut être reliée à la notion de largeur 'effective' de la gaine optique par rapport à la longueur d'onde
- (ii) la largeur du coeur optique
- (iii) le rapport d/Λ
- (iv) le contraste d'indice de réfraction Δn

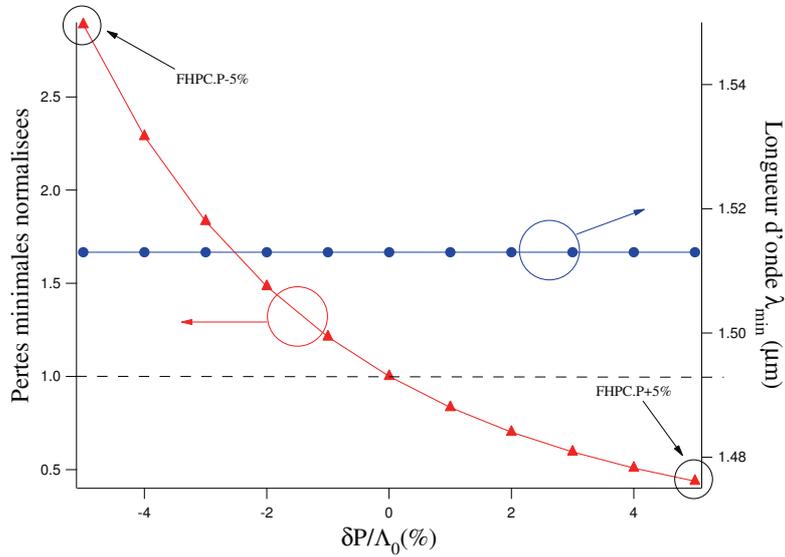
Rappelons que les deux premiers points n'affectent pas le diagramme de bandes de la gaine micro-structurée, contrairement aux deux derniers qui induisent une modification des valeurs Δn_+ et Δn_- , ce qui influence sur les pertes par confinement.

Interprétons tout d'abord l'évolution du minimum de pertes selon le diamètre des plots de la première couronne. Comme observé figure 4.14 (a), la valeur λ_{min} croît avec le diamètre des plots (comme le prédit le modèle de l'ARROW) de 1.479 μm (FHPC.d -5%) à 1.546 μm (FHPC.d +5%)⁷. Pour une variation du diamètre des six premières inclusions, le pas de la micro-structure Λ reste constant (et égal à Λ_0). Comme au cours du chapitre 3 pour une variation du rapport d/Λ , l'augmentation de α_{min} avec d peut

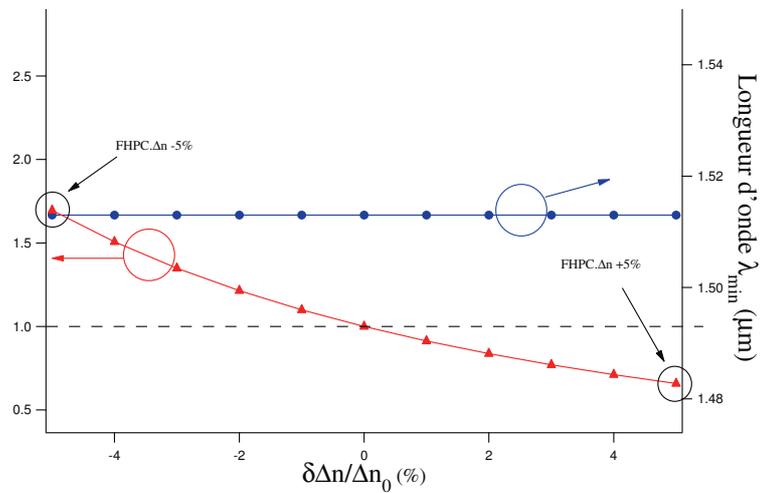
⁷Nous remarquons que l'évolution accidentée de la quantité λ_{min} est attribuée à la précision de la recherche de α_{min} , où la longueur d'onde a été incrémentée ici par pas de 5 nanomètres.



(a)



(b)



(c)

FIG. 4.14: Evolutions du minimum de perte normalisé à 0.96 dB/km et du λ_{min} associé pour plusieurs fibres hybrides en fonction de la variation (a) du diamètre, (b) de la distance des plots de la première couronne au centre de la fibre, (c) du contraste d'indice.

s'interpréter par la diminution du rapport Λ/λ_{min} (point (i)).

La figure 4.14 (b) montre que, en accord avec le modèle de l'ARROW, la longueur d'onde λ_{min} reste inchangée ($1.513\mu m$) lorsque varie $\delta P/\Lambda_0$. Le rapport Λ/λ_{min} des six dernières couronnes est alors conservé. Par contre, la taille du coeur optique augmente lorsque s'éloignent les plots de la première couronne du centre de la fibre, c'est à dire lorsque $\delta P/\Lambda_0$ est positif. La diminution de α_{min} pour une hausse du rapport $\delta P/\Lambda_0$ s'interprète alors par un accroissement de la taille du coeur optique (point (ii)).

Finalement, l'évolution du minimum de pertes selon $\delta\Delta n/\Delta n_0$ est plus complexe : selon la figure 4.14 (c), la longueur d'onde λ_{min} reste quasiment inchangée pour une variation de Δn de -5% à +5% des six premiers plots, alors que le modèle de l'ARROW prévoit un décalage des longueurs d'onde de coupure des modes LP_{lm} de plot vers les grandes longueur d'onde, et ainsi du minimum de pertes. Nous observons de plus une diminution du minimum de pertes α_{min} lorsque croît le contraste d'indice de réfraction de la première couronne. Cette observation est alors en accord avec la vision des réseaux de Bragg 1D, pour laquelle augmenter Δn permet de croître la réflexion du réseau. Pourtant, rappelons qu'au chapitre 3, nous avons vu que si la variation de Δn est appliquée à l'ensemble de la structure, les pertes augmentent ⁸.

Les évolutions monotones des trois courbes de pertes sont valides pour des faibles variations des trois paramètres P , d et Δn . En effet, au sein de ce chapitre sont traités les défauts de faibles amplitudes. Par exemple, diminuer (ou augmenter) davantage d conduirait, d'après le modèle de l'ARROW, à rapprocher les fréquences de coupure des plots de la première couronne du centre de la BIP de la fibre A, et donc à croître les pertes par confinement (de même pour une augmentation ou diminution beaucoup plus importante de Δn), comme explicité sections 4.6 et 4.7.

Les derniers résultats numériques soulignent une remarque supplémentaire : les trois figures 4.14 montrent qu'une variation de la distance au centre de la fibre des six premiers plots induit une évolution beaucoup plus importante de α_{min} (0.43, 2.88) qu'une modification du diamètre (0.57, 1.5) ou du contraste d'indice des plots (0.65, 1.69) (courbes 4.14

⁸Davantage de détails seront donnés au cours de la section 4.8.3 qui traite de la comparaison entre fibres hybrides et fibres idéales.

(a), (b) et (c) tracées à même échelle). Pour la structure de référence A, il est alors davantage nécessaire de bien savoir contrôler la position des plots haut indice de la première couronne que leur diamètre ou leur contraste d'indice de la zone dopée.

4.8.2 Analogie aux défauts aléatoires

Les résultats issus de l'analyse des figures 4.14 ont montré que le minimum de pertes par confinement diminue pour un accroissement des rapports $\delta P/\Lambda_0$ et $\delta \Delta n/\Delta n_0$, ainsi que par une diminution du diamètre des six premiers plots. Ceci est alors en accord avec les observations effectuées sur les structures extrêmes du paragraphe 4.4, où la structure I (K, M) découle d'un diamètre moyen (d'un Δn et d'un P) plus important (plus faibles) que d_0 (Δn_0 et Λ_0), alors que c'est l'inverse pour la structure J (L, N).

4.8.3 Comparaison fibres hybrides / fibres idéales

L'étude précédente a montré l'influence, sur les pertes par confinement, de modifications des trois paramètres optogéométriques apportées à la première couronne de plots haut indice d'une fibre BIP TS. Une question se pose : ces modifications appliquées à la première couronne ont elles la même influence sur le minimum de pertes que si elles sont apportées à l'ensemble de la structure (168 plots pour le fibre A) ? Pour tenter d'y répondre, l'étude se concentre sur la comparaison entre fibres hybrides et fibres idéales, c'est à dire les fibres dont leurs structures transverses, à maille périodique, possèdent des plots tous identiques.

De nouvelles séries de simulations ont été entreprises sur six nouvelles structures. Pour chacune d'entre elles, les plots sont tous identiques entre eux, et sont sujets à une variation de -5% et +5% des trois paramètres d , Δn et P par rapport à la fibre de référence. Comme la variation de la position des plots se limite à un déplacement radial, modifier P sur l'ensemble de la fibre revient à concevoir une structure avec un nouveau pas du réseau. Les pertes par confinement de chaque structure seront tracées en fonction de la longueur d'onde dans la gamme spectrale 1400-1650 nm correspondante à la 3^e BIP.

4.8.3.1 Variations du diamètre et de la position des plots

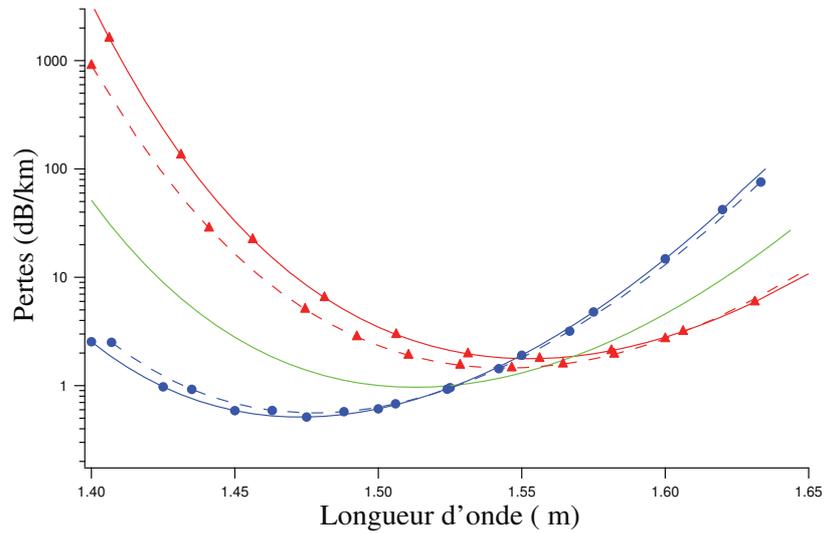
Les figures 4.15 (a) et (b) reproduisent l'évolution des pertes par confinement selon la longueur d'onde. Les lignes pleines correspondent aux fibres idéales (FI) : bleue pour une variation $\delta N/N_0$ de -5%, verte pour la fibre de référence A ($\delta N/N_0=0$, minimum de pertes pour $\lambda_{min}=1.513 \mu m$), puis rouge pour un rapport $\delta N/N_0$ de +5%. Les lignes pointillées représentent les structures hybrides extrêmes équivalentes. Les différentes valeurs de λ_{min} et α_{min} des huit structures étudiées sont répertoriées au sein du tableau 4.5.

Structures	α_{min} (dB/km)	λ_{min} (μm)
FI.d +5%	1.77	1.552
FHPC.d +5%	1.45	1.544
FI.d -5%	0.51	1.47
FHPC.d -5%	0.56	1.479
FI.P +5%	0.26	1.515
FHPC.P +5%	0.41	1.515
FI.P -5%	3.55	1.515
FHPC.P -5%	2.76	1.515

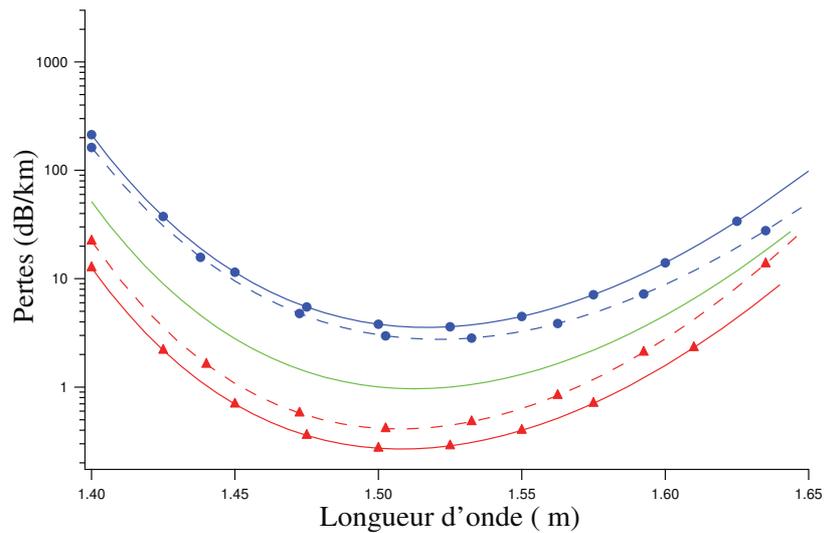
TAB. 4.5: Récapitulatif du minimum de pertes (dB/km) ainsi que λ_{min} correspondant (μm) pour chaque structure hybride et idéale associées aux paramètres d et P .

Considérons dans un premier temps l'évolution de la longueur d'onde λ_{min} pour les différentes structures. D'après le modèle de l'ARROW, une hausse du diamètre des inclusions augmente leurs longueurs d'onde de coupure λ_c , ce qui décale les bords des bandes vers les grandes longueurs d'onde, et donc le minimum de pertes α_{min} . Ce minimum se décale bien du côté grandes longueurs d'onde pour une variation $\delta d/d_0$ de +5%, puis du côté basses longueurs d'onde pour $\delta d/d_0 = -5%$, cela pour les deux structures hybrides FHPC.d $\pm 5%$ mais aussi pour les deux structures idéales équivalentes FI.d $\pm 5%$. Pour une variation de la position des plots, le pas du réseau n'intervenant pas dans les fréquences de coupure des plots, λ_{min} ne devrait pas être modifié. Ceci est bien le cas en regard de la figure 4.15 (b) pour les fibres hybrides et idéales, où la longueur d'onde λ_{min} n'est pas affectée de manière significative pour un changement du pas du réseau Λ .

Dans un second temps considérons les valeurs du minimum de pertes des structures hybrides et idéales. Au cours du chapitre 3 a déjà été discutée la variation du minimum



(a)



(b)

FIG. 4.15: Pertes par confinement selon la longueur d'onde dans la 3^e BIP : courbes rouges (\blacktriangle) : variation $\delta N/N_0$ de +5%, courbes bleues (\bullet) : variation $\delta N/N_0$ de -5%, courbes vertes : structure A de référence ($\delta N/N_0 = 0$). N représente le diamètre des plots (a) ainsi que leur position (b). Les structures hybrides et idéales sont illustrées en courbes pointillées et solides respectivement.

de pertes dans le cas des fibres idéales. Il a été vu qu'une élévation du pas du réseau Λ (à d et Δn fixés) conduit à une baisse notable du minimum de pertes par confinement, alors qu'un accroissement du diamètre des plots (à Λ et Δn fixés) implique une augmentation de ce minimum (figures 4.15). Nous retrouvons bien dans le tableau 4.5 ces résultats obtenus pour les fibres idéales, mais ce tableau nous montre de plus que ces tendances sont aussi valables pour les structures hybrides. En effet, les valeurs α_{min} des fibres hybrides FHPC.d et FHPC.P sont dans tous les cas compris entre 0.96 dB/km (α_{min} de la fibre de référence) et le minimum correspondant à chaque fibre idéale. De plus ces minima de pertes sont toujours très proches de ceux des fibres idéales équivalentes, confirmant une nouvelle fois l'impact important de la première couronne sur α_{min} .

Dans le cas de faibles variations du diamètre et de la position des plots, nos études nous conduisent aux deux propositions suivantes :

- En modifiant les deux paramètres d et P de la première couronne de plots, les valeurs de α_{min} et λ_{min} évoluent de la même manière que si les modifications étaient appliquées sur l'ensemble des 168 inclusions.
- Les modifications apportées aux six premiers plots entraînent une variation de α_{min} et λ_{min} beaucoup plus importante que si ces modifications étaient apportées aux 162 autres inclusions (six couronnes externes).

4.8.3.2 Exception du contraste d'indice de réfraction

Nous allons maintenant comparer les fibres hybrides et idéales relatives au contraste d'indice de réfraction Δn . La figure 4.16 ainsi que le tableau 4.6 indiquent que les longueurs d'onde λ_{min} des deux fibres hybrides FHPC. $\Delta n \pm 5\%$ sont très proches de celle de la fibre A, 1.513 μm , alors que celles des fibres idéales équivalentes FI. $\Delta n \pm 5\%$ évoluent bien avec le contraste d'indice modifié (en accord avec le modèle de l'ARROW) de 1.475 μm à 1.55 μm . Ce comportement de la longueur d'onde λ_{min} des structures FHPC. Δn est donc différent de celui observé pour les fibres hybrides FHPC.d et FHPC.P.

Quant aux valeurs du minimum de pertes des fibres idéales, elles sont évidemment en accord avec les résultats obtenus au cours du chapitre 3, à savoir qu'une augmentation

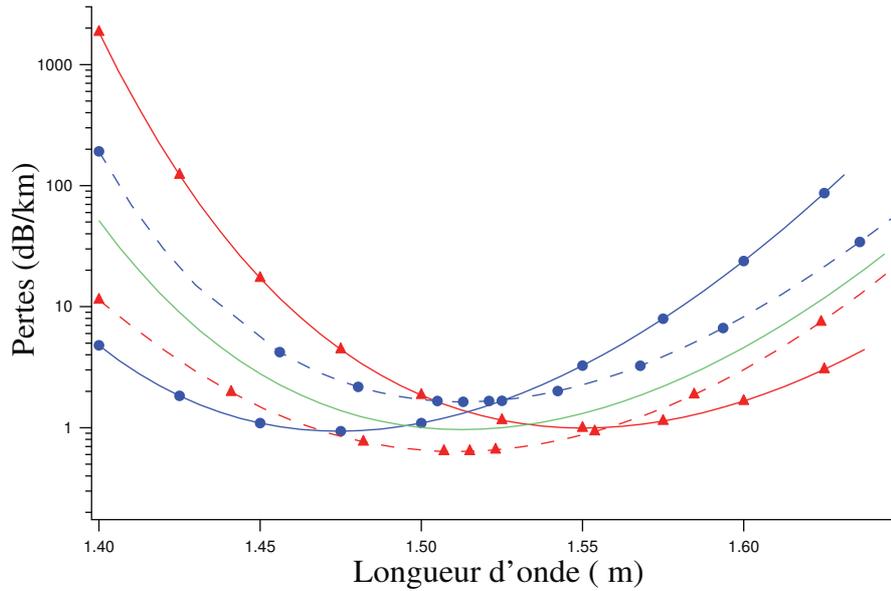


FIG. 4.16: Pertes par confinement selon la longueur d'onde dans la 3^e BIP : courbes rouges (\blacktriangle) : variation $\delta\Delta n/\Delta n_0$ de +5%, courbes bleues (\bullet) : variation $\delta\Delta n/\Delta n_0$ de -5%, courbes vertes : structure A de référence. Les structures hybrides et idéales sont illustrées en courbes pointillés et solides respectivement.

Structures	α_{min} (dB/km)	λ_{min} (μm)
FI. Δn +5%	0.99	1.55
FHPC. Δn +5%	0.63	1.515
FI. Δn -5%	0.93	1.475
FHPC. Δn -5%	1.63	1.515

TAB. 4.6: Résumé des α_{min} et λ_{min} relatifs aux structures hybrides et idéales associées à une variation de Δn .

du contraste d'indice sur l'ensemble des plots constituant la gaine implique un accroissement de α_{min} et λ_{min} . Par contre, l'évolution en fonction de Δn du minimum de pertes dans le cas des fibres hybrides est tout à fait contraire. En effet, la structure FHPC. Δn +5% présente un α_{min} de 0.63 dB/km (inférieur à celui de la fibre A) alors que le minimum correspondant à la structure idéale FI. Δn +5% est de 0.99 dB/km (supérieur à celui de la fibre de référence). Un raisonnement identique peut s'effectuer sur les structures FHPC. Δn -5% et FI. Δn -5% qui présentent un α_{min} respectif de 1.63 dB/km (supérieur à celui de la fibre A) puis 0.93 dB/km (inférieur au minimum de pertes de la fibre référence).

De telles observations nous amènent alors aux remarques suivantes :

- Contrairement au pas du réseau ainsi qu’au diamètre des plots, modifier le contraste d’indice des six premières inclusions (dans des faibles proportions) n’engendre pas une même variation du α_{min} et du λ_{min} que si cette modification était appliquée à l’ensemble des 168 plots.
- Une structure hybride, composée de deux contrastes d’indice de réfraction différents, peut posséder un minimum de pertes plus faible que celui des deux structures idéales composées chacune d’un de ces deux Δn .

4.9 Conclusion

L’impact de défauts transverses a été pour la première fois étudié numériquement dans une fibre toute solide à guidage par bandes interdites photoniques. Ces défauts ont été appliqués sur différents paramètres opto-géométriques composant une fibre de référence, selon une loi de probabilité Gaussienne centrée sur leurs valeurs initiales. L’étude s’est focalisée principalement sur le minimum de pertes de la 3^e bande interdite photonique. Nous avons alors montré qu’un écart type de seulement 5% sur chacun des trois paramètres étudiés (Δn le contraste d’indice des inclusions, d leur diamètre puis P leur position dans la maille) peut conduire à doubler ce minimum de pertes. Ce résultat est important du point de vue fabrication car il fixe la tolérance de chaque paramètre. L’importance de défauts appliqués à la première couronne de plots fut notamment démontrée, ainsi que le rôle prépondérant de la position de ces six premières inclusions par rapport aux deux autres paramètres étudiés (d et Δn).

De plus, une évolution non attendue a été développée. En effet, nous avons mis en évidence la diminution du minimum de pertes par rapport à la fibre de référence A en appliquant des défauts aléatoires qui, pourtant, ’brisent’ la périodicité de la micro-structure. Nous avons alors interprété ceci notamment en introduisant un nouveau type de fibres dénommé fibres hybrides. Celles-ci sont caractérisées par des paramètres opto-géométriques de la première couronne différents des autres anneaux. Des variations contrôlées des paramètres Δn , d et P appliquées à la première couronne de plots ont alors démontré une augmentation du minimum de pertes avec leur diamètre d (affectant le rapport Λ/λ_{min}) puis pour une diminution des deux valeurs Δn et P (modifications du rapport Λ/λ_{min} et de la taille du coeur optique par rapport à la longueur d’onde).

La sensibilité aux défauts en fonction de l'ordre de la bande interdite photonique fut également discutée. Grâce à une interprétation effectuée à partir du modèle de l'ARROW, il a été montré que cette sensibilité aux défauts augmente globalement avec l'ordre de la bande interdite. De plus nous avons montré que des défauts de fabrication affectent non seulement le minimum de pertes par confinement ainsi que sa longueur d'onde, mais qu'ils peuvent aussi conduire à des remontées de pertes, étroites spectralement. Ces remontées de pertes sont proches des bords de bandes, tant que les défauts sont de faibles amplitudes et l'ordre de la BIP pas trop élevée. La présence de ces pics a alors été attribuée à un couplage résonant entre le mode de coeur et une inclusion haut indice particulière de la gaine optique.

Finalement, nous avons montré qu'une fibre hybride, caractérisée par un contraste d'indice de réfraction de sa première couronne plus élevé que celui des autres anneaux, peut présenter un minimum de pertes inférieur aux fibres idéales associées, composée chacune d'un seul de ces deux Δn . Ce résultat démontre bien la complexité de l'étude des mécanismes de pertes par confinement dans les fibres BIP TS 2D, et que de nouvelles architectures de fibres où le contraste d'indice de réfraction serait ajusté à chaque couronne pourrait diminuer cette source de pertes.

Chapitre 5

Pertes par courbure d'une structure idéale

5.1 Pertes par courbure : un facteur limitatif ?

Les deux chapitres précédents rapportent les études des pertes par confinement liées aux propriétés optiques de la micro-structure, ainsi qu'aux défauts de fabrication. Ce dernier chapitre sur l'étude des pertes est focalisé sur l'analyse d'une source supplémentaire : la courbure. En effet, de nombreuses applications nécessitent, pour des raisons pratiques, de courber la fibre optique sur des rayons parfois de quelques centimètres voir moins, et il est apparu très tôt que ces courbures pourraient engendrer des pertes importantes.

De nombreuses études anciennes ont été consacrées dans le passé aux pertes par courbure des fibres conventionnelles à guidage RTI [90, 91], ainsi qu'aux solutions apportées pour les réduire [92]. Les fibres micro-structurées air/silice à guidage RTIM ont également été sujets à plusieurs analyses plus récentes. Sorensen et al. [93] proposent ainsi une relation analytique pour prédire ces pertes en effectuant une analogie entre fibre micro-structurée et conventionnelle [94]. Toutefois, au début de ma thèse en 2005, seule une étude effectuée par Argyros et al. [53] proposait une première observation et interprétation de l'origine de ces pertes dans les fibres à bandes interdites photonique 2D toutes solides.

Les fibres BIP à fort contraste d'indice de réfraction (coeur creux) présentent une très faible sensibilité à cette source de pertes. Hansen et al. [95] relatent par exemple la conception de telles structures insensible à la courbure pour un rayon supérieur à 5 mm, même si les auteurs observent une élévation des pertes proche de l'extrémité courtes longueurs d'onde de la bande interdite. Toutefois, les fibres BIP toutes solides ne présentent pas une

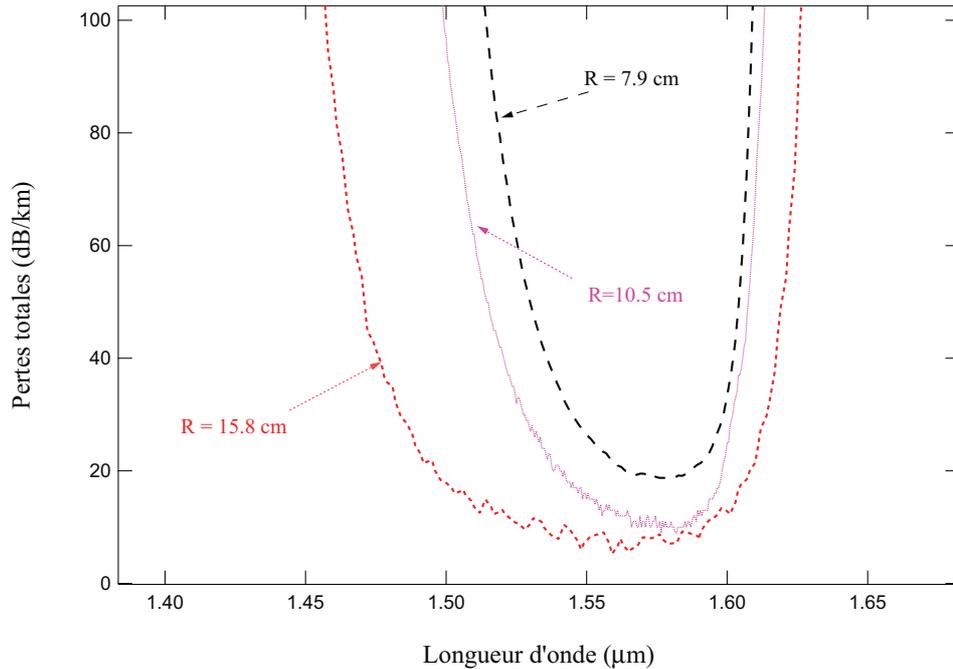


FIG. 5.1: Pertes expérimentales de la fibre A pour 3 rayons de courbure : 15.8 cm (rouge), 10.5 cm (violet) et 7.9 cm (noire).

telle insensibilité à la courbure. En effet, la figure 5.1 représente l'évolution spectrale des pertes expérimentale de la fibre A [5] (caractérisée par une largeur du mode fondamental prise à e^{-2} autour de $23 \mu m$ à 1470 nm) pour différents rayons de courbure. Pour cela est aboutée une source supercontinuum à large spectre en entrée de fibre BIP. Une fibre monomode de type SMF28 (de diamètre de coeur $8.3 \mu m$) est aboutée en sortie pour sélectionner spatialement l'énergie du mode fondamental, puis connectée à un analyseur de spectre optique. La méthode de coupures successives (longueur de fibre environ de 300 m ramenée à 10 m), présentée en annexe 3, a été appliquée une première fois pour un rayon de courbure de 15.8 cm (courbe rouge de la figure 5.1), une seconde fois pour un rayon de 10.5 cm (courbe violette), puis une troisième fois pour un rayon de 7.9 cm (courbe noire).

Il apparaît alors sur la figure 5.1 une augmentation notable du minimum de pertes totales lorsque le rayon de courbure R décroît : 6 dB/km pour $R=15.8 \text{ cm}$, 9dB/km pour $R=10.5 \text{ cm}$ puis 18 dB/km pour $R=7.9 \text{ cm}$. De plus, l'effet du à la courbure implique un rétrécissement de la fenêtre de transmission et semble être beaucoup plus marqué du côté courtes longueurs d'onde que grandes longueurs d'onde.

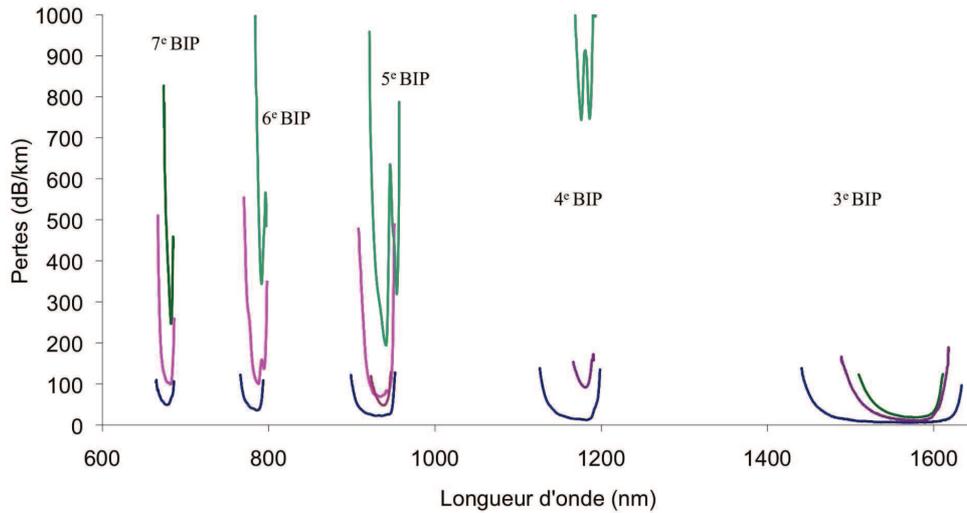


FIG. 5.2: Pertes expérimentales de la fibre A pour les BIP numérotées de 3 à 7, aux rayons de courbure R valant 15,8 cm (bleu), 10,5 cm (mauve) et 7,9 cm (vert).

Alors que la figure 5.1 illustre les pertes totales de la fibre A pour la troisième BIP, la figure 5.2 présente ses pertes jusqu'à la septième bande interdite, cela pour les trois mêmes rayons de courbure R . Les pertes semblent montrer une plus forte sensibilité à la courbure pour des BIP d'ordre pair, comme l'indique le tableau 5.1, qui récapitule le rapport du minimum de pertes aux rayons de courbure 7.9 cm et 15.8 cm.

Ordre de la BIP	3	4	5	6	7
$\frac{Pertes(R=7.9cm)}{Pertes(R=15.8cm)}$	3	64.2	8.6	13.3	7.3

TAB. 5.1: Rapports du minimum de pertes à $R=7.9$ cm et $R=15.8$ cm selon l'ordre de la bande interdite photonique.

Dans l'objectif d'interpréter et de diminuer cette source de pertes supplémentaire, les paragraphes suivants relatent les origines et l'évolution des pertes par courbure suivant les différents paramètres optogéométriques constituant les fibres BIP TS 2D. Par simplicité, seules les structures idéales seront étudiées. Dans le but de diminuer la sensibilité à la courbure de ces structures, la conception d'une fibre BIP assistée d'une couronne d'air sera finalement présentée. Tout au long de ce chapitre, les pertes de confinement avec un rayon de courbure fini seront notées PCB, et PC pour un rayon R infini.

5.2 Modélisation et prise en compte de la courbure

5.2.1 Fibres à guidage RTI et RTIM

Comme pour les chapitres 3 et 4, la modélisation ¹ des propriétés optiques d'une fibre BIP TS 2D s'effectue à partir de sa coupe d'indice de réfraction transverse, et en supposant une invariance de translation selon l'axe \vec{z} de propagation, c'est à dire en considérant une fibre droite. Pour prendre en compte l'effet du à la courbure sur cette coupe d'indice, rappelons qu'une fibre optique courbée présente son coté intérieur à la courbure en compression alors que son coté extérieur est en extension (schéma 5.3).

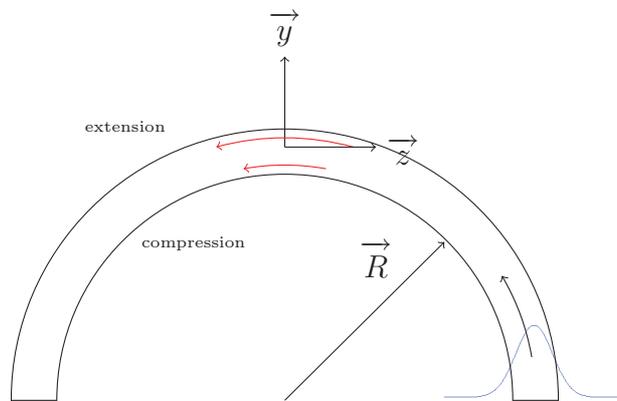


FIG. 5.3: Schéma d'une fibre optique courbée suivant l'axe y . R : rayon de courbure.

Le chemin géométrique que doit effectuer l'onde lumineuse pour parcourir la distance entre les 2 extrémités du guide est donc plus importante du côté extérieur qu'intérieur. En 1982 Marcuse [96] montre alors que l'analyse des propriétés optiques d'une fibre conventionnelle à partir de sa coupe d'indice de réfraction transverse peut alors s'effectuer en introduisant un indice de réfraction qui augmente vers l'extérieur de la courbure (figure 5.4 (b)), qui traduit ainsi l'augmentation du chemin optique du côté en extension.

L'indice de réfraction équivalent suit alors la relation linéaire (5.1) simplifiée, pour des rayons de courbure faibles suivant l'axe \vec{y} [96] :

$$n_R(x, y) = n_0(x, y) \times \left(1 + \frac{y}{R}\right) \quad (5.1)$$

où $n_0(x, y)$ est l'indice de réfraction non courbé (représenté figure 5.4 (a) pour une gaine infinie) et R le rayon de courbure. Par soucis de simplicité, nous avons choisi de modifier

¹Le terme modélisation désigne aussi bien des simulations effectuées à l'aide d'éléments finis (COM-SOL), de la méthode multipolaire (CUDOS) ou par la méthode de décomposition en ondes planes (logiciel MIT).

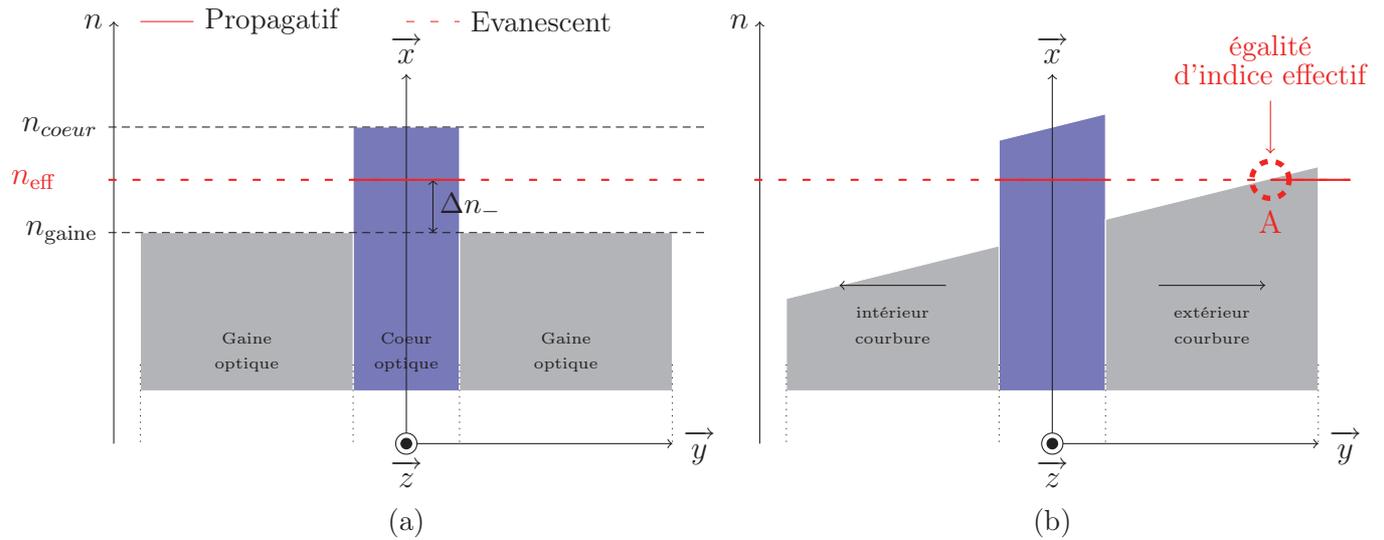


FIG. 5.4: Coupes transverses d'indice de réfraction d'une fibre conventionnelle droite (a), courbée (b).

la relation donnée en référence [96] en effectuant un développement limité du premier ordre. Cette formule est alors associée à une fibre conventionnelle (milieux homogènes pour le coeur et la gaine) à faible contraste d'indice de réfraction, caractérisée par une gaine infinie. Nous supposons alors en première approximation sa validité pour une fibre de taille finie. La relation (5.1) traduit bien un indice de réfraction qui augmente vers l'extérieur de la courbure. Par analogie à la mécanique, la lumière subit l'équivalent d'une force centrifuge, qui la 'pousse' vers l'extérieur de la courbure où l'indice est le plus élevé.

De plus, pour affiner la modélisation de la courbure, il est courant de prendre en compte les propriétés mécaniques du matériau en introduisant le coefficient élasto-optique χ [97, 98]. L'effet élasto-optique apporté par la compression à l'intérieur de la courbure tend à diminuer l'indice de réfraction du matériau, alors que vers l'extérieur de la courbure, l'extension tend à l'augmenter. La relation (5.1) prend dans ce cas la forme [53] :

$$n_R(x, y) = n_0(x, y) \times \left[1 + \frac{y}{R} \times (1 - \chi) \right] \quad (5.2)$$

Le coefficient χ , positif ($\chi = 0.22$ pour la silice pure [91]), tend alors à réduire la modification de l'indice de réfraction courbé de la relation (5.1). En introduisant un rayon de courbure effectif R^* , la relation (5.2) prend la forme simplifiée :

$$n_R(x, y) = n_0(x, y) \times \left(1 + \frac{y}{R^*} \right) \quad (5.3)$$

avec

$$R^* = \frac{R}{1 - \chi} \quad (5.4)$$

Il apparaît ainsi sur la figure 5.4 (b) une égalité d'indice effectif (accord de phase) entre l'indice du mode confiné et celui de la gaine optique vers l'extérieur de la courbure en un point A. Le mode va alors perdre son énergie par effet tunnel optique, comme pour une fibre optique non courbée (à gaine optique de taille finie entourée d'une gaine en polymère d'indice élevé, voir chapitre 3). L'onde lumineuse redevient donc propagative au delà du point A. Comme détaillé au chapitre 3 consacré aux pertes par confinement d'une fibre droite, plus le point A sera proche du coeur, plus l'énergie couplée vers la gaine optique sera élevée et donc les pertes engendrées. A titre d'exemple, la figure 5.5 illustre le profil d'indice de réfraction modifié d'une fibre conventionnelle pour différents rayons de courbure $R_1 > R_2 > R_3$. Cette schématisation met alors en évidence le rapprochement du point A du coeur optique lorsque le rayon de courbure diminue, et donc une augmentation des pertes lorsque ce rayon R décroît.

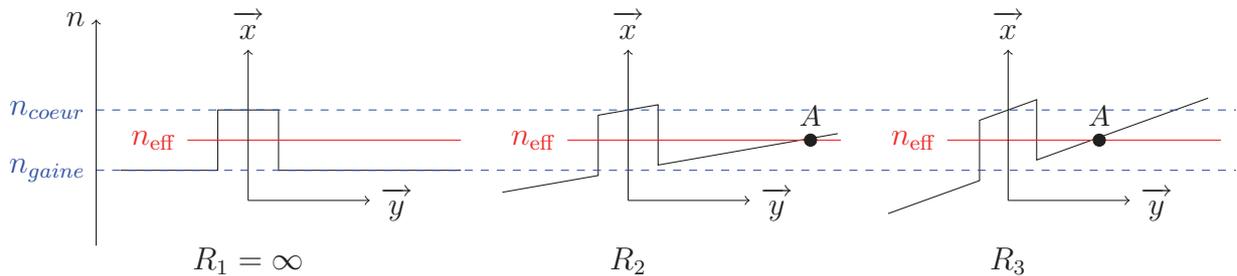


FIG. 5.5: Evolution schématique de l'indice de réfraction modifié d'une fibre conventionnelle avec le rayon de courbure R : $R_1 > R_2 > R_3$.

A R constant, l'augmentation de la longueur d'onde induit une baisse de l'indice effectif du mode confiné, qui se rapproche de l'indice de réfraction de la gaine et donc de la quantité Δn_- (voir section 3.2.3 du chapitre 3). Il s'ensuit alors une hausse du couplage par effet tunnel et donc des pertes, comme schématisé figure 5.6.

Etudions maintenant les pertes par courbure d'une fibre micro-structurée air/silice à guidage RTIM. Par exemple, Sorensen et al. [93] montrent que ces pertes peuvent également s'interpréter par l'emploi de la relation (5.3), l'indice de réfraction de la gaine n_{gaine} étant remplacé par l'indice n_{FSM} [94]. Les auteurs observent un bon accord entre théorie et expérience, ce qui valide l'emploi de la relation (5.3), initialement définie pour

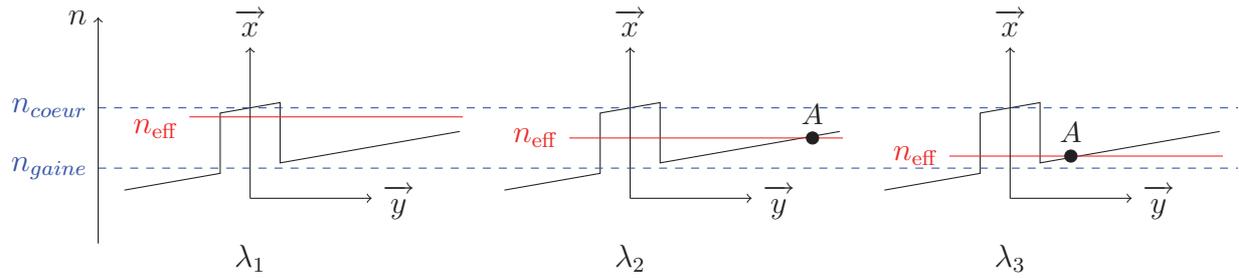


FIG. 5.6: Evolution de l'indice effectif d'un mode confiné d'une fibre conventionnelle courbée avec la longueur d'onde : $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$.

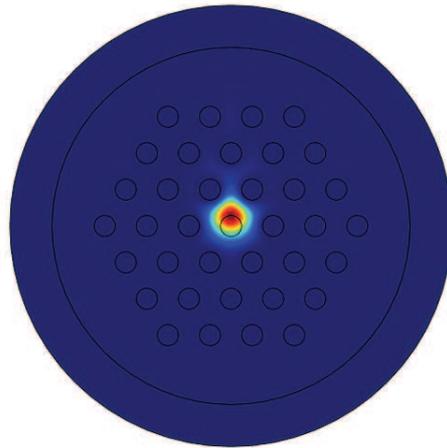


FIG. 5.7: Profil transverse d'intensité du mode fondamental confiné au sein d'une fibre air/silice à guidage RTIM courbée ($R=4\text{cm}$) : $\Lambda = 20 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$. L'extérieur de la courbure est dirigée vers le haut.

une fibre conventionnelle. Le couplage d'énergie par effet tunnel se fait aussi vers l'extérieur de la courbure (voir profil d'intensité 5.7 simulé par MEF), et augmente lorsque le rayon R diminue.

Toutefois, la sensibilité à la courbure selon la longueur d'onde est plus complexe, l'indice effectif de gaine n_{FSM} dépendant notamment de la longueur d'onde. En effet, aux grandes longueurs d'onde, lorsque celle-ci augmente l'indice effectif du mode confiné n_{eff} se rapproche de l'indice n_{FSM} de la gaine (voir schéma 5.8 de λ_2 vers λ_3) et les pertes augmentent comme pour les fibres conventionnelles. Par contre, aux faibles longueurs d'onde (de λ_2 vers λ_1), une baisse de celle-ci s'ensuit d'une forte hausse de l'indice n_{FSM} qui se rapproche de l'indice de réfraction du coeur, ce qui diminue le contraste Δn_- , et augmente de nouveau les pertes. Par conséquent, il existe un minimum de pertes par courbure pour une fibre micro-structurée à guidage RTIM, qui découle d'un compromis entre les phénomènes contraires observés aux courtes et grandes longueurs d'onde. La figure 5.9,

rapportant l'évolution spectrale des pertes par courbure de trois structures différentes, confirme bien l'existence d'un minimum de pertes par courbure selon la longueur d'onde ².

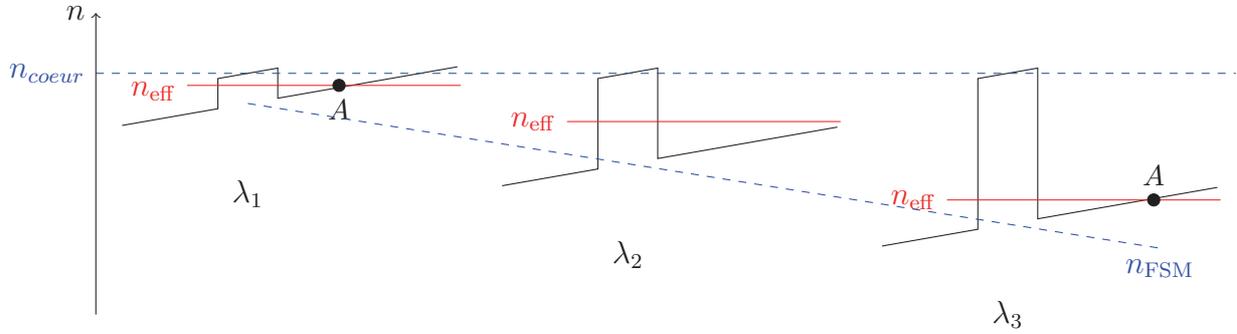


FIG. 5.8: Evolution de l'indice effectif d'un mode confiné d'une FCP RTIM courbée avec la longueur d'onde : $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$.

Notons que cette même figure démontre également une diminution des pertes par courbure pour une hausse du rapport d/Λ . Cette baisse de la sensibilité à la courbure lorsque le rapport d/Λ augmente s'explique par une baisse de l'indice n_{FSM} de la gaine (la fraction d'air f augmentant), et donc par la hausse du contraste d'indice effectif Δn_- ³.

5.2.2 Fibres BIP TS 2D

Comme l'approche de l'indice de réfraction modifié (relations (5.3) et (5.4)) appliquée à une fibre air/silice à guidage RTIM pour modéliser les pertes par courbure a montré un accord satisfaisant entre théorie et expérience [93], appliquons maintenant cette approche à une fibre BIP toute solide (TS) 2D ⁴.

5.2.2.1 Notions de pertes centrifuge et centripète

Le schéma 5.10 (a) présente une coupe d'indice effectif transverse, à longueur d'onde fixe, d'une fibre BIP TS 2D droite. Les bandes interdites photoniques de la gaine sont représentées en blanc, tandis que les deux quantités Δn_+ et Δn_- , différence d'indice

²Les pertes par courbure d'une fibre micro-structurée à guidage RTIM ont été ici déterminées analytiquement par les relations [93], en effectuant une analogie entre FCP air/silice à gaine infinie et fibre conventionnelle.

³Les fibres à guidage par RTIM infiniment monomodes, caractérisées par un rapport d/Λ inférieur à 0.42, présentent une gamme spectrale d'utilisation limitée généralement par ces pertes par courbure.

⁴Le coefficient χ est choisi identique pour la silice pure et la silice dopée.

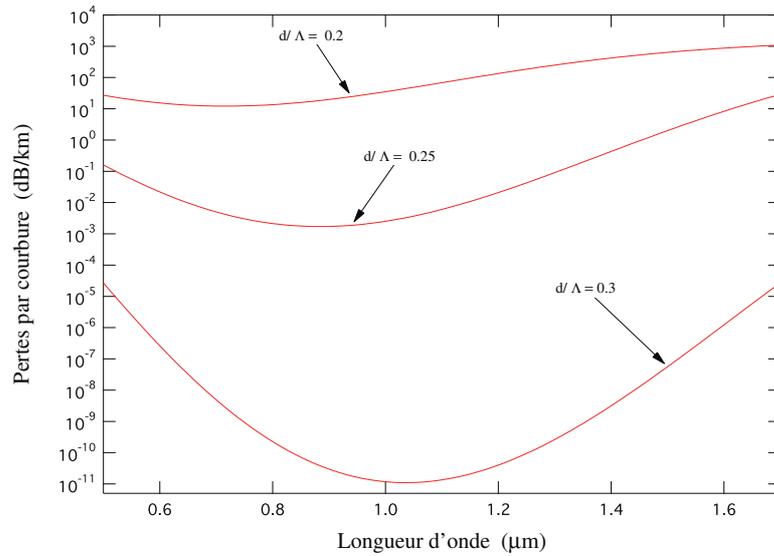


FIG. 5.9: Pertes par confinement d'une FCP air/silice à guidage RTIM : $\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$, avec $R = 2 \text{ cm}$. Comme la gaine optique est supposée infinie, ces pertes peuvent être assimilées aux pertes apportées par la courbure.

effectif entre le mode confiné et les bords haut et bas de la BIP, définies chapitre 3, y sont schématisées.

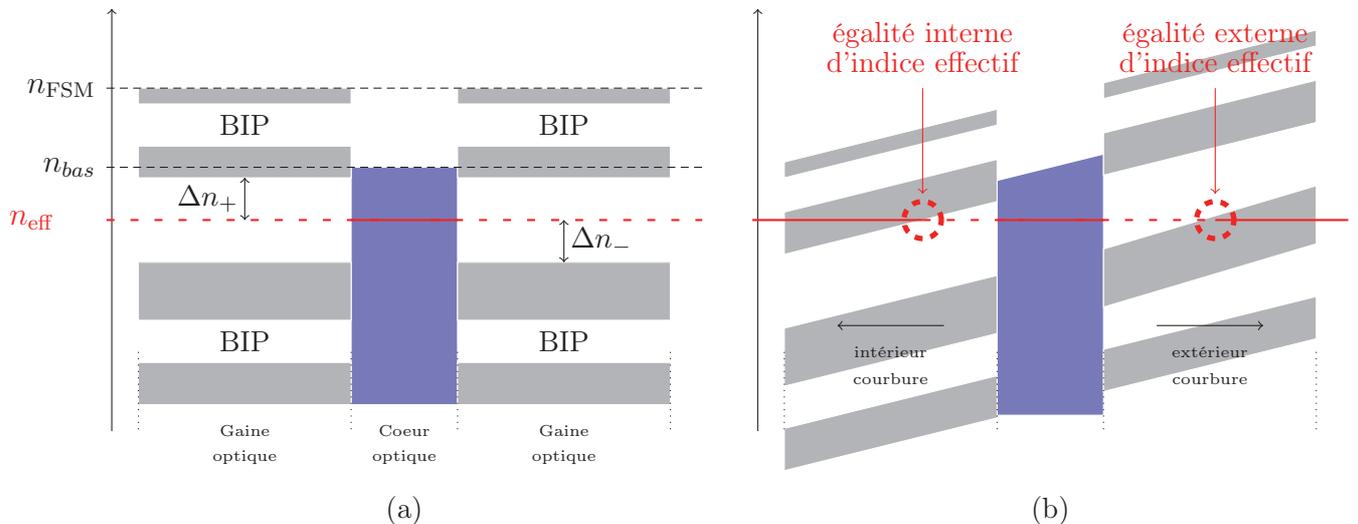


FIG. 5.10: Coupes d'indice transverse, à λ fixe, d'une fibre BIP TS 2D (a) droite, (b) courbée. Les zones grises (banches) schématisent une propagation autorisée (interdite) dans la gaine optique supposée infinie.

La figure 5.10 (b) schématise, pour une même longueur d'onde, le profil d'indice courbé équivalent. Ce dernier schéma illustre le fait qu'il existe maintenant, non seulement une égalité d'indice entre celui du mode confiné et celui de la gaine optique à l'extérieur de la courbure, comme pour les fibres conventionnelles et à guidage par RTIM, mais aussi une seconde égalité d'indice effectif, cette fois-ci à l'intérieur de la courbure. Par analogie à

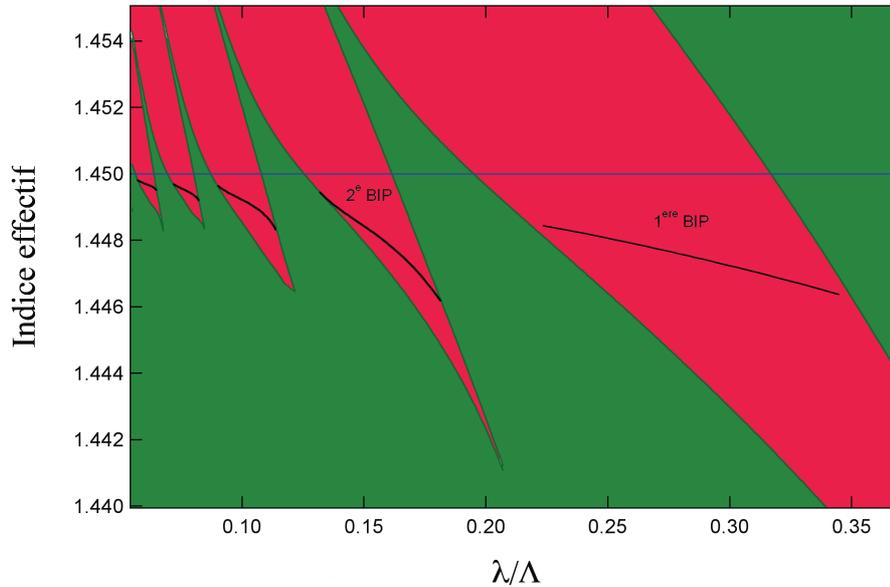


FIG. 5.11: Diagramme de bandes associé à la fibre A (à profil d'indice de réfraction parabolique) selon la longueur d'onde normalisée au pas du réseau. Rouge : propagation interdite dans la gaine optique, vert : propagation autorisée. L'indice effectif du premier mode confiné est représenté en noir.

la mécanique, l'égalité d'indice effectif vers l'extérieur de la courbure est équivalent à une force centrifuge (comme pour les fibres à guidage par l'indice), alors que l'égalité d'indice vers l'intérieur de la courbure est similaire à une force centripète, comme décrit par A. Argyros et al. en 2005 [53].

Les pertes par courbure vont alors dépendre :

- Du contraste d'indice effectif Δn_- , pour les pertes apparaissant à l'extérieur de la courbure
- Du contraste d'indice effectif Δn_+ pour celles apparaissant à l'intérieur de la courbure

5.2.2.2 Interprétations des résultats expérimentaux à l'aide du diagramme de bandes

Dans l'objectif d'interpréter les observations expérimentales du paragraphe introductif 5.1, le diagramme de bandes associé à la structure A est présenté figure 5.11. Son analyse met en évidence les différents points suivants :

- (i) Aux extrémités courtes (dit bord 'bleu') et grandes (dit bord 'rouge') longueurs d'onde de chaque bande interdite, le mode confiné devient plus sensible à la courbure, les deux quantités Δn_+ et Δn_- tendant vers zéro.

- (ii) L'extrémité 'rouge' de chaque BIP correspond à un couplage d'énergie par effet tunnel du mode confiné vers l'intérieur de la courbure (Δn_+ tend vers zéro), alors que l'extrémité 'bleue' est associée à un couplage vers l'extérieur de la courbure (Δn_- tend vers zéro)
- (iii) Dans la plus grande partie de la fenêtre de transmission, l'indice effectif du mode confiné est plus proche du bord bas de la BIP que du bord haut. Les pertes par courbure sont alors dominées par l'effet centrifuge (couplage d'énergie vers l'extérieur de la courbure), l'effet centripète devenant prédominant que sur le bord extrême 'rouge' de la BIP (couplage vers l'intérieur de la courbure).
- (iv) Dans une bande interdite photonique donnée, à l'approche de l'extrémité 'rouge', l'indice effectif du mode s'écarte plus rapidement du bord haut de la BIP qu'il ne s'écarte du bord bas à l'extrémité 'bleue'. La fibre BIP TS 2D devrait alors être davantage sensible aux pertes par courbure du côté bleu que du côté rouge. Ceci est en accord avec les fortes pertes expérimentales mesurées figure 5.1 du côté courtes longueurs d'onde, le bord droit étant moins sensible à la courbure.
- (v) Finalement les bandes interdites d'ordre impair sont plus profondes en indice effectif que les bandes d'ordre pair, ce qui implique leur plus forte sensibilité à la courbure. En effet, l'analyse de la figure 2.8 du chapitre 2 montre que les bords bas des bandes interdites d'ordre impair sont associés à des supermodes LP_{1m} et les BIP d'ordre pair à des modes LP_{0m} . Puisque la décroissance des champs des modes LP_{1m} dans le matériau bas indice est plus rapide que pour les modes LP_{0m} , ces derniers sont davantage couplés entre eux, ce qui implique un bord bas des BIP d'ordre pair plus élevé en indice effectif (élargissement en indice plus important des modes autorisés à se propager dans la gaine), et ainsi une plus forte sensibilité à la courbure [99]. Ceci corrobore les observations expérimentales effectuées figure 5.2, où nous avons mis en évidence une plus forte sensibilité à la courbure des bandes interdites photoniques d'ordre 4 et 6.

5.2.2.3 Résultats numériques et limitations du modèle

Dans le but de quantifier l'impact de la courbure sur les pertes par confinement des fibres BIP TS 2D, le modèle de l'indice de réfraction modifié a été implémenté sous le lo-

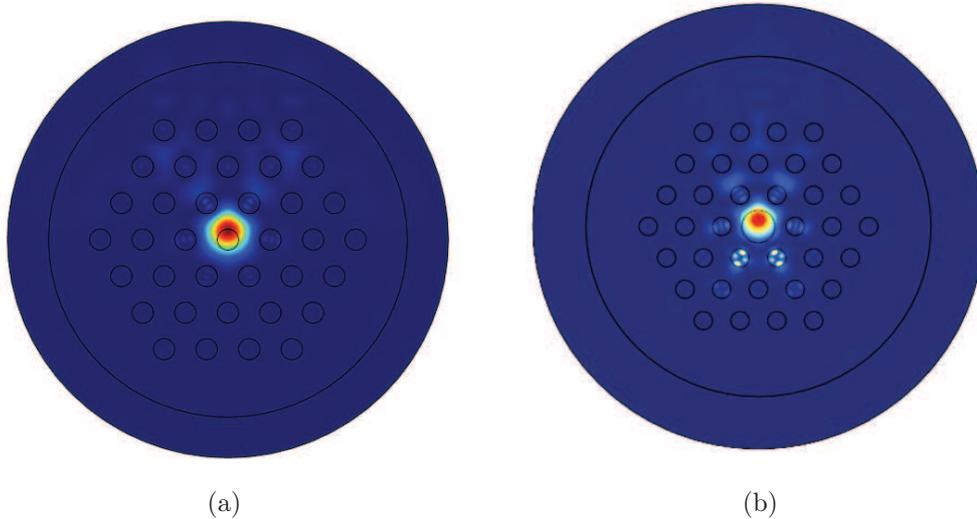


FIG. 5.12: Profils d'intensité transverse du premier mode confiné d'une fibre BIP TS 2D courbée : $\Lambda = 20.76 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.5$, $\Delta n = 30.10^{-3}$ à profil parabolique et $R = 6 \text{ cm}$. (a) $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ (centre de la BIP), (b) $\lambda = 1.68 \mu\text{m}$ (côté 'rouge' de la BIP).

giciel COMSOL (MEF), via la relation (5.3). La figure 5.12 (a) illustre le profil d'intensité transverse du mode fondamental confiné au centre de la 3^e BIP d'une telle fibre courbée ($R=6\text{cm}$, extérieur de la courbure dirigé vers le haut), caractérisée par un profil d'indice de réfraction parabolique, et un rapport d/Λ égal à 0.5. Comme pour une fibre à guidage par l'indice, nous observons un décalage du maximum d'intensité lumineuse vers l'extérieur de la courbure, là où l'indice de réfraction est le plus élevé. De plus, nous observons des maxima d'intensité secondaires dans la gaine optique, davantage marqués vers l'extérieur de la courbure. La figure 5.12 (b) illustre le même mode confiné mais cette fois du côté grandes longueurs d'onde de la BIP. L'indice effectif de ce mode se rapproche alors du bord haut de la BIP, et la quantité Δn_+ tend vers zéro. D'après le schéma d'indice effectif 5.10 pour la structure courbée, un couplage vers le bord haut va alors être privilégié, analogue à une force centripète vers l'intérieur de la courbure. Nous pouvons apercevoir en effet sur la figure 5.12 (b), même si le maximum d'intensité du mode fondamental se décale vers l'extérieur, un fort couplage d'énergie vers l'intérieur de la courbure qui est bien visible sur la première couronne de plots.

La figure 5.13 présente l'évolution spectrale des pertes totales mesurées (pointillés) et simulées (traits pleins) de la fibre A dans la 3^e bande interdite, pour différents rayons de

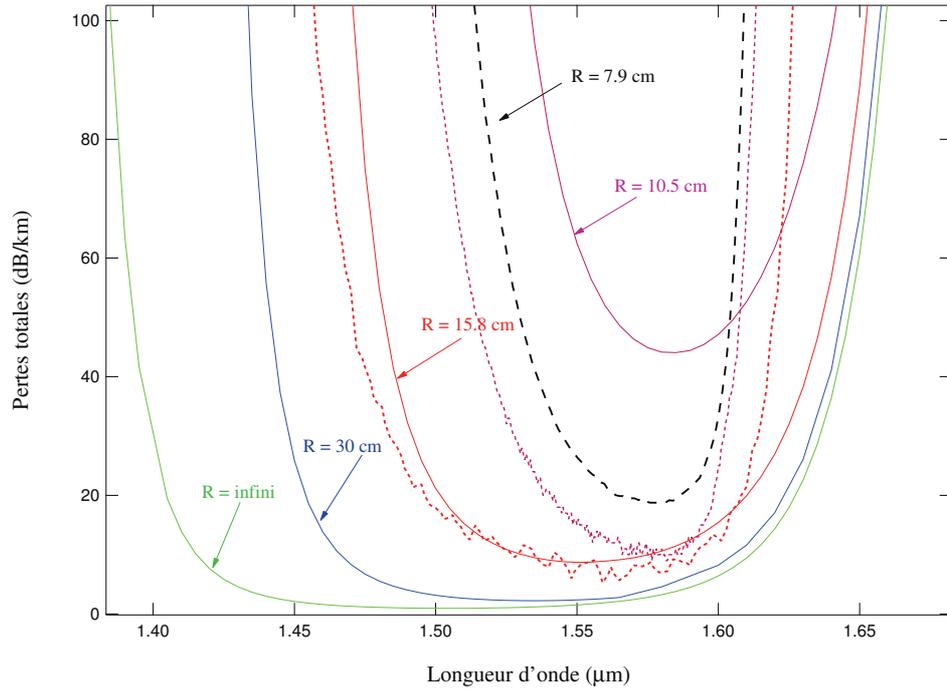


FIG. 5.13: Evolution spectrale des pertes dans la 3^e BIP de la fibre A pour différents rayons de courbure : rouge : $R=15.8$ cm; rose : $R=10.5$ cm; noire : $R=7.9$ cm, bleue : $R=30$ cm et verte : $R=\infty$. Les lignes pointillées correspondent aux pertes expérimentales, et en trait plein aux simulations (MEF).

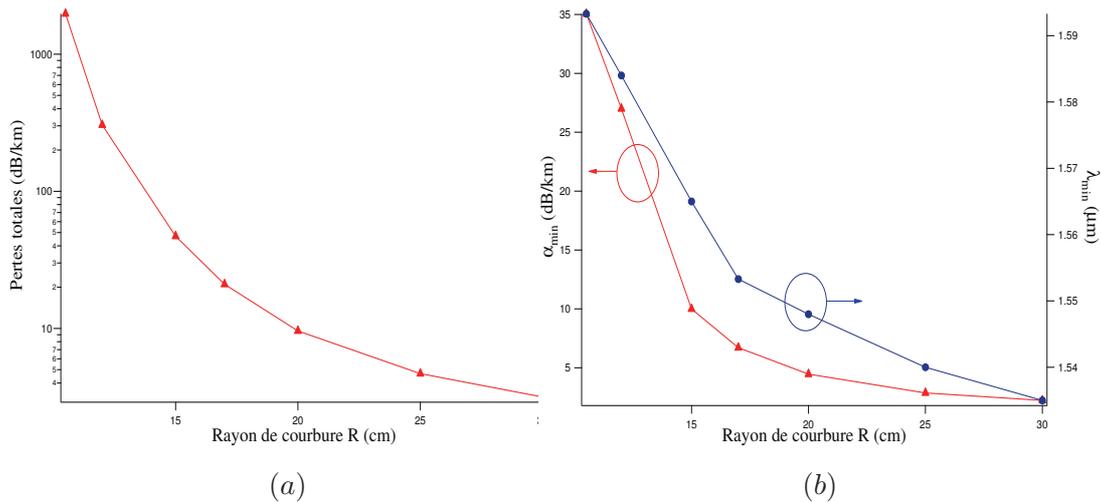


FIG. 5.14: (a) Pertes simulées de la fibre A pour $\lambda = 1.5 \mu m$ selon le rayon de courbure R . (b) rouge : Variation du minimum de pertes α_{min} en fonction de R , bleu : longueur d'onde associée (3^e BIP).

courbure. Lorsque ce rayon R diminue, les résultats numériques obtenus en utilisant le modèle de l'indice de réfraction modifié reproduisent qualitativement les effets suivants :

- Réduction de la fenêtre spectrale de transmission principalement vers les faibles longueurs d'onde, ce qui est en accord avec les observations expérimentales et avec la discussion précédente sur le diagramme de bandes.
- Une augmentation du minimum de pertes α_{min} , ainsi qu'un décalage vers les grandes longueurs d'onde λ_{min} .

En effet, les figures 5.14 représentent en (a) l'évolution des pertes simulées pour une longueur d'onde de $1.5 \mu m$ (côté 'bleu' de la BIP) en fonction du rayon de courbure R , et en (b) l'évolution du minimum de pertes α_{min} (courbe rouge) et de sa longueur d'onde associée λ_{min} (courbe bleue). Les deux courbes des pertes indiquent bien leur augmentation lorsque le rayon R décroît : de 3 dB/km pour un rayon égal à 30 cm, à 1.9 dB/m pour R valant 10.5 cm lorsque la longueur d'onde est fixée à $1.5 \mu m$ (5.14 (a)), et de 2.2 dB/km pour un rayon égal à 30 cm à 35 dB/km pour R valant 10.5 cm, lorsque la longueur d'onde vaut λ_{min} (5.14 (b)). Comme le minimum de pertes se décale spectralement avec le rayon de courbure, la hausse des pertes simulées est plus importante si la longueur d'onde est fixée du côté 'bleu' de la BIP qu'à $\lambda_{min}(R)$, qui évolue de $1.535 \mu m$ à $1.593 \mu m$ dans notre exemple.

D'après la figure 5.13, même si l'accord théorie/expérience semble satisfaisant d'un point de vue quantitatif pour un rayon de courbure égal à 15.8 cm (lignes rouges), il est toutefois moindre pour un rayon de 10.5 cm (lignes roses), et devient encore plus médiocre pour des rayons plus faibles : les pertes simulées sont systématiquement plus importantes que celles mesurées. A titre d'exemple, le minimum de pertes simulé vaut environ 44 dB/km pour un rayon égal à 10.5 cm contre approximativement 11 dB/km mesuré pour une longueur d'onde de $1.58 \mu m$. Ce désaccord augmente alors pour un rayon de 7.9 cm, où les pertes minimales expérimentales sont de 18 dB/km autour de $1.58 \mu m$, contre 223 dB/km simulés à une longueur d'onde de $1.63 \mu m$ (non montrée sur la figure 5.13).

La différence entre pertes mesurées et simulées ne peut s'expliquer par des erreurs expérimentales. Le désaccord théorie/expérience pour de faibles rayons provient donc du modèle théorique utilisé pour simuler la courbure de la fibre, bien que celui ai été validé par des comparaisons expérimentales pour les fibres micro-structurées air/silice à gui-

dage RTIM [93]. Le modèle de l'indice modifié fut à l'origine développé pour modéliser la courbure de fibres conventionnelles. Celui-ci ne prend donc pas en compte la micro-structuration de la fibre BIP 2D : au cours de la courbure, les plots haut indice peuvent en effet subir un déplacement transverse, et se déformer. Il faudrait également tenir compte des propriétés mécaniques des matériaux mis en jeu. Pour mettre en place un modèle prenant en compte toutes ces déformations, une collaboration a débuté avec le Laboratoire de Mécanique de Lille. Toutefois, la prise en compte de toutes ces déformations étant complexe, aucun résultat numérique n'est aujourd'hui disponible.

Le modèle de l'indice modifié utilisé pour simuler les pertes par courbure d'une fibre BIP TS 2D est donc qualitatif mais non quantitatif. L'accord qualitatif nous permet néanmoins de chercher des tendances simples d'évolution de la sensibilité à la courbure d'une telle structure. Au cours du paragraphe suivant sera ainsi étudiée l'évolution (qualitative) des pertes dues à la courbure en fonction des différents paramètres optogéométriques composant la fibre BIP.

5.3 Impact des paramètres opto-géométriques sur les pertes par courbure

Jusqu'à présent, nous avons étudié dans ce chapitre 5 la sensibilité à la courbure de la fibre BIP TS 2D à faibles pertes, dénommée A. Nous avons alors explicité les particularités de ces pertes, puis comparé résultats numériques, diagramme de bandes et résultats expérimentaux sur cette structure particulière, qui présente alors une forte sensibilité à cette source de pertes. Dans le but de réduire cette sensibilité à la courbure des fibres BIP TS 2D en général, nous allons consacrer ce paragraphe à des structures qui diffèrent de la fibre A par leurs rapports d/Λ ainsi que par leur contraste d'indice de réfraction Δn dans la gaine micro-structurée. Les plots constituant cette gaine seront toujours à profil d'indice de réfraction parabolique, tous identiques entre eux, et positionnés sur une maille triangulaire parfaite (fibre idéales). Comme nous cherchons à établir des tendances simples d'évolution des pertes par courbure, et non des valeurs quantitatives, le nombre de couronnes de confinement est fixé à quatre. Cela nous permet de réduire les temps de calcul nécessaires. Les différentes analyses sont effectuées à nouveau dans la 3^e bande

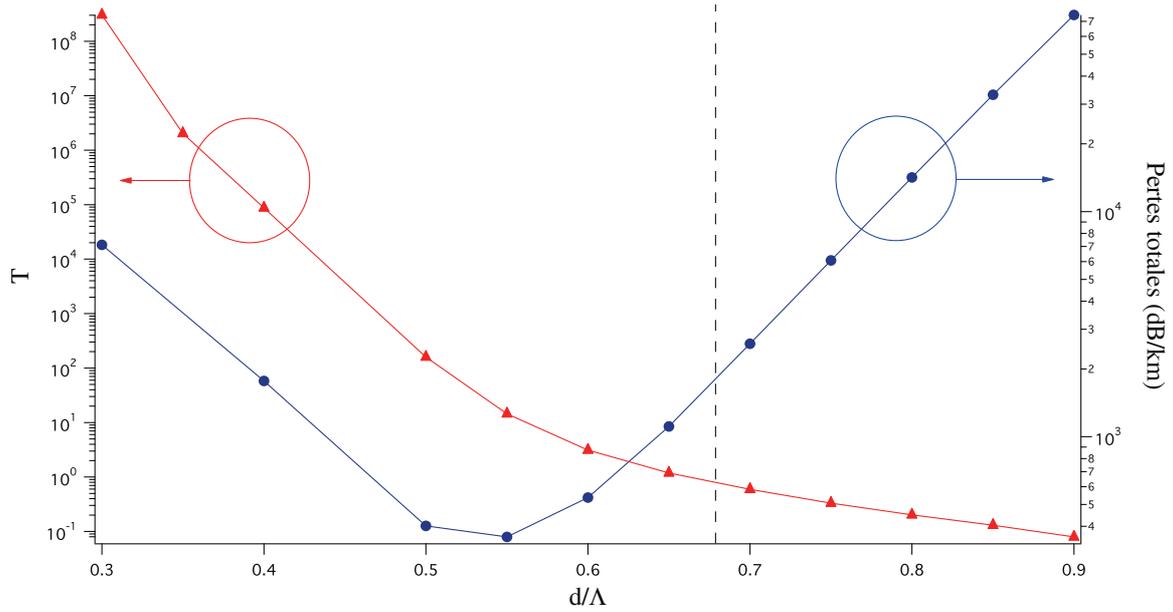


FIG. 5.15: Evolution du paramètre T (triangles rouges) et des pertes totales (PCB) (ronds bleus) en fonction du rapport d/Λ dans la 3^e BIP. La ligne pointillée fixe le rapport d/Λ de la fibre A. $R=15$ cm.

interdite photonique qui est la plus usuelle. La longueur d'onde du minimum de pertes évoluant avec le rayon R (voir figure 5.14 (b)), nous avons choisi ici d'étudier l'évolution des pertes par courbure à la longueur d'onde $\lambda_{min}(R)$, soit $\alpha_{min}(R)$.

De plus, pour quantifier la sensibilité à la courbure des différentes structures, nous introduisons le paramètre T , donné par la relation (5.5) :

$$T = \frac{PCB - PC}{PC} = \frac{\text{extra pertes issues de la courbure}}{\text{pertes par confinement de la fibre droite}} \quad (5.5)$$

où PCB représente le minimum des pertes par confinement de la fibre courbée ($R \neq \infty$) en dB/km et PC le minimum des pertes par confinement de la fibre droite ($R = \infty$). Ce paramètre, représentatif de l'importance relative des extra-pertes induites par la courbure, sera exploité au cours des deux paragraphes suivants : si T tend à diminuer vers zéro, cela signifiera que la structure proposée est insensible à la courbure, alors que si ce paramètre augmente, l'effet de la courbure dominera alors très largement les pertes par confinement de la fibre droite.

5.3.1 Variation du rapport d/Λ

Pour faire évoluer le rapport d/Λ sans changer l'ordre de la BIP, seul le pas du réseau est modifié. Le diamètre d des plots est conservé, et égal à $10.38 \mu m$, ainsi que le contraste

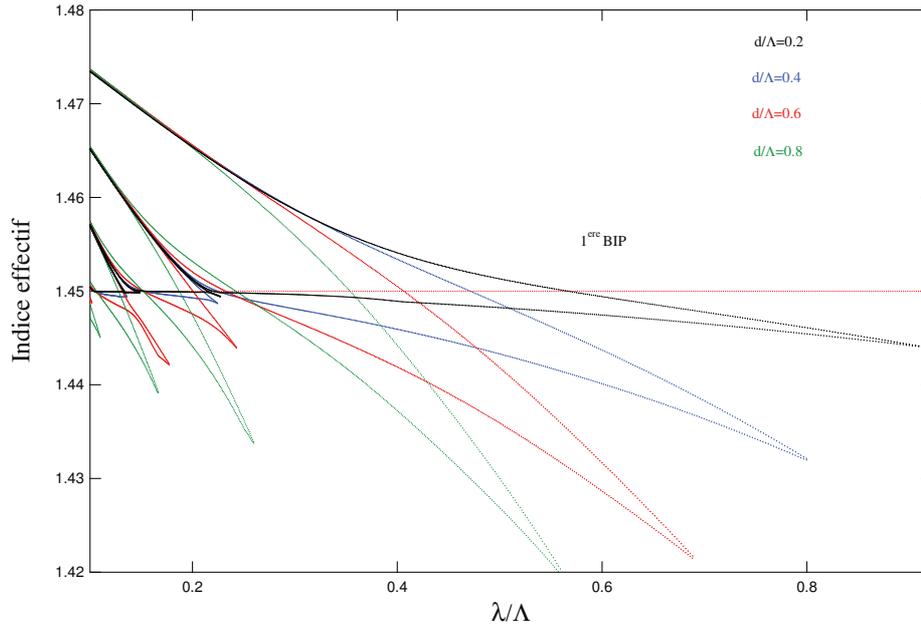


FIG. 5.16: Influence du rapport d/Λ (0.2 (noir), 0.4 (bleu), 0.6 (rouge) et 0.8 (vert)) sur le diagramme de bandes, d et Δn étant fixés respectivement à $0.8 \mu\text{m}$ et 0.032 , à profil d'indice parabolique.

d'indice de réfraction Δn ($30 \cdot 10^{-3}$) (paramètres de la fibre A). Comme pour l'étude des pertes par confinement chapitre 3, cela donne l'avantage de conserver la longueur d'onde du minimum de pertes λ_{\min} fixée pour un rayon de courbure infini. La figure 5.15 illustre l'évolution du paramètre T (triangles rouges), ainsi que des pertes totales PCB simulées par MEF (ronds bleus), pour une variation du rapport d/Λ de 0.3 à 0.9, par pas de 0.05 (R est pris constant à 15 cm).

Son observation montre tout d'abord que l'importance relative des extra pertes induites par la courbure (paramètre T) présentent une diminution monotone lorsque la quantité d/Λ augmente : T décroît en effet de $3 \cdot 10^8$ pour $d/\Lambda = 0.3$ à 0.08 pour $d/\Lambda = 0.9$, soit un rapport de $3.8 \cdot 10^9$ entre ces deux quantités ⁵.

Pour interpréter l'évolution du paramètre T, nous avons vu au paragraphe 2.7 du chapitre 2, qu'une augmentation du rapport d/Λ (dans la gamme étudiée ici) entraîne un rétrécissement spectral des bandes interdites photoniques (voir diagrammes de bandes figure 5.16), alors que celles-ci s'approfondissent en indice effectif, influant sur le contraste

⁵Nous remarquons que l'évolution du paramètre T avec le rapport d/Λ est équivalent aux fibres RTIM : en effet, la figure 5.9 illustre l'évolution spectrales des pertes par courbure (avec une gaine infinie) de trois structures air/silice avec trois rapports d/Λ , pertes qui diminuent lorsque ce rapport augmente.

d'indice Δn_- au minimum de pertes. Le tableau 5.2 donne, à titre indicatif, l'indice effectif du mode fondamental confiné pour 4 rapports d/Λ , ainsi que la valeur de la quantité Δn_- au minimum de pertes de la 3^e BIP ⁶ pour un rayon de courbure infini.

d/Λ	Indice effectif	Δn_-
0.2	1.449948	$2,97 \cdot 10^{-5}$
0.4	1,449797	$2,53 \cdot 10^{-4}$
0.6	1,4494707	$4,97 \cdot 10^{-4}$
0.8	1,4487033	$9,58 \cdot 10^{-4}$

TAB. 5.2: Indices effectifs et valeurs de la quantité Δn_- au minimum de pertes de la 3^e BIP pour 4 rapports d/Λ . Les paramètres opto-géométriques sont identiques aux 4 diagrammes de bandes illustrés figure 5.16 et $R=\infty$.

La hausse du contraste d'indice effectif Δn_- avec le rapport d/Λ , observée tableau 5.2, va donc induire une baisse du couplage d'énergie lumineuse par effet tunnel optique lorsque la fibre sera courbée. Nous comprenons alors la diminution de la sensibilité relative à la courbure lorsque le rapport d/Λ augmente.

La figure 5.15 met finalement en évidence l'évolution non monotone des pertes totales simulées (PCB ronds bleus) avec le rapport d/Λ , en passant par un minimum à 0.36 dB/m pour d/Λ environ égal à 0.55. Ces pertes varient en effet de 7.2 dB/m pour $d/\Lambda = 0.3$, à 74.9 dB/m pour $d/\Lambda = 0.9$.

L'interprétation de cette dernière évolution découle alors de nos précédentes remarques : pour de faibles rapports d/Λ , comme le paramètre T est grand, les pertes totales sont importantes car dominées par les extra-pertes relatives à la courbure. Par contre, pour de grands rapports d/Λ , les pertes totales sont aussi élevées mais parce que cette fois dominées par les pertes par confinement importantes de la fibre droite (voir section 3.4.1 du chapitre 3).

5.3.2 Variation du contraste d'indice

Toujours pour un rayon de courbure fixé à 15 cm, le paramètre T (triangles rouges) ainsi que les pertes totales PCB simulées par MEF (ronds bleus) sont tracés figure 5.17 ⁷, lorsque le contraste d'indice de réfraction Δn varie de $10 \cdot 10^{-3}$ à $70 \cdot 10^{-3}$. Le diamètre des

⁶Sans dispersion du matériau

⁷Le rapport d/Λ est fixé à 0.683 (fibre A).

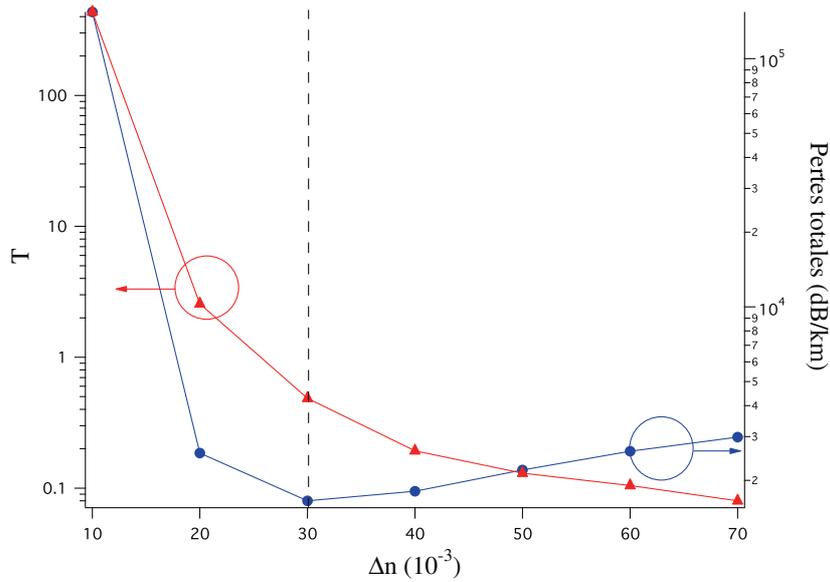


FIG. 5.17: Impact relatif de la courbure (paramètre T courbe rouge) et évolution des pertes totales simulées (courbe bleue en dB/km) en fonction du contraste d'indice. Le rapport d/Λ est fixé à 0.683 pour 4 couronnes de plots, la ligne hachurée correspondant aux paramètres de la fibre A. $R=15$ cm.

plots (et ainsi le pas de la micro-structure Λ) est modifié de telle sorte que la longueur d'onde du minimum de pertes λ_{min} se situe autour de $1.55 \mu m$ (tableau 5.3) dans la 3^e BIP, selon le modèle de l'ARROW.

Δn (10^{-3})	10	20	30	40	50	60	70
d	18.1	12.78	10.38	9	8.04	7.33	6.77
Λ	26.51	18.71	15.2	13.18	11.77	10.73	9.92

TAB. 5.3: Diamètres et pas du réseau utilisés pour les simulations présentées figure 5.17

L'évolution monotone du paramètre T montre une forte sensibilité relative à la courbure pour de faibles contrastes d'indice : $T=434$ pour $\Delta n=10 \cdot 10^{-3}$ contre 0.08 pour $\Delta n=70 \cdot 10^{-3}$, ce qui implique un rapport environ 5 000 fois plus important pour le faible contraste d'indice de réfraction.

Pour interpréter l'évolution de la sensibilité à la courbure avec le paramètre Δn , rappelons qu'une réduction du contraste d'indice de réfraction induit un décalage spectral des bandes interdites (commenté au cours du chapitre 2 à l'aide du diagramme de bandes 2.2), ainsi qu'une plus faible profondeur des BIP en indice effectif. A titre indicatif, sont

reportés tableau 5.4 l'indice effectif du mode fondamental ainsi que le contraste d'indice Δn_- associé au minimum de pertes, pour 4 valeurs de Δn :

$\Delta n(10^{-3})$	Indice effectif	Δn_-
10	1.449783	$2,4 \cdot 10^{-4}$
30	1.449345	$7,2 \cdot 10^{-4}$
50	1.448902	$1,2 \cdot 10^{-3}$
70	1.448555	$1,9 \cdot 10^{-3}$

TAB. 5.4: Indices effectifs et valeurs de la quantité Δn_- au minimum de pertes de la 3^e BIP pour 4 Δn différents (à profil en créneau). d/Λ est fixé à 0.5, λ_{min} à 1.46 μm et $d=12.92 \mu m$.

La quantité Δn_- augmente alors avec le contraste d'indice de réfraction, ce qui est en accord avec l'approfondissement des bandes photoniques. Nous comprenons alors que l'évolution de Δn_- implique une plus faible sensibilité à la courbe de la fibre BIP TS 2D pour de grands contrastes d'indice de réfraction.

Finalement, l'évolution des pertes totales simulées (PCB ligne bleue) de la figure 5.17 présente une hausse du côté faible et fort contraste d'indice (154 dB/m pour $\Delta n=10 \cdot 10^{-3}$ et 2.98 dB/m pour $\Delta n=70 \cdot 10^{-3}$), ainsi qu'un minimum autour de $30 \cdot 10^{-3}$, pour une valeur de 1.65 dB/m.

L'interprétation de cette dernière évolution découle aussi de nos précédentes remarques (et de celle donnée au cours de l'étude du rapport d/Λ) : pour de faibles valeurs de Δn , les pertes totales sont importantes car dominées par les extra-pertes relatives à la courbure (paramètre T important), alors que pour de forts contrastes d'indice de réfraction, les pertes par confinement de la fibre droite sont élevées et prédominent les pertes totales de la fibre courbée (voir section 3.4.2 du chapitre 3).

Pour conclure cette section d'étude de la sensibilité à la courbure des fibres BIP TS 2D en fonction des paramètres optogéométriques, rappelons tout d'abord qu'au cours de la section 3.4 du chapitre 3, concernant les pertes par confinement d'une fibre droite ($R=\infty$, dans la 3^e BIP), nous avons mis en évidence l'augmentation des pertes par confinement par :

- Un accroissement du rapport d/Λ (pour une variation de d/Λ de 0.2 à 0.8).

- Une augmentation du contraste d'indice de réfraction (pour une variation de Δn de 0.01 à 0.07).

Les deux paragraphes précédents prenant en compte la courbure ($R \neq \infty$) montrent cependant que la sensibilité à la courbure diminue lorsque :

- Le rapport d/Λ croît (pour une variation de d/Λ de 0.2 à 0.8).
- Le contraste d'indice Δn croît (pour une variation de Δn de 0.01 à 0.07).

Les deux paramètres d/Λ et Δn agissent ainsi différemment sur les pertes par confinement d'une fibre droite et courbée. Il faut donc trouver un compromis entre pertes par confinement et pertes par courbure. Choisir un rapport d/Λ ou une valeur Δn très faibles entraîneraient de faibles pertes par confinement, mais une forte sensibilité à la courbure, ce qui limite les applications de la fibre.

5.4 Conception d'une structure à faibles pertes par courbure

Jusqu'à présent, nous avons limité notre étude de la sensibilité à la courbure d'une fibre BIP TS 2D en fonction des paramètres constituant la gaine micro-structurée, tels que le rapport d/Λ et le contraste d'indice de réfraction Δn entre les plots et la matrice de silice, à des inclusions haut indice circulaires agencés sur une maille triangulaire. D'autres conceptions de fibres ont été rapportées dans la littérature pendant la durée de cette thèse pour diminuer leur sensibilité à la courbure. J.M. Stone et al. [100] proposent en 2006 une nouvelle architecture de fibre BIP TS 2D composée de régions haut indice annulaires dans la gaine optique (schéma 5.18 (a)). La présence de ces anneaux permet ainsi d'approfondir les bandes interdites photoniques en profitant de la modification des fréquences de coupure des modes LP_{lm} avec l'épaisseur des anneaux. Les modes caractérisés par un nombre azimutal supérieur à l'unité peuvent être en effet fortement décalés, induisant des bandes interdites plus profondes en termes d'indice effectif et une réduction des pertes par courbure.

En 2006, A. Wang et al. [101] relatent la fabrication d'une fibre BIP TS 2D composée cette fois de plots rectangulaires. Cette structure présente des pertes par courbure dépendant de la direction de la courbure par rapport aux plots.

Ren et al. [102,103] proposent d'ajouter une couronne de bas indice (contraste d'indice

négligeable⁸ de $-8,4 \cdot 10^{-3}$) autour des plots circulaires de haut indice (d'indice de réfraction $3,67 \cdot 10^{-2}$) (schéma 5.18 (b)). Cette couronne d'indice bas entraîne une baisse en indice effectif du bord bas de chaque BIP (qui s'approfondissent), et ainsi un contraste d'indice effectif Δn_{-} plus important, ce qui diminue les pertes de la fibre droite, mais aussi la sensibilité de la fibre à la courbure (paragraphe 5.3.2). Le minimum de pertes est alors abaissé environ à 2 dB/km autour de 1310 nm dans la 1^{ère} BIP, qui présente pourtant le plus de pertes par confinement.

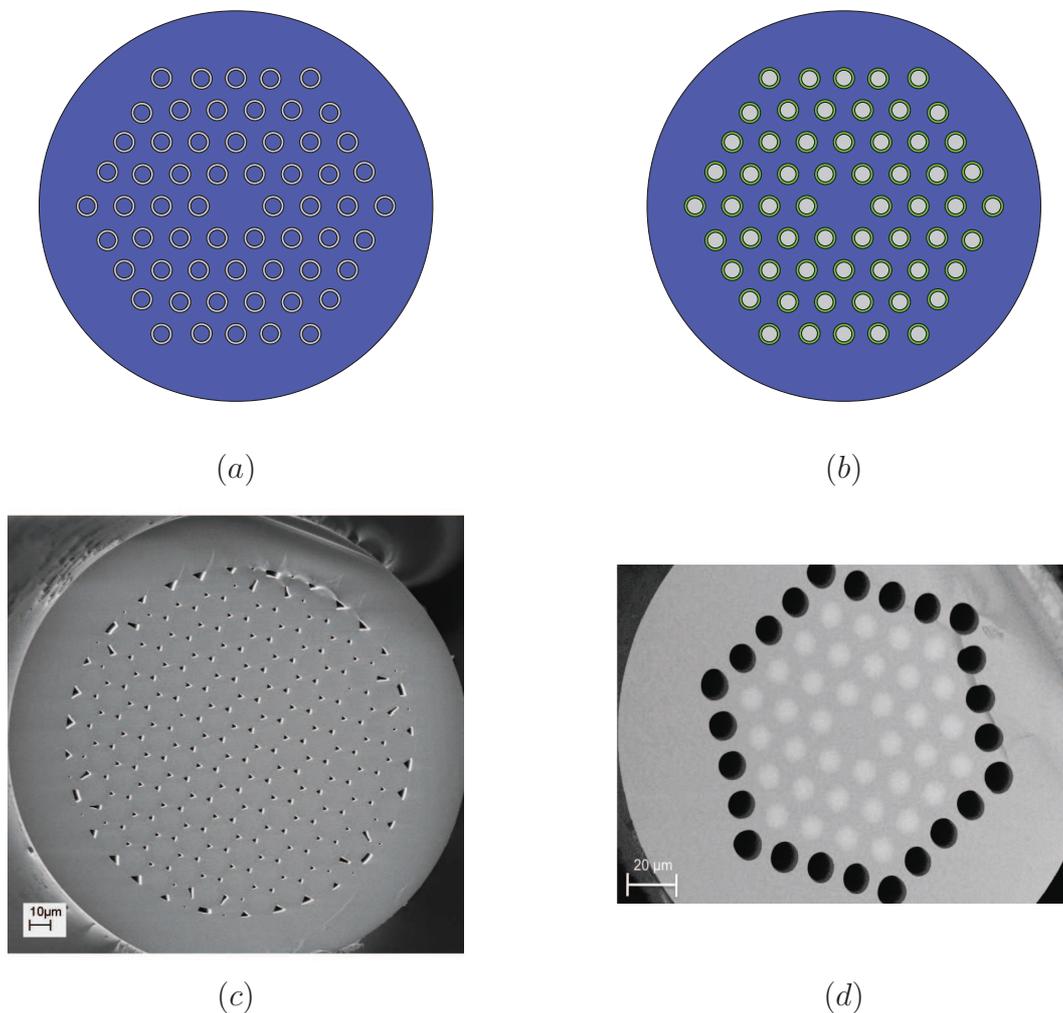


FIG. 5.18: (a) Schématisations d'une structure de fibre BIP TS 2D à plots annulaires et (b) à plots circulaires entourés de silice dopée fluor : bleu : silice, gris : dopée Germanium, vert : dopée fluor. Photographies prises au Microscope Electronique à Balayage d'une fibre BIP à trous interstitiels (c) et à double gaine (d), réalisées au sein de l'IRCICA.

⁸Pour diminuer l'indice de réfraction, la silice est dopée au fluor.

Dans le même esprit, Bétourné et al. [104] relatent la fabrication d'une fibre BIP 2D à coeur solide, caractérisée par des trous interstitiels situés entre les plots haut indice (photographie figure 5.18 (c)). La présence de ces interstices entraînent une baisse importante en indice effectif du bord bas de chaque BIP, ce qui implique une baisse à la fois des pertes par confinement et par courbure. Les paramètres optogéométriques de la fibre réalisée sont proches de la fibre A ($\Delta n = 0.032$ à profil parabolique, $d/\Lambda = 0.72$), et celle-ci présente un minimum de pertes expérimentales autour de 4 dB/km vers 1650 nm dans la 3^e BIP pour 5 couronnes de confinement (à la place de 7 pour la fibre A).

Dans de ce paragraphe, une solution alternative est détaillée. Elle consiste en une fibre composée de plusieurs couronnes d'inclusions haut indice dans la gaine similaires à celles de la fibre A, entourées d'une couronne externe de trous d'air (photographie figure 5.18 (d)) [88].

5.4.1 Modélisation

La section 5.2.2 ainsi que le chapitre 3 ont montré que les pertes par effet tunnel (d'une fibre courbée ou droite) dépendent de la valeur de l'intensité lumineuse aux points d'égalité d'indice effectif entre le mode de coeur et la gaine externe (points A_1 et A_2 de la figure 3.2). Plus cette quantité est faible, moins l'énergie lumineuse sera couplée vers la gaine externe de silice. Afin de réduire les pertes par confinement et la sensibilité de la fibre à la courbure, le mode confiné peut être davantage confiné dans le coeur du guide par ajout d'une barrière de potentiel supplémentaire [92], comme une couronne d'air externe. Nous parlons alors d'une fibre BIP double gaine (DG), car celle-ci est composée d'inclusions d'indice de réfraction différent. Le profil transverse d'une telle structure est schématisé 5.20. Cette couronne d'air externe ne doit pas être placée trop proche du coeur optique pour ne pas altérer les propriétés de guidage du mode par la première gaine et ainsi conserver les propriétés du guidage par bande interdite photonique. Cependant, celle-ci ne doit pas être trop éloignée du coeur, au risque de voir son efficacité restreinte.

La figure 5.19 illustre le diagramme de bandes relatif à la première gaine optique, composée de plots identiques à la fibre A ($\Delta n = 30.10^{-3}$ à profil parabolique, $d/\Lambda = 0.683$). Les zones rouges (vertes) y représentent une propagation de l'onde interdite (autorisée). Par soucis de simplicité, l'indice effectif relatif à la seconde gaine optique, composée ici

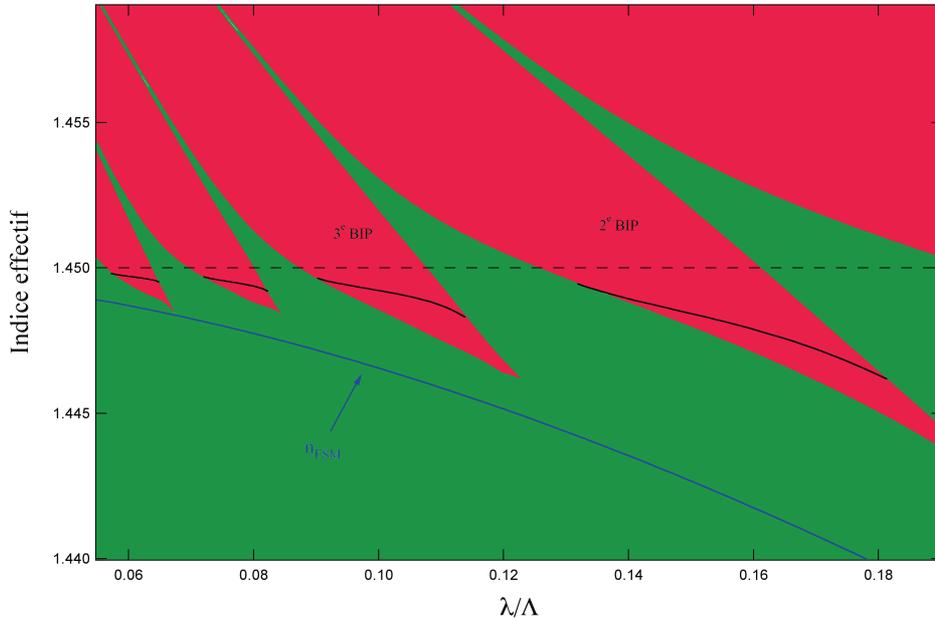


FIG. 5.19: Diagramme de bandes associé aux paramètres de la fibre A : $d/\Lambda = 0.683$ et $\Delta n = 30.10^{-3}$ à profil parabolique. Les zones rouges (vertes) illustrent une propagation interdite (autorisée) dans la structure. La ligne bleue représente l'évolution de l'indice n_{FSM} d'une structure à trous d'air avec $d_H/\Lambda = 0.63$, et $n_{silice} = 1.45$. L'indice effectif du mode de coeur est également représenté en lignes pleines noires.

d'une seule couronne de trous d'air (rapport diamètre des trous sur pas du réseau de 0.63), est approximé à l'indice n_{FSM} de la gaine infinie composée de trous de même taille, représenté en bleu figure 5.19 ⁹.

Sur cette même figure, nous pouvons observer en noir l'indice effectif du mode fondamental de la 2^e à la 5^e BIP, calculé par le logiciel COMSOL, confiné par effet de bandes interdites photoniques sur les 3 premières couronnes d'inclusions haut indice composant la fibre DG. Comme son indice effectif est notablement supérieur à n_{FSM} associé à la couronne d'air, le confinement de ce mode est alors assisté par RTIM, à l'interface gaine solide/gaine d'air. Cet effet sera alors d'autant plus important que le diamètre des trous d_H ou le nombre de couronne d'air sera élevé, le premier induisant une baisse de l'indice effectif de gaine n_{FSM} , et le second une augmentation de la largeur L de la seconde gaine optique.

Notons qu'il apparaît clairement sur le diagramme 5.19 que certains modes de Bloch, caractérisés par un indice effectif supérieur à n_{FSM} , pourront aussi être assistés par RTIM

⁹L'indice effectif n_{FSM} est déduit des relations données en [76].

dans la première gaine interne grâce à la présence de la couronne d'air.

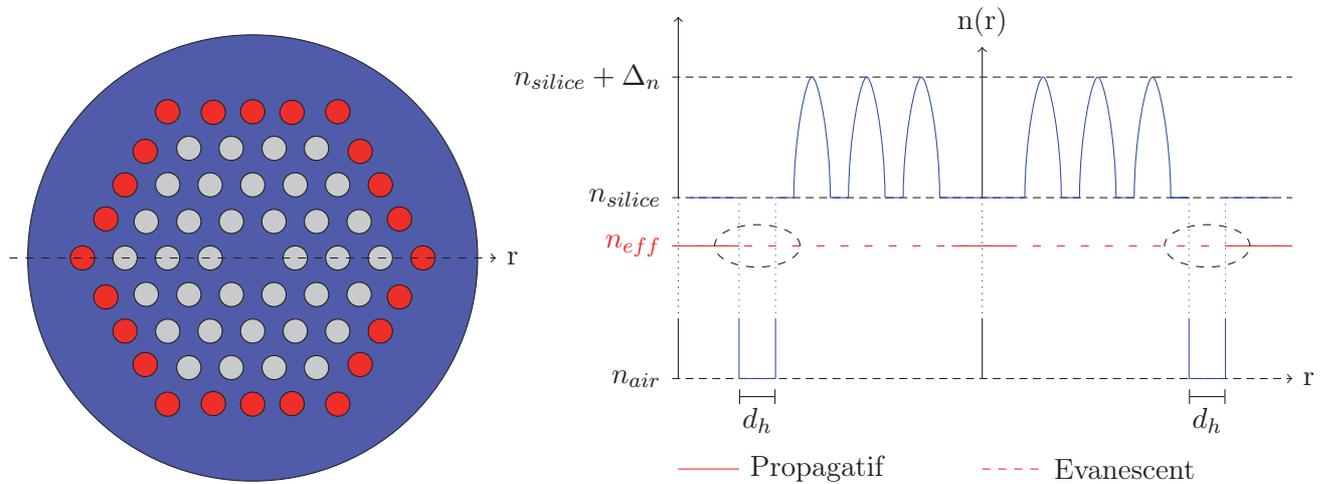


FIG. 5.20: Représentation schématique d'une fibre BIP TS 2D assistée par une couronne d'air (fibre BIP DG). Les régions grises sont les inclusions circulaires de haut indice, la région bleue représente la matrice de silice, et rouge les trous d'air.

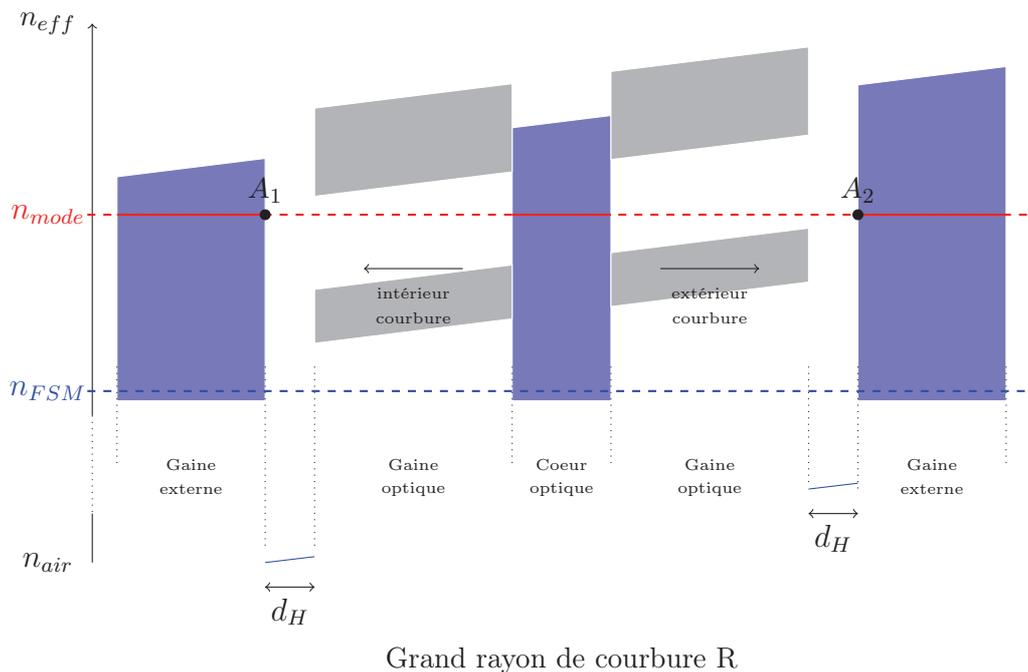


FIG. 5.21: Coupes transverses d'indice effectif (à λ fixe) relatif à la structure double gaine courbée. d_H indique le diamètre des trous d'air, n_{FSM} l'indice effectif de la couronne externe, et n_{eff} l'indice du mode confiné par BIP.

Le schéma 5.21 (a) représente une coupe transversale d'indice effectif de la fibre BIP DG (à longueur d'onde fixe), pour un grand rayon de courbure R . Si ce rayon est suffisamment important, l'égalité d'indice effectif entre mode confiné et bord haut et bas de

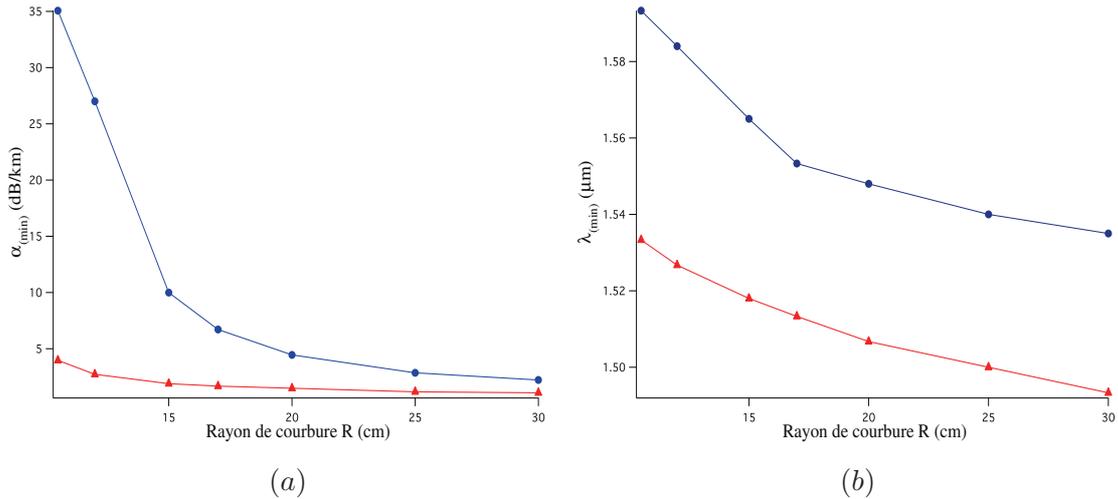


FIG. 5.22: (a) Evolution, dans la 3^e BIP, du minimum de pertes α_{min} (en dB/km) et (b) de λ_{min} (en μm) selon le rayon de courbure R. Courbes bleues : fibre A, courbes rouges : fibre BIP DG.

la BIP n'a pas lieu dans la première gaine optique, mais s'effectue avec la gaine de silice aux points A_1 et A_2 . Dans ce cas, la couronne d'air ainsi traversée par l'onde lumineuse avant d'atteindre les points A_1 et A_2 assure une forte décroissance du champ (grâce au fort contraste d'indice de réfraction), et donc un meilleur confinement de la lumière et ainsi une diminution des pertes par effet tunnel optique que ce soit pour la fibre droite ou pour la fibre courbée.

Ainsi dans le cas d'un rayon de courbure infini, il a en effet été montré, par MEF, qu'un rapport d_H/Λ associé aux trous d'air de 0.63 permet d'obtenir le même niveau de pertes par confinement (environ 1 dB/km autour de 1.52 μm) que la fibre A dans la 3^e BIP. Cette nouvelle structure possède donc l'avantage de réduire le nombre de plots nécessaires, de 168 (7 couronnes) à 36 (3 couronnes), tout en conservant le même niveau minimal de pertes. Cela a pour directe conséquence une diminution du diamètre total de la fibre, généralement important pour assurer de faibles PC dans ce type de fibres BIP à faible contraste d'indice.

Pour confirmer la baisse des pertes par courbure grâce à cette nouvelle architecture, sont représentés figure 5.22 (a) les minimums de pertes totales α_{min} dans la 3^e BIP simulées par MEF¹⁰ de la fibre A ainsi que de la fibre BIP DG pour différent rayon de courbure R.

¹⁰La dispersion du matériau est prise en compte.

Le graphique 5.22 (b) indique de plus l'évolution de la longueur d'onde associée à α_{min} , soit $\lambda_{min}(R)$. Alors que la valeur α_{min} de la fibre A est multiplié par un facteur 15 (de 2.2 dB/km à 35 dB/km pour R évoluant de 30 cm à 10.5 cm), le minimum de pertes de la fibre BIP DG évolue seulement de 1 dB/km à 3.9 dB/km. De plus, la figure 5.22 (b) démontre un décalage de la longueur d'onde λ_{min} relié à la fibre A de 1.535 μm à 1.593 μm pour R évoluant de 30 cm à 10.5 cm, alors que λ_{min} associé à la fibre BIP DG croît plus faiblement, de 1.493 μm à 1.533 μm , soit un décalage spectral de 0.04 μm , comparé à 0.06 μm pour la fibre A.

5.4.2 Caractérisation expérimentale

Pour valider expérimentalement les observations théoriques précédentes, une fibre BIP double gaine fut fabriquée par la méthode 'Stack and Draw' (photographie figure 5.18 (d)). Les paramètres optogéométriques finaux de la première gaine optique ¹¹ sont proches de ceux de la fibre A : $\Lambda = 15 \mu m$, rapport $d/\Lambda = 0.67$ et $\Delta n = 30.10^{-3}$, à profil parabolique. Le rapport d_H/Λ de la seconde gaine optique (c'est à dire la 4^e couronne contenant les trous d'air) vaut 0.71. Le diamètre externe de cette structure est alors réduit à 187 μm au lieu de 300 μm pour la fibre A, soit une réduction de 38%.

5.4.2.1 Propriétés de transmission

Pour étudier les propriétés spectrales de la fibre BIP double gaine, nous avons enregistré les spectres de transmission des différentes bandes interdites photoniques, ainsi que des images des modes en sortie de fibre à l'aide du dispositif expérimental schématisé en 5.23. Une source à large spectre est utilisée pour caractériser notre fibre. Celle-ci provient d'un laser pulsé à 1064 nm, émettant des impulsions d'environ 0.8 nano-seconde pour une puissance moyenne de 60 mW, ainsi qu'un taux de répétition de 5 kHz. Ce signal est injecté dans une fibre dont le mode fondamental est caractérisé par un diamètre de $4 \mu m \pm 0.2 \mu m$ [24], et dont la dispersion chromatique fut ajustée pour générer en sortie de fibre un supercontinuum, c'est à dire un étalement spectral de l'intensité lumineuse d'environ 400 nm à plus de 1750 nm (limite de l'analyseur optique). Pour coupler l'intensité du mode de la fibre supercontinuum vers le mode fondamental de la fibre BIP,

¹¹La fibre BIP DG est composée de 3 couronnes de plots uniquement et d'une couronne d'air.

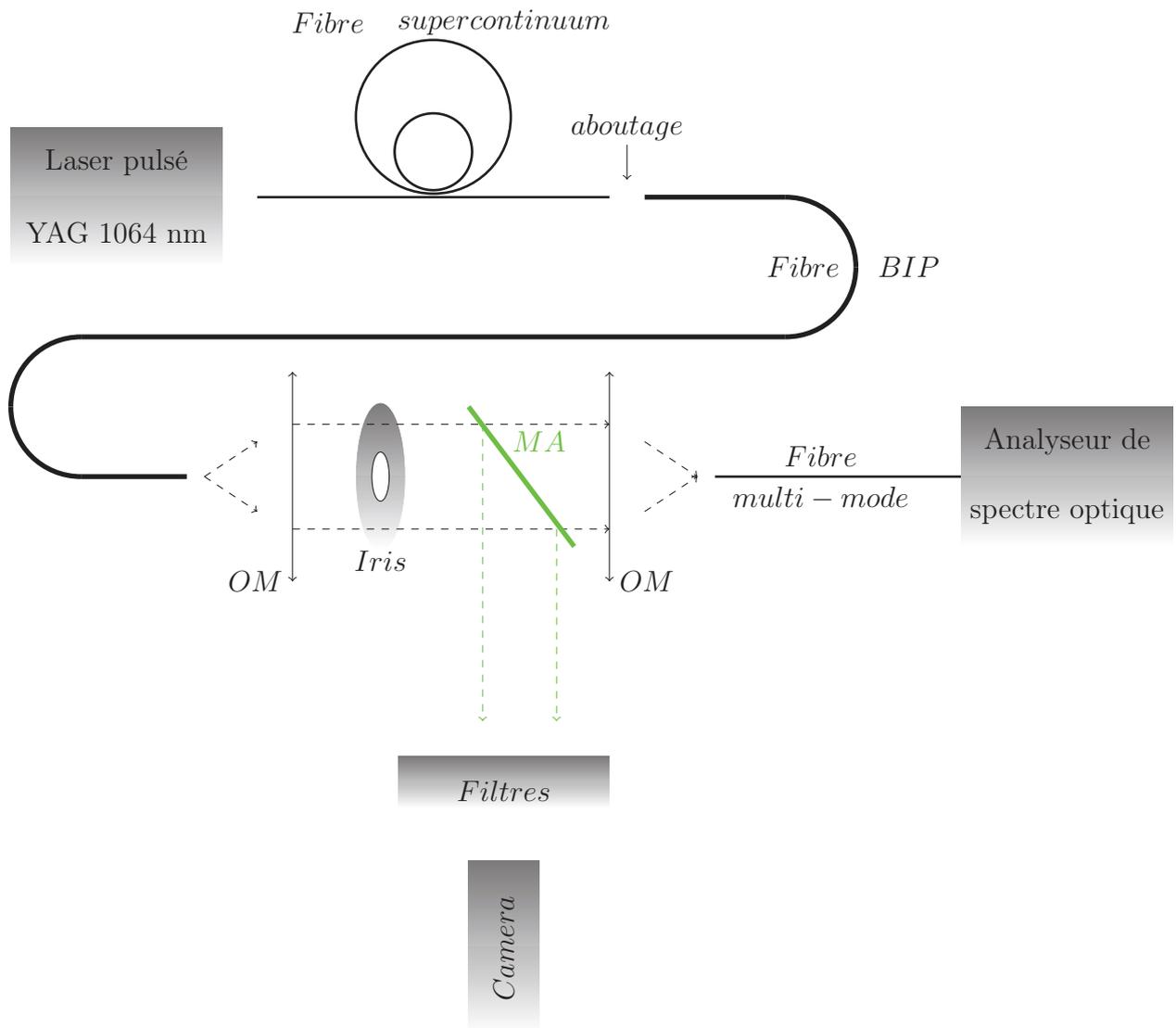


FIG. 5.23: Dispositif expérimental mis en place pour caractériser en transmission les fibres BIP. OM : objectif de microscope, MA : miroir amovible.

l'aboutage a été préféré à l'injection à l'aide d'objectifs de microscopes. En effet, même si l'utilisation de ces derniers permet d'augmenter le couplage d'intensité à une longueur d'onde donnée par rapport à l'aboutage, elle présente l'inconvénient d'être nettement moins achromatique, ce qui est problématique compte tenu de la large gamme spectrale utilisée. Finalement, afin de maximiser l'injection de la source vers la fibre sous test, un objectif de microscope (OM) image le faisceau en sortie de fibre BIP vers une caméra infrarouge, à l'aide du miroir amovible (MA). L'optimisation de l'injection dans le coeur de la fibre BIP s'effectue alors dans un premier temps en observant le profil d'intensité du mode en sortie sur la caméra. En effet, la lumière pouvant être confinée dans les plots haut indice par réflexion totale interne, une simple optimisation du signal de sortie sur

un détecteur, comme pour une fibre RTI/RTIM, ne suffit pas à garantir un guidage dans le coeur de la fibre BIP.

Pour récupérer le signal de sortie de la fibre BIP vers un l'analyseur de spectre optique, un second objectif focalise le faisceau vers une fibre à large coeur, dans le but de récolter un maximum de puissance. Cette fibre multi-mode (dont la taille de coeur est environ de $62.5 \mu\text{m}$) est finalement connectée à un analyseur de spectre optique (ANDO 6315, couvrant le spectre de 350 nm à 1750 nm). Toutefois, l'injection effectuée par aboutage n'est pas parfaite (le mode de la fibre supercontinuum étant plus petit que celui de la fibre BIP sous test), et une faible quantité d'énergie lumineuse est couplée aux plots, qui guident aussi la lumière par RTI. C'est pourquoi l'image du champ proche est effectuée sur un diaphragme positionné entre le premier objectif de microscope et le miroir amovible, dans le but de sélectionner spatialement l'énergie qui se propage dans le coeur. Une lentille permet alors de reproduire l'image faite au niveau de ce diaphragme vers le capteur qu'est la caméra. Dans cette configuration, les images des modes confinés par BIP peuvent être enregistrées par la caméra pour différentes longueurs, en plaçant au préalable des filtres chromatiques.

Deux spectres de transmission sont illustrés figure 5.24 pour deux longueurs de fibres BIP DG différentes de 10 m (rouge) et 460 m (bleu), enroulées sur une bobine de 7.9 cm de rayon (résolution spectrale égale à 1 nm).

Pour la faible longueur de fibre, la courbe de transmission (rouge) présente bien différentes bandes de transmission distinctes, avec une dynamique supérieure à 20 dB : de 1400nm à 1650nm pour la 3^e BIP (contre 1410nm à 1650 nm pour la fibre A avec une longueur de 4 m), 1108nm à 1172nm pour la 4^e BIP, et 897nm à 930nm pour la 5^e BIP. Les images figure 5.25 montrent le profil d'intensité transverse du mode fondamental confiné dans la 4^e (a) et 3^e BIP (b). Celles-ci sont alors très similaires à celles obtenues pour la fibre A [5] et présentent bien des résonances dans la première couronne de plots haut indice, caractéristiques de l'ordre de la bande interdite photonique pour laquelle s'effectue la transmission. Ces profils d'intensité, associés au spectre de transmission, confirment bien le guidage principalement par effet BIP pour de faibles longueurs de fibre.

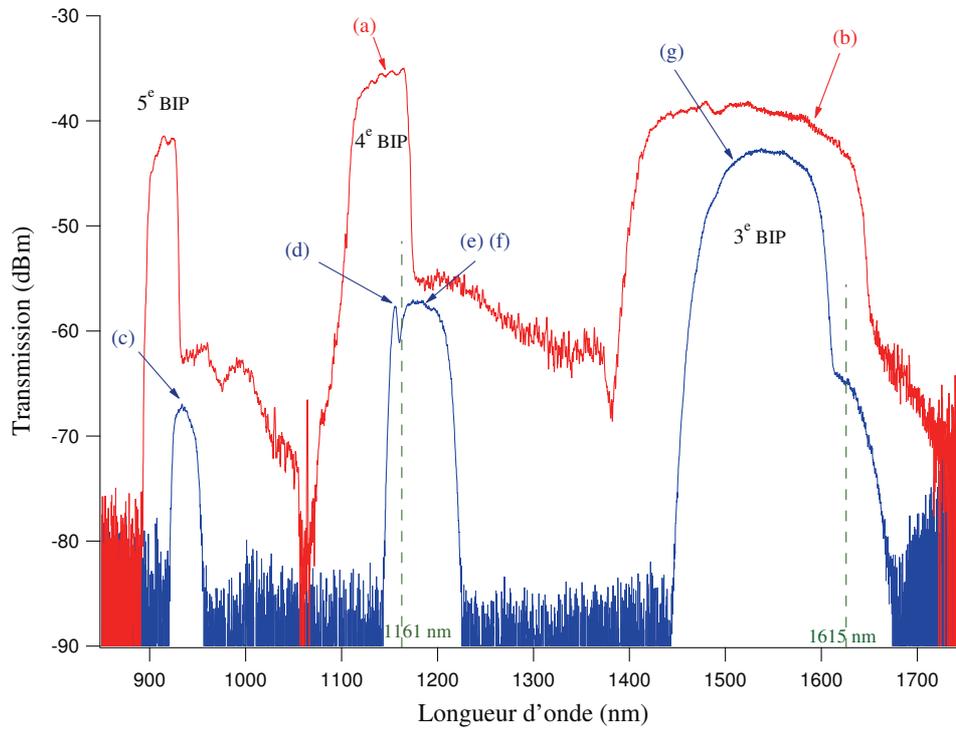


FIG. 5.24: Transmissions, effectuées par aboutage d'une source à large spectre, de la fibre BIP DG pour une longueur L de 10m (courbe rouge) et une longueur L de 460m (courbe bleue).

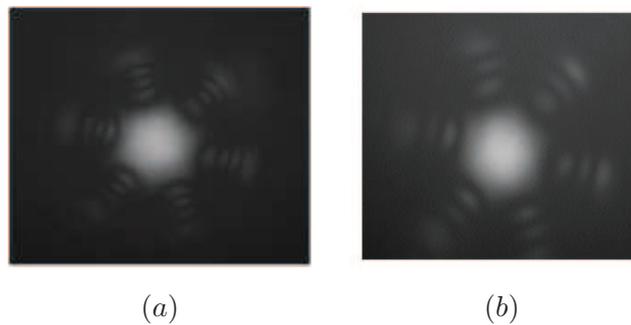


FIG. 5.25: Profils d'intensité du mode confiné à 1150 nm dans la 4^e BIP et 1600 nm dans la 3^e BIP pour $L = 10$ m, dénotés (a) et (b) respectivement sur la transmission figure 5.24.

Intéressons nous maintenant à la grande longueur de fibre. Pour la 3^e BIP, comme attendu pour une plus grande longueur, nous observons un rétrécissement spectral davantage marqué du côté faibles que grandes longueurs d'onde, avec un maximum de transmission en son centre. L'image du mode figure 5.26 (g) est aussi typique d'un mode confiné dans la 3^e BIP. De plus, la dynamique du signal passe d'environ 25 dB à 50 dB. Nous notons toutefois un décrochage du signal autour de 1615 nm (trait hachuré vertical).

En ce qui concerne la fenêtre de transmission autour de 1161 nm (ligne verticale hachurée), nous observons tout d'abord un pic élevé situé entre 1140 nm et 1161 nm, qui correspond au rétrécissement spectral de la 4^e bande interdite. De plus nous observons la présence d'une bande de transmission supplémentaire de 1161 nm à 1220 nm. Pour déterminer l'origine de cette seconde bande, les images 5.26 (d) et (e) ont été enregistrées à des longueurs d'onde de 1150 nm et 1190 nm. La première démontre que le pic élevé est bien associé à un guidage du mode fondamental dans la 4^e BIP, alors que la seconde est associée à un mode de gaine confiné par RTIM grâce à la couronne d'air (la majorité de son intensité se situe dans la première gaine optique). Cette observation est en accord avec le diagramme de bandes de la fibre A, où le bord haut de la quatrième BIP (côté 'rouge') est associé au mode de plot LP_{12} (également avec le mode LP_{31} mais le couplage y est moins important), bien visible sur l'image 5.26 (f) à 1190nm.

L'effet décrit précédemment se trouve alors accentué vers les faibles longueurs d'onde. L'image 5.26 (c) montre en effet que le mode confiné dans la fenêtre de transmission située autour de 930 nm est uniquement un mode de gaine confiné par la couronne d'air (correspondant au mode de plot LP_{03}), sans la présence du mode fondamental confiné par bandes interdites photonique. Le décrochage du signal déjà mis en évidence dans la 3^e BIP pour les longueurs d'onde supérieures à 1615 nm doit également correspondre à un mode de gaine confiné par RTIM. Cette dernière remarque n'a toutefois pas pu être vérifiée expérimentalement, la sensibilité de la caméra infrarouge étant trop faible pour la puissance de sortie à ces longueurs d'onde.

La présence de ces modes de gaine est nettement observée uniquement pour de grandes longueurs de fibre. En effet, l'énergie lumineuse est principalement injectée en entrée de fibre BIP dans le mode de coeur, les modes de gaine étant très peu excités. Pour cer-

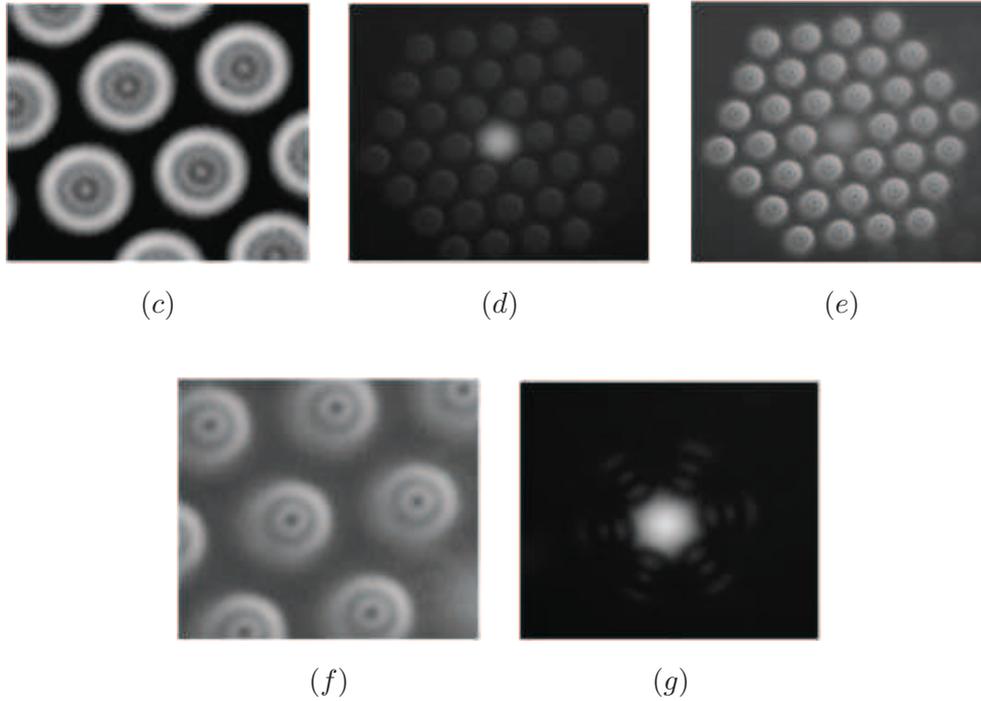


FIG. 5.26: Profils d'intensité transverses des modes dénotés figure 5.24 pour $L = 460\text{m}$: (c) zoom des plots à 950 nm (sous forme d'un mode LP_{03}), (d) mode confiné par BIP à 1150 nm , (e) mode de gaine à 1190 nm , (f) zoom des plots du mode présenté en (e) (sous forme d'un mode LP_{12}), (g) mode confiné par BIP à 1500 nm .

taines longueurs d'onde, notamment proches de la fréquence de coupure d'un plot isolé, un couplage d'énergie s'effectue au cours de la propagation entre mode de coeur et mode de gaine sous la ligne de verre (voir référence [59]). Ces modes de gaine peuvent alors être caractérisés par des pertes plus faibles que le mode fondamental, et deviennent alors prépondérants sur de longues distances.

Essayons d'interpréter maintenant la transmission de ces modes de gaine qui présentent un spectre de transmission par fenêtre, comme pour un guidage par bande interdite. Tout d'abord, précisons que seuls les modes de la première gaine interne caractérisés par un indice effectif suffisamment élevé par rapport à l'indice de la seconde gaine n_{FSM} , vont posséder des pertes par confinement suffisamment faibles pour pouvoir être observés sur de grandes longueurs de fibre. De plus, parmi ces modes de gaine à faibles pertes par confinement, seuls certains peuvent être observés par notre dispositif expérimental. En effet, à titre d'exemple, dans la fenêtre de transmission située autour de $1.2\ \mu\text{m}$, nous observons à la caméra un mode gaine à profil d'intensité de type LP_{12} dans les plots. Or,

il existe d'autres modes de gaine caractérisés par un profil d'intensité de type LP_{01} ou LP_{02} (dont les fréquences de coupure sont inférieures à celle du mode LP_{12} , voir chapitre 2). Ces derniers modes sont pourtant très peu excités en entrée de fibre ¹², et aussi très peu par couplage au cours de la propagation dans la fibre, leurs indices effectifs étant très éloignés du mode fondamental confiné par BIP ¹³.

Ainsi nous observons expérimentalement plus facilement des modes de gaine caractérisés à la fois par des faibles pertes par confinement, mais aussi des modes excités en entrée de fibre et/ou au cours de la propagation. Cette excitation n'est alors efficace que proche des bords de bandes interdites photonique.

La transmission relative à la grande longueur de fibre BIP DG figure 5.24 montre que les fenêtres de transmission associées à ces modes de gaine apparaissent que du côté grandes longueurs d'onde de chaque BIP. Une interprétation possible de ceci est que, du côté bleu de la bande interdite, le mode de coeur, par des perturbations longitudinales, va pouvoir coupler son énergie lumineuse vers des modes de gaine à plus faible indice effectif, modes qui sont en effet plus proches en indice du mode de coeur que les modes de gaine délimitant le bord haut de la BIP (Δn_- étant très inférieur à Δn_+ sur ce côté de la BIP). Ces modes de gaine délimitant le bord bas vont alors pouvoir à leur tour coupler leur énergie à des modes d'indice encore plus faible (dû à l'existence d'un quasi continuum de supermodes sous la bande interdite). Leurs pertes vont alors augmenter, leur indice effectif se rapprochant de l'indice n_{FSM} de la seconde gaine optique, ce qui rend leurs observations sur de grandes longueurs de fibre difficiles.

Par contre, du côté rouge de la bande interdite, le mode de coeur va coupler son énergie lumineuse vers des modes de gaine à plus grand indice effectif (Δn_+ tend vers zéro). Ces derniers présentent un fort contraste d'indice effectif avec l'indice de gaine n_{FSM} de la seconde gaine optique, et seront plus facilement observables sur de grandes longueurs de fibres.

5.4.2.2 Validation de la réduction des pertes par courbure

Dans l'objectif de valider la réduction des pertes par courbure par cette nouvelle architecture, nous allons dans un premier temps comparer les pertes totales expérimentales

¹²Ces modes sont aussi très peu couplés en sortie de fibre sur l'analyseur de spectre optique.

¹³Où à d'autres modes possédant une intensité non négligeable dans le coeur.

des deux structures (fibre BIP DG et A), cela pour deux rayons de courbure de 15.8 cm et 7.9 cm, puis nous présenterons des spectres de transmission obtenus pour des rayons de courbure encore plus faible.

Tout d'abord, nous avons effectué, pour chacune des deux fibres (A et double gaine), deux mesures successives de pertes totales à l'aide de la méthode de coupures successives (annexe 3) : la première pour une fibre BIP enroulée sur une bobine de rayon 15.8 cm, la seconde pour la même fibre enroulée sur une bobine de rayon 7.9 cm, soit quatre mesures de pertes au total. Pour effectuer la mesure de coupure successives, la source supercontinuum est injectée par aboutage en entrée de fibre BIP. Après injection, une fibre de type SMF28 mono-mode aux longueurs d'onde de travail est aboutée en sortie, dans le but de sélectionner l'énergie qui se propage dans le coeur. La fibre SMF28 est finalement connectée à l'analyseur de spectre optique. L'emploi de la fibre SMF-28 est préféré au diaphragme, présenté figure 5.23, dans le but d'obtenir une meilleure reproductibilité des mesures en transmission.

La figure 5.27 illustre les pertes obtenues, où l'étude est menée exclusivement dans la 3^e BIP. Il est à remarquer que la région spectrale entourée correspond à un artefact dû à la présence de modes de gaine décrits précédemment à faibles pertes, pour des longueurs d'onde supérieures à 1615 nm.

De prime abord, lorsque le rayon de courbure est réduit de 15.8 cm à 7.9 cm, les pertes totales de la fibre A toute solide, ainsi que la fenêtre de transmission, sont fortement affectées, davantage du côté courtes longueurs d'onde, comme explicité paragraphe 5.2.2.2. Les pertes passent par exemple de 11.1 dB/km (R=15.8 cm) à 55 dB/km (R=7.9 cm) à 1525 nm. Le minimum de pertes α_{min} est quant à lui augmenté de 6 dB/km environ à 18 dB/km.

En ce qui concerne la fibre BIP DG, celle-ci présente une large bande de transmission, de 1580 nm à 1620 nm (pertes inférieures à 20 dB/km), qui est très peu affectée par la réduction du rayon de courbure de 15.8 cm à 7.9 cm. Ce dernier résultat expérimental démontre bien sur cette gamme spectrale l'efficacité de l'architecture BIP assistée d'une couronne d'air.

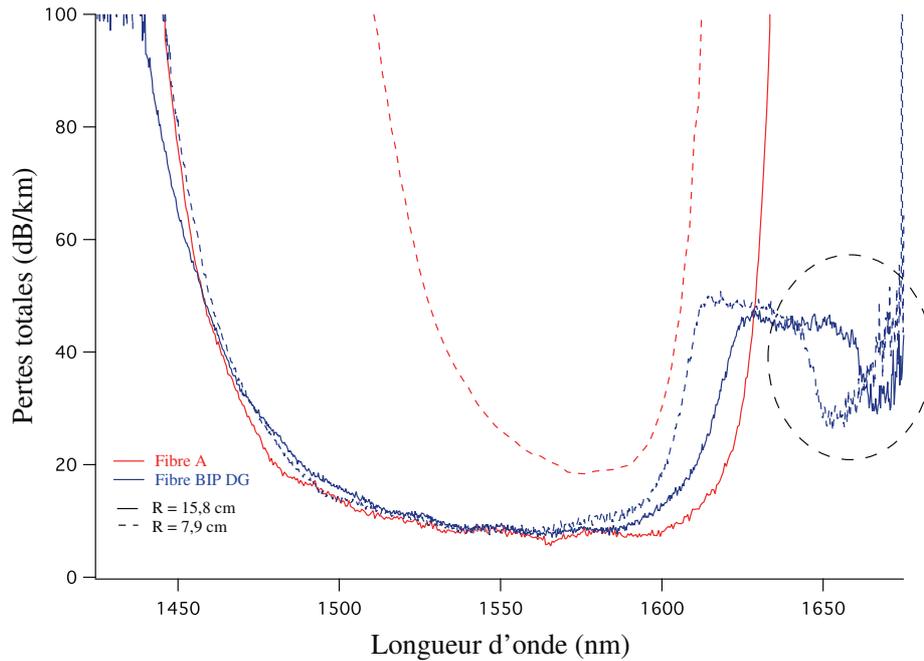


FIG. 5.27: Pertes expérimentales dans la 3^e BIP de la fibre A (courbes rouges) et pour la fibre BIP DG (courbes bleues), pour un rayon de courbure R de 15,8 cm (courbes pleines) et de 7,9 cm (courbes pointillées). La région spectrale entourée pointillée correspond à un artefact lié à la présence de modes de gaine ($\lambda > 1615$ nm).

D'autres rayons de courbure, plus faibles, ont été étudiés : $R=6$ cm, $R=4.5$ cm, $R=3.5$ cm et $R=3$ cm. Les pertes totales associées à ces rayons de courbure sont toutefois trop élevées pour les mesurer de manière fiable par la méthode de coupures successives. C'est pourquoi nous n'avons étudié que les transmissions d'une même longueur de fibre, environ égale à 4.5 m. Pour ce faire, la fibre BIP est aboutée en entrée avec la source supercontinuum, et en sortie avec une fibre SMF28. Pour chaque rayon de courbure, la fibre BIP est enroulée dans des rainures inscrites dans une plaque. Dix tours de fibres sont alors effectués dans le but de limiter l'incertitude liée à l'aboutage de sortie (qui est modifié d'un rayon de courbure à l'autre). Nous avons pris soin de garder la longueur de fibre BIP restante (non courbée) aussi droite que possible (rayon supérieur à 35 cm). Les résultats sont résumés figure 5.28 (a) pour la fibre A, et figure 5.28 (b) pour la fibre BIP DG. Les courbes bleues représentent les transmissions expérimentales de tronçons pour rayon supérieur à 35 cm (3 tours), considérés comme droits.

Dans un premier temps, les transmissions relatives à la fibre A toute solide (5.28 (a)) démontrent que 10 tours de fibre sont suffisants pour réduire notablement la fenêtre

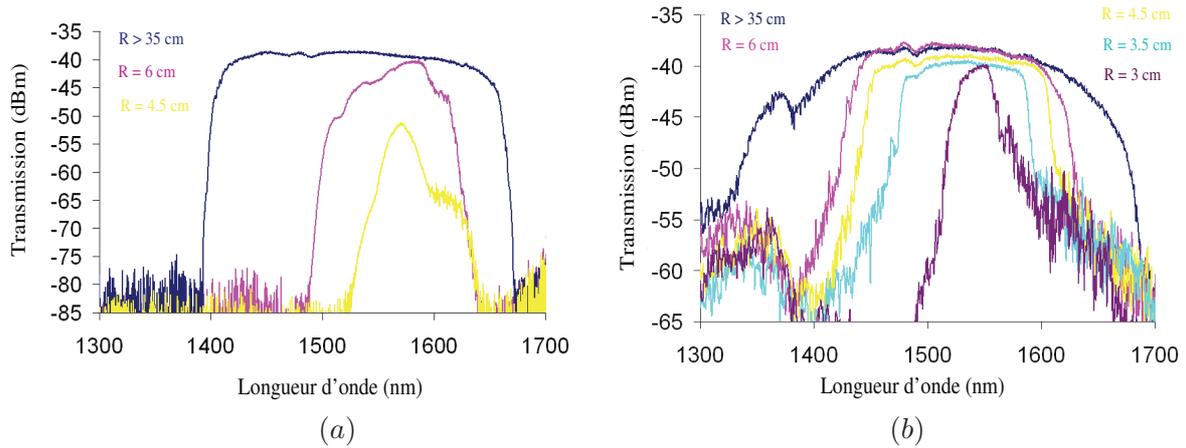


FIG. 5.28: Transmissions de la fibre A (a) et de la fibre BIP DG (b) pour différents rayons de courbure R .

de transmission pour le rayon de 6 cm, alors que la transmission correspondante figure 5.28 (b) associée à la fibre BIP DG montre une faible sensibilité à la courbure, avec une puissance de sortie quasiment identique sur la gamme spectrale 1450nm-1650nm. L'avantage de cette structure est encore plus visible pour un rayon de courbure égal à 4.5 cm (courbes jaunes) : la puissance en sortie chute de 12 dB (fibre A) pour la longueur d'onde la moins affectée (approximativement 1572 nm) alors que celle-ci diminue de 1.5 dB pour la fibre BIP DG sur la gamme 1460nm-1600nm. Finalement, pour les rayons de courbure encore plus faibles (3.75 et 3 cm), seules les transmissions de la fibre BIP DG sont significatives (figure 5.28 (b)). A 1550 nm, longueur d'onde la moins affectée par la courbure pour la fibre DG, le signal transmis baisse de 2 dB seulement pour les deux rayons de courbure 3.75 et 3 cm, comparé au rayon supérieur à 35 cm, avec toutefois une réduction spectrale significative de la fenêtre de transmission.

5.5 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, la sensibilité à la courbure des fibres à guidage par bandes interdites photoniques toutes solides a été expérimentalement et numériquement évaluée. Nous avons tout d'abord montré que cette source supplémentaire de pertes par confinement pouvait être un facteur limitatif. Les pertes par courbure ont été interprétées à l'aide des diagrammes de bandes de la gaine infinie et de l'indice effectif du mode confiné dans le cœur de la fibre. Celles-ci sont alors analogues en mécanique à

une force centrifuge (comme dans les fibres conventionnelles) du côté bleu de la bande interdite, mais aussi à une force centripète du côté rouge, toutes deux liées respectivement aux contrastes d'indices effectifs Δn_- et Δn_+ . Nous montrons et interprétons une plus forte sensibilité à la courbure du côté courtes longueurs d'onde de la bande interdite photonique. Pour simuler l'évolution de ces pertes par une méthode d'éléments finis, le modèle de l'indice de réfraction modifié fut utilisé et démontre un accord qualitatif mais non quantitatif avec les mesures. L'étude numérique qualitative montre alors que la sensibilité relative à la courbure des fibres BIP TS 2D diminue pour une augmentation du rapport d/Λ et du contraste d'indice de réfraction dans la gaine. Cette évolution est ainsi en opposition avec celle mis en évidence au cours du chapitre 3 concernant les pertes par confinement de fibres BIP TS 2D droites, ce qui implique de définir un compromis entre pertes par confinement de la fibre droite et sa sensibilité à la courbure.

La conception et la caractérisation d'une fibre micro-structurée à double gaine ont ensuite été rapportées. Grâce à l'ajout d'une couronne d'air externe, le nombre de couronnes de plots haut indice dans la gaine, nécessaire à l'obtention de faibles pertes, est réduit. De plus, la diminution expérimentale à la fois des pertes par confinement de la fibre droite et courbée est démontrée, tout en réduisant le diamètre extérieur de la fibre et en conservant les propriétés originales du guidage de la lumière par bandes interdites photoniques, malgré l'apparition de modes de gaine parasites.

Troisième partie

Exemples d'application des fibres BIP à coeur solide

Chapitre 6

Développement et caractérisation d'un laser fibré ytterbium : émission continue mono-mode transverse autour de 977 nm

Les sources lasers émettant autour de 980 nm sont largement exploitées dans le domaine des télécommunications, pour pomper les amplificateurs à fibre dopée erbium (EDFA), et sont également envisagées pour réaliser, par doublage de fréquence, des sources émettant dans le bleu, susceptible de remplacer les lasers Argon pour des applications médicales (ophtalmologie, dermatologie). De telles sources existent aujourd'hui sous la forme de diodes lasers fibrées, qui délivrent des puissances de plusieurs centaines de milliwatts sur pigtail mono-mode (Bookham, JDS) et plusieurs dizaines de watts sur fibre multi-mode. Dans ce dernier cas, le signal est caractérisé par une faible brillance, celui-ci ne pouvant être couplé que dans une fibre multi-mode ou dans la gaine interne de grande aire effective pour l'utilisation en configuration fibrée. Outre les diodes lasers, de telles sources peuvent être obtenues par l'emploi de matériaux dopés ytterbium (Yb^{3+}), lesquels présentent une forte section d'émission autour de 980 nm (voir figure 6.1), utilisables en configuration tout-solide (cristaux) ou fibrée (verre). La configuration fibrée offre la possibilité de disposer d'un système compact et robuste, offrant un faisceau de très bonne qualité ce qui facilite son injection directe dans un système fibré.

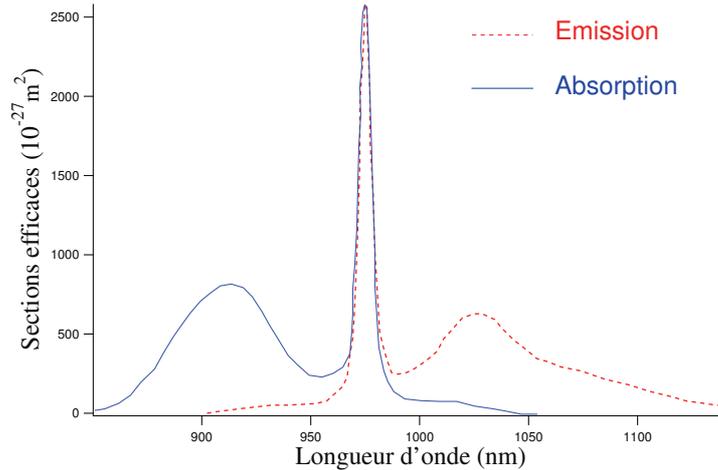


FIG. 6.1: Sections efficace d'émission (rouge) et d'absorption (bleue) de l'ion ytterbium selon la longueur d'onde dans le cas d'un verre germano-silicate.

6.1 Problématique liée à l'ion ytterbium

La figure 6.1 présente l'évolution spectrale des sections efficaces d'émission (courbe rouge) et d'absorption (courbe bleue) de l'ion Yb^{3+} , pour un verre germano-silicate. Pour cette composition de verre, la section efficace d'absorption présente un premier maximum large centré à 915 nm, ainsi qu'un pic plus étroit et plus intense centré à 977 nm. La section efficace d'émission présente un pic important relativement étroit centré à 977 nm ainsi qu'un pic large s'étendant de 1000 nm à 1150 nm et présentant un maximum autour de 1030 nm. Les valeurs des sections efficaces correspondant à cette composition vitreuse sont répertoriées dans le tableau 6.1 [105].

Pour interpréter l'évolution spectrale des sections efficaces d'absorption et d'émission, la figure 6.2 schématise les transitions de l'ion Yb^{3+} impliqués dans l'effet laser. Ces transitions sont associées à l'état excité $^2F_{5/2}$ et à l'état fondamental $^2F_{7/2}$, chacun d'eux étant constitué de plusieurs sous-niveaux. L'organisation de ces niveaux d'énergie donne la possibilité de pomper le système autour de 915 nm pour une émission laser à 977 nm : cette configuration est alors associée à une émission laser du niveau 2 vers 0 (schéma 6.2) et correspond à un système laser à 3 niveaux d'énergie. Les sections efficaces de l'ion Yb^{3+} permettent également de réaliser un pompage optique à 977 nm pour engendrer une émission laser (du niveau 2 vers 1) accordable de 1 010 nm à 1 150 nm en fonction de la nature de la fibre : cette configuration est alors équivalente à un système laser à 4 niveaux d'énergie [106].

λ (nm)	Sections efficaces d'absorption ($10^{-27}m^2$)	Sections efficaces d'émission ($10^{-27}m^2$)
915	820	25
976	2583	2583
1050	1	350

TAB. 6.1: Sections efficaces d'émission et d'absorption de l'ion ytterbium pour différentes longueur d'onde, associées à un verre germano-silicate.

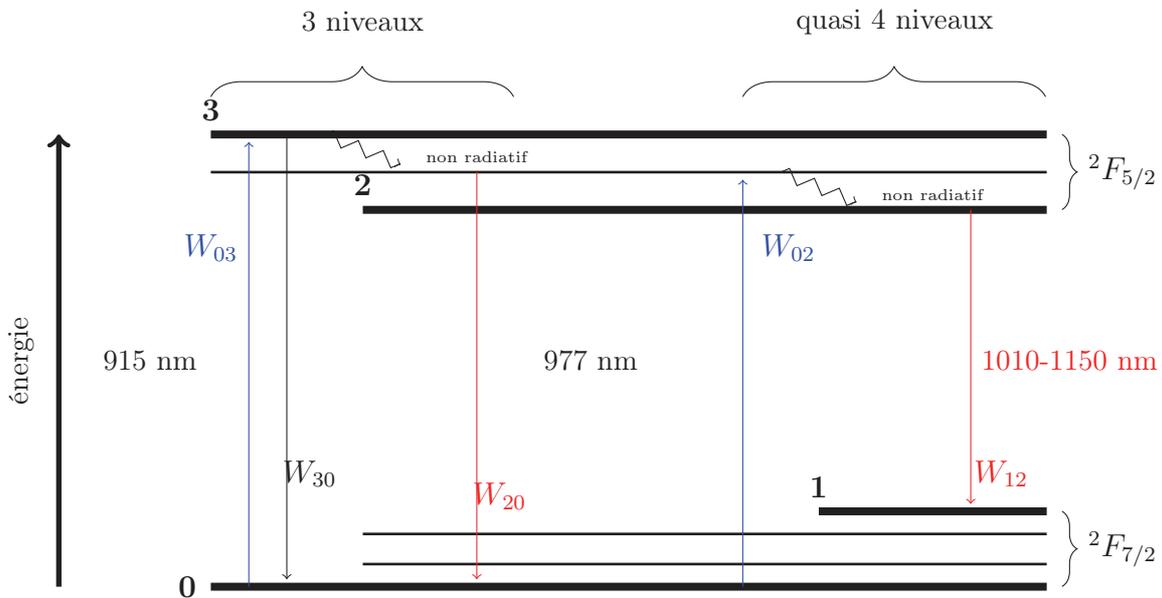


FIG. 6.2: Diagramme simplifié des niveaux d'énergie de l'ion Ytterbium Yb^{3+} . Bleu : absorption, rouge : émission.

Pour la première configuration, la forte réabsorption du signal émis à 977 nm (coïncidence des maxima d'émission et d'absorption à cette longueur d'onde) impose le maintien d'une inversion de population ΔN supérieure à 50% tout au long du milieu amplificateur, où ΔN est donnée par la relation suivante :

$$\Delta N = \frac{N_2 - N_0}{N_{tot}} \quad (6.1)$$

N_2 et N_0 représentent les populations en ions Yb^{3+} des niveaux 2 et 0 du diagramme 6.1, respectivement, et N_{tot} le nombre total d'ions. Si l'inversion de population ΔN devient

inférieure à 50%, la forte réabsorption du signal émis à 977 nm défavorise le fonctionnement en système à 3 niveaux au profit du système à quasi 4 niveaux. Ceci conduit à la génération d'une forte émission spontanée amplifiée (ASE) pour les longueurs d'onde supérieures à 1 μm (pouvant même engendrer une émission laser), quelque soit le milieu amplificateur (cristal ou fibre). Les intérêts de la fibre optique par rapport au cristal sont un bon échange thermique, de fortes densités de puissance ainsi que de bons recouvrements entre mode de pompe et zone dopée ytterbium, ce qui facilite une forte inversion de population. A cela vient s'ajouter la conception d'un système plus compact et robuste.

6.2 Solutions apportées

Alors que l'émission laser à 977 nm est supposée être limitée par l'émission spontanée amplifiée aux longueurs d'onde supérieures à 1 μm , certaines idées ont été proposées dans la littérature pour palier à cet effet.

Tout d'abord, plusieurs équipes ont rapporté l'utilisation de réflecteurs dichroïques pour favoriser l'émission laser autour de 977 nm (fortes réflexions à 977 nm et faibles autour de 1030 nm) :

- Miroirs massifs dichroïques [107]
- Réseaux de diffraction [108]
- Configuration laser à retours distribués (Distributed Feedback Laser DFB) [109]
- Réseaux de Bragg [110]

Les deux premiers points nécessitent généralement une propagation en espace libre, qui limite alors l'intérêt de la solution tout fibrée. Les deux derniers points nécessitent quant à eux au préalable une photo-inscription. D'autres solutions consistent à augmenter les pertes intra-cavité autour de 1030 nm :

- Par des réseaux photo-inscrits à pas long (LPG) [111]
- Par des filtres massifs [112]

Outre la suppression de l'émission spontanée amplifiée pour des longueurs d'ondes supérieures à 1 μm , d'autres équipes proposent de réaliser un dopage en ytterbium en anneau dans le coeur pour favoriser le gain à 977 nm par rapport au gain à 1030 nm. En 1998, J. Nilsson et al. [113] rapportent une analyse théorique d'un tel dopage, dans le cas d'une

configuration de pompage double gaine. Les auteurs montrent en effet que le gain à 1030 nm (G^{1030}) est une fonction du gain à 975 nm (G^{975}) et du rapport β des intégrales de recouvrement entre le signal laser et la zone dopée, et entre le signal de pompe et la zone dopée. Cette dépendance peut s'écrire dans le cas de la référence [113] comme suit :

$$G^{1030} = 0.25 \times G^{975} + 0.72 \times \beta\alpha \quad (6.2)$$

où α est l'absorption à la longueur d'onde de la pompe. Pour un dopage classique du coeur de la fibre double gaine, la valeur de β est très élevée (>60) et le gain à 1030 nm l'emporte sur celui à 975 nm. L'intérêt du dopage en anneau est de réduire l'intégrale de recouvrement du signal laser avec la zone dopée, sans modifier l'intégrale relative à la pompe. La valeur β diminue donc (en dessous de 8 pour la référence [113]), et pénalise fortement le gain à 1030 nm.

En termes de perfectionnement, en 2003, K.H. Ylä-Jarkko et al. [107] relatent la réalisation d'un laser fibré double gaine à coeur dopé Yb^{3+} , émettant à 977 nm en continu un signal de 3.5 watts. La seconde gaine optique permet d'obtenir une forte ouverture numérique (supérieure à 0.5) qui permet de coupler la lumière émise par pompe fibrée dans une gaine interne de dimension plus faible que celle des fibres double-gaine conventionnelle. Cette configuration permet ainsi d'atteindre l'inversion de population nécessaire au fonctionnement en configuration 3 niveaux. L'efficacité laser vaut alors 42% par rapport la puissance injectée, la puissance absorbée étant de 65% en double passage dans la fibre.

Plus récemment, A. Bouchier et al. [108] rapportent la caractérisation d'un laser fibré (une seule gaine optique) délivrant une puissance continue de 2 watts à 978 nm (mono-mode et efficacité de 72% par rapport à la puissance injectée), utilisée par la suite en doublage de fréquence. Pour s'affranchir de l'émission spontanée amplifiée autour de 1 030 nm, les auteurs choisissent une longueur de fibre dopée Yb^{3+} optimisée ainsi qu'un réseau de diffraction (réflexion de 70% autour de 978 nm). Cette configuration de fibre (simple gaine) conduit à un bon recouvrement entre mode confiné et zone dopée (98% de pompe absorbée) et ainsi une efficacité laser conséquente.

Les fibres à guidage par bandes interdites photoniques toutes solides ont montré une forte dépendance spectrale des pertes par confinement, ainsi qu'une dispersion de vitesse

de groupe anormale ajustable en longueur d'onde. Ces fibres toutes solides offrent la possibilité de combiner ces propriétés à un coeur dopé activement. Différentes équipes ont mis à profit cette possibilité. A. Wang et al. proposent, en 2006 [38], de souder une fibre BIP TS 2D à une fibre conventionnelle dopée Néodyme, pour supprimer l'émission à 4 niveaux de cet ion (1 060 nm à 1 100 nm) au profit d'un effet laser à 3 niveaux à 907 nm. A. Isomaki et al. [41] relatent le dopage Yb^{3+} d'une fibre BIP TS 2D. Bien que les auteurs n'utilisent pas les propriétés spectrales de transmission de ces fibres pour favoriser une émission laser à 977 nm, ils bénéficient de la forte dispersion anormale du guide pour une longueur d'onde avoisinant $1 \mu m$, et obtenir ainsi une propagation solitonique.

Dans ce chapitre, nous relatons la conception et la caractérisation d'une fibre BIP TS 2D dopée ytterbium [89], où ses propriétés spectrales de transmission inhibent le gain aux longueurs d'onde supérieures à $1 \mu m$, et favorisent ainsi une émission laser à 977 nm. Contrairement à [38], nous avons choisi de doper directement le coeur de la fibre à bandes interdites afin de nous affranchir de toute soudure intra-cavité, et d'éviter un mauvais recouvrement modal entre les deux fibres (introduisant des pertes pour l'émission laser). La fibre BIP agit ainsi à la fois comme le milieu actif, mais aussi comme filtre spectral à pertes distribuées. De plus, les pertes introduites sont appliquées à un large spectre, pouvant couvrir la gamme 1010 nm - 1150 nm. Finalement, l'emploi d'une fibre BIP TS 2D rend inutile son traitement après l'étape de fabrication, tel que la photo-inscription de réseaux de Bragg, à pas longs, ou à retours distribués...

6.3 Développement et optimisation d'une structure à bandes interdites photoniques

6.3.1 Réalisation de différentes fibres BIP TS

Dans le but de concevoir un filtre longitudinal possédant de fortes pertes autour de 1030 nm et de faibles pertes par confinement (PC) à 977nm, plusieurs fibres ont été réalisées par la méthode dite 'Stack and Draw'. Une préforme provenant de Draka, réalisée par PCVD ¹ et présentant un profil parabolique (Δn maximal égal à $31 \cdot 10^{-3}$) a tout d'abord été étirée en capillaires afin de réaliser la gaine micro-structurée de la fibre avec $d/\Lambda = 0.7$. Le coeur du guide provient quant à lui d'une préforme fabriquée par MCVD

¹Plasma Chemical Vapor Deposition.

à l'IRCICA. Le dopage en ytterbium de cette préforme nécessite d'introduire des ions Al^{3+} , ce qui induit un contraste d'indice de réfraction positif avec la silice de 2.10^{-3} (à profil en créneau) (le rapport du diamètre extérieur b sur le diamètre dopé a est de 10). Afin d'obtenir un diamètre de zone dopée ytterbium de la fibre finale suffisamment grand, cette préforme fut attaquée chimiquement ² dans le but de diminuer son diamètre externe. Comme la différence d'indice de réfraction induite par le dopage aluminium peut favoriser un guidage par RTI au détriment d'un guidage par bandes interdites photoniques, l'attaque chimique fut stoppée pour le rapport b/a égal à 4. Après conception de la fibre, ce rapport assure ainsi une faible fréquence normalisée V de la zone dopée (ici V inférieur à 0.5), ce qui exclu un fort confinement du mode dans la zone dopée.

Pour concevoir une fibre BIP TS 2D caractérisée par un minimum de pertes suffisamment faible, la gaine optique est constituée de 5 couronnes d'inclusions haut indice. Afin d'ajuster finement les zones spectrales à fortes pertes, plusieurs fibres ont été fabriquées avec des diamètres externes différents. En effet, pour un rapport d/Λ et un contraste d'indice de réfraction constant, modifier le diamètre externe de la fibre revient, avec un rapport homothétique, à modifier le diamètre des inclusions, et donc la position spectrale des BIP. Pour obtenir une dynamique de pertes suffisante entre le signal émis à 977 nm et les longueurs d'onde supérieures à $1 \mu m$, et pour s'affranchir de pertes par courbure trop importantes, l'étude est menée dans la 3^e bande interdite photonique.

La figure 6.3 illustre ainsi les transmissions ³ de cinq fibres présentant un diamètre externe de $132.5 \mu m$, $130 \mu m$, $127.5 \mu m$, $125 \mu m$, $123.5 \mu m$. Ces fibres sont respectivement dénommées a , b , c , d et e par la suite.

Cette figure met en évidence l'absorption de l'ytterbium centrée à 915 nm et 977 nm ($L \sim 1m$), ainsi qu'un décalage spectral de la fenêtre de transmission générée par la bande interdite photonique vers les petites longueurs d'onde lorsque le diamètre externe de la fibre diminue. La fibre a possède une trop faible transmission à la longueur de pompe (915 nm), alors que le signal à 1030 nm se trouve bien transmis. Les fibres b et c présentent une meilleure transmission du signal de pompe, mais les pertes induites aux grandes longueur d'onde ont été jugées insuffisantes pour limiter efficacement l'ASE (aux

²L'attaque chimique consiste en un bain d'acide Hydro-Fluorique.

³Transmissions obtenues par aboutage d'une source large spectre.

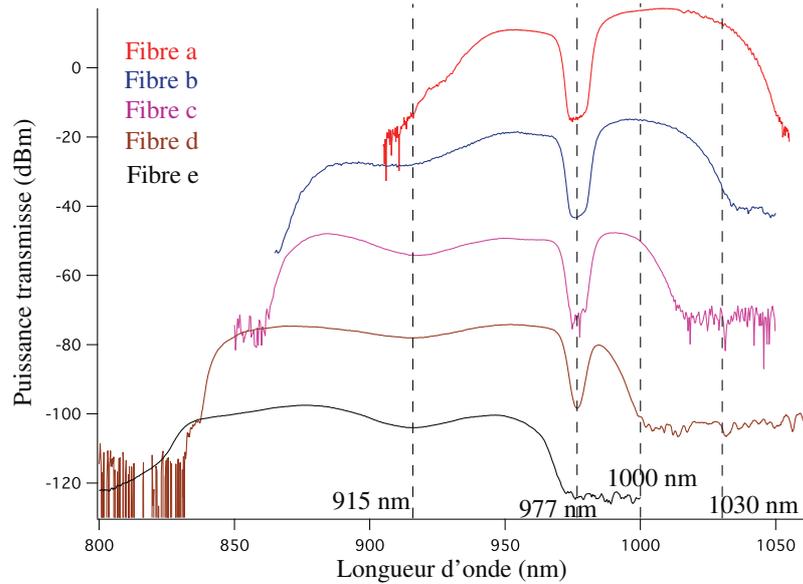


FIG. 6.3: Transmissions des différentes fibres BIP TS 2D réalisées (~ 1 m de long), obtenues dans la 3^e bande interdite par aboutage d'une source à large spectre : a (rouge), b (bleue), c (violet), d (marron) et e (noire). Les courbes ont été décalées verticalement pour plus de clarté.

longueurs d'onde supérieures à $1 \mu\text{m}$). A l'opposé, la fibre *e* possède une transmission trop faible du signal laser à 977 nm. La fibre *d* (photographie optique figure 6.4) présente donc le meilleur compromis entre bonne transmission à 915 nm et 977 nm, et de fortes pertes pour les longueurs d'onde supérieures à $1 \mu\text{m}$. La fenêtre de transmission est approximativement comprise entre 830 nm et 1 000 nm. L'absorption de l'ytterbium, déterminée expérimentalement, vaut 10.5 dB/m pour la longueur d'onde de pompe et 45 dB/m pour le signal laser. Le pas du réseau Λ de la fibre *d* est estimé approximativement à $8.3 \mu\text{m}$ (le diamètre des plots vaut $5.8 \mu\text{m}$), alors que le diamètre de la zone dopée Yb^{3+} vaut environ $2 \mu\text{m}$.

6.3.2 Etudes numériques de la fibre sélectionnée

Le choix de la fibre BIP dopée ytterbium étant basé sur ses propriétés originales de transmission, et donc de filtre spectral, il est tout d'abord primordial de quantifier les pertes dites de fond, c'est à dire les pertes totales (hors absorption Yb^{3+}) de la fibre *d*, ceci dans la bande interdite photonique de travail. Expérimentalement, ces pertes sont pourtant difficilement accessibles, notamment à cause de la forte différence de niveaux de pertes entre les pertes de fonds du mode fondamental (dB/m) et celle de l'absorption de

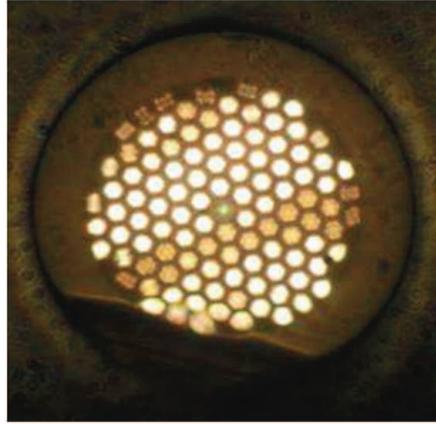
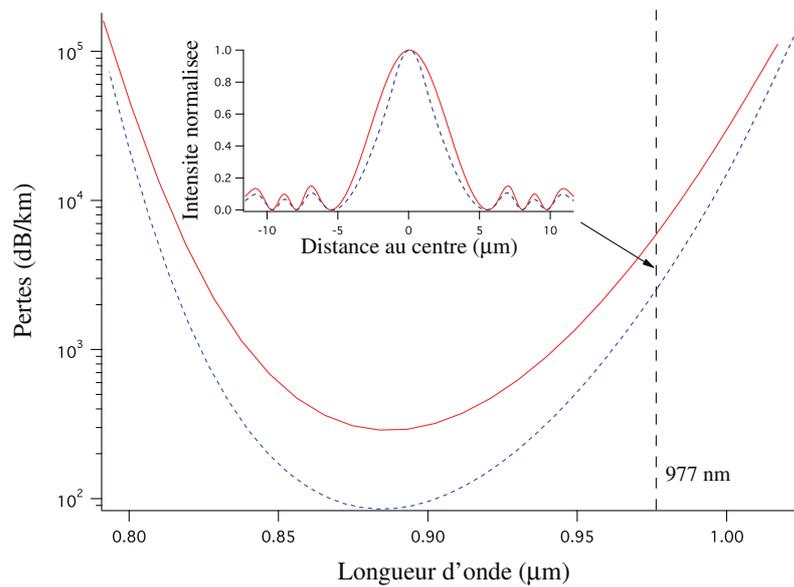
FIG. 6.4: Photographie optique de la fibre *d*.

FIG. 6.5: Evolution spectrale des pertes par confinement numériques (MEF) dans la 3^e BIP de la fibre *d* en considérant (courbe bleue pointillée) ou non (courbe rouge pleine) le contraste d'indice de réfraction Δn de 2.10^{-3} de la zone dopée Yb^{3+} du coeur. La figure réduite illustre le profil d'intensité transverse du mode fondamental à 977 nm avec (rouge bleue pointillée) et sans (rouge pleine) prise en compte du Δn de la zone dopée Yb^{3+} .

l'ion Yb^{3+} (45 dB/m) à 977 nm. De plus, cette dernière impose d'effectuer la méthode dite de coupures successives (détaillée au cours de la partie 2) sur de très courts tronçons de fibre (inférieurs au mètre). La présence de modes de gaine, excités en entrée de fibre et toujours présents sur ces courts tronçons, altère la mesure, même après avoir pris soin d'isoler spatialement l'énergie confinée dans le coeur en sortie de fibre.

C'est pourquoi une étude numérique de la fibre d a été nécessaire afin d'estimer ses pertes par confinement. Une simulation par MEF dans la 3^e bande interdite photonique a été entreprise, conduisant aux pertes représentées figure 6.5 ⁴. Tout d'abord, les pertes simulées, avec (courbe bleue pointillée) et sans (courbure rouge pleine) le contraste d'indice de réfraction de la zone dopée Yb^{3+} , montrent une forte hausse à l'approche des deux bords de la bande interdite photonique, attestant bien le guidage par effet BIP de la fibre d . En prenant en compte le Δn de la zone dopée, le minimum est atteint pour une longueur d'onde λ_{min} de 0.88 μm avec 85 dB/km, alors que les pertes valent 0.4 dB/m à 915 nm (λ_{pompe}) et approximativement égal à 1 dB/m à 977 nm (λ_{laser}). Comme les PC sont relativement élevées à la fois pour λ_{pompe} et λ_{laser} , nous supposons que celles-ci prédominent sur les autres sources de pertes (autres que l'absorption ytterbium), à savoir les défauts transverses, les pertes par courbure, diffusion ...

Notons que la validité de cette hypothèse peut être confortée par une mesure effectuée sur la fibre a . En effet, d'après nos discussions du chapitre 2 sur le diagramme de bandes d'une fibre BIP TS 2D (tracés selon le rapport λ/Λ), les propriétés optiques de la fibre d à la longueur d'onde 977 nm sont similaires (mêmes indices effectifs complexes sans dispersion du matériau) à la longueur d'onde 1010 nm de la fibre a (dont le spectre de transmission est illustré figure 6.3). Pour cette longueur d'onde (faible absorption ytterbium), la valeur expérimentale de pertes est environ de 2 dB/m.

La figure 6.5 montre également, que les pertes par confinement de la fibre d sont supérieures à 60 dB/m pour les longueurs d'onde supérieures à 1 μm , ce qui est, à priori, suffisamment élevé pour supprimer l'émission spontanée amplifiée et bien plus efficace que la plupart des autres techniques décrites en 6.2.

De plus, l'étude numérique permet de vérifier que la fibre d peut être considérée comme mono-mode, dans la pratique, aux longueurs d'onde de travail. Les pertes du

⁴Ici la dispersion du matériau a été prise en compte.

second mode confiné sont en effet estimées à 340 dB/m à 977 nm contre environ 1 dB/m pour le fondamental, alors que la différence d'indice effectif de $1.4 \cdot 10^{-3}$ est suffisante pour éviter un couplage d'énergie entre ces deux modes.

Enfin cette étude numérique confirme que le profil transverse d'intensité du mode est peu modifié par le faible contraste d'indice de réfraction ($2 \cdot 10^{-3}$) induit par le dopage Yb^{3+} (haut de la figure 6.5) : ce profil n'est en effet que légèrement piqué vers le centre du guide, comme escompté. Celui-ci nous permet finalement de calculer la demi-largeur prise à e^{-2} du mode fondamental : $3.43 \mu m$ à λ_{laser} et $3.77 \mu m$ à λ_{pompe} , ce qui implique un recouvrement théorique avec la région dopée de 16,5% et 13,8% respectivement ⁵.

6.4 Caractérisation du laser fibré dopé Yb^{3+}

6.4.1 Dispositif expérimental mis en place

Pour caractériser expérimentalement la fibre BIP TS 2D dopée Yb^{3+} , nous avons utilisé un faisceau de pompe à 915 nm provenant d'un laser Ti-Saph (Mira de Coherent Inc.) continu accordable en longueur d'onde ⁶, auquel A. Devos à l'ISEN nous a donné l'accès. Ce signal est injecté dans le coeur de la fibre par un objectif de microscope (OM) $\times 20$ (voir figure 6.6).

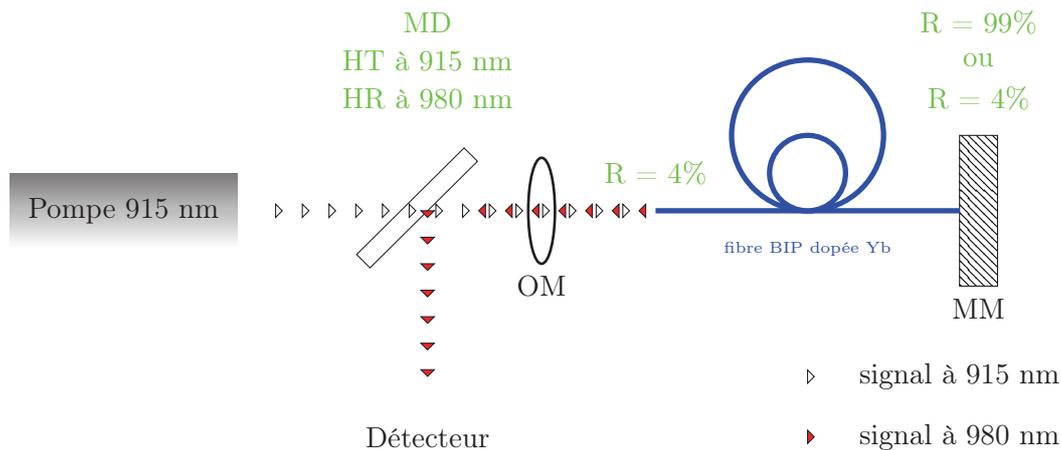


FIG. 6.6: Dispositif expérimental mis en place pour caractériser le laser fibré. Le miroir dichroïque (MD) transmet $\sim 80\%$ du signal de pompe et réfléchit $\sim 20\%$ du signal à 977 nm. MM : miroir métallique, OM : objectif de microscope $\times 20$.

⁵L'intégrale de recouvrement est calculée suivant la relation : $1 - \exp(-2 * (d/(2 * waist))^2)$, où d est le diamètre du coeur dopé.

⁶Le mode en sortie de laser de pompe présente un profil d'intensité transverse TEM_{00} .

Par la suite, deux types de configurations de cavité en réflexion ont été testées : 4%-4% et 99%-4%. La réflexion à 4% correspond simplement à la réflexion de Fresnel obtenue à l'extrémité clivée de la fibre, alors que la réflexion à 99% est obtenue par un miroir métallique (MM) accolé à la sortie de la fibre. La cavité 99%-4% nécessite alors un miroir dichroïc (MD) orienté à 45° (haute transmission à 915 nm et haute réflectivité à 980 nm) pour extraire le signal laser sur un mesureur de puissance. Un filtre spectral centré à 980 nm (largeur à mi-hauteur de 12.6 nm) fut employé pour supprimer le signal de pompe résiduel renvoyé par le miroir dichroïc sur le détecteur. La cavité 4%-4% est quant à elle obtenue simplement en retirant le miroir métallique.

6.4.2 Détermination de la longueur optimale

La première grandeur physique à déterminer est la longueur optimale ($L_{optimale}$) de la fibre. En effet, si la longueur de la fibre est trop grande, la puissance de pompe devient en effet insuffisante pour maintenir 50% d'inversion de population nécessaire tout au long du milieu amplificateur (la puissance de transparence n'est pas atteinte en fin de fibre), du fait de la forte réabsorption du signal à 977 nm. Le signal laser commence alors à diminuer au profit de l'émission spontanée amplifiée pour des longueurs d'onde supérieures à $1 \mu m$.

Pour déterminer expérimentalement $L_{optimale}$, une puissance de 288 mW a été injectée dans le coeur de la fibre BIP pour une longueur maximale de 5 m. Sans modifier l'injection, la longueur de la fibre fut réduite par pas de 50 cm jusqu'à 1m. La figure 6.7 représente ainsi l'évolution de la puissance laser expérimentale à 977 nm (triangles bleus) selon la longueur de la fibre BIP, dans le cas d'une cavité 4%-4%. Notons que la longueur optimale du laser est quasiment identique en configuration de cavité 99%-4%.

Cette figure démontre un fort accroissement de la puissance de sortie avec la longueur de la fibre : de 65 mW pour $L = 1m$ jusqu'à la longueur optimale de 2m (105 mW), puis une diminution monotone du signal laser jusqu'à $L=5m$ (4 mW à 977 nm).

L'évolution de la puissance laser à 977 nm avec la longueur de la fibre BIP a également été modélisée. Cette étude numérique, effectuée sous le logiciel Matlab, avec la collaboration de Yves Jaouen, de l'ENST, est basée sur le modèle décrit par Giles et Desurvire [114]. Ce modèle utilise les équations de propagation des faisceaux et les équations décrivant

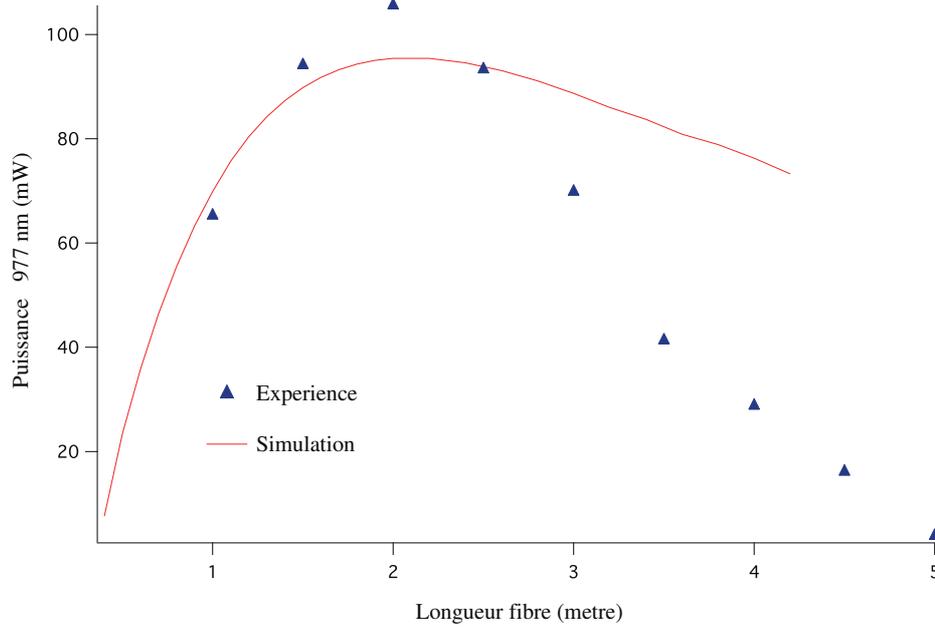
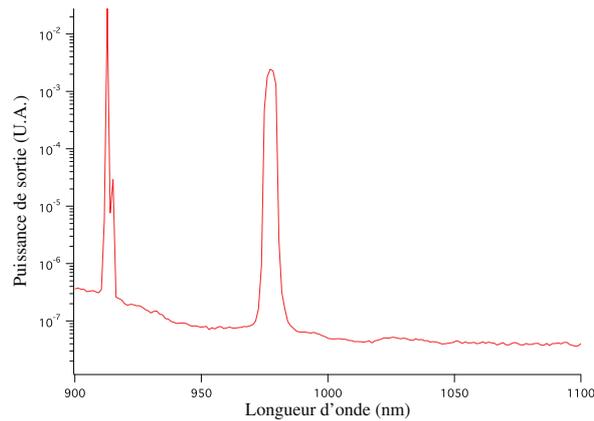


FIG. 6.7: Evolution de la puissance co-propagative de sortie à 976 nm selon la longueur de la fibre BIP TS 2D dopée Yb pour une configuration de cavité 4%-4% : trait plein : simulation, triangles : expérience.

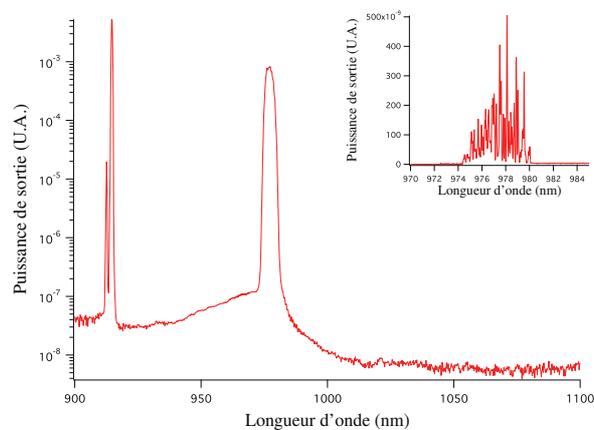
l'évolution des populations (à deux niveaux d'énergie) sous l'effet de l'émission et de l'absorption. Plus généralement, ce modèle permet de décrire l'évolution de la puissance à chaque longueur d'onde, et ainsi de calculer le gain à 977 nm et l'émission spontanée amplifiée, qui se propage dans les deux sens de la cavité laser. Ce modèle fut dans un premier temps validé à partir de la structure présentée en référence [115], non seulement en termes de longueur optimale mais aussi en termes de puissance de sortie à 977 nm. Pour effectuer la simulation, les paramètres relatifs aux sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion ytterbium données dans le tableau 6.1 ont été utilisés (afin de déterminer la concentration en ions Yb^{3+} à partir de l'absorption expérimentale), ainsi que la demi-largeur du mode fondamental confiné à λ_{laser} et λ_{pompe} et les pertes de confinement décrites précédemment (1 dB/m à λ_{laser} et 0.4 dB/m à λ_{pompe})⁷.

L'évolution de la puissance laser à 977 nm simulée en fonction de la longueur L de la fibre est illustrée figure 6.7 en trait plein (rouge). Nous observons une forte croissance de la puissance laser de $L=1m$ à $2m$ (70 mW à 95.5 mW), puis une décroissance monotone de la puissance à 977 nm de $L=2m$ à $5m$. La longueur optimale de fibre est alors identique à celle mesurée, alors que la puissance laser diminue moins rapidement en simulation pour

⁷Les pertes par confinement ont été implémentées dans le modèle sous forme de pertes distribuées.



(a)



(b)

FIG. 6.8: Spectres de sortie du laser réalisé à partir de la fibre d pour une longueur de (a) 2m ($L_{optimale}$) et (b) 5m ($L_{maximale}$). Un zoom du pic laser à 977nm est notamment inclus en (b) avec une résolution spectrale de 0.07 nm.

de grandes longueurs de fibre. Ce désaccord peut provenir de l'incertitude des paramètres opto-géométriques constituant la fibre optique, ainsi que des pertes aux longueurs d'onde de pompe et de laser.

Finalement, les deux figures 6.8 illustrent le spectre expérimental du signal de sortie pour la longueur de fibre optimale (a) et maximale (b). Pour enregistrer ces deux spectres (configuration de cavité 4%-4%), une fibre mono-mode de type HI 1060 est aboutée en sortie de fibre BIP dopée Yb^{3+} , puis directement connectée à l'analyseur de spectre optique. Le diamètre du coeur de cette fibre conventionnelle est en effet de $5 \mu m$ environ, ce qui nous permet de sélectionner l'énergie confinée dans le coeur de la fibre BIP.

Ces spectres mettent en évidence le pic de pompe résiduelle à 915 nm ainsi que le pic laser centré autour de 977 nm, caractérisé par une largeur à mi-hauteur de 6 nm. La

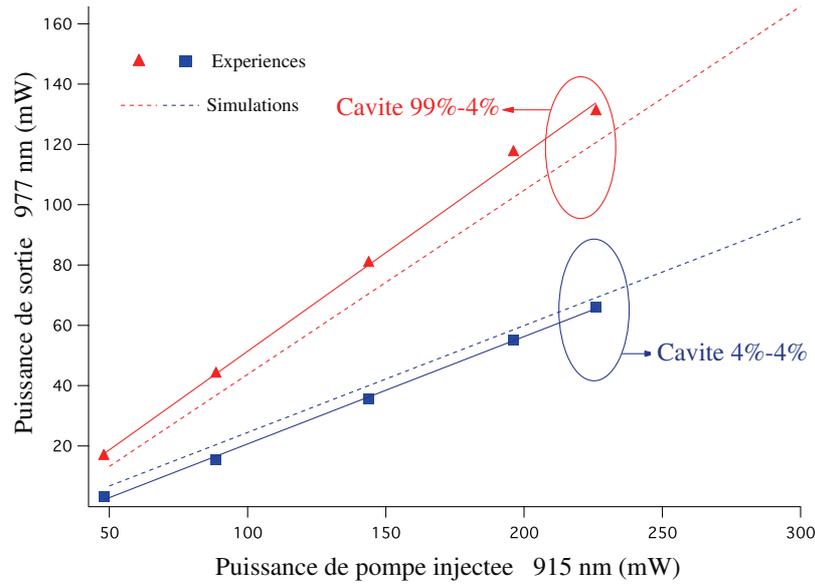


FIG. 6.9: Puissance de sortie à 977 nm (en mW) selon la puissance de pompe injectée pour deux configurations de cavité : 4%-4% (bleu) et 99%-4% (rouge). Carrés : données expérimentales, traits pleins : ajustement linéaire, traits pointillés : simulations ($L=2m$).

dynamique du pic à 977 nm est, dans les deux cas, supérieure à 40 dB. La figure 6.8 (b) en encart, à haute résolution spectrale (0.07 nm), confirme bien l'effet laser dans la fibre, par l'apparition de très nombreux pics associés aux différents modes longitudinaux de la cavité laser.

Finalement, ces deux figures démontrent bien l'absence d'émission spontanée amplifiée pour les longueurs d'onde supérieures à $1 \mu m$. Rappelons que, sans filtrage des longueurs d'onde supérieures à $1 \mu m$, l'apparition de cette émission spontanée amplifiée est favorisée pour de grandes longueurs de fibre (supérieures à la longueur optimale), lorsque la puissance de pompe devient insuffisante pour assurer une inversion de population supérieure à 50% tout au long de la fibre. L'absence de niveau de signal significatif pour les longueurs d'onde supérieures à $1 \mu m$ et pour une longueur de fibre L aussi grande que 5 m (figure 6.8 (b)) démontre ainsi l'efficacité de notre système.

6.4.3 Efficacité laser

La figure 6.9 illustre l'évolution, suivant la puissance injectée, de la puissance laser émise à 977 nm en configuration de cavité 4%-4% (carrés bleus) et 99%-4% (triangles rouges) pour la longueur optimale déterminée précédemment. Ces deux représentations

montrent une évolution linéaire de la puissance laser émise, conduisant à une efficacité η de 35.6% et 65.4% (selon la puissance effectivement injectée dans le coeur de la fibre) pour les deux configurations de cavité 4%-4% et 99%-4% respectivement. La puissance maximale atteinte est alors de 130 mW pour la configuration de cavité 4%-99% pour une puissance de pompe incidente de 226 mW.

L'évolution simulée du signal laser à 977 nm est de plus présentée figure 6.9 en traits pointillés. Ces deux courbes supplémentaires présentent aussi une évolution linéaire, ainsi que deux efficacités similaires à celles obtenues expérimentalement : 35.5% et 61% pour une configuration de cavité de 4%-4% et 99%-4%, respectivement. Ces deux configurations ont un seuil laser simulé environ égal à 30 mW.

6.4.4 Améliorations possibles

L'efficacité maximale η de 65 % obtenue en configuration 99%-4% peut être améliorée notamment :

- (i) En réduisant les pertes par confinement aux deux longueurs d'onde λ_{pompe} et λ_{laser} .
- (ii) En augmentant le recouvrement entre la zone dopée ytterbium et les faisceaux de pompe et d'émission laser.

Le premier point (i) peut être simplement effectué :

- En augmentant le nombre de couronnes de plots haut indice, aux prix d'une augmentation du diamètre externe de la fibre.
- En réalisant une fibre double gaine par ajout d'une couronne d'air externe [88] (architecture de fibre décrite chapitre 5), ou par ajout de trous interstitiels [104]. Ces deux possibilités entraînent alors une baisse à la fois des pertes par confinement, par courbure, mais aussi du diamètre totale de la fibre BIP par rapport à la solution précédente.

Le recouvrement entre le mode fondamental à λ_{laser} et λ_{pompe} et entre la zone dopée ytterbium (point (ii)) obtenu est de 16,5% et 13.8% respectivement. Ceci limite l'absorption de la pompe à approximativement 66% pour un simple passage dans la fibre dans notre configuration. Un meilleur recouvrement entre mode confiné et région dopée Yb^{3+} entraînerait une absorption du signal de pompe plus importante, et ainsi une émission laser

plus puissante. Pour ce faire, il est possible d'augmenter le diamètre de la zone dopée Yb^{3+} : par exemple, si le diamètre de celle-ci augmente de $2 \mu m$ à $5.5 \mu m$ (intégrale de recouvrement de 72 % à λ_{laser} et de 65.5% à λ_{pompe}), l'efficacité η passerait théoriquement de 65 % à 85% pour une cavité 99%-4%, conduisant à une puissance maximale émise de 220 mW pour une puissance de pompe injectée de 300 mW. La longueur optimale serait alors plus courte, et voisine de 50 cm. Il est toutefois à remarquer que l'augmentation du diamètre de la zone dopée ne doit pas s'ensuivre d'une hausse de la fréquence normalisée V de celle-ci trop conséquente, qui pourrait favoriser un guidage par RTI. En effet, comme mentionnée auparavant, l'insertion d'ions Yb^{3+} dans la silice s'ensuit d'un dopage en Aluminium qui implique une augmentation de l'indice de réfraction.

Une solution à cela est la réalisation d'un coeur optique micro-structuré à base de plots dopés ytterbium dont l'indice de réfraction moyen pourrait être compensé par la silice environnante, ou mieux par de la silice dopée fluore [30]. Dans le même état d'esprit, pour augmenter l'aire effective du mode fondamental, une étude en cours consiste en la fabrication d'une fibre BIP TS 2D, dont le coeur serait formé par l'omission de 7 inclusions haut indice, au lieu de 1. Chacune de ces 7 inclusions peut être remplacée par un barreau dopé ytterbium, et ainsi augmenter l'aire effective du mode fondamental sans être confiné par RTI.

Finalement, notons que la largeur spectrale de l'émission laser (environ 6 nm) peut être affinée par l'emploi d'un réseau de Bragg en lieu et place du miroir métallique. Le réseau peut être directement photo-inscrit dans le coeur (au préalable photosensibilisé) de la fibre BIP TS, ou photo-inscrit dans une fibre conventionnelle soudée au laser ytterbium. Cette seconde possibilité fut alors envisagée : un réseau de Bragg a été inscrit à 977 nm dans une fibre de type HI1060, soudée à la fibre BIP dopée Yb^{3+} (à l'aide d'une soudeuse Ericsson FSU 995). Pourtant cette configuration n'a pas engendrée une bonne efficacité, la soudure entraînant des pertes intra-cavités trop importantes. Il est toutefois à noter que l'emploi d'un réseau de Bragg n'ôterait pas l'avantage de la fibre BIP TS 2D en tant que filtre spectral longitudinal. En effet, le réseau de Bragg inscrit autour de 977 nm n'induirait aucune perte pour les longueurs d'onde supérieures à $1 \mu m$, et n'empêcherait pas le guidage de l'émission spontanée amplifiée (mais empêcherait son entretien dans la cavité).

6.5 Conclusion

Ce chapitre d'applications des fibres 2D à bandes interdites photoniques présente la réalisation et la caractérisation d'un laser fibré dopé ytterbium, émettant en régime continu un signal mono-mode transverse à 977 nm. Les propriétés originales de transmission de ces fibres permettent la suppression de l'émission spontanée amplifiée (ASE) pour des longueurs d'onde supérieures à $1 \mu\text{m}$, et favorisent ainsi le gain à 977 nm, associé à un système laser à 3 niveaux d'énergie. En configuration de cavité 99%-4%, nous avons obtenu une efficacité laser η environ égale à 65 % (en fonction de la puissance injectée), pour une puissance maximale de sortie de 130 mW. Ce rendement peut encore être amélioré en diminuant les pertes par confinement et par courbure, ainsi qu'en augmentant l'intégrale de recouvrement entre zone dopée et mode confiné. Finalement, une étude supplémentaire est en cours, consacrée à la réalisation d'une fibre BIP TS 2D constituée d'un coeur optique micro-structuré dopé ytterbium, à large aire effective (environ $1000 \mu\text{m}^2$).

Conclusion générale

Mes travaux de thèse ont porté sur l'étude d'une nouvelle classe de fibres à cristal photonique guidant par bande interdite photonique (BIP). Plus précisément, les fibres sur lesquelles nous avons porté notre intérêt possèdent un coeur solide et l'existence des BIP est liée à la présence d'un réseau périodique d'inclusions de haut indice également solides. Ces fibres sont particulièrement attractives car elles offrent l'avantage de combiner les propriétés optiques caractéristiques du guidage par bandes interdites, telle une forte dispersion chromatique de vitesse de groupe ainsi qu'une transmission sélective en longueur d'onde, à un coeur solide ce qui permet, entre autre, un dopage du coeur à des ions terres rares (pour réaliser des lasers ou amplificateurs), à des éléments photosensibles (pour la photo-inscription de réseaux à pas long ou à pas court) ou encore de tirer simplement partie de la non linéarité du coeur. Notons de plus que ces fibres sont plus simples à fabriquer et à épissurer que leurs homologues à coeur creux. Pourtant, leur récente apparition (première réalisation expérimentale en 2004) fait que ses fibres possédaient toujours, à mon arrivée en thèse en 2005, des pertes relativement élevées (autour de 20 dB/km au minimum) par rapport aux prévisions théoriques et aux fibres guidant par l'indice (0.14-0.18 dB/km), réduisant ainsi leurs utilisations à des applications nécessitant de faibles longueurs de fibres. L'influence des paramètres opto-géométriques de ces structures sur leurs pertes était de plus très peu connue, alors qu'aucune application expérimentale de ces fibres n'avait été à ce jour menée.

Les deux premiers chapitres de ce manuscrit traitent du principe de guidage par bandes interdites photoniques dans ces fibres et explicitent leurs propriétés principales, notamment à l'aide de diagrammes de bandes associées à la gaine périodique, ainsi que du modèle de l'ARROW. Le troisième chapitre présente l'étude des pertes par manque

de confinement de structures toutes solides supposées droites et idéales. Une fois l'origine de ces pertes rappelée (effet tunnel optique qui dépend de la valeur de l'intensité lumineuse couplée vers la gaine externe) dans les fibres conventionnelles / micro-structurées, nous avons par analogie introduit le paramètre k égal à $g \times \sqrt{\Delta n_{\text{bas}} \cdot n_{\text{BIP bas}}} \times \Lambda / \lambda_{\text{min}}$, qui donne accès à des tendances simples d'évolution du minimum de pertes, α_{min} , des fibres BIP TS 2D. Il fut ainsi montré et interprété la diminution globale de α_{min} lorsque l'ordre de la BIP augmente. Nous avons également observé que bien qu'une hausse du rapport d/Λ et de Δn induisent des BIP plus profondes, le minimum de pertes est une fonction décroissante de ces deux paramètres dans la 3^e BIP de la structure de référence A. Ceci a été interprété par une prépondérance du terme $\Lambda / \lambda_{\text{min}}$, qui est proportionnel aux tailles du coeur et de la gaine relatives à la longueur d'onde, par rapport aux autres termes du paramètre k . Toutefois, l'étude dans la 4^e BIP montre que ce comportement n'est pas toujours vérifié, ce qui souligne bien qu'une multitude de paramètres influent sur les pertes dans ce type de fibre, et rendent difficile leur interprétation et l'énoncé d'une loi simple et universelle les régissant. Il a également été constaté que plusieurs couples $(d/\Lambda, \Delta n)$ peuvent conduire au même minimum de pertes par confinement dans une BIP donnée, ce qui autorise un degré de liberté supplémentaire relatif au choix des paramètres opto-géométriques de la structure à réaliser.

Ce manuscrit présente également une première étude numérique de l'impact de défauts transverses apparaissant au cours de la fabrication. Pour en tenir compte, des défauts de type aléatoire ont été implémentés sur trois paramètres clés définissant la gaine optique : le contraste d'indice de réfraction, le diamètre des inclusions ainsi que leur position dans la maille. Cette étude originale a montré qu'un écart type de 5% sur ces trois paramètres, pris indépendamment les uns des autres, peut suffire à doubler le minimum de pertes α_{min} dans la 3^e bande interdite. La prise en compte simultanément de ces trois sources de défauts ont permis de donner un ordre de grandeur des contraintes à respecter lors de la fabrication de fibres BIP 2D à faibles pertes par confinement. Nous avons également montré et explicité que la sensibilité aux défauts des bandes interdites photoniques augmente généralement avec leur ordre. De plus, nos résultats ont dévoilé que l'ajout de défauts aléatoires dans la gaine optique peut conduire à un minimum de pertes plus faible que celui de la fibre de référence, supposée idéale. Pour aider à l'interprétation de ce résultat

surprenant, nous avons notamment introduit une nouvelle classe de fibre BIP TS 2D, nommée hybride, pour laquelle les paramètres opto-géométriques de la première couronne diffèrent des autres couronnes. La diminution du minimum de pertes résulte alors d'une augmentation de la taille du cœur optique ou du contraste d'indice de réfraction (des six premiers plots), ou encore d'une baisse de leur diamètre. L'étude des fibres hybrides nous a finalement conduit à une conclusion supplémentaire : une telle structure, constituée de deux séries de contraste d'indice de réfraction Δn différents, présente un plus faible minimum de pertes comparé aux deux structures idéales formées chacune d'entre elles par un de ces deux Δn . Cette nouvelle remarque démontre que de nouvelles structures de fibres, où le contraste d'indice de réfraction serait ajusté à chaque couronne, peuvent conduire à une diminution des pertes par confinement.

L'étude s'est ensuite axée sur l'évolution de la sensibilité aux courbures de fibres 'idéales' selon les différents paramètres opto-géométriques affectant le diagramme de bandes de la gaine. En effet, il a tout d'abord été montré que cette source supplémentaire de pertes était un facteur limitatif pour la fibre décrite dans [5], et notée ici fibre A, qui présentait jusqu'alors le plus faible niveau de pertes par confinement. Nous démontrons et interprétons que l'importance relative de ces extra-pertes apportées par la courbure (décrite par le paramètre T) augmente pour une diminution à la fois du rapport d/Λ et du contraste d'indice de réfraction Δn . En effet, pour quatre couronnes de confinement et un profil d'indice de réfraction parabolique dans la gaine, lorsque le rapport d/Λ évolue de 0.9 à 0.3 (Δn fixé à $30 \cdot 10^{-3}$), ce paramètre T augmente d'un facteur $3.8 \cdot 10^9$, et d'environ 5000 pour une diminution de la quantité Δn de $70 \cdot 10^{-3}$ à $10 \cdot 10^{-3}$ (d/Λ fixé à 0.683). Cette dépendance de la sensibilité à la courbure aux paramètres d/Λ et Δn est alors inverse à celle obtenue pour une fibre droite : un compromis est ainsi nécessaire entre pertes par confinement de la fibre droite et sensibilité relative à la courbure. Afin de diminuer ces sources de pertes, nous avons proposé une nouvelle architecture de fibre BIP 2D : celle-ci est formée d'une première gaine optique comprenant un nombre de plots haut indice réduit (trois couronnes) à la périphérie de laquelle est ajoutée une couronne de trous d'air supplémentaire qui joue le rôle de seconde gaine optique. Ce nouveau design à double gaine (DG) permet une réduction non seulement du diamètre extérieur de la fibre, mais aussi des pertes à la fois de la fibre droite et courbée. Le bénéfice de cette

nouvelle architecture a été vérifié expérimentalement. En effet, dans la 3^e bande interdite photonique et pour un rayon de courbure de 7.9 cm, le minimum de pertes de la fibre A vaut environ 18 dB/km, contre 6 dB/km pour la fibre BIP DG, l'avantage de cette structure par rapport à la fibre A s'accroissant fortement pour de plus faibles rayons de courbure.

La troisième et dernière partie de ce manuscrit relate un exemple d'application de fibres BIP 2D toutes solides. Dans le chapitre 6, sont rapportées la conception et la caractérisation de la première fibre BIP TS dopée ytterbium utilisant les propriétés originales de transmission liées à l'effet BIP. Cette fibre a en effet permis de réaliser un laser continu mono-mode transverse émettant autour de 977 nm en forçant, via les fortes pertes par confinement pour des longueurs d'onde supérieures à 1 μm , le système à fonctionner dans une configuration dite à 3 niveaux. L'effet des pertes distribuées lié à l'effet BIP inhibe l'émission spontanée amplifiée dans le régime grande longueur d'onde et donc le basculement du laser vers un système à quasi 4 niveaux émettant au-delà de 1030 nm. La caractérisation expérimentale a montré une efficacité laser η environ égale à 65 % (en fonction de la puissance injectée) en configuration de cavité 99%-4%. Une étude supplémentaire, en cours, est consacrée à la réalisation d'une fibre BIP 2D à coeur solide micro-structuré dopé ytterbium à large aire effective.

Quatrième partie

Annexes

Annexe 1 : Outils numériques

Méthode des éléments finis : MEF

Description succincte de la méthode

La méthode des éléments finis permet de solutionner les phénomènes physiques décrits par des équations aux dérivées partielles (EDP). Le principe de cette méthode est de résoudre une EDP dont on cherche une solution approchée suffisamment fiable. Au cours de notre étude, pour connaître les propriétés optiques d'une fibre micro-structurée, cette EDP va porter sur le champ magnétique \vec{H} , le champ électrique \vec{E} étant déduit de \vec{H} . L'EDP régissant la propagation de la lumière dans le guide d'onde correspond à l'équation de Helmholtz :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} \quad (\text{A.1})$$

où \vec{H} est le champ magnétique, $\epsilon(\vec{r})$ la permittivité diélectrique du milieu, ω la pulsation de l'onde, c et λ étant respectivement la vitesse et la longueur d'onde de la lumière dans le vide. Cette équation est alors définie sur un domaine Ω de l'espace, et comporte des conditions aux bords permettant d'assurer l'existence de solution. Ce domaine Ω va pouvoir être discrétisé en une multitude de sous domaine Ω_i , aussi appelés *éléments*. Cette étape de discrétisation, définie par le *maillage* du domaine en fragments quelconques (*éléments finis* le plus souvent triangulaires), conduit à une formulation algébrique de l'EDP. C'est la discrétisation du problème initial.

Les champs \vec{E} et \vec{H} dans chaque élément Ω_i seront déterminés via des fonctions d'interpolation de la solution dont les inconnues sont les valeurs en des points choisis dans le sous domaines Ω_i . Ces points sont appelés *noeuds* du maillage. Le champ local du domaine Ω_i provient alors de l'interpolation entre les valeurs des noeuds le composant.

Ainsi, la résolution du problème algébrique donne les composantes des vecteurs \vec{E}

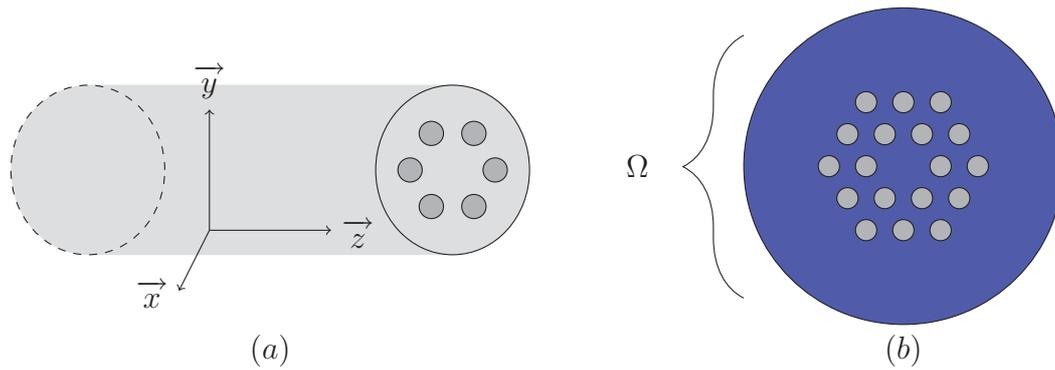


FIG. A.10: (a) Fibre micro-structurée en 3 dimensions. (b) Coupe transverse de son profil en 2 dimensions.

et \vec{H} dans chacun des domaines Ω_i . La solution finale est reconstituée sur l'ensemble du domaine étudié Ω .

Considérons la fibre micro-structurée en trois dimensions représentée figure A.10 (a). Le plan (xOy) correspond alors au plan transverse de la fibre. Nos simulations se limite, tout au long de ce manuscrit, à ce plan, la structure de la fibre étant supposée invariante selon l'axe \vec{z} . D'autres logiciels sont prévus pour simuler la propagation d'un mode le long de l'axe optique de la fibre, telle la méthode de propagation de faisceau (Beam Propagation Method).

Description et étapes d'utilisation de COMSOL

Génération du domaine d'étude Le logiciel commercial de calcul COMSOL se base sur la méthode des éléments finis pour déterminer les principales propriétés optiques des modes guidés au sein de tout type de fibres. A l'aide de ce logiciel, nous avons créé nos propres lignes de commandes (sous le logiciel Matlab) pour générer tout type de structures parfaites ou non :

- Réseau périodique triangulaire, carré, en nid d'abeille...
- Régions de bas ou haut indice de réfraction dans la gaine circulaires ou elliptiques
- Profil d'indice en créneau ou parabolique
- Génération de trous interstitiels
- Possible prise en compte de défauts transverses

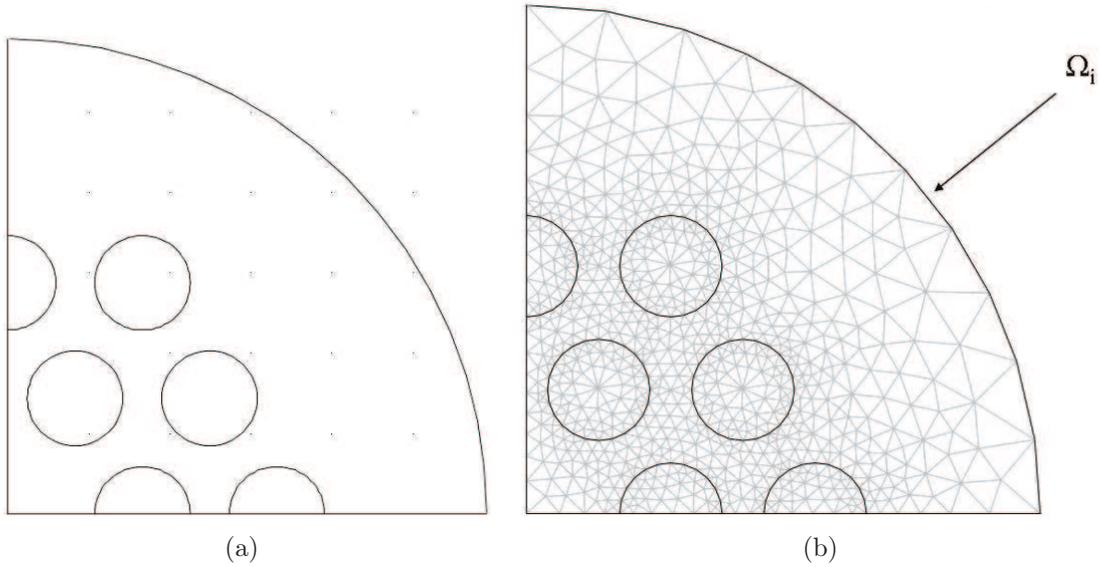


FIG. A.11: (a) Réduction du domaine d'étude en un quart de structure. (b) Etape du maillage.

Un avantage supplémentaire est la possible importation d'un profil de fibre à cristal photonique transverse (obtenu par une photographie au Microscope Electronique à Balayage MEB) sur son interface graphique, ainsi que sous COMSOL script. Ainsi, les propriétés optiques d'une fibre micro-structurée réalisée peuvent être modélisées à partir d'une image de celle-ci.

Réduction de la zone de travail Nous pouvons tirer avantage des symétries du profil d'indice de réfraction transverse de la fibre dans le plan (xOy) (ainsi que les solutions cherchées), afin de réduire le nombre d'éléments et ainsi le temps de calcul nécessaire. Pour cela, il suffit de travailler sur une zone réduite de la section transverse, et d'instaurer des courts circuits électrique (CCE ou mur électrique) ou magnétique (CCM ou mur magnétique) qui respectent la symétrie du guide et du champ électromagnétique calculé (figure A.11) [68]. Par exemple, pour un mur électrique, le vecteur champ \vec{E} est orthogonal à ce contour, alors que le vecteur champ \vec{H} lui est parallèle. Cela nous permet de plus d'isoler une seule polarisation du mode recherché. La recherche du mode fondamental nécessite toutefois de travailler au minimum sur un quart de la structure, alors que la recherche du premier mode d'ordre supérieur peut s'effectuer sur un sixième [68].

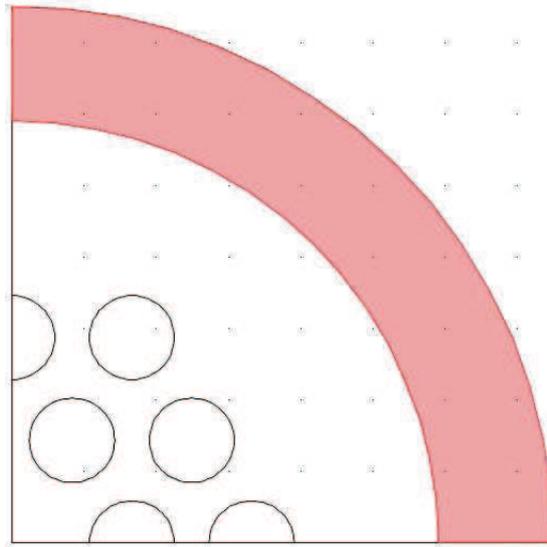


FIG. A.12: Ajout d'un guide supplémentaire appelé couche parfaitement adaptée, dans le but de simuler les pertes par confinement d'une micro-structure.

Insertion d'une couche parfaitement absorbante Au cours du chapitre 3, nous avons vu que les fibres optiques présentent des pertes dites de confinement, qui sont dues à la taille finie de la gaine optique, comme par exemple le nombre de couronne pour une fibre micro-structurée. La taille de la structure modélisée étant finie, la modélisation de ces pertes induites par la gaine optique nécessite la présence de conditions aux bords bien particulières. L'ajout d'un domaine extérieur appelé couche parfaitement adaptée (Perfectly Matched Layers PML), possédant une impédance judicieusement choisie pour absorber toutes les ondes incidentes (sans les réfléchir), permet d'estimer ces pertes par confinement (figure A.12). Cette couche d'adaptation d'impédance permet de simuler une gaine de silice infinie.

Choix des matériaux et conditions aux limites Une fois la structure transverse définie, celle-ci est importée au sein du logiciel qui différencie chaque cercle (correspondant à un trou ou à une région haut indice) comme un domaine distinct (différent des éléments du maillage). L'indice du milieu constituant chaque domaine (air, silice pure, silice dopée...) peut alors être défini. L'indice de la silice peut dépendre de la fréquence via la relation de Sellmeier [116] :

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{A \times \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{B \times \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \frac{C \times \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_3^2} \quad (\text{A.2})$$

Les coefficients A, B, C, λ_1 , λ_2 et λ_3 sont donnés dans la littérature pour la silice pure, et valent :

$$\begin{aligned} A &= 0.6961633 & B &= 0.4079426 & C &= 0.8974794 \\ \lambda_1 &= 6.84043 \cdot 10^{-8} \text{m} & \lambda_2 &= 1.162414 \cdot 10^{-7} \text{m} & \lambda_3 &= 9.896161 \cdot 10^{-6} \text{m} \end{aligned}$$

Nous négligeons la dépendance en longueur d'onde de l'air. En ce qui concerne la silice dopée, nous supposons la même dépendance spectrale de l'indice de réfraction que la silice pure, auquel nous rajouterons le constate d'indice de réfraction Δn .

Concernant les bords des domaines internes à la micro-structure, des conditions de passages des champs \vec{E} et \vec{H} sont nécessaires (continuité des champs tangentiels et discontinuité des champs perpendiculaires).

Grandeurs caractéristiques modélisées

Le logiciel COMSOL permet de déterminer la constante de propagation β de chaque mode existant dans la micro-structure. De plus, ce logiciel nous donne accès à la cartographie des champs \vec{E} et \vec{H} ainsi qu'au vecteur de Poynting \vec{P} complexe, donné par la relation :

$$\vec{P} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{H}^*}{2} \quad (\text{A.3})$$

Nous avons vu, chapitre 1, que les solutions de l'équation de Helmholtz pour le champ magnétique sont de la forme :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}(\vec{r}) \times \exp(i\omega t) \quad (\text{A.4})$$

avec

$$\vec{k} = \vec{k}_T + \vec{\beta} \quad (\text{A.5})$$

β est définie suivant l'axe de propagation \vec{z} et la grandeur \vec{k}_T suivant les deux axes \vec{x} et \vec{y} . Dans le plan cartésien, le champ \vec{H} peut s'écrire :

$$\vec{h}(x, y, z) = \vec{h}(x, y) \times \exp(-i\beta z) \quad (\text{A.6})$$

La présence de la couche parfaitement adaptée à l'extérieur de la structure permet d'obtenir la constante de propagation complexe. L'indice effectif, complexe, vaut :

$$n_{eff} \sim n_{eff} \text{ reel} - i \times n_{eff} \text{ imaginaire} \quad (\text{A.7})$$

Ainsi :

$$\vec{h}(x, y, z) = \vec{h}(x, y) \times \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda}n_{eff\ reel}z\right) \times \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda}n_{eff\ imaginaire}z\right) \quad (\text{A.8})$$

Le terme $n_{eff\ imaginaire}$ de la relation (A.8) représente alors la décroissance exponentielle des champs \vec{E} et \vec{H} et traduit donc l'atténuation du mode suivant l'axe de propagation de la lumière (voir annexe 3).

Voici les principale grandeurs physiques qui sont modélisées tout au long de ce manuscrit :

Dispersion chromatique Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la dispersion chromatique de vitesse de groupe traduit l'élargissement spectral d'une impulsion lumineuse se propageant dans un guide selon un mode donné. Sa valeur, exprimée en picoseconde / nanomètre / kilomètre, est directement reliée à l'indice effectif réel du mode considéré par la relation :

$$D = -\frac{\lambda}{c} \times \frac{\partial^2 n_{eff\ reel}}{\partial^2 \lambda} \quad (\text{A.9})$$

L'indice effectif étant déduit de la constante de propagation β , sa dérivée seconde est obtenue par une interpolation puis grâce à une dérivation numérique. La modélisation de cette dispersion chromatique est primordiale pour la conception de FCP avec un zéro de dispersion ajustable en longueur d'onde, mais aussi pour la conception de FCP à dispersion chromatique plate.

Pertes par confinement La constante d'atténuation $n_{eff\ imaginaire}$ suivant l'axe \vec{z} est obtenu numériquement grâce à l'ajout d'une couche parfaitement adaptée (PML). Les pertes par confinement, en dB/km, sont reliées à l'indice effectif imaginaire selon la formule suivante [68] :

$$Pertes(dB/km) = \frac{2 \times \pi}{\lambda} \times \frac{20}{\ln(10)} \times n_{eff\ imaginaire} \quad (\text{A.10})$$

où λ est la longueur d'onde étudiée. Les extra pertes apportées par la courbure peuvent si nécessaire être implémentées.

Biréfringence Chaque mode guidé dans une fibre optique est plusieurs fois dégénéré, ce nombre dépendant des nombres azimutal et radial l et m de la notation déjà rencontrée LP_{lm} . Si la fibre est biréfringente, il y a levée de dégénérescence. Le mode fondamental LP_{01} possède deux polarisations rectilignes orthogonales entre elles avec deux indices effectifs différents. Ces deux axes de polarisation correspondant alors aux axes neutres de la fibre, l'un à l'axe lent (indice élevé) et l'autre à l'axe rapide (indice faible). Cette différence d'indice est appelée biréfringence de phase :

$$B_\phi = |n_{effx} - n_{effy}| \quad (\text{A.11})$$

Cette dégénérescence entre ces deux polarisations peut être levée grâce une biréfringence de forme (trous elliptiques...), ou de contraintes (utilisation de différents matériaux...). Ces deux types de biréfringence peuvent être simulés par la MEF qui donne les constantes de propagation des deux polarisations orthogonales.

Aire effective La répartition transverse du champ électrique \vec{E} sur tous les domaines constituant le profil transverse de la fibre permet de calculer l'aire effective du mode considéré, donnée par la relation [68] :

$$A_{eff} = \frac{(\int |E|^2 dA)^2}{\int |E|^4 dA} \quad (\text{A.12})$$

l'intégrale étant prise sur la section transverse totale. Cette grandeur nous renseigne sur le seuil d'apparition en puissance d'effets non linéaires dans le coeur de la fibre, celui-ci diminuant avec l'aire effective du mode. De plus, son évolution selon la longueur d'onde sera souvent représentée au cours de ces travaux. L'aire effective nous informera sur la localisation ou non de l'énergie dans le coeur des fibres à BIP TS 2D.

Méthode multipolaire : MM

La méthode multipolaire est une méthode numérique très utile pour la modélisation des fibres à cristal photonique. En effet, tout comme la MEF, elle donne accès à la constante de propagation complexe β longitudinale, dont la partie réelle est reliée à

l'indice effectif du mode considéré et la partie imaginaire aux pertes par confinement. La dispersion chromatique du guide peut donc être calculée selon la fréquence (en tenant compte de la dispersion du matériau si nécessaire). Les autres grandeurs déduites de cette méthode sont l'aire effective des modes de coeur, la biréfringence ainsi que la cartographie des champs \vec{E} et \vec{H} , ainsi que celle du vecteur \vec{P} . De plus, les deux types de guidage peuvent être exploités : guidage par l'indice et par bandes interdites photoniques.

Une telle méthode demande une implémentation assez lourde et complexe, ainsi au cours de mes travaux fut utilisée une version en libre accès, provenant du laboratoire CUDOS [65]. Cette version permet de modéliser les fibres micro-structurées dont le profil d'indice est en créneau uniquement : fibre à guidage par l'indice air/silice, fibre BIP à coeur creux, fibres BIP TS 2D (profil d'indice de réfraction en créneau). De plus, la forme des régions haut/bas indice dans la gaine est limitée à des cercles parfaits. Par contre, la maille étudiée peut être quelconque, voir même non périodique (position des inclusions aléatoire).

Beaucoup de références [66, 77] sont consacrées au développement de la MM, qui est une méthode vectorielle, tout comme la MEF. L'axe longitudinale \vec{z} est considéré comme invariant, et les calculs sont réalisés dans le plan transverse (xOy). Chaque inclusion circulaire est alors décrite par sa matrice de diffraction. Le champ électro-magnétique dans chaque matrice de diffraction (donc de chaque inclusion) est alors exprimé dans un repère local qui lui est propre, centré en 0. Comme l'inclusion est supposée parfaitement circulaire, n'importe quel champ, en coordonnées cylindriques, est une fonction périodique angulaire modulo 2π . Le champ étudié peut alors être défini en une série de Fourier. Cette forme de Fourier, décrivant le champ \vec{E} ou \vec{H} , peut alors être incluse dans l'équation de Helmholtz, décrite au cours du chapitre 1. L'équation obtenue est du type équation de Bessel différentielle d'ordre n , et la solution est une combinaison linéaire de fonctions de Bessel et Hankel du premier ordre et d'ordre n . Nous disons alors que le champ est décomposé en séries de Fourier-Bessel.

Le champ électro-magnétique dans chaque inclusion circulaire est mis sous la forme d'une somme d'un champ sortant de l'inclusion et d'un champ incident. Ainsi, le champ dans une région donnée de l'espace est vue comme une superposition de champs sortant

provenant d'autres sources (d'autres inclusions) avoisinantes. Il est possible, de plus, de modéliser la présence d'une gaine externe, qui impose son propre champ incident sur chacune des inclusions. En utilisant les propriétés de translation des fonctions de Bessel et Hankel, les matrices de diffraction de chaque inclusion peuvent être exprimées dans le même repère cylindrique principal. La formulation (complexe) du problème conduit alors à l'annulation d'un système matriciel du type :

$$\mathbf{M} \times \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.13})$$

où \mathbf{B} est un vecteur relatif au champ électro-magnétique d'un mode donné, et \mathbf{M} la matrice généralisée regroupant chaque matrice de chaque inclusion composant la structure. Les solutions de ce système correspondent à des modes avec un champ non-nul suivant l'axe \vec{z} . La résolution de cette équation est numériquement lourde si nous considérons l'ensemble de la structure. Comme pour la MEF, nous pouvons tirer avantage des symétries de la structure. En effet, une structure micro-structurée à maille triangulaire possède une symétrie C_{6v} , c'est à dire que la structure possède un axe de symétrie de rotation de $\pi/3$ et au moins d'un plan de symétrie. Les modes recherchés possèdent aussi une symétrie, et sont regroupés sous forme de classes.

L'avantage de la formulation matricielle précédente, est que la matrice \mathbf{M} dépend de la constante de propagation β complexe. L'annulation de son déterminant, connaissant la structure étudiée ainsi que la longueur d'onde, conduit donc à trouver les indices effectifs des différents modes. La recherche du zéro s'effectue sur une grille prédéfinie, avec en abscisse la partie réelle de l'indice, puis en ordonnée sa partie imaginaire. Ainsi le zéro du déterminant est recherché sur cette zone restreinte.

L'un des nombreux avantages est qu'il n'est pas nécessaire, comme pour la MEF, d'ajouter un domaine supplémentaire à la structure pour déterminer les pertes de confinement. De plus, le cas des inclusions circulaires peut être généralisé à des inclusions elliptiques. Dans ce cas, les matrices de diffraction ne seront plus calculées analytiquement, mais numériquement, ce qui allongera le temps de calcul. Précisons que cette méthode ne nécessite aucun maillage de la structure.

Détermination des structures de bandes

L'objectif est de déterminer les relations de dispersion ainsi que les profils des modes électro-magnétiques d'une structure périodique quelconque. Il faut pour cela résoudre l'équation de Helmholtz, précédemment définie comme :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \vec{H}_\omega \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}_\omega \quad (\text{A.14})$$

$$\text{et } \vec{\nabla} \cdot \vec{H}_\omega = 0 \quad (\text{A.15})$$

pour un cristal photonique, où $\epsilon(\vec{r})$ est la permittivité diélectrique du milieu. La notation \vec{H}_ω est effectuée pour souligner que le champ magnétique correspond à une fréquence spécifique.

Ensuite, pour être traitée avec une méthode de différences finies, cette équation doit être transformée en un problème fini en développant le champ dans une base particulière : les ondes planes [7]. La méthode développée dans cette partie est nommée pour cette raison *méthode de développement en ondes planes*. Cela permet en effet de convertir l'équation de Helmholtz différentielle en un système d'équations linéaires, solvable numériquement. Le champ magnétique $\vec{H}(\vec{r})$ possédant la même périodicité que le milieu diélectrique $\epsilon(\vec{r})$, ce champ peut être ainsi décomposé suivant la relation :

$$\vec{H}_\omega^k(\vec{r}) = \sum_{G,\lambda} h_{G,\lambda} \vec{e}_\lambda e^{i(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}} \quad (\text{A.16})$$

où le vecteur \vec{G} correspond au vecteur de base du réseau réciproque du cristal photonique (voir annexe 2). Avec cette notation, chaque mode est représenté avec le vecteur d'onde \vec{k} , et est construit en une succession d'ondes planes de vecteur d'onde $\vec{k} + \vec{G}$. Le terme e_λ correspond aux deux vecteurs unitaires correspondant aux états de polarisation de l'onde plane. L'étude sur une section transverse du cristal impose $\vec{e}_\lambda \cdot (\vec{k} + \vec{G}) = 0$. De plus, il faut notamment décomposer la permittivité diélectrique $\epsilon(\vec{r})$ en une série d'ondes planes. Comme pour le champ $\vec{H}(\vec{r})$, seuls sont pris en compte les vecteurs appartenant à la base du réseau réciproque. L'onde plane ayant comme vecteur d'onde $\vec{G} - \vec{G}'$ a comme coefficient $\epsilon(G, G')$.

Une fois ce développement réalisé, il suffit de l'insérer dans l'équation (A.15). Nous

obtenons alors le système linéaire suivant :

$$\sum_{(G,\lambda)'} \Theta_{(G,\lambda),(G,\lambda)'}^k \cdot h_{(G,\lambda)} = \frac{\omega^2}{c^2} \cdot h_{(G,\lambda)} \quad (\text{A.17})$$

avec

$$\Theta_{(G,\lambda),(G,\lambda)'}^k = \frac{1}{\epsilon(G, G')} \cdot \{\overrightarrow{k + G} \wedge \overrightarrow{e_\lambda}\} \cdot \{\overrightarrow{k + G'} \wedge \overrightarrow{e_{\lambda'}}\} \quad (\text{A.18})$$

résolvable numériquement. Il suffit ensuite, grâce à des méthode de diagonalisation de matrice, d'imposer un vecteur d'onde \overrightarrow{k} (donc un indice effectif) et de déduire toutes les valeurs propres $(\omega/c)^2$ satisfaisant le système (A.18). Ainsi peut être tracé le diagramme de bandes d'une structure diélectrique périodique.

Au cours de mes travaux fut utilisée une méthode numérique (vectorielle) développée par le Massachusetts Institute of Technology (MIT). Leur programme, disponible gratuitement (MIT Photonic Band : MPB), nous a permis de calculer les bandes interdites photoniques de toutes structure diélectrique périodique, sans dispersion du matériau.

Annexe 2 : Zone de Brillouin

La détermination des bandes interdites photoniques s'effectue grâce à de nombreux outils numériques. La méthode MPB de l'annexe 1 permet par exemple de déterminer tous les couples (β, k) des modes de Bloch autorisés à se propager dans la structure diélectrique périodique 2D avec une invariance suivant l'axe \vec{z} . Ces modes possèdent une amplitude (pour le champ magnétique) donnée par la relation suivante :

$$\vec{h}(\vec{r}) = \vec{g}(\vec{\rho}) \times \exp\left(-i(\beta z + \vec{k}_T \cdot \vec{\rho})\right) \quad (\text{B.1})$$

avec

$$\vec{g}(\vec{\rho} + \vec{R}) = \vec{g}(\vec{\rho}) \quad (\text{B.2})$$

le vecteur \vec{R} étant le vecteur translation de la maille dans l'espace direct, défini par la relation :

$$\vec{R} = k \vec{a}_1 + l \vec{a}_2, \text{ avec } k, l \in \mathbb{Z} \quad (\text{B.3})$$

où \vec{a}_1 et \vec{a}_2 sont les vecteurs de base de la maille (voir figure 1.3). Le vecteur \vec{R} de la maille est associé au vecteur \vec{G} , défini comme le vecteur de maille du réseau réciproque équivalent. Ce vecteur peut aussi être écrit en fonction des vecteurs de base du réseau réciproque \vec{b}_1 et \vec{b}_2 :

$$\vec{G} = k' \vec{b}_1 + l' \vec{b}_2, \text{ avec } k', l' \in \mathbb{Z} \quad (\text{B.4})$$

Les vecteurs \vec{b}_1 et \vec{b}_2 peuvent alors être déduits de la relation reliant les vecteurs \vec{R} et \vec{G} :

$$\vec{G} \cdot \vec{R} = n \cdot 2\pi \quad (\text{B.5})$$

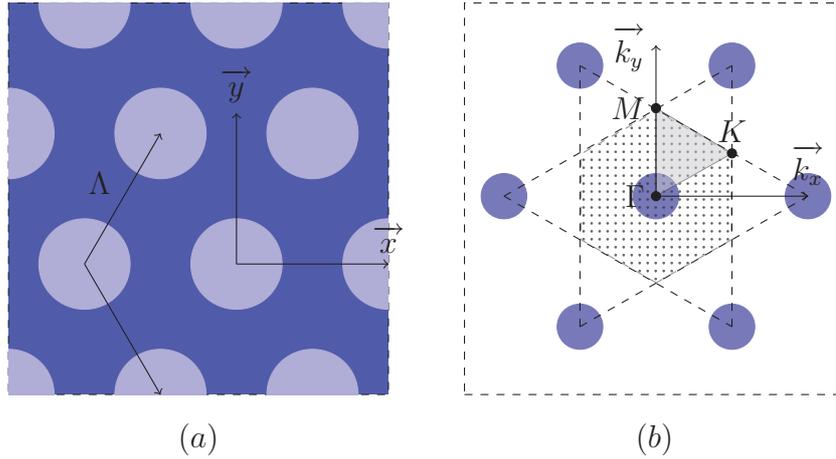


FIG. B.13: (a) Structure périodique triangulaire à 2 dimensions d'inclusions d'indice n_{haut} au sein d'un matériau d'indice n_{bas} . (b) Représentation de la première zone de Brillouin (hexagone) ainsi que de sa partie irréductible par le triangle ayant comme sommets les points Γ , K et M .

où n est un entier. Ainsi \vec{b}_1 et \vec{b}_2 sont déduits à partir des vecteurs de base du réseau direct par :

$$\vec{b}_1 = 2 \times \pi \times \frac{\vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2} \quad (\text{B.6})$$

$$\vec{b}_2 = 2 \times \pi \times \frac{\vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2} \quad (\text{B.7})$$

Il peut être démontré que les modes de Bloch avec un vecteur d'onde \vec{k} puis $\vec{k} + \vec{G}$ sont identiques. Cela signifie que la zone d'étude peut être réduite à une zone délimitée dans le réseau réciproque. Chaque valeur du vecteur \vec{k} hors de cette zone peut alors être déduite en ajoutant le vecteur \vec{G} . Cette zone est appelée communément *zone de Brillouin*, et est représentée figure B.13 (b) pour une maille dans le réseau direct triangulaire (B.13 (a)).

La zone de Brillouin associée (dans l'espace $\vec{k}_T = (\vec{k}_x, \vec{k}_y)$) est de forme hexagonale (pointillés). Il est alors possible de limiter les calculs à la zone de Brillouin pour \vec{k}_T puisque les translations par les différents vecteurs \vec{G} permettent de couvrir l'intégralité du réseau périodique. De plus, la partie irréductible de la zone de Brillouin, en zone grisée, est représentée par le triangle dont les sommets Γ , M et K ont pour coordonnées $\Gamma=(0,0)$, $M=(0, 2\pi/\sqrt{3}\Lambda)$, et $K=(2\pi/3\Lambda, 2\pi/\sqrt{3}\Lambda)$.

La détermination numérique du diagramme de bandes par la méthode de décomposition en ondes planes du MIT se limite à la zone irréductible de Brillouin. En effectuant une analogie entre la physique du solide et les cristaux photoniques, le calcul des bords

de bandes photoniques peut être limité aux vecteurs \vec{k}_T placés sur le bord de la zone de Brillouin, aux points de symétrie (Γ , M et K (pour une maille triangulaire) [57].

Annexe 3 : Méthode de mesure expérimentale des pertes totales dite par coupures successives

Les pertes totales que subit la lumière au cours de sa propagation dans une fibre optique sont mesurables expérimentalement par la méthode souvent exploitée de coupures successives (figure C.14). Pour estimer ces pertes, une lumière provenant d'une source mono ou poly-chromatique est tout d'abord injectée dans le coeur du guide d'onde. Après une certaine distance de propagation, la puissance de sortie P_T est mesurée par un détecteur (analyseur de spectre optique si la source est poly-chromatique, ou détecteur de puissance sinon). Sans modifier l'injection en entrée de fibre, une longueur de fibre D est coupée. La puissance en sortie du guide est de nouveau mesurée à l'aide du même détecteur. L'écart de puissance obtenue est associée aux pertes introduites par le guide d'onde sur la longueur D .

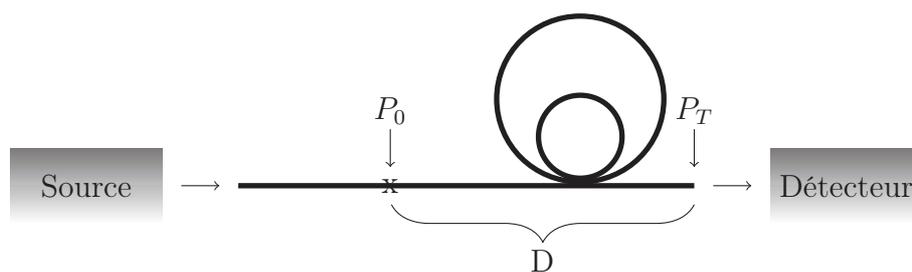


FIG. C.14: Méthode expérimentale de coupures successives utilisée pour mesurer les pertes totales d'une fibre optique. P_0 et P_T représentent respectivement la puissance incidente sur le tronçon D et la puissance transmise.

Au cours de la propagation dans la fibre, la puissance de chaque mode est alors supposée décroître de façon exponentielle avec son propre coefficient d'atténuation. La mesure n'est alors vraiment adéquate que si un seul mode est excité entre les deux points P_0 et P_T . La coupe de la fibre (croix de la figure C.14) doit être alors suffisamment éloignée

de l'injection (en général plusieurs mètres) pour assurer une disparition des modes non guidés ou guidés d'ordre supérieur (caractérisés par des pertes élevées), pauvrement excités en entrée de fibre. De plus, cette méthode expérimentale suppose des pertes uniformément réparties le long de la fibre.

Ainsi, sur le tronçon de fibre D , la puissance transmise P_T peut s'exprimer en fonction de la puissance incidente P_0 par :

$$P_T = P_0 \exp(-2\alpha D) \quad (\text{C.1})$$

α étant le coefficient d'atténuation linéaire en *amplitude* en m^{-1} , les pertes étant généralement exprimées en dB/km :

$$\alpha_{\text{dB}} = -\frac{10}{D} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right) = 8.686\alpha \quad (\text{C.2})$$

La précision de mesure de cette méthode est limitée par la puissance injectée dans la fibre qui doit rester constante au cours de la manipulation (fluctuations de la source et désalignement de l'injection), ainsi que par la clive de sortie. Pour limiter cette dernière source d'erreur, des tests de reproductibilité sont effectués avant et après la coupe de la fibre.

Bibliographie

- [1] J. Knight, T. Birks, P. Russel, and D. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Optics Letters*, Vol. 21, p. 1547–1549, 1996.
- [2] R. Cregan, B. Mangan, J. Knight, T. A. Birks, P. Russel, P. Roberts, and D. Allan, “Single-mode photonic band gap guidance of light in air,” *Sciences*, Vol. 285, No. 5433, p. 1537–1539, 1999.
- [3] F. Luan, A. George, T. Hedley, G. Pearce, D. Bird, J. Knight, and P. Russel, “All-solid photonic bandgap fiber,” *Optics Letters*, Vol. 29, No. 20, p. 2369–2371, 2004.
- [4] A. Argyros, T. A. Birks, S. Leon-Saval, C. Cordeiro, F. Luan, and P. Russel, “Photonic bandgap with an index step of one percent,” *Optics Express*, Vol. 13, p. 309–314, 2005.
- [5] G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, F. Lopez, L. Provino, and 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, p. 8452–8459, 2005.
- [6] J. Riishede, J. Laegsgaard, J. Broeng, and A. Bjarklev, “All-silica photonic bandgap fibre with zero dispersion and a large mode area at 730 nm,” *Journal of optics a pure and applied optics*, Vol. 6, No. 667-670, 2004.
- [7] J. Joannopoulos, R. Meade, and J. Winn, *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, 1995.
- [8] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 2005.
- [9] S. Johnson and J. Joannopoulos, “Block-iterative frequency-domain methods for maxwell’s equations in a planewave basis,” *Optics Express*, Vol. 8, p. 173–190, 2001.
- [10] T. Birks, J. Knight, and P. Russel, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber,” *Optics Letters*, Vol. 22, p. 961–963, 1997.

- [11] J. Knight, T. Birks, and P. Russel, "Properties of photonic crystal fiber and the effective index model," *Journal of the Optical Society of America A*, Vol. 15, p. 748–752, 1998.
- [12] A. W. Snyder and J. Love, *Optical Waveguide Theory*. Chapman and Hall, 1983.
- [13] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*. Academic Press Limited, 1991.
- [14] [Online]. Available : http://www.corning.com/opticalfiber/products/SMF-28e_fibers.aspx
- [15] G. Renversez, F. Bordas, and B. Kuhlmeiy, "Second mode transition in microstructured optical fibers : determination of the critical geometrical parameter and study of the matrix refractive index and effects of cladding size," *Optics Letters*, Vol. 30, No. 11, p. 1264–1266, 2005.
- [16] F. brechet, P. Roy, J. Marcou, and D. Pagnoux, "Singlemode propagation into depressed-core-index photonic-bandgap fibre designed for zero-dispersion propagation at short wavelengths," *Electron. Lett.*, Vol. 36, No. 6, p. 514–515, 2000.
- [17] J. Flanagan, R. Amezcua-Correa, F. Poletti, J. Hayes, N. Broderick, and D. Richardson, "Parasitic modes in large mode area microstructured fibers," in *OFC/NFOEC*, OSA, Ed., Vol. OML4. Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference, 2007, p. 1–3.
- [18] B. Kuhlmeiy, R. McPhedran, and C. M. de Sterke, "Modal cutoff in microstructured optical fibers," *Optics Letters*, Vol. 27, No. 19, p. 1684–1686, 2002.
- [19] B. Kuhlmeiy, G. Renversez, and D. Maystre, "Chromatic dispersion and losses of microstructured optical fibers," *Applied Optics*, Vol. 42, No. 4, p. 634, 2003.
- [20] J. Knight, J. Arriaga, T. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. Wadsworth, and P. Russel, "Anomalous dispersion in photonic crystal fiber," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, No. 7, p. 807–809, 2000.
- [21] W. Reeves, D. Skryabin, F. Biancalana, J. Knight, P. Russel, F. Omenetto, A. Efimov, and A. Taylor, "Transformation and control of ultra-short pulses in dispersion-engineered photonic crystal fibres," *Nature*, Vol. 424, p. 511–515, 2003.

- [22] K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa, and E. Sasaoka, "Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers : application to ultra-flattened dispersion," *Optics Express*, Vol. 11, p. 843–852, 2003.
- [23] G. Renversez, B. Kuhlmeier, and R. McPhedran, "Dispersion management with microstructured optical fibers : ultraflattened chromatic dispersion with low losses," *Optics Letters*, Vol. 28, No. 12, p. 989–991, 2003.
- [24] [Online]. Available : <http://www.crystal-fibre.com/products/active.shtm>
- [25] J. Knight, T. Birks, R. Cregan, P. Russel, and P. de Sandro, "Large mode area photonic crystal fibre," *IEEE Electronics Letters*, Vol. 34, p. 1347–1348, 1998.
- [26] N. Mortensen, M. Nielsen, J. Folkenberg, A. Perterson, and H. Simonsen, "Improved large-mode-area endlessly single-mode photonic crystal fibers," *Optics Letters*, Vol. 28, No. 6, p. 393–395, 2003.
- [27] J. Limpert, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen, "Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier," *Optics Express*, Vol. 12, p. 1313–1319, 2004.
- [28] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th Ed. Academic Press, 2007.
- [29] A. Gaeta, "Nonlinear propagation and continuum generation in microstructured optical fibers," *Optics Letters*, Vol. 27, No. 11, p. 924–926, 2002.
- [30] W. Wadsworth, R. Percival, G. Bouwmans, J. Knight, and P. Russel, "High power air-clad photonic crystal fibre laser," *Optics Express*, Vol. 11, p. 48–53, 2003.
- [31] M. Myaing, J. Ye, T. Norris, T. Thomas, J. Baker, W. Wadsworth, G. Bouwmans, J. Knight, and P. Russel, "Enhanced two-photon biosensing with double-clad photonic crystal fibers," *Optics Letters*, Vol. 28, No. 14, p. 1224–1226, 2003.
- [32] P. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. Mangan, D. Williams, L. Farr, M. Mason, A. Tomlinso, T. Birks, J. Knight, and P. Russel, "Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres," *Optics Express*, Vol. 13, p. 236–244, 2005.
- [33] J. Shephard, J. Jones, D. Hand, G. Bouwmans, J. Knight, P. Russel, and B. Mangan, "High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core PBG fibers," *Optics Express*, Vol. 12, p. 717–723, 2004.

- [34] T. Ritari, J. Tuominen, H. Ludvigsen, J. Petersen, T. Sorensen, T. Hansen, and H. Simonsen, "Gas sensing air-guiding photonic bandgap fibers," *Optics Express*, Vol. 12, p. 4080–4087, 2004.
- [35] S. Lebrun, P. Delaye, R. Frey, and G. Roosen, "High-efficiency single-mode raman generation in a liquid-filled photonic bandgap fiber," *Optics Letters*, Vol. 32, No. 4, p. 337–33, 2007.
- [36] R. Zhang, J. Teipel, and H. Giessen, "Theoretical design of a liquid-core photonic crystal fiber for supercontinuum generation," *Optics Express*, Vol. 14, p. 6800–6812, 2006.
- [37] F. Benabid, G. Bouwmans, J. Knight, P. Russel, and F. Couny, "Ultrahigh efficiency laser wavelength conversion in a gas-filled hollow core photonic crystal fiber by pure stimulated rotational raman scattering in molecular hydrogen," *Physical Review Letters*, Vol. 93, No. 12, p. 123 903–1 – 123 903–4, 2004.
- [38] A. Wang, A. George, and J. Knight, "Three-level neodymium fiber laser incorporating photonic bandgap fiber," *Optics Letters*, Vol. 31, p. 1388–1390, 2006.
- [39] H. Lim and F. Wise, "Control of dispersion in a femtosecond ytterbium laser by use of hollow-core photonic bandgap fiber," *Optics Express*, Vol. 12, p. 2231–2235, 2004.
- [40] D. Ouzounov, F. Ahmad, D. Müller, N. Venkataraman, M. Gallagher, M. Thomas, J. Silcox, K. Koch, and A. Gaeta, "Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers," *Sciences*, Vol. 301, p. 1702–1704, 2003.
- [41] A. Isomäki and O. Okhotnikov, "Femtosecond soliton mode-locked laser based on ytterbium-doped photonic bandgap fiber," *Optics Express*, Vol. 14, p. 9238–9243, 2006.
- [42] M. Duguay, Y. Kokubun, and T. Koch, "Antiresonant reflecting optical waveguides in SiO₂-Si multilayer structures," *Applied Physics Letters*, Vol. 49, 1986.
- [43] N. Litchinitser, A. Abeeluck, C. Headley, and B. Eggleton, "Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguide," *Optics Letters*, Vol. 27, p. 1592–1594, 2002.
- [44] P. Steinvurzel, B. Kuhlmeier, T. White, M. Steel, C. M. de Sterke, and B. Eggleton, "Long wavelength anti-resonant guidance in high index inclusion microstructured fibers," *Optics Express*, Vol. 12, No. 22, p. 5424–5433, 2004.

- [45] A. Argyros, "Guided modes and loss in bragg fibres," *Optics Express*, Vol. 10, No. 24, p. 1411–1417, 2002.
- [46] S. Johnson, M. Ibanescu, M. Skorobogatiy, O. Weisberg, T. Engeness, M. Soljacic, S. Jacobs, J. Joannopoulos, and Y. Fink, "Low-loss asymptotically single-mode propagation in large-core omniguide fibers," *Optics Express*, Vol. 9, No. 13, p. 748–779, 2001.
- [47] J. Broeng, S. Barkou, T. Sondergaard, and A. Bjarklev, "Analysis of air-guiding photonic bandgap fibers," *Optics Letters*, Vol. 25, No. 2, p. 96–98, 2000.
- [48] J. West, C. Smith, N. Borrelli, D. Allan, and K. Koch, "Surfaces modes in air-core photonic band-gap fibers," *Optics Express*, Vol. 12, p. 1485–1496, 2004.
- [49] K. Saitoh, N. Mortensen, and M. Koshiba, "Air-core photonic band-gap fibers : the impact of surfaces modes," *Optics Express*, Vol. 12, p. 394–400, 2004.
- [50] R. Bise, R. Windeler, K. Kranz, C. Kerbage, B. Eggleton, and D. Trevor, "Tunable photonic band gap fiber," *OSA Trends in Optics and Photonics*, 2002.
- [51] T. Larsen, A. Bjarklev, D. Hermann, and J. Broeng, "Optical devices based on liquid crystal photonic bandgap fibres," *Optics Express*, Vol. 11, p. 2589–2596, 2003.
- [52] J. Jasapara, T. Her, R. Bise, R. Windeler, and D. DiGiovanni, "Groupe-velocity dispersion measurements in a photonic bandgap fiber," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 20, No. 8, p. 1611–1615, 2003.
- [53] A. Argyros, T. A. Birks, S. Leon-Saval, C. Cordeiro, and P. Russel, "Guidance properties of low-contrast photonic bandgap fibres," *Optics Express*, Vol. 13, p. 2503–2511, 2005.
- [54] P. Villeneuve and M. Piché, "Photonic band gaps in two-dimensional square and hexagonal lattices," *Phys. Rev. B*, Vol. 46, p. 4969–4972, 1992.
- [55] T. Birks, P. Roberts, P. Russel, D. Atkin, and T. Shepherd, "Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures," *Electron. Lett.*, Vol. 31, No. 22, p. 1941–1943, 1995.
- [56] T. A. Birks, D. Bird, T. Hedley, J. Pottage, and P. Light, "Scaling laws and vector effects in bandgap-guiding fibres," *Optics Express*, Vol. 12, p. 69–74, 2004.

- [57] M. Perrin, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, and M. Douay, "Coexistence of total internal reflexion and bandgap modes in solid core photonic bandgap fibre with interstitial air holes," *Optics Express*, Vol. 15, p. 13 783–13 795, 2007.
- [58] T. Birks, G. Pearce, and D. Bird, "Approximate band structure calculation for photonic bandgap fibres," *Optics Express*, Vol. 14, No. 20, p. 9483–9490, 2006.
- [59] G. Renversez, P. Boyer, and A. Sagrini, "Antiresonant reflecting optical waveguide microstructured fibers revisited : a new analysis based on leaky mode coupling," *Optics Express*, Vol. 14, p. 5682–5687, 2006.
- [60] C. Vassallo, *Théorie des guides d'ondes électromagnétiques*, Eyrolles, Ed. collection technique et scientifique des télécommunications, 1985.
- [61] N. Litchinitser, S. Dunn, B. Eggleton, T. White, R. McPhedran, and C. M. de Sterke, "Resonances in microstructured optical wavaguides," *Optics Express*, Vol. 11, p. 1243–1251, 2002.
- [62] T. White, R. McPhedran, C. M. de Sterke, N. Litchinitser, and B. Eggleton, "Resonance and scattering in microstructured optical fibers," *Optics Letters*, Vol. 27, p. 1977–1979, 2002.
- [63] T. Likowski and F. Kapron, "Parabolic cutoffs : A comparaison of theories," *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 67, p. 1185–1187, 1977.
- [64] M. Chung and C. Kim, "Analysis of optical fibers with graded-index profile by a combination of modified airy fonctions and WKB solutions," *J. Lightwave Technology*, Vol. 17, p. 2534–2541, 1999.
- [65] [Online]. Available : www.physics.usyd.edu.au/cudos/mofsoftware
- [66] T. White, B. Kuhlmeiy, R. McPhedran, D. Maystre, G. Renversez, C. M. de Sterke, and L. Botten, "Multipole method for microstructured optical fibers. I. formulation," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, No. 10, p. 2322–2330, 2002.
- [67] B. Kuhlmeiy, T. White, G. Renversez, D. Maystre, L. Botten, C. M. de Sterke, and R. McPhedran, "Multipole method for microstructured optical fibers. II. implementation and results," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, No. 10, p. 2331–2340, 2002.
- [68] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeiy, S. Guenneau, and D. Felbacq, *Foundations of Photonic Crystal Fibres*. Imperial College Press, 2005.

- [69] *COMSOL Multiphysics Technical user's manual*, www.comsol.com.
- [70] [Online]. Available : http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/MIT_Photonic_Bands
- [71] L. Jeunhomme, *Single-Mode Fiber Optics : Principles and Applications*. Marcel Dekker, INC, 1990.
- [72] L. Cohen, W. Mammel, and S. Lumish, "Tailoring the shapes of dispersion spectra to control bandwidths in single-mode fibers," *Optics Letters*, Vol. 7, p. 183–185, 1982.
- [73] B. Kuhlmeiy, "Theoretical and numerical investigation of the physics of microstructured optical fibres," Thèse de doctorat, Cotutelle entre l'université de Paul Cézanne Aix-Marseille III et de Sydney, 2000-2003.
- [74] M. Koshiba and K. Saitoh, "Simple evaluation of confinement losses in holey fibers," *Opt. Commun.*, Vol. 253, p. 95–98, 2005.
- [75] T. White, R. McPhedran, C. de Sterke, L. Botten, and M. Steel, "Confinement losses in microstructured optical fibers," *Optics Letters*, Vol. 26, No. 21, p. 1660–1662, 2001.
- [76] K. Saitoh and M. Koshiba, "Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers," *Optics Express*, Vol. 13, p. 267–274, 2005.
- [77] B. Kuhlmeiy, R. McPhedran, C. de Sterke, P. Robinson, G. Renversez, and D. Maystre, "Microstructured optical fibers : where's the edge?" *Optics Express*, Vol. 10, p. 1285–1290, 2002.
- [78] J. Laegsgaard, "Gap formation and guided modes in photonic bandgap fibres with high-index rods," *Journal of optics a pure and applied optics*, Vol. 6, p. 798–804, 2004.
- [79] Y. Li, C. Wang, T. Birks, and D. Bird, "Effective index method for all-solid photonic bandgap fibres," *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, Vol. 9, p. 858–861, 2007.
- [80] H. Unger, *Planar optical waveguides and fibres*. Clarendon Press-Oxford, 1977.
- [81] T. Hasegawa, T. Saitoh, D. Nishioka, E. Sasaoka, and T. Hosoya, "Bend-insensitive single-mode holey fibre with smf-compatibility for optical wiring applications," ECOC, Ed., No. WE273, 2003.

- [82] S. Février, R. Jamier, J. Blondy, S. Semjonov, M. Likhachev, M. Bubnov, E. Dianov, V. Khopin, M. Salganskii, and A. Guryanov, "Low-loss singlemode large mode area all-silica photonic bandgap fiber," *Optics Express*, Vol. 14, No. 2, p. 563, 2006.
- [83] D. Pagnoux, J. Blondy, P. D. Bin, P. Faugeras, and P. Facq, "Azimuthal far-field analysis for the measurement of the effective cutoff wavelength in single-mode fibers-effects of curvature, length, and index profile," *J. Lightwave Technology*, Vol. 12, No. 3, p. 385–391, 1994.
- [84] K. Reichenbach and C. Xu, "The effects of randomly occurring nonuniformities on propagation in photonics crystal fibers," *Optics Express*, Vol. 13, p. 2799–2807, 2005.
- [85] I. Hwang, Y. Lee, and Y. Lee, "Birefringence induced by irregular structure in photonic crystal fiber," *Optics Express*, Vol. 11, p. 2799–2806, 2003.
- [86] T. Monro, P. Bennet, N. Broderick, and D. Richardson, "Holey fibers with random cladding distributions," *Optics Letters*, Vol. 25, No. 4, p. 206–208, 2000.
- [87] V. Pureur, G. Bouwmans, M. Perrin, Y. Quiquempois, and M. Douay, "Impact of transversal defects on confinement loss of an all-solid 2-D photonic-bandgap fiber," *J. Lightwave Technology*, Vol. 25, p. 3589–3596, 2007.
- [88] A. Bétourné, V. Pureur, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, L. Bigot, M. Perrin, and M. Douay, "Solid photonic bandgap fiber assisted by an extra air-clad structure for low-loss operation around 1.5 micrometer," *Optics Express*, Vol. 15, p. 316–324, 2007.
- [89] V. Pureur, L. Bigot, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, M. Douay, and Y. Jaouen, "Ytterbium-doped solid core photonic bandgap fiber for laser operation around 980 nm," *Applied Physics Letters*, Vol. 92, p. 061113, 2008.
- [90] W. Gambling, H. Matsumura, and C. Ragdale, "Curvature and microbending losses in single-mode optical fibers," *Opt. Commun. Electron.*, Vol. 11, p. 43–59, 1979.
- [91] H. Taylor, "Bending effect in optical fibers," *J. Lightwave Technology*, Vol. LT-2, No. 5, p. 617–628, 1984.
- [92] S. Tomljenovic-Hanic, J. Love, and A. Ankiewicz, "Low-loss singlemode waveguide and fibre bends," *Electron. Lett.*, Vol. 38, p. 220–222, 2002.

- [93] T. Sorensen, J. Broeng, A. Bjarklev, E. Knudsen, and S. B. Libori, "Macro-bending loss properties of photonic crystal fibre," *Electron. Lett.*, Vol. 37, No. 5, p. 287, 2001.
- [94] J. Sakai and T. Kimura, "Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers," *Applied Optics*, Vol. 17, p. 1499–1506, 1978.
- [95] T. Hansen, J. Broeng, C. Jakobsen, G. Vienne, H. Simonsen, M. Nielsen, P. Skovgaard, J. Folkenberg, and A. Bjarklev, "Air-guiding photonic bandgap fibers : Spectral properties, macrobending loss, and practical handling," *J. Lightwave Technology*, Vol. 22, No. 11, p. 11–15, 2004.
- [96] D. Marcuse, "Influence of curvature on the losses of doubly clad fibers," *Applied Optics*, Vol. 21, No. 23, p. 4208, 1982.
- [97] K. Nagano, S. Kawasaki, and S. Nishida, "Change of the refractive index in an optical fiber due to external forces," *Applied Optics*, Vol. 17, No. 3, p. 2080, 1978.
- [98] R. Ulrich, S. Rashleigh, and W. Eickhoff, "Bending-induced birefringence in single-mode fibers," *Optics Letters*, Vol. 5, No. 6, p. 273–275, 1980.
- [99] T. Birks, F. Luan, G. Pearce, A. Wang, J. Knight, and D. Bird, "Bend loss in all-solid bandgap fibres," *Optics Express*, Vol. 14, p. 5688–5698, 2006.
- [100] J. Stone, G. Pearce, F. Luan, T. Birks, J. Knight, A. George, and D. Bird, "An improved photonic bandgap fiber based on an array of rings," *Optics Express*, Vol. 14, p. 6291–6296, 2006.
- [101] A. Wang, G. Pearce, F. Luan, D. Bird, T. Birks, and J. Knight, "All solid photonic bandgap fiber based on an array of oriented rectangular high index rods," *Optics Express*, Vol. 14, p. 10 844–10 850, 2006.
- [102] G. Ren, P. Shum, L. Zhang, M. Yan, X. Yu, W. Tong, and J. Luo, "Design of all-solid bandgap fiber with improved confinement and bend losses," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, p. 2560–1562, 2006.
- [103] G. Ren, P. Shum, L. Zhang, and X. Yu, "Low-loss all-solid photonic bandap fiber," *Optics Letters*, Vol. 32, No. 9, p. 1023–1025, 2007.
- [104] A. Bétourné, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, M. Perrin, and M. Douay, "Improvements of solid-core photonic bandgap fibers by means of interstitials air holes," *Optics Letters*, Vol. 32, No. 12, p. 1719–1721, 2007.

- [105] S. Bordais, "Etude des amplificateurs et lasers 1 micro-mètre de forte puissance à base de fibre double gaine dopée ytterbium," Thèse de doctorat, Université de Rennes 1, 2002.
- [106] J. Armitage, R. Wyatt, B. Ainslie, and S. Craigryan, "Highly efficient 980 nm operation of an Yb³⁺-doped silica fibre laser," *Electron. Lett.*, Vol. 25, p. 298, 1989.
- [107] K. Ylä-Jarkko, R. Selvas, D. Soh, J. Sahu, C. Codemard, L. Nilsson, S. Alam, and A. Grudinin, "A 3.5W 977 nm cladding-pumped jacketed air-clad ytterbium-doped fiber laser," in *Advanced Solid State Photonics*, OSA, Ed., Sans Antonio, 2003.
- [108] A. Bouchier, G. Lucas-Leclin, and P. Georges, "Frequency doubling of an efficient continuous wave single-mode Yb-doped fiber laser at 978 nm in a periodically-poled MgO :LiNbO₃ waveguide," *Optics Express*, Vol. 13, p. 6974, 2005.
- [109] L. Fu, M. Ibsen, D. Richardson, and D. Payne, "977 nm all-fiber DFB laser," *Photonics Technology Letters*, Vol. 16, p. 2442, 2004.
- [110] R. Selvas, J. Sahu, L. Fu, J. Jang, J. Nilsson, A. Grudinin, K. Ylä-Jarkko, S. Alam, P. Turner, and J. Moore, "High-power, low-noise, Yb-doped, cladding-pumped, three-level fiber sources at 980 nm," *Optics Letters*, Vol. 28, No. 13, p. 1093–1095, 2003.
- [111] L. Zenteno, J. Minelly, M. dejneka, and S. Crigler, "0.65W single-mode Yb-laser at 980 nm pumped by 1.1W Nd :YAG," in *Trends in Optics and Photonics-Advanced Solid State Lasers*, OSA, Ed., Davos, 2000.
- [112] L. Zenteno, J. Minelly, A. Liu, A. Ellison, S. Crigler, D. Walton, D. Kuksenkov, and M. dejneka, "1W single-transverse mode Yb-doped double-clad fibre laser at 978 nm," *Electron. Lett.*, Vol. 37, No. 13, p. 819, 2001.
- [113] J. Nilsson, J. Minelly, R. Paschotta, A. Tropper, and D. Hanna, "Ring-doped cladding-pumped single mode three-level fiber laser," *Optics Letters*, Vol. 23, p. 355, 1998.
- [114] C. Giles and E. Desurvire, "Modeling erbium-doped fiber amplifiers," *J. Lightwave Technology*, Vol. 9, p. 271, 1991.
- [115] D. Hanna, R. Percival, I. Perry, R. Smart, P. Sumi, and A. Tropper, "An Ytterbium-doped monomode fibre laser : Broadly tunable operation from 1.010 micrometer to

- 1.162 micrometer and three-level operation at 974 nm,” *Journal f Modern Optics*, Vol. 37, p. 517, 1990.
- [116] I. Malitson, “Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica,” *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 55, p. 1205–1209, 1965.

