

UNIVERSITÉ LILLE 1
LABORATOIRE PHLAM

THÈSE DE DOCTORAT

spécialité « Optique et Lasers »

par

Aurélie Bétourné

CONCEPTION ET CARACTÉRISATION DE NOUVELLES FIBRES OPTIQUES À CRISTAL PHOTONIQUE DITES HYBRIDES ET APPLICATIONS À L'OPTIQUE NON LINÉAIRE

Thèse soutenue le 10 décembre 2010 devant le jury composé de :

M. FETAH BENABID	Lecturer, Université de Bath	(Rapporteur)
M. GILLES RENVERSEZ	Professeur, Université d'Aix-Marseille	(Rapporteur)
M. VINCENT COUDERC	Directeur de recherche, Université de Limoges	(Examineur)
M. MAJID TAKI	Professeur, Université Lille 1	(Examineur)
M. YVES QUIQUEMPOIS	Professeur, Université Lille 1	(Directeur)
M. GÉRAUD BOUWMANS	Maître de Conférences, Université Lille 1	(Directeur)

A mes parents

REMERCIEMENTS

JE voudrais avant tout remercier les personnes qui ont accepté d'évaluer ce travail en faisant partie du jury de cette thèse. Je remercie en particulier Fetah Benabid et Gilles Renversez qui ont bien voulu corriger et critiquer ce mémoire. Merci également à Vincent Couderc ainsi qu'à Majid Taki qui a présidé ce jury.

Mes remerciements vont ensuite naturellement à mes deux directeurs, Yves Quiquempois et Géraud Bouwmans, pour leur soutien et leur disponibilité tout au long de cette thèse (avec une mention spéciale pour les dernières étapes durant lesquelles leur aide a été plus que précieuse!). Leurs compétences, leur convivialité et leurs conseils m'ont été très profitables et je tiens à les remercier chaleureusement. Je les remercie en particulier pour leur patience et pour la confiance qu'ils ont su m'accorder. J'ai ainsi eu la chance d'être guidée dans mon travail tout en bénéficiant d'une grande liberté, ce qui a rendu mon expérience de thèse très enrichissante et formatrice à mes yeux. Le travail numérique n'aurait pu être réalisé sans la contribution importante de Yves dans la résolution de nombreux problèmes tandis que le savoir-faire et l'implication de Géraud sur la partie expérimentale m'ont énormément appris. Je tiens également à remercier Géraud pour le temps consacré à de nombreuses discussions scientifiques. Il a toujours été disponible et ouvert lorsque je 'débarquais' avec des questions scientifico-existentielles souvent très mal formulées. La pertinence de ses remarques m'ont énormément fait progresser. Merci aussi à l'ensemble des membres de l'équipe photonique. La diversité de leurs personnalités et de leurs compétences m'ont donné un cadre de travail très agréable tant d'un point de vue personnel que professionnel. Merci en particulier à Marc Douay pour m'avoir accueillie dans son équipe, ainsi qu'à Alexandre Kudlinski et Arnaud Mussot pour leur sympathie et leur apport de compétences en optique non linéaire.

Un énorme merci également à la 'team' des doctorants de physique (François, Paul, Clément, Constant, Julien, Ludo, Maxence, Cécile et Pierre-Emmanuel), à la 'team' de 'la' doctorante en chimie (Elodie!!! Merci encore pour tout! Ton soutien a été essentiel pour moi, surtout dans les moments difficiles), ainsi qu'à Filipe, dont on n'a jamais réellement su auquel des deux camps il appartenait, mais qui doit faire la révolution (c'est déjà ça!!!). Merci à vous pour avoir 'illuminé' ma vie au laboratoire (légère inspiration lyrique...) mais surtout pour les liens d'amitié que l'on a tissés au fil des années à grand renfort de soirées bière, carré des halles, welsch, sushis, moules-frites, golden wave, marché de Wazemmes, belote, tarot, débats scientifico-politico-philosophiques comme 'pour ou contre les zoos?', 'est-ce-que le rock est mort?' ou encore 'est-ce-que c'était vraiment mieux avant?'. Bref, j'ai passé des moments exceptionnels avec vous!

Je tiens également à remercier Isabelle, voisine de bureau et un peu 'seconde maman' à l'IRCICA , avec qui j'ai eu de nombreux échanges et qui m'a apporté beaucoup de réconfort dans les moments difficiles. Merci à Pierre, Elise et Claire pour les bons moments partagés (entre autre) au carré, et aussi pour la dédicace 'ballade dans Lille' le soir de ma soutenance! La grande classe! Eric et Nathouiiiiipp, un grand merci à vous pour votre soutien et pour cette amitié qui dure depuis presque toujours, et vive Ambleteuse! Je remercie également Christian (et Kitty !) pour toutes les belles années passées ensemble. Un énorme merci également à Aude, ma 'super pote' qui a toujours été là, malgré la distance, que ce soit dans les bons ou dans les mauvais moments. Merci pour ta confiance et ton soutien sans faille!

Enfin, je terminerai par remercier ma famille, mes parents et mon frère. Votre soutien a été pour moi d'une aide inestimable. Vous avez toujours été présents pour moi. Merci pour tout!

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES	vii
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
I Les fibres optiques à guidage par Bandes Interdites Photoniques	5
1 CONTEXTE ET MOTIVATIONS	9
1.1 HISTORIQUE	10
1.1.1 Contexte lié à l'émergence des fibres à BIP	11
1.1.2 Premières réalisations expérimentales	14
1.2 INTÉRÊT DES FIBRES À BIP ET EXEMPLES D'UTILISATION	16
1.2.1 Les fibres à BIP cœur creux	16
1.2.2 Les fibres à BIP cœur solide	17
1.3 ETAT DE L'ART ET DÉFIS À RELEVER	18
2 PRINCIPE DE PROPAGATION PAR RTI ET PAR BIP	19
2.1 PROPAGATION DANS UN MILIEU HOMOGENE INFINI ET DANS UN MILIEU HÉTÉROGÈNE PÉRIODIQUE INFINI	20
2.1.1 Propagation dans un milieu homogène infini	20
2.1.2 Propagation dans un milieu périodique infini	22
2.2 CONSTITUTION D'UN GUIDE : EXEMPLE DE FIBRES GUIDANT PAR RTI OU PAR BIP	25
2.2.1 La fibre conventionnelle guidant par RTI	25
2.2.2 La fibre à cristal photonique guidant par RTIM	26
2.2.3 La fibre à cristal photonique guidant par BIP	28
2.3 LIMITES DE CETTE ÉTUDE PRÉLIMINAIRE	29
3 GRANDEURS CARACTÉRISTIQUES DES MODES DE DÉFAUT DES DIFFÉRENTS TYPES DE STRUCTURE	31
3.1 DÉFINITION DES DIFFÉRENTES GRANDEURS CARACTÉRISTIQUES	31
3.1.1 Les pertes optiques	31
3.1.2 La dispersion chromatique de vitesse de groupe	32
3.1.3 L'aire effective	33
3.2 ÉVOLUTION SPECTRALE CLASSIQUE DE CES GRANDEURS SELON LE TYPE DE FIBRE	33
3.2.1 La fibre conventionnelle guidant par RTI	33
3.2.2 La fibre à cristal photonique guidant par RTIM	34
3.2.3 La fibre à cristal photonique guidant par BIP	36

CONCLUSION	39
II Analyse des diagrammes de dispersion des fibres BIP à faible contraste d'indice	41
4 DESCRIPTION DES DIAGRAMMES DE DISPERSION EN TERME DE RÉSONATEURS COUPLÉS	45
4.1 CARACTÉRISTIQUES MODALES D'UNE INCLUSION ISOLÉE D'INDICE HAUT	46
4.1.1 Dispersion au dessus de l'indice de la matrice	46
4.1.2 Dispersion en dessous de l'indice de la matrice	48
4.1.3 Evolution de la dispersion avec d et Δ	49
4.2 CARACTÉRISTIQUES MODALES D'UNE INCLUSION ISOLÉE D'INDICE BAS	50
4.3 PRÉSENTATION DU MODÈLE DE L'ARROW	51
4.4 INTERPRÉTATION DU DIAGRAMME DE BANDE EN TERME DE RÉSONATEURS COUPLÉS	54
4.4.1 Dispersion d'un réseau fini d'inclusions couplées	54
4.4.2 Dispersion d'un réseau périodique infini d'inclusions couplées	56
4.5 ÉVOLUTION DU DIAGRAMME DE BANDES EN FONCTION DES PARAMÈTRES DE LA STRUCTURE	58
4.5.1 Evolution en fonction du rapport d/Λ	58
4.5.2 Evolution en fonction du paramètre de guidage Δ	62
4.6 DISPERSION DES MODES DE DÉFAUT	65
5 NORMALISATION DES CONSTANTES DE PROPAGATION DANS UNE FIBRE BIP	71
5.1 NORMALISATION DE LA DISPERSION D'UNE INCLUSION ISOLÉE	72
5.1.1 Normalisation de la dispersion d'une inclusion isolée d'indice haut	72
5.1.2 Normalisation de la dispersion d'une inclusion isolée d'indice bas	77
5.2 GÉNÉRALISATION À LA DISPERSION DES MODES D'INCLUSIONS COUPLÉES	78
5.2.1 Loi d'échelle exacte (Δ et d/Λ constants)	80
5.2.2 Loi d'échelle approchée ($\Delta \ll 1$ et d/Λ constant)	80
5.2.3 Loi d'échelle hors de son domaine de validité (Δ ou d/Λ non constants)	81
5.3 NORMALISATION DE LA CONSTANTE DE PROPAGATION DU MODE DE DÉFAUT D'UNE FIBRE À BIP	83
5.3.1 Loi d'échelle exacte (Δ et d/Λ constants)	83
5.3.2 Loi d'échelle approchée ($\Delta \ll 1$ et d/Λ constant)	86
CONCLUSION	89

III Introduction aux fibres hybrides et exemples d'utilisation	93
6 CONCEPTION DE FIBRES HYBRIDES POUR LA RÉDUCTION DES PERTES	97
6.1 IMPACT DE LA COURBURE DANS LE CAS DES FIBRES BIP SOLIDES (TYPE A)	97
6.1.1 Présentation de la fibre BIP solide étudiée	97
6.1.2 Observations expérimentales	98
6.1.3 Grandeurs physiques liées aux pertes par confinement et par courbure	102
6.1.4 Interprétations théoriques à l'aide du diagramme de dispersion	106
6.2 ETUDE DE LA STRUCTURE DOUBLE-GAINE (TYPE B)	108
6.2.1 Présentation de la structure double-gaine	108
6.2.2 Modélisation	109
6.2.3 Résultats expérimentaux	112
6.3 ETUDE DE LA STRUCTURE DOUBLE-PÉRIODE (TYPE C)	117
6.3.1 Présentation de la structure double-période	117
6.3.2 Impact des trous d'air sur le diagramme de bandes	119
6.3.3 Résultats expérimentaux	120
6.3.4 Guidage hybride : coexistence d'un confinement BIP et RTIM	124
7 ACCORD DE PHASE POUR LA GÉNÉRATION DU 2nd OU DU 3^{ème} HARMONIQUE À L'AIDE D'UNE FIBRE HYBRIDE	129
8 CONTRÔLE DE LA GÉNÉRATION DE SUPERCONTINUUM À L'AIDE D'UNE FIBRE HYBRIDE À DOUBLE PÉRIODE	131
9 ETUDE NUMÉRIQUE DU GUIDAGE HYBRIDE D'UNE STRUCTURE DOUBLE GAINE	133
9.1 COMPARAISON AVEC UNE FIBRE BIP SOLIDE	133
9.1.1 Comportement aux courtes longueurs d'onde	133
9.1.2 Comportement aux grandes longueurs d'onde : guidage hybride	135
9.2 COMPARAISON AVEC UNE FIBRE RTIM	137
CONCLUSION	143
CONCLUSION GÉNÉRALE	145
A ANNEXES	149
A MÉTHODE DE FABRICATION	151
B TRANSFORMATION	153
BIBLIOGRAPHIE	155

INTRODUCTION GÉNÉRALE

En 1870, John Tyndall montre que la lumière peut être guidée dans un jet d'eau [1], prouvant ainsi qu'il est possible de contrôler, confiner la lumière et de la propager suivant une direction privilégiée. Depuis cette découverte, et plus particulièrement durant les dernières décennies, de nombreux travaux de recherche se sont orientés vers le contrôle des propriétés optiques des matériaux. Ces études portent notamment sur des matériaux permettant d'interdire la propagation de lumière ou au contraire, de l'autoriser uniquement dans certaines directions et pour certaines fréquences, ou encore de localiser la lumière dans une région privilégiée de l'espace. L'exemple le plus frappant est le développement fulgurant des fibres optiques en verre, permettant de guider la lumière, qui a révolutionné l'industrie des télécommunications. En effet, dans les années 1960, l'apparition des lasers, combinée au développement des fibres optiques, a permis d'envisager de nouveaux moyens de transmission de l'information, plus performants que le câble électrique déjà existant. L'atténuation et la sensibilité aux perturbations électromagnétiques sont beaucoup plus faibles dans les fibres optiques et leur bande passante est bien plus grande, autorisant la transmission d'informations à très grandes distances et à des débits nettement supérieurs à ceux du câble électrique. Les fibres optiques conventionnelles utilisées sont constituées d'un cœur, où la lumière est principalement confinée, entouré d'une gaine optique et d'une gaine de protection. L'indice de réfraction du cœur est supérieur à celui de la gaine confinante permettant à la lumière de se réfléchir totalement à l'interface cœur/gaine optique. On parle de guidage par Réflexion Totale Interne (RTI). Signalons également que les fibres optiques conventionnelles trouvent aussi des applications dans d'autres domaines tels que la médecine (endoscope à fibre, ablation laser par fibre), la métrologie (capteurs de pression, de température, de déformation, ligne à retard...). Elles peuvent également servir de source laser de bonne qualité spatiale (fibre monomode) de puissance ($> kW$) ou de finesse élevée (laser Brillouin).

D'un point de vue de la transmission d'information, la fibre optique conventionnelle est l'analogue photonique du câble coaxial électronique. De la même manière, les semi-conducteurs, qui ont révolutionné l'électronique via l'invention du transistor, trouvent un analogue en optique : les cristaux photoniques. Ces derniers ont été proposés en 1987 par Yablonovitch [2]. Les cristaux photoniques, ou matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP), sont des structures diélectriques dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une ou plusieurs directions de l'espace [3]. La périodicité de l'indice diélectrique joue le même rôle pour les photons que la périodicité du potentiel ionique dans un cristal pour

les électrons. De même qu'il existe des bandes permises et des bandes interdites pour les électrons, il apparaît des bandes interdites pour les photons (les BIP) dans les cristaux photoniques. A l'origine, ces derniers ont été proposés pour inhiber l'émission spontanée par annulation de la densité d'états dans la BIP [4]. L'absence de modes optiques au sein d'une BIP a ensuite été exploitée pour réaliser des miroirs parfaits, capables de réfléchir l'intégralité de l'énergie d'une onde lumineuse, quel que soit son angle d'incidence [5].

Dans ce contexte, P.St.J. Russell et ses collaborateurs envisagent, dès les années 90, la conception d'un nouveau type de fibre optique utilisant les propriétés de réflexion, dues aux BIP, des cristaux photoniques. La fibre reste invariante selon la direction de propagation tandis que sa section transverse est composée d'un cristal photonique 2D. Un défaut est créé dans ce réseau périodique afin de former le cœur de la structure. Ainsi, les BIP de la gaine périodique vont fortement réfléchir la lumière pour certaines gammes de fréquence et d'angles, permettant ainsi de piéger la lumière dans le cœur. Le profil d'indice particulier de ces fibres leur confère des propriétés optiques tout à fait originales (transmission par fenêtres spectrales, fortes dispersion de vitesse de groupe due à la géométrie du guide, possibilité de guider la lumière dans un cœur creux, etc.) permettant de surpasser et/ou compléter les propriétés optiques qu'il est possible d'obtenir dans les fibres conventionnelles. La 1^{ère} fibre guidant par BIP a été réalisée pour la première fois en 1998 [6], piégeant la lumière dans un cœur creux. Il faut attendre 2004 pour voir émerger une version entièrement solide de ce type de fibres. Ainsi, au début de cette thèse (en 2006), les fibres à BIP cœur creux avaient déjà fait l'objet d'intenses recherches tandis que les fibres à BIP entièrement solides étaient encore relativement peu étudiées.

Le groupe Photonique du laboratoire PhLAM, via la centrale technologique de l'IRCICA, est équipé d'une tour de fibrage et d'un équipement MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) permettant de réaliser les préformes à cœur dopé. L'activité du groupe s'est alors naturellement orientée vers la conception de fibres à cristal photonique à guidage par BIP, et tout particulièrement vers les fibres à BIP solide. Ainsi, Bouwmans et al. [7] rapportent en 2005 la fabrication d'une fibre BIP solide dont le minimum de pertes constituait à cette date le record obtenu dans ce type de fibre. Ces premiers résultats encourageants ont conduit le groupe photonique, notamment à travers cette thèse, à vouloir approfondir l'étude de ces fibres afin de mieux comprendre leurs mécanismes et d'explorer le potentiel de ces fibres qui allient les caractéristiques spécifiques d'un guidage par BIP aux avantages des fibres à cœur solide.

Ce manuscrit est décomposé en trois grandes parties. La première partie, comprenant les chapitres 1 à 3, a pour but principal d'introduire les fibres optiques à guidage par Bandes Interdites Photoniques (BIP). Le contexte lié à l'émergence de ces fibres, leurs spécificités et leurs intérêts y sont présentés. Cette première partie est aussi l'occasion d'appréhender de manière simple les trois grands types de mécanismes de confinement

de la lumière, à savoir la réflexion totale interne, la réflexion totale interne modifiée et le guidage par bandes interdites photoniques.

La seconde partie de ce manuscrit porte sur l'analyse des diagrammes de dispersion des fibres BIP à faible contraste d'indice. Le chapitre 4 a notamment pour but d'explicitier le diagramme de bande d'une fibre BIP à l'aide d'une approche basée sur le couplage de résonateurs de haut et de bas indice présents dans le cristal photonique. Cette approche permettra d'interpréter l'évolution des diagrammes de bandes en fonction de paramètres optogéométriques du cristal photonique. Le chapitre 5 traite quant à lui de notre étude sur la normalisation possible des constantes de propagations que ce soit pour le diagramme de bande ou pour le mode confiné dans le cœur qui possède une constante de propagation complexe.

La troisième partie de ce manuscrit est consacrée principalement à l'introduction de nouvelles structures appelées fibres hybrides et à leurs possibles applications. Dans un premier temps (chapitre 6), nous mettrons en évidence que les pertes par courbures sont un facteur limitatif important pour les fibres BIP solides. Pour remédier à ce problème nous présentons deux structures dans lesquelles des trous d'air ont été ajoutés. L'apport de ces nouvelles structures en terme de réduction des pertes par confinement et par courbure sera présenté aussi bien d'un point de vue théorique qu'expérimental. Suivent ensuite deux chapitres qui traiteront d'applications dans le domaine de l'optique non linéaire d'une des deux structures hybrides introduites précédemment. En effet le chapitre 7 présente une étude numérique démontrant qu'il est possible, pour la 1^{ère} fois, de concevoir une fibre hybride pouvant satisfaire l'accord de phase nécessaire pour la génération efficace de second ou troisième harmonique entre deux modes fondamentaux. Le chapitre 8 porte sur des études expérimentales, numériques et analytiques traitant de la génération de supercontinuum dans une fibre hybride et des avantages que l'on peut tirer de l'utilisation d'une fibre hybride par rapport à une fibre à cristal photonique plus classique. Enfin, le 9^{ème} et dernier chapitre propose une étude numérique comparative des propriétés linéaires d'une fibre hybride particulière mettant en relief les analogies et différences que ces propriétés peuvent présenter avec une fibre BIP solide ou une fibre RTIM.

Une synthèse de ces travaux ainsi que quelques perspectives sont données en conclusion de ce manuscrit.

Première partie

**Les fibres optiques à guidage
par Bandes Interdites
Photoniques**

CETTE première partie (chapitre 1 à 3) a pour but d'introduire les fibres optiques à guidage par Bandes Interdites Photoniques (BIP). Dans un premier temps (chapitre 1), le contexte lié à l'émergence de ces fibres sera exposé et les nombreux intérêts qu'elles présentent, par rapport à d'autres types de fibres, seront mis en avant. Nous donnerons également quelques exemples d'application exploitant les propriétés singulières respectives des fibres à BIP cœur creux puis des fibres à BIP cœur solide. L'état de l'art des fibres à BIP cœur solide en 2006, soit, au début de cette thèse, sera présenté ainsi que les nombreux défis à relever. Ceci nous permettra d'exposer les nombreuses voies d'exploration possibles sur ce sujet d'étude.

Le 2^{ème} chapitre de cette partie introductive a pour but d'appréhender simplement les mécanismes conduisant au confinement d'une onde dans une fibre. Nous nous intéresserons en particulier au principe de propagation dans les 3 principaux types de fibres que l'on distingue usuellement :

- La fibre conventionnelle guidant par Réflexion Totale Interne (RTI)
- La fibre à cristal photonique guidant par Réflexion Totale Interne Modifiée (RTIM)
- La fibre à cristal photonique guidant par BIP

Pour cela, la propagation d'un champ électromagnétique sera étudiée successivement dans un milieu homogène infini et dans un milieu périodique infini. Les notions de diagramme de dispersion d'indice effectif et de guide d'onde seront introduites.

Pour finir, le 3^{ème} chapitre définira les grandeurs classiques, caractéristiques d'un mode, à savoir, l'indice effectif, les pertes optiques, la Dispersion chromatique de Vitesse de Groupe (DVG) et l'aire effective. L'évolution spectrale générale de ces grandeurs sera également présentée pour le mode de cœur fondamental existant dans les 3 principaux types de fibre. Ceci nous permettra de souligner leurs spécificités.

CONTEXTE ET MOTIVATIONS

1

En premier lieu, rappelons qu'une fibre optique est un guide d'onde qui, par définition, permet de piéger et de propager la lumière¹. La figure 1.1 représente de manière schématique une telle fibre. Ce guide est constitué d'un cœur, où la lumière est majoritairement confinée, entouré d'une gaine et présente généralement une géométrie cylindrique. La gaine est composée d'un matériau diélectrique régulier (homogène ou non) dans lequel est introduit un défaut venant briser sa régularité. C'est ce défaut qui constitue le cœur de la fibre. Sous certaines conditions de fréquences et de directions, la lumière pourra se propager dans le cœur tandis que sa propagation sera interdite dans la gaine. Ainsi, l'onde lumineuse va être confinée transversalement dans le cœur de la fibre et se propager suivant son axe longitudinal, axe suivant lequel la structure est invariante et considérée comme infiniment longue face à ses dimensions transverses.

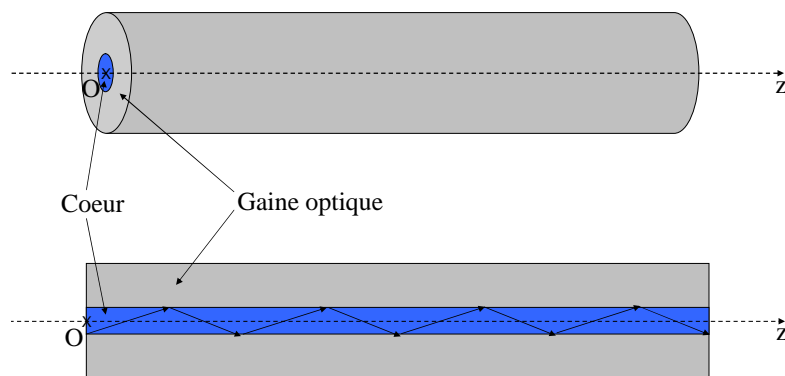


FIGURE 1.1 – Schéma d'une fibre optique à géométrie cylindrique. L'axe z représente l'axe d'invariance de la fibre et la direction de propagation de la lumière.

1. les termes "optique" ou "lumière" faisant référence au fait que les ondes guidées appartiennent à la partie visible du spectre électromagnétique étendu jusqu'au proche infra-rouge (soit des longueurs d'onde comprises entre 350nm et $2\mu\text{m}$ environ)

1.1 HISTORIQUE

Les fibres optiques conventionnelles, développées dans les années 1960, guident la lumière par Réflexion Totale Interne (RTI). Ces fibres possèdent un cœur homogène entouré d'une gaine homogène elle aussi, l'indice de réfraction du cœur n_c étant supérieur à celui de la gaine n_g (figure 1.2(a)).

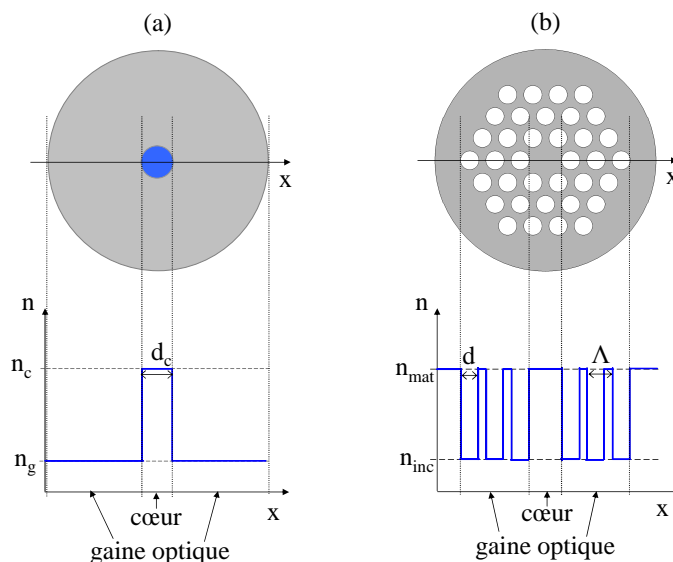


FIGURE 1.2 – Représentation schématique d'une coupe transverse et du profil d'indice associé (a) d'une fibre optique conventionnelle à saut d'indice guidant par Réflexion Totale Interne et (b) d'une fibre à cristal photonique guidant par Réflexion Totale Interne Modifiée. Typiquement, la gaine d'une fibre (b) est composée d'une partie d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice de silice, le cœur étant lui même en silice et correspondant à une omission d'un trou d'air. Le pas du réseau Λ est défini comme la distance entre le centre de deux inclusions successives de diamètre d .

Ce mécanisme de guidage est possible uniquement parce que le cœur de ces fibres présente un indice de réfraction supérieur à celui de la gaine qui l'entoure. La lumière peut ainsi être piégée dans le cœur puisqu'elle pourra être complètement réfléchi à l'interface avec la gaine.²

Les fibres optiques à Bandes Interdites Photoniques (BIP), quant à elles, guident la lumière dans le cœur grâce à la présence de Bandes Interdites Photoniques dans la gaine. Ces bandes interdites correspondent à des gammes de fréquences et d'angles pour lesquelles la lumière incidente sera fortement réfléchi, permettant ainsi de piéger la lumière dans le cœur. En dehors de ces bandes interdites, la lumière fuit dans la gaine. Ainsi, les fibres à BIP présentent une transmission sélective en longueur d'onde. L'existence de ces bandes provient de l'inhomogénéité de la gaine qui présente une structuration périodique transverse de son indice de réfraction (le cristal photonique), contrairement aux fibres conventionnelles

2. A titre indicatif, une fibre standard (SMF28 de la société *Corning*) possède un cœur dont le diamètre vaut $d_c=8,2\mu\text{m}$ (tandis que la gaine a un diamètre de $125\mu\text{m}$) et le ratio d'indice $\frac{n_c}{n_g}$ vaut 1,0036.

qui présentent une gaine homogène. Il devient dès lors possible de guider la lumière par un mécanisme physique totalement inédit jusqu'alors. De plus, l'idée de guider dans un cœur dont l'indice de réfraction est inférieur à celui de la gaine laisse entrevoir la possibilité de guider la lumière dans un cœur creux, ce qui était inenvisageable avec un guidage classique par RTI.

1.1.1 Contexte lié à l'émergence des fibres à BIP

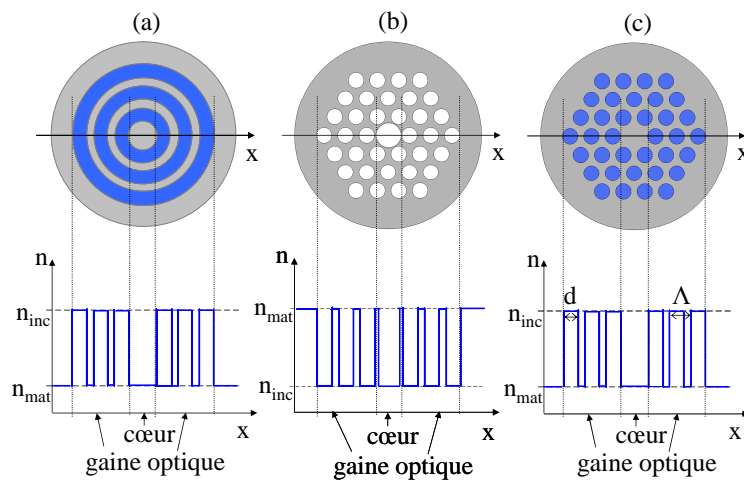


FIGURE 1.3 – Représentation schématique d'une coupe transverse et du profil d'indice associé de trois exemples typiques de fibres à cristal photonique guidant par BIP. (a) La fibre de Bragg (1D) dont la gaine est composée d'anneaux concentriques dont l'indice est supérieur à celui de la matrice. (b) La fibre BIP cœur creux (2D) dont la gaine est composée d'un réseau triangulaire d'inclusions d'air dont l'indice est inférieur à celui de la matrice en silice. Le cœur est constitué d'un large trou d'air. (c) La fibre BIP cœur solide (2D) dont la gaine est composée d'un réseau triangulaire d'inclusions dont l'indice est supérieur à celui de la matrice en silice. En omettant une inclusion au centre de la structure, il est possible de former un cœur en silice pure.

L'idée de guider la lumière par BIP plutôt que par RTI remonte à une quarantaine d'année [8][9], bien qu'à cette époque, on parle plutôt de guidage par réflexion de Bragg et les concepts de cristal photonique et de BIP ne sont pas véritablement explicités. La structure proposée alors est une fibre de Bragg (schématisée sur la figure 1.3(a)), fibre dont la gaine est structurée en anneaux concentriques de haut et bas indice de réfraction (cristal photonique à 1 dimension). Les premières tentatives de réalisation expérimentale s'appuient sur des designs ne faisant intervenir qu'un seul et unique matériau solide, permettant de guider dans un cœur creux entouré d'une gaine composée d'air et de silice pure [10]. Le travail sur ces fibres fut ensuite délaissé en raison de leur grande difficulté de fabrication, et également des progrès apportés par la technique MCVD [11] qui ouvre la voie à des structures "toute solide". Finalement, il faut attendre

l'année 2000 pour voir émerger la première fibre de Bragg qui est une version toute solide fabriquée par MCVD [12](Figure 1.7 (b)).

Théorie des bandes électroniques transposées au photon : apparition du cristal photonique

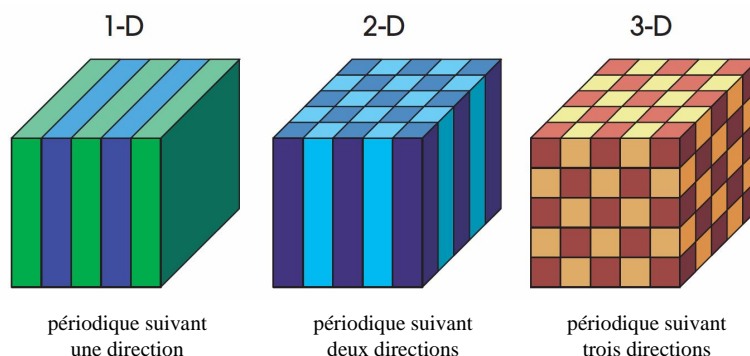


FIGURE 1.4 – Exemples simples de cristaux photoniques à 1, 2 et 3 dimensions. Les différentes couleurs représentent des matériaux d'indices de réfraction différents. Cette figure est extraite de [3].

Parallèlement à ces développements, l'idée fondamentale d'une structure présentant des BIP est formulée en 1987 par Yablonovitch et John [2][4]. Il s'agit alors de créer une structure diélectrique périodique en 3 dimensions présentant une BIP quelque soit la direction et l'état de polarisation de la lumière incidente (BIP complète). Ce concept comporte une forte analogie avec les bandes interdites électroniques des cristaux atomiques en physique du solide [13]. Suivirent de nombreuses études théoriques et expérimentales sur des cristaux photoniques 2D, 3D, de diverses géométries et compositions [3](Figure 1.4).

Des cristaux photoniques vers un nouveau type de fibre guidant par BIP

P.St.J. Russell et ses collaborateurs se concentrent sur la possibilité de créer un nouveau type de fibre optique utilisant des cristaux photoniques 2D (la fibre étant invariante dans la 3^{ème} dimension, l'axe longitudinal). Le problème rencontré alors est que le contraste d'indice nécessaire pour obtenir une BIP 2D complète, lorsque la propagation est réduite au plan transverse (plan de la périodicité), est très élevé et donc, difficile à réaliser en pratique (la structure la plus favorable nécessitant un ratio d'indice $n_{\text{haut}}/n_{\text{bas}}$ de 2.66 [14]). Puis, en 1995, T. Birks et al. démontrent qu'il est possible d'obtenir des BIP 2D complètes pour des contrastes d'indice bien plus faibles (en particulier entre l'air et la silice, ratio de 1,45) si l'on

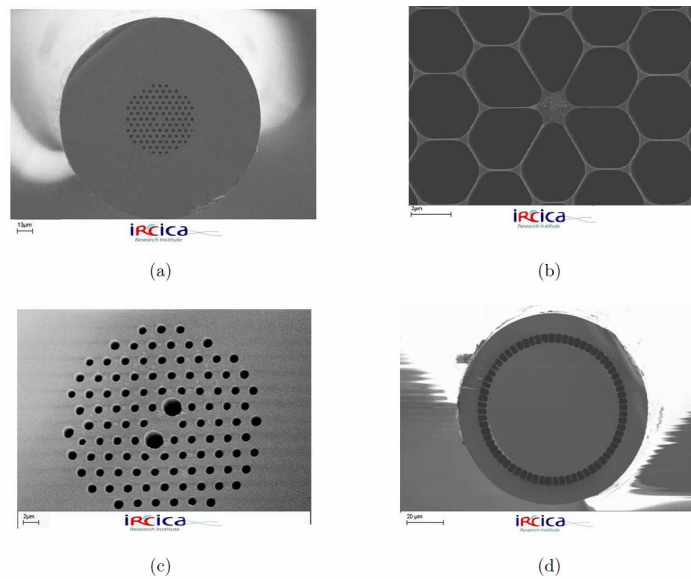


FIGURE 1.5 – Exemples de fibres à cristal photonique réalisées au sein de l’IRCICA (images prises au Microscope Electronique à Balayage) : (a) infiniment monomode, (b) hautement non-linéaire, (c) fortement biréfringente, (d) à grande ouverture numérique

considère la propagation hors du plan transverse (composante longitudinale du vecteur d’onde non nulle) [15]³. Pourtant, la première fibre à cristal photonique fabriquée guide par un mécanisme similaire à la RTI, étant donné que le cœur (en silice) possède un indice supérieur à celui de la gaine (air/silice) [17] : on parle de Réflexion Totale Interne Modifiée (RTIM) pour souligner la présence d’une gaine inhomogène. Ce type de fibres (schématisé sur la figure 1.2(b)), bien que guidant par un mécanisme similaire à la RTI, ouvre la voie à toute une thématique de recherche, la structuration d’indice de la gaine leur conférant des propriétés optiques tout à fait originales. De plus, le nombre de paramètres optogéométriques de ce type de fibre est plus important par rapport aux fibres conventionnelles, permettant de contrôler de façon précise leurs propriétés de guidage [18]. Par exemple, il est possible d’obtenir la propagation d’un unique mode (le mode fondamental présentant une répartition transverse d’énergie quasi-gaussienne) sur une large gamme spectrale [19] lorsque le paramètre d/Λ est inférieur à 0,42 pour des fibres air/silice (Figure 1.5 (a)). Le fort contraste d’indice entre l’air et la silice attribue également à ces fibres un fort potentiel pour des applications non linéaires [20] (Figure 1.5 (b)), en cumulant faible aire effective et contrôle de la (ou les) longueur d’onde pour laquelle la dispersion chromatique de vitesses de groupe s’annule [21].

3. T. Birks et al.[16] montreront finalement en 2004 que si les BIP hors du plan transverse existent pour un faible contraste d’indice, celles-ci continuent d’exister lorsque le contraste d’indice tend vers 0, mais elles sont décalées vers des longueurs d’onde plus faibles

1.1.2 Premières réalisations expérimentales

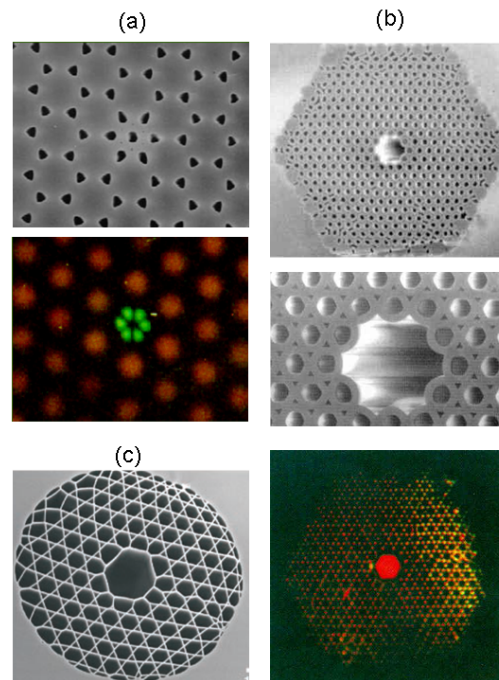


FIGURE 1.6 – Images MEB et optiques des deux premières fibres BIP cœur creux fabriquées, extraites des références [6] pour (a) et [22] pour (b). Dans les deux cas, l'image optique est obtenue en éclairant la fibre en lumière blanche, mettant ainsi en évidence la propriété de transmission sélective en longueur d'onde, caractéristique des fibres BIP. L'image (c) reprend la photo MEB de la fibre Kagomé étudiée dans la référence [23].

Fibres à BIP cœur creux

Finalement, en 1998, Knight et al. rapportent la première fibre à cristal photonique guidant réellement par BIP [6] (Figure 1.6 (a)). L'indice du cœur, composé d'un petit trou d'air entouré de silice, est cette fois inférieur à celui de la gaine périodique, réseau en nid d'abeille (ou "honeycomb") de trous d'air dans une matrice de silice. Toutefois, le mode guidé reste principalement localisé dans l'anneau de silice et son profil d'intensité comporte plusieurs lobes. L'année suivante, Cregan et al. démontrent pour la première fois le confinement de la lumière dans un cœur creux, dans une fibre à cristal photonique air/silice [22] (Figure 1.6 (b)). Cette fois, le cœur consiste en un large trou d'air, la gaine est composée d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice de silice et le profil modal est quasi-gaussien. Un schéma typique de cette catégorie de fibre est présenté sur la figure 1.3(b).

Notons qu'il existe un autre type de fibre, appelé fibre Kagomé, qui permet de confiner la lumière dans un cœur creux sans BIP 2D complète. Un exemple typique de la structure transverse de ce type de fibre est donné sur la figure 1.6 (c). Contrairement aux fibres BIP, ces fibres Kagomé possèdent des bandes de transmission larges mais aux prix d'une atténuation plus élevée. L'étude de ces fibres sort du cadre de travail de cette thèse, mais nous invitons le lecteur désireux d'en savoir plus à se

reporter aux nombreuses publications traitant du sujet et notamment aux références [24] et [25].

Fibres à BIP cœur solide

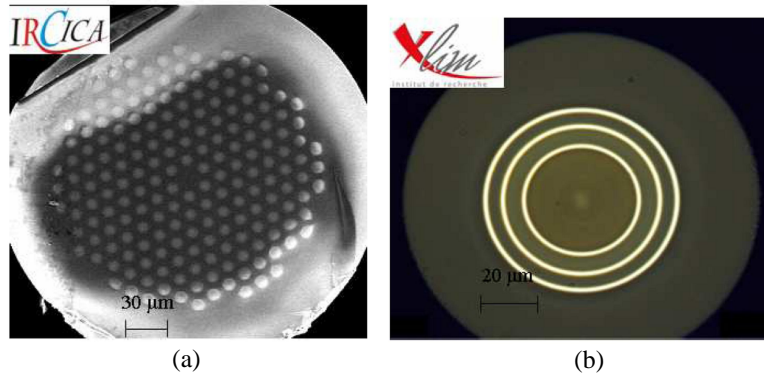


FIGURE 1.7 – Images de fibres BIP cœur solide : (a) structure 2D décrite dans la référence [7] (image MEB) et (b) structure 1D (type Bragg) décrite dans la référence [12] (image optique).

Plus tard, en 2002, Bise et al. [26] rapportent la première fibre BIP 2D à cœur solide (en silice). Rappelons que c'est précisément ce type de fibre (schématisé sur la figure 1.3(c)) qui est l'objet d'étude de cette thèse. Il s'agit d'une fibre à cristal photonique air/silice guidant par RTIM dans laquelle les trous d'air de la gaine sont remplis d'un liquide d'indice élevé (ratio d'indice d'environ 1,24) afin d'obtenir un guidage par BIP. Cette fibre est ensuite utilisée comme capteur étant donné que le liquide d'indice introduit dans les trous d'air présente une forte sensibilité à la température [27][28]. En 2004, Luan et al. [29] propose un design de fibre BIP 2D totalement solide et présentant un contraste d'indice plus faible (ratio d'environ 1,16), ce qui conduit à la fabrication et la caractérisation de la première fibre BIP toute solide. La structure est cette fois formée de deux verres d'indice de réfraction différents, supprimant la contrainte d'insertion et de maintien de liquide dans les inclusions. Toutefois, le niveau minimal de pertes optiques est élevé puisqu'il atteint 18 dB/m. Argyros et al. présentent, en 2005, une autre fibre à BIP toute solide composée de deux verres différents mais caractérisés cette fois par une meilleure compatibilité thermique [30][31]. Le ratio d'indice de 1,01 est encore plus faible. La méthode de fabrication utilisée dans ce cas consiste à insérer des fibres standard multimodes dans les trous d'air d'une préforme de fibre à cristal photonique guidant par RTIM, avant de tirer le tout en fibre. Le minimum de pertes ainsi obtenu est encore élevé : il est de 1,3 dB/m. En 2004, Riishede et al. [32] propose d'utiliser la méthode classiquement utilisée pour

la fabrication des fibres à cristaux photoniques guidant par RTIM : il s'agit de la méthode appelée 'Stack and Draw'(assemblage et tirage) qui est présentée dans l'annexe A. La motivation est alors d'utiliser les propriétés uniques des fibres à BIP tout en facilitant (il n'est plus nécessaire d'utiliser une fibre à cristal photonique guidant par RTIM) et en améliorant (réduction des irrégularités transverses et longitudinales de la structure) leur processus de fabrication. Enfin, en 2005, Bouwmans et al. [7] présentent la fabrication et la caractérisation de la première fibre à BIP entièrement solide fabriquée par la méthode du 'Stack and Draw'. L'assemblage est réalisé à l'aide de préformes (fournies par la société Draka) dédiées à la conception de fibres multimodes, à profil d'indice parabolique (ratio d'indice maximal d'environ 1,02). Le minimum de pertes alors obtenu est considérablement réduit : il est de 18 dB/km autour de la longueur d'onde 1,55 μm . Les fibres à BIP à cœur solide ne nécessitant pas l'insertion de liquide et qui font l'objet de cette thèse constituent donc un sujet d'étude très récent puisqu'elles ne sont réalisées pour la première fois qu'en 2004 [29], avec une nette amélioration du processus de fabrication et du taux de transmission en 2005 [7](Figure 1.7 (a)).

1.2 INTÉRÊT DES FIBRES À BIP ET EXEMPLES D'UTILISATION

1.2.1 Les fibres à BIP cœur creux

Le vif intérêt que suscitent les fibres à BIP cœur creux réside avant tout dans la possibilité de guider la lumière dans l'air, dans un gaz ou même dans le vide avec un niveau de pertes de propagation faible. Ceci est en effet inenvisageable avec une structure guidant par RTI (l'indice du matériau constituant la gaine devrait être inférieur à celui de l'air) et les guides à cœur creux proposés antérieurement, les guides capillaires (ou anti-guide) [33][34], présentent des pertes de propagation extrêmement élevées⁴ limitant considérablement leur utilisation. Guider dans un cœur creux plutôt que dans un matériau solide tel que la silice permet d'une part d'augmenter le seuil de dommage matériel et d'autre part de diminuer les effets non linéaires. Ainsi, ces fibres apparaissent particulièrement intéressantes pour le transport de faisceaux de forte puissance [35]. De plus, il est possible de travailler à faibles pertes à des longueurs d'onde inhabituelles [35][36](c'est-à-dire en dehors des fenêtres de transmission imposées par les matériaux massifs classiquement utilisés). Les fibres BIP cœur creux permettent aussi de combiner les propriétés originales de dispersion⁵ qui découlent de l'effet BIP avec le transport de fortes puissances afin de transporter et mettre en forme temporellement (compression temporelle, formation de solitons) des impulsions ultra-courtes [37][38].

Ensuite, ces fibres présentent un potentiel énorme pour des applications nécessitant une forte interaction (linéaire ou non linéaire) entre la lumière et un fluide quelconque en tirant avantage du fort confinement de

4. En effet, les modes d'un guide capillaire ne sont pas guidés au sens strict du terme (le champ est de type oscillant dans le cœur mais également dans la gaine) mais ils bénéficient uniquement de réflexions partielles à l'interface air/capillaire.

5. Ici, il s'agit d'obtenir une dispersion anormale à la longueur d'onde souhaitée en jouant sur les paramètres structuraux de la fibre.

la lumière sur de longues distances avec peu de pertes. Par exemple, de la diffusion Raman rotationnelle efficace a été obtenue dans l'hydrogène à des seuils de puissance considérablement réduits et en tirant partie, de plus, du filtre spectral apporté par l'effet BIP qui a permis d'inhiber le Raman vibrationnel normalement dominant [39]. F. Benadid et al. [40] ont aussi démontré que ces fibres BIP à cœur creux permettaient de réaliser des sources lasers compacts, stables et efficaces. Citons pour terminer la génération de solitons de forte puissance dans du Xénon, gaz ne possédant pas de gain Raman. Ainsi, le décalage fréquentiel des solitons, du au gain Raman et habituellement observé dans les fibres à cœur de silice, est évité [41].

Toutefois, ces fibres souffrent de certains désavantages parmi lesquels des difficultés de fabrication et de soudure à d'autres fibres. De plus, il apparaît difficile de réaliser un amplificateur ou un laser dopé aux ions de terre-rare dans une structure présentant un cœur creux ou encore d'y inscrire des réseaux de Bragg qui sont pourtant largement utilisés en photonique. Pour finir, la rupture brutale de la périodicité de la gaine de ces structures au niveau du cœur entraîne l'apparition de modes de surfaces, localisés à l'interface cœur/gaine. Ces modes de surface limitent de manière significative la qualité de transmission de ce type de fibres [42][43]. Le mode de cœur peut en effet être couplé, sur de fines gammes spectrales, à ces modes de surface, eux-mêmes couplés vers des modes à pertes, et ce, en partie à cause des rugosités aux interfaces air/silice [44]. Notons tout de même qu'il est possible de réduire l'impact de ces modes de surface en jouant sur la géométrie du cœur [45][46], voire même de les supprimer [47].

1.2.2 Les fibres à BIP cœur solide

En conséquence, les fibres à BIP à cœur solide apparaissent très intéressantes car elles associent les propriétés spécifiques des structures BIP (caractéristiques spectrales et dispersives uniques)⁶ à la possibilité de doper le cœur de la fibre pour l'inscription de réseaux de Bragg [48] ou pour des systèmes amplificateurs ou lasers, ou encore, d'utiliser la non linéarité de la silice. Enfin, les fibres à BIP à cœur solide sont généralement plus faciles à fabriquer et à souder à d'autres structures et ne présentent pas le problème de transmission lié aux modes de surface.

Citons, à titre d'exemple, deux utilisations de fibres à BIP cœur solide dans le cas des lasers. Un laser Néodyme émettant à 907nm a pu être réalisé [49] grâce aux propriétés de filtrage spectral sélectif de ces fibres : l'émission usuelle à 1064nm est inhibée par la présence de fortes pertes à cette longueur d'onde tandis que la longueur d'onde d'émission souhaitée se trouve dans une bande de transmission de la fibre. Un laser femtoseconde dont la longueur d'onde est inférieure à $1,3\mu\text{m}$ a également été réalisé à l'aide d'une fibre à BIP dont le cœur solide est dopé Ytterbium, en utilisant les propriétés dispersives particulières de ces fibres [50]. En effet, pour réaliser un laser femtoseconde fibré à de telles longueurs d'onde, il est nécessaire de compenser la dispersion habituellement normale à ces

6. L'origine de ces propriétés spécifiques est expliquée au cours des 2 chapitres suivants.

longueurs d'onde par des éléments à dispersion anormale, telles que des réseaux de diffraction. Dans ce cas, le système ne peut pas être entièrement fibré. En utilisant une fibre à BIP dopée Ytterbium, le gain et la dispersion anormale requise proviennent uniquement de la fibre, rendant le système plus compact et plus robuste.

1.3 ETAT DE L'ART ET DÉFIS À RELEVER

Au début de cette thèse, soit en 2006, encore relativement peu d'articles étaient consacrés aux fibres à BIP cœur solide, que ce soit d'un point de vue théorique ou expérimental.

D'un point de vue théorique, nous trouvons essentiellement un modèle (le modèle de l'ARROW qui sera décrit dans la section 4.3) permettant de prédire approximativement mais simplement les zones spectrales de fortes pertes dans ce type de fibre, en considérant uniquement les propriétés d'une inclusion isolée de la gaine [51][52][53]. Toutefois, ce modèle est incomplet car il ne tient pas compte du couplage entre les inclusions de la gaine, qui nous le verrons, peut fortement modifier les conditions liées au confinement du mode de cœur.

Ensuite, d'un point de vue expérimental, le niveau de pertes minimal atteint dans une fibre à BIP cœur solide était obtenu grâce à la structure décrite dans [7]. Le niveau de pertes était alors inférieur à 20dB/km autour de $\lambda=1,55\mu m$. Ainsi, en améliorant le processus de fabrication, la réalisation de fibres à BIP cœur solide à faibles pertes était devenue possible. Toutefois, les valeurs obtenues à cette date étaient encore élevées par rapport à celle obtenues dans les fibres conventionnelles (autour de 0,16 dB/km) et surtout étaient supérieures à celles calculées numériquement dans le cas d'une structure parfaite et droite (non courbée). De plus, seul un article traitait des pertes par courbure de manière spécifique pour ce type de fibres [54] en donnant une interprétation de l'évolution spectrale des pertes dues à la courbure de la fibre. Il apparaissait alors nécessaire d'identifier les sources de pertes les plus critiques et d'anticiper leur évolution en fonction des paramètres opto-géométriques de la fibre.

Pour finir, au début de cette thèse, très peu d'études théoriques étaient consacrées aux applications des fibres à BIP cœur solide [55], et quasiment aucune réalisation expérimentale, destinée à une application bien spécifique, n'était proposée dans la littérature, bien que ces structures présentent plusieurs domaines d'applications potentiels.

C'est pourquoi nous nous proposons dans ce manuscrit de chercher dans un premier temps à approfondir la compréhension des propriétés de guidage des fibres BIP solides (notamment via les mécanismes de formation des BIP), de concevoir ensuite de nouvelles structures de fibres BIP cœur solide pour la réduction des pertes optiques mais également pour des applications non linéaires spécifiques.

PRINCIPE DE PROPAGATION PAR RTI ET PAR BIP

2

Ce chapitre a pour but d'appréhender de manière simple les mécanismes liés au confinement d'une onde dans un guide. Nous nous intéresserons en particulier au principe de propagation dans 3 structures décrites dans le chapitre précédent :

- La fibre conventionnelle guidant par RTI
- La fibre à cristal photonique guidant par RTIM
- La fibre à cristal photonique guidant par BIP

La propagation d'un champ électromagnétique dans un milieu diélectrique (comme une fibre BIP par exemple) est décrite par les équations de Maxwell macroscopiques. Les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} sont supposés être monochromatiques (de pulsation $\omega = 2\pi c/\lambda$, c et λ étant respectivement la vitesse et la longueur d'onde de la lumière dans le vide) et s'écrivent en utilisant la notation complexe usuelle de la manière suivante :

$$\begin{cases} \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}(\vec{r}) \times \exp(i\omega t) \\ \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e}(\vec{r}) \times \exp(i\omega t) \end{cases} \quad (2.1)$$

où \vec{h} et \vec{e} représentent respectivement les amplitudes complexes des champs \vec{H} et \vec{E} , et \vec{r} leur position dans le matériau.

Les quatre équations de Maxwell [3] sont tout d'abord appliquées au cas d'un milieu diélectrique quelconque. Ce milieu peut être composé de différents matériaux diélectriques homogènes, de formes, de tailles et de permittivités diélectriques quelconques, supposés neutres, sans pertes et non magnétiques. Nous supposons également une réponse linéaire du milieu. Nous aboutissons ainsi à l'équation d'onde suivante, relative au champ magnétique \vec{H} , appelée équation de Helmholtz [56] :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \vec{h} \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{h} \quad (2.2)$$

où $\epsilon(\vec{r})$ représente la permittivité diélectrique du milieu au point considéré. La permittivité diélectrique du milieu est relié à l'indice de réfraction n par la relation suivante : $\epsilon(\vec{r}) = n^2(\vec{r})\epsilon_0$, où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide.

Ainsi, le champ magnétique \vec{H} est déterminé par l'équation de Helmholtz et le champ électrique \vec{E} est déduit de \vec{H} à partir de la relation suivante :

$$\vec{e} = -i \frac{c}{\omega \epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \vec{h} \quad (2.3)$$

L'équation de Helmholtz s'apparente alors à une équation aux valeurs propres, dont les valeurs propres sont $\left(\frac{\omega}{c}\right)^2$ et les vecteurs propres, les champs magnétiques \vec{H} . Sa résolution nous donne les états électromagnétiques de propagation des champs qui seront appelées "modes" dans la suite. Rappelons que cette équation est obtenue dans le cas d'un milieu diélectrique quelconque. Afin d'appréhender de manière simple et similaire les deux grands principes de confinement d'une onde dans une fibre optique, à savoir la RTI (ou la RTIM dans le cas d'une gaine hétérogène) et l'effet BIP, il est judicieux dans une première approche de traiter de manière découplée la propagation de l'onde dans le matériau formant le cœur de la structure et la propagation dans le matériau formant la gaine. Nous nous intéressons donc dans un premier temps à la propagation d'un champ électromagnétique dans un milieu homogène infini, puis, dans un milieu hétérogène périodique infini.

2.1 PROPAGATION DANS UN MILIEU HOMOGÈNE INFINI ET DANS UN MILIEU HÉTÉROGÈNE PÉRIODIQUE INFINI

2.1.1 Propagation dans un milieu homogène infini

Considérons tout d'abord le cas d'un milieu homogène d'extension spatiale infinie dont l'indice de réfraction est n . Des solutions possibles de l'équation de Helmholtz (2.2) sont de type ondes planes :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}_0 \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (2.4)$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde indiquant la direction de propagation, dont la norme vaut :

$$k = n \frac{\omega}{c} \quad (2.5)$$

\vec{h}_0 est l'amplitude complexe de l'onde plane.

Le vecteur d'onde \vec{k} peut être décomposé en une composante longitudinale $\vec{\beta}$ définie suivant l'axe z sur la figure ?? et une composante transverse \vec{k}_T définie suivant un axe perpendiculaire à l'axe z . Ainsi, le vecteur d'onde \vec{k} s'écrit :

$$\vec{k} = \vec{k}_T + \vec{\beta} \quad (2.6)$$

Notons que cette décomposition ne présente pas d'intérêt ici puisque le milieu est homogène infini dans les 3 directions de l'espace (cas particulier d'un milieu périodique en 3D). Toutefois, nous l'introduisons dès maintenant car l'axe z correspondra par la suite, lorsque nous traiterons le cas des fibres optiques, à l'axe de propagation de la lumière, axe suivant lequel le guide est invariant. La composante longitudinale β est donc logiquement appelée "constante de propagation". β peut être exprimée en fonction de l'angle θ défini sur la figure 2.1 de la manière suivante :

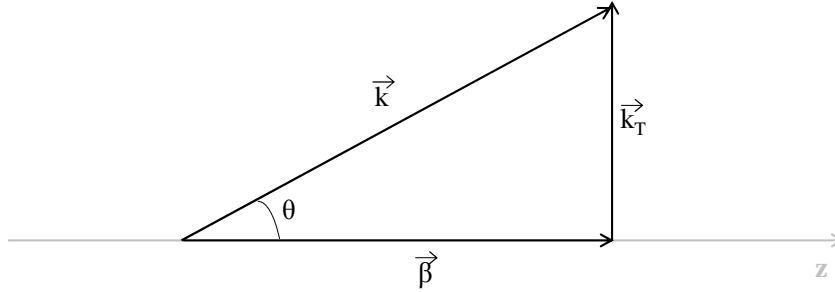


FIGURE 2.1 – Composantes transverse \vec{k}_T et longitudinale $\vec{\beta}$ du vecteur d'onde \vec{k} . L'angle θ est défini par rapport à l'axe z .

$$\beta = k \cos \theta = n \cos \theta \frac{\omega}{c} \quad (2.7)$$

et l'indice effectif n_{eff} est défini comme suit :

$$\beta = n_{eff} \frac{\omega}{c} \quad (2.8)$$

avec

$$n_{eff} = n \cos \theta \quad (2.9)$$

n_{eff} représente l'indice effectivement "vu" par la composante longitudinale β du vecteur d'onde \vec{k} . Nous pouvons tirer de la relation précédente une condition sur n_{eff} pour que l'onde soit autorisée à se propager dans le milieu homogène infini d'indice n . L'onde de vecteur d'onde \vec{k} sera en effet propagative si son indice effectif n_{eff} est tel que :

$$-n \leq n_{eff} \leq n \quad (2.10)$$

Le signe de n_{eff} nous indiquant uniquement le sens de propagation suivant l'axe z , cette inégalité peut être ramenée à :

$$0 \leq n_{eff} \leq n \quad (2.11)$$

Dans le cas contraire, la propagation sera interdite. Notons que dans le cas d'un milieu homogène infini, toutes les valeurs de n_{eff} (dans la mesure où elles remplissent la condition (2.11)) peuvent être prises. Les solutions forment donc un continuum de modes propagatifs dont les indices effectifs ne dépendent pas de la longueur d'onde (dans la mesure où l'on ne tient pas compte de la dispersion du matériau).

Finalement, nous pouvons représenter la condition (2.11) à l'aide d'un diagramme de dispersion présenté sur la figure 2.2. Ce diagramme montre

les solutions (c'est-à-dire les modes propagatifs) sous la forme des couples (n_{eff}, λ) possibles (zone en violet sur la figure 2.2)¹.

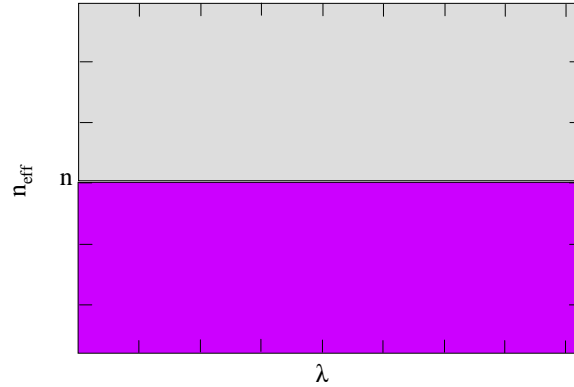


FIGURE 2.2 – Diagramme de dispersion d'un milieu homogène infini d'indice n . La propagation d'une onde y est autorisée (zone en violet) si l'indice effectif est inférieur ou égal à l'indice de réfraction n composant ce milieu. Dans le cas contraire, la propagation est interdite (zone en gris).

2.1.2 Propagation dans un milieu périodique infini

Considérons ensuite le cas d'un milieu diélectrique périodique d'extension infinie. Contrairement au cas simple d'un milieu homogène infini, les diagrammes de dispersion obtenus en milieu périodique peuvent être beaucoup plus complexes. Lors de leur propagation dans un tel milieu, les photons se comportent de manière analogue à des électrons se propageant dans un cristal atomique [13] : leur propagation sera interdite pour certaines valeurs d'énergies. Les bandes spectrales de fréquence (ou de longueur d'onde) pour lesquelles aucune solution n'est trouvée à l'équation de Helmholtz (2.2) sont appelées Bandes Interdites Photoniques (BIP). La périodicité de la constante diélectrique ϵ (ou de l'indice de réfraction n) peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\epsilon(\vec{r}') = \epsilon(\vec{r}' + \vec{R}) \quad (2.12)$$

où \vec{R} représente un vecteur selon lequel le réseau diélectrique est entièrement reconstruit par translation (il en existe une infinité).

1. Notons qu'il existe bien d'autres représentations possibles de ce même diagramme que nous pouvons retrouver dans la littérature. Par exemple, il est également possible de tracer les couples (β, ω) , ou (β, k) ou encore (n_{eff}, k) . Dans le cas simple d'un milieu homogène, il n'y a pas d'avantage particulier à opter pour une représentation particulière. Cependant, pour des structures plus complexes (telles que les milieux périodiques développés dans le paragraphe suivant) et selon les paramètres de la structure étudiée, certaines représentations offrent des diagrammes nettement plus lisibles.

Le théorème de Bloch montre que la périodicité de la constante diélectrique ϵ entraîne une périodicité pour le champ magnétique \vec{H} . Le champ magnétique \vec{H} peut donc s'écrire simplement comme une onde plane modulée par une fonction $\vec{u}(\vec{r})$ qui présente la périodicité du réseau :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}_0 \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \vec{u}(\vec{r}) \quad (2.13)$$

et $\vec{u}(\vec{r}) = \vec{u}(\vec{r} + \vec{R})$.

Ces solutions possibles de l'équation de Helmholtz (2.2) sont appelés "modes de Bloch" ou "états de Bloch", connus en physique du solide [13]. En règle général, le diagramme de dispersion (aussi appelé diagramme de bandes dans ce cas en raison des BIP qui apparaissent) ne peut pas cette fois être déduit de manière analytique². Il peut être obtenu numériquement par une méthode classique basée sur la décomposition en ondes planes [58]. Notons que l'expression des modes de Bloch (2.13) est valable dans le cas général d'un milieu périodique en 3D. Dans la suite, les exemples présentés concernent des milieux périodiques en 2D, le milieu étant supposé invariant selon la 3^{ème} direction notée z.

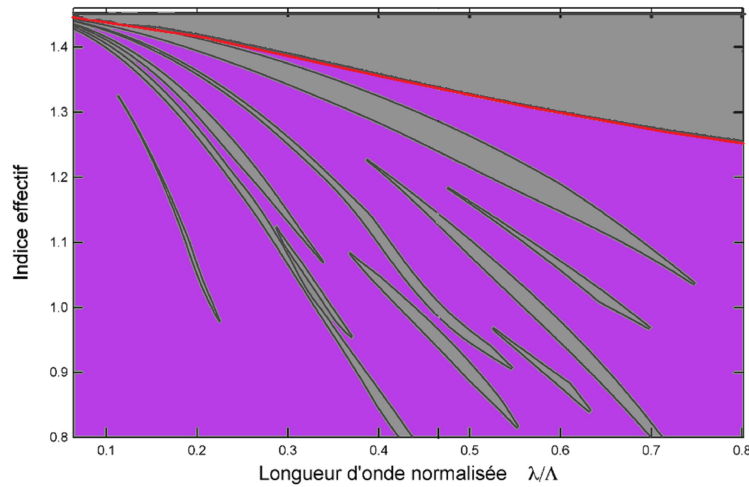


FIGURE 2.3 – Diagramme de dispersion d'un milieu périodique infini bidimensionnel de type triangulaire. Le réseau est composé d'inclusions circulaires bas indice ($n_{bas}=1$ et $d/\Lambda=0,8$) dans une matrice haut indice ($n_{haut}=1,45$). Les zones en violet correspondent aux modes autorisés à se propager dans un tel milieu tandis que les zones grises indiquent une propagation interdite. La ligne rouge correspond au plus haut indice effectif supporté par le milieu, n_{FSM} .

Les figures 2.3 et 2.4 représentent deux exemples de diagrammes de bandes calculés pour des structures périodiques en 2 dimensions. Dans les deux cas, la dispersion du matériau n'est pas prise en compte et le réseau est composé d'un arrangement triangulaire d'inclusions circulaires

². Notons tout de même que dans certains cas, il est possible de calculer la dispersion des bords de bandes de manière approchée, à l'aide de relations analytiques [57]

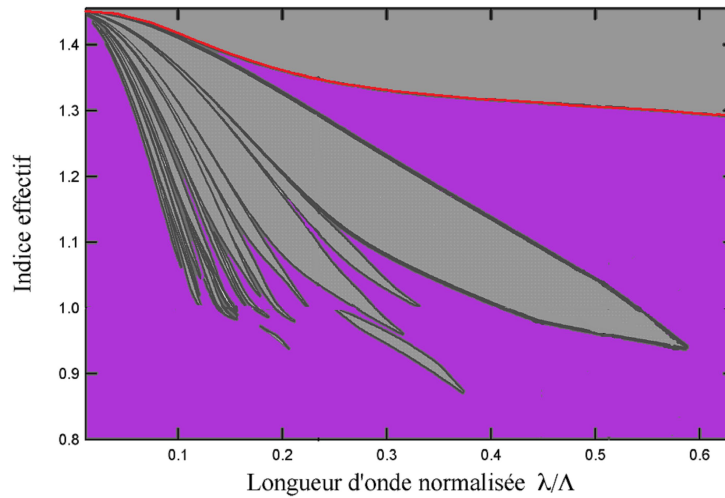


FIGURE 2.4 – Diagramme de dispersion d'un milieu périodique infini bidimensionnel de type triangulaire. Le réseau est composé d'inclusions circulaires bas indice ($n_{bas}=1$ et $d/\Lambda=0,98$) dans une matrice haut indice ($n_{haut}=1,45$). Les zones en violet correspondent aux modes autorisés à se propager dans un tel milieu tandis que les zones grises indiquent une propagation interdite. La ligne rouge correspond au plus haut indice effectif supporté par le milieu, n_{FSM} .

de bas indice ($n_{bas}=1$) dans une matrice de haut indice ($n_{haut}=1,45$). Le rapport entre le diamètre des inclusions et le pas du réseau (d/Λ) vaut 0,8 pour le diagramme présenté sur la figure 2.3 et 0,98 pour celui de la figure 2.4. Nous pouvons observer que les modes autorisés à se propager (les modes de Bloch, en violet sur les figures 2.3 et 2.4) se structurent en bandes, laissant apparaître entre elles des régions sans solution dans lesquelles la propagation est interdite (les bandes interdites photoniques, en gris). La ligne rouge sur chacun des diagrammes représente la dispersion du mode de Bloch fondamental correspondant au mode de Bloch qui possède l'indice effectif le plus élevé. Son indice effectif est nommé n_{FSM} (Fundamental Space filling Mode) [59]. Notons que la propagation est interdite pour tout indice effectif supérieur à n_{FSM} . Cette propriété générale est analogue au cas du milieu homogène traité précédemment : l'indice des modes ne peut pas dépasser l'indice n du milieu dans lequel il se propage. n_{FSM} peut donc être vu comme l'indice équivalent du milieu s'il était homogène. Dans le cas d'un milieu homogène, n_{FSM} était indépendant de la longueur d'onde et correspondait simplement à l'indice n du milieu. Dans le cas d'un milieu hétérogène, n_{FSM} dépend fortement de la longueur d'onde car l'intensité lumineuse tend à se localiser dans les régions d'indice élevé aux basses longueurs d'onde et au contraire à s'étaler de manière uniforme dans le milieu aux grandes longueurs d'onde (la lumière ne pouvant alors résoudre la structure). Nous observons ce phénomène sur chacun des exemples présentés sur les figures 2.3 et 2.4 : lorsque λ tend vers 0, n_{FSM} tend vers n_{haut} et lorsque λ tend vers l'infini (λ

grand devant le pas du réseau Λ), n_{FSM} tend vers la moyenne géométrique des différentes constantes diélectriques du milieu :

$$n_{FSM} = \sqrt{(n_{bas}^2 + f(n_{haut}^2 - n_{bas}^2))} \quad (2.14)$$

où f est ici le taux de remplissage de la région d'indice élevé et est défini par :

$$f = \text{Aire de la zone d'indice } n_{haut} / \text{Aire maille} \quad (2.15)$$

n_{FSM} respecte donc l'inégalité suivante :

$$\sqrt{(n_{bas}^2 + f(n_{haut}^2 - n_{bas}^2))} < n_{FSM}(\lambda) < n_{haut} \quad (2.16)$$

En résumé, dans le cas d'un milieu périodique infini et contrairement à un milieu homogène infini :

- l'indice du mode fondamental dépend fortement de la longueur d'onde
- il peut exister, sous cet indice, des régions où la propagation est interdite, que l'on nomme bandes interdites photoniques.

2.2 CONSTITUTION D'UN GUIDE : EXEMPLE DE FIBRES GUIDANT PAR RTI OU PAR BIP

Comme nous l'avons rappelé en introduction de ce premier chapitre, afin de guider efficacement la lumière, une fibre optique doit confiner majoritairement la lumière dans une région limitée spatialement (le cœur de la fibre) et la propager suivant un axe privilégié correspondant à l'axe d'invariance de la structure. Chacun des milieux étudiés précédemment (milieu homogène et périodique infini) ne suffit pas à confiner spatialement la lumière. Par contre, si l'on entoure un premier milieu (qui formera le cœur) dans lequel la propagation est autorisée pour un couple (n_{eff}, λ) avec un second milieu (qui formera la gaine) dans lequel la propagation est interdite pour ce même couple (n_{eff}, λ) , alors il devient possible de confiner spatialement la lumière dans le premier milieu. Une telle solution de la structure complète (le cœur entouré de la gaine) sera appelé "mode de cœur" ou encore "mode de défaut". Ce premier critère énoncé laisse entrevoir de multiples "assemblages" possibles pour constituer un guide [60]. Ici, nous présentons trois exemples typiques de structures faisant appel aux diagrammes de dispersion introduits dans la section précédente :

1. La fibre conventionnelle guidant par Réflexion Totale Interne (RTI)
2. La fibre à cristal photonique guidant par Réflexion Totale Interne Modifiée (RTIM)
3. La fibre à cristal photonique guidant par Bandes Interdites Photoniques (BIP)

2.2.1 La fibre conventionnelle guidant par RTI

Dans cet exemple, la fibre est constituée d'un cœur, milieu homogène d'indice de réfraction n_{haut} , entouré d'une gaine, milieu homogène d'indice de réfraction n_{bas} , inférieur à n_{haut} . La figure 2.5 (a) et (b) représente

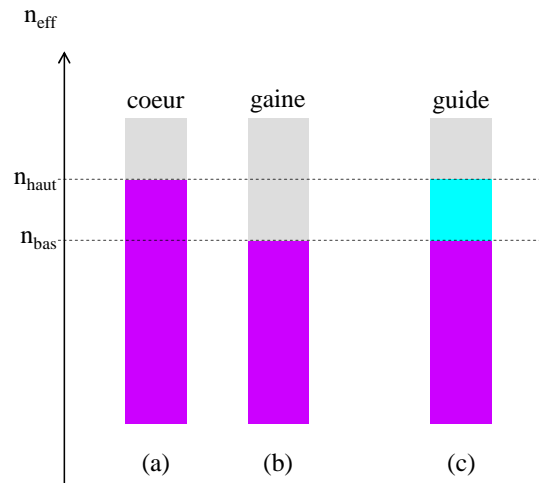


FIGURE 2.5 – Diagramme d'indices effectifs d'une fibre conventionnelle guidant par RTI (pris à une longueur d'onde quelconque). Les zones en violet (gris) indiquent une propagation autorisée (interdite). La zone bleue représente la gamme d'indices effectifs possibles pour un mode confiné dans le cœur du guide.

respectivement les diagrammes d'indices effectifs des matériaux du cœur et de la gaine. Nous appelons "diagramme d'indices effectifs", une coupe d'un diagramme de dispersion prise à une longueur d'onde particulière. Dans ce cas, nous utilisons le diagramme de dispersion tracé dans le cas d'un milieu homogène infini (figure 2.2) pour une longueur d'onde quelconque dans la mesure où la coupe est identique quelque soit la longueur d'onde choisie. Nous l'appliquons au milieu constituant le cœur d'indice n_{haut} et également au milieu constituant la gaine d'indice n_{bas} , chacun des milieux étant considérés comme homogène infini. Dans le cœur, la propagation est autorisée pour $n_{eff} < n_{haut}$ tandis que dans la gaine, la propagation est interdite pour $n_{eff} > n_{bas}$. Ainsi, dans la structure complète (le guide), une onde pourra être piégée dans le cœur si son indice effectif respecte la condition suivante :

$$n_{bas} < n_{eff} < n_{haut} \quad (2.17)$$

Cette condition est représentée schématiquement sur un 3^{ème} diagramme d'indices effectifs (figure 2.5 (c)), celui du guide, la couleur bleue indiquant la gamme d'indices effectifs d'un éventuel mode de cœur.

2.2.2 La fibre à cristal photonique guidant par RTIM

La fibre à cristal photonique guidant par RTIM décrite ici est constituée d'un cœur, milieu homogène d'indice de réfraction n_{haut} , entouré d'une gaine, milieu périodique composé d'inclusions d'indice n_{bas} dans une matrice d'indice n_{haut} . Le milieu périodique constituant la gaine est identique à celui présenté dans la section précédente (figure 2.3). La figure 2.6 reprend donc les diagrammes de dispersion appropriés au milieu du cœur

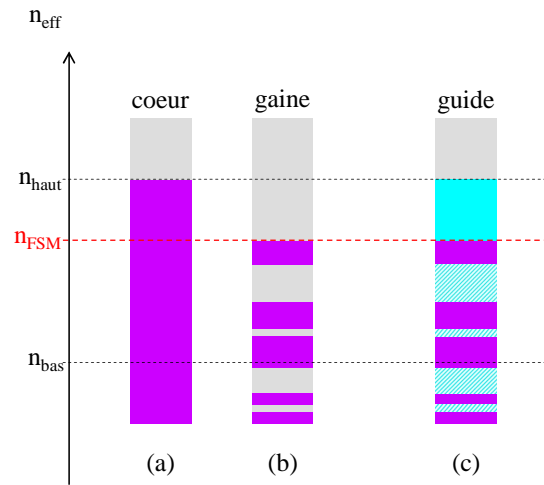


FIGURE 2.6 – Diagramme d'indices effectifs d'une fibre à cristal photonique guidant par RTIM (pris à une longueur d'onde normalisée de 0,6 sur la figure 2.3). Les zones en violet (gris) indiquent une propagation autorisée (interdite). Les zones bleues représentent les gammes d'indices effectifs possibles pour un mode confiné dans le cœur du guide soit par RTIM (zone non hachurée), soit par BIP (zones hachurées).

et à celui de la gaine, pour une longueur d'onde normalisée λ/Λ fixée à 0,6. Sur le diagramme d'indices effectifs du guide, les gammes d'indices effectifs pour lesquelles la propagation est à la fois autorisée dans le cœur et interdite dans la gaine apparaissent en bleu (hachuré ou non) sur le diagramme.

En bleu non hachuré, les modes de cœur seront confinés par RTIM. Leurs indices effectifs respectent la condition suivante :

$$n_{FSM} < n_{eff} < n_{cur} \quad (2.18)$$

Ce résultat est analogue à la condition (2.17) qui concerne les fibres conventionnelles : en effet, n_{FSM} jouant le rôle de l'indice équivalent de la gaine si elle était homogène, une fibre à cristal photonique guidant par RTIM peut être assimilée à une fibre conventionnelle dont l'indice de cœur est n_{haut} et l'indice de gaine est n_{FSM} . Les deux premiers guides exposés présentent donc des mécanismes de guidage très similaires. Toutefois, le guidage par RTIM présente des propriétés très intéressantes dues principalement à la dépendance spectrale de n_{FSM} (cf. paragraphe 1.1.1)

En bleu hachuré sont représentées les zones pour lesquelles un mode de cœur peut être confiné par BIP. Leurs indices effectifs seront compris dans les BIP de la gaine. Toutefois, en pratique, les modes de cœur confinés par BIP dans ce type de fibres présentent des pertes extrêmement élevées et/ou un profil spatial inexploitable.

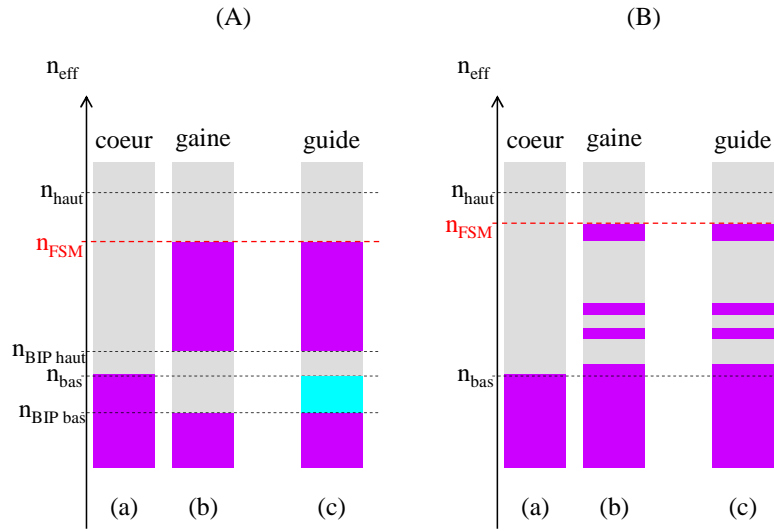


FIGURE 2.7 – Diagrammes d’indices effectifs de la fibre à cristal photonique décrite dans la figure 2.4 guidant par BIP, pris à une longueur d’onde normalisée de (A) 0,5 et (B) 0,25. Les zones en violet (gris) indiquent une propagation autorisée (interdite). La zone bleue (A) représente la gammes d’indices effectifs possibles pour un mode confiné par BIP dans le cœur du guide.

2.2.3 La fibre à cristal photonique guidant par BIP

La fibre à cristal photonique guidant par BIP décrite ici est constituée d’un cœur, milieu homogène d’indice de réfraction $n_c = n_{bas}$, entouré d’une gaine, milieu périodique composé d’inclusions d’indice n_{bas} dans une matrice d’indice n_{haut} . Le milieu périodique constituant la gaine est identique à celui présenté dans la section précédente (figure 2.4)). Les diagrammes d’indices effectifs sont tracés pour deux longueurs d’onde normalisées différentes (figure 2.7) auxquels nous ajoutons celui du guide pour chacune de ces deux longueurs d’onde. Les gammes d’indices effectifs pour lesquelles la propagation est à la fois autorisée dans le cœur et interdite dans la gaine apparaissent en bleu sur les diagrammes. Un mode de cœur aura donc un indice effectif appartenant à ces gammes d’indices et sera confiné par BIP. Son indice effectif doit respecter simultanément les deux conditions suivantes :

$$\begin{cases} n_{BIP\ bas} < n_{eff} < n_{BIP\ haut} \\ n_{eff} \leq n_{cur} \end{cases} \quad (2.19)$$

où $n_{BIP\ bas}$ et $n_{BIP\ haut}$ représentent les indices délimitant respectivement le bord bas et le bord haut de la BIP considérée à la longueur d’onde considérée. Ces deux conditions peuvent être résumées de la manière suivante : Les BIPs de la gaine doivent exister sous l’indice du cœur pour qu’un mode de cœur puisse exister.

Contrairement aux deux structures précédentes, le critère (2.19) n’est pas toujours rempli : il dépend de la longueur d’onde choisie. Pour $\lambda/\Lambda = 0,5$ (fig.2.7 (A)), le critère est vérifié donc un mode de cœur pourra exister tandis que pour $\lambda/\Lambda = 0,25$ (fig.2.7 (B)), aucune BIP ne s’étend sous l’indice

du cœur donc il n'existera aucune solution correspondant à un mode de cœur. En conclusion, dans une structure de type BIP, les modes de cœur ne seront confinés que sur certaines gammes de longueurs d'onde.

2.3 LIMITES DE CETTE ÉTUDE PRÉLIMINAIRE

Rappelons que dans cette étude préliminaire, les milieux constituant le cœur et la gaine sont traités séparément et considérés comme infini. Dans une structure réelle, les deux milieux sont nécessairement couplés et leur extension spatiale est limitée. Ceci entraîne deux conséquences majeures sur les modes de cœur de la structure réelle :

- La dimension finie du cœur (en pratique, du même ordre de grandeur jusqu'à deux ordres de grandeur supérieurs à la longueur d'onde) entraîne une discrétisation des modes de cœur en raison des conditions de passage des champs au niveau des interfaces. Les indices effectifs des modes de cœur auront donc des valeurs discrètes.
- La dimension finie de la gaine confinante, quant à elle, n'a que peu d'influence sur le nombre de modes de cœur et leur dispersion, dans la mesure où celle-ci est grande devant la dimension du cœur (et donc de la longueur d'onde). Par contre, elle peut conduire à des modes de cœur possédant des indices effectifs avec une partie imaginaire non nulle, représentative des pertes optiques du mode lors de sa propagation. En effet, le milieu entourant la gaine confinante possède généralement un indice de réfraction supérieur à l'indice effectif du mode de cœur : l'énergie de ce dernier pourra être transférée vers d'autres modes éventuellement supportés par le milieu extérieur. Il s'agit de l'effet tunnel optique qui sera décrit dans la section suivante. Les modes de cœur se propageant dans une telle structure ne seront donc jamais "guidés" au sens strict du terme. On parle de modes à pertes.

Notons de plus que les conditions d'existence des modes de cœur énoncés ci-dessus pour les trois structures différentes sont nécessaires mais ne sont pas suffisantes : d'autres critères entrent en jeu. En particulier, la dimension du cœur ou encore le contraste d'indices entre le cœur et la gaine déterminent également l'existence ou non de modes de cœur, ainsi que leur nombre.

En conclusion, la représentation sous forme de diagrammes telles que nous l'avons exposée est une première approche aidant à la compréhension des différents principes de guidage. Elle a pour avantage d'aboutir à une approche identique quelle que soit le mécanisme de guidage de la lumière : pour qu'un mode de défaut puisse être confiné, la propagation de la lumière doit être autorisée dans le cœur et interdite dans la gaine. Cette représentation, bien qu'en partie qualitative, (en effet, elle ne nous permet pas de déterminer les couples (n_{eff}, λ) des modes discrets qui seront confinés dans le cœur) nous permet malgré tout d'appréhender facilement de nouvelles structures facilitant ainsi la création de nouvelles architectures de fibres.

Dans la suite, les modes d'une structure de type BIP seront présentés de

la manière suivante : nous tracerons les modes de Bloch de la gaine périodique considérée comme infinie, ce qui nous permettra de localiser les BIP de la structure. Ces modes seront calculés par la méthode de développement en ondes planes [58] soit à l'aide du programme MPB du MIT librement accessible soit à l'aide d'un programme développé en interne par O. Vanvincq. Nous superposerons à ce diagramme de bande la dispersion des modes de cœur, discrets, de la structure présentant une taille de gaine finie. Ces modes seront calculés par la méthode des éléments finis [61][62].

GRANDEURS CARACTÉRISTIQUES DES MODES DE DÉFAUT DES DIFFÉRENTS TYPES DE STRUCTURE

Dans cette section, nous allons tout d'abord rappeler les différentes grandeurs caractéristiques définissant un mode de manière générale. Puis, nous présenterons l'évolution spectrale de ces grandeurs pour le mode de défaut fondamental (c'est-à-dire celui qui présente l'indice effectif le plus élevé), et cela pour les trois types de structures présentées précédemment. Ceci nous permettra de mettre en évidence les spécificités de chaque type de fibre.

3.1 DÉFINITION DES DIFFÉRENTES GRANDEURS CARACTÉRISTIQUES

De manière générale, un mode est défini par plusieurs grandeurs caractéristiques. Il est, en premier lieu, défini par son indice effectif déjà introduit précédemment. Les indices effectifs n_{eff} des modes présentent une partie réelle et une partie imaginaire. Ils s'expriment donc comme suit :

$$\tilde{n}_{eff} = Re(\tilde{n}_{eff}) + iIm(\tilde{n}_{eff}) \quad (3.1)$$

où $Re(\tilde{n}_{eff})$ et $Im(\tilde{n}_{eff})$ représentent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de \tilde{n}_{eff} .

3.1.1 Les pertes optiques

Les pertes optiques subies par le mode au cours de sa propagation sont reliées à la partie imaginaire de l'indice effectif. Les origines de cette atténuation du signal sont multiples. Nous pouvons distinguer :

- les pertes par absorption : elles dépendent des bandes d'absorption intrinsèques au matériau massif utilisé auxquelles peuvent s'ajouter l'absorption par des impuretés introduites lors du processus de fabrication (l'exemple typique concerne l'absorption par des ions OH^- dans les verres de silice)

- les pertes dues au couplage du mode considéré vers d'autres modes du guide : ce couplage peut être causé par la diffusion due aux inhomogénéités d'indice du matériau utilisé (diffusion Rayleigh) ou par la diffusion au niveau des différentes interfaces de la structure. Il peut aussi être dû à des irrégularités transverses et/ou longitudinales des paramètres opto-géométriques du guide. Enfin, la dernière source de pertes par couplage du mode de cœur vers d'autres modes de la structure provient d'un effet tunnel optique. Elle est due à un manque de confinement du mode de cœur et intervient lorsque la fibre est droite (il s'agit alors des pertes par confinement) et le phénomène est aggravé lorsque la fibre est courbée (il s'agit des pertes par courbure).

Les pertes par confinement sont dues à la dimension finie de la gaine optique (qui assure le confinement) qui peut donc entraîner un transfert d'énergie, pour la fibre non courbée, des modes de cœur vers les modes de la gaine externe (non confinante) par effet tunnel. Dans la suite, les simulations numériques effectuées par la méthode des éléments finis inclueront uniquement ce type de pertes¹. La partie imaginaire de l'indice effectif ainsi calculée est reliée aux pertes par confinement par la relation suivante [56] :

$$P_c = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{20}{\ln(10)} \text{Im}(n_{\tilde{eff}}) \quad (3.2)$$

Les pertes par confinement sont exprimées en déciBel par unité de longueur.

Nous nous intéresserons plus en détail aux pertes par confinement et par courbure dans la troisième partie de cette thèse (chapitre 6) et nous proposerons à ce titre des structures de fibres à BIP à cœur solide réduisant ces sources de pertes.

3.1.2 La dispersion chromatique de vitesse de groupe

Comme nous l'avons vu, l'indice effectif d'un mode, ou indice de phase, dépend de la longueur d'onde. Cette dépendance spectrale provient d'une part de la dispersion intrinsèque au matériau utilisé (nommée dispersion du matériau) et d'autre part de la dispersion introduite par la géométrie spécifique du guide (nommée dispersion du guide). Elle entraîne des vitesses de propagation différentes pour chacun des sous-ensembles spectraux composant l'impulsion lumineuse, entraînant un élargissement temporel de l'impulsion au cours de sa propagation. On parle alors de Dispersion chromatique des Vitesses de Groupe (DVG), que l'on caractérise usuellement de la manière suivante [20] :

$$D_{vg} = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 \text{Re}(n_{\tilde{eff}})}{\partial \lambda^2} \quad (3.3)$$

1. Ces pertes sont obtenues en ajoutant autour de la gaine finie une couche parfaitement adaptée dite "Perfectly Matched Layer" (PML). Cette couche extérieure possède une impédance judicieusement choisie pour absorber toutes les ondes incidentes, sans les réfléchir. Elle permet de simuler une gaine externe homogène infinie

La DVG s'exprime usuellement en ps d'élargissement temporel de l'impulsion, par nm de largeur spectrale de l'impulsion et par km de fibre.

3.1.3 L'aire effective

L'aire effective d'un mode est définie comme suit [20] :

$$A_{eff} = \frac{(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E_t(x,y)|^2 dx dy)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E_t(x,y)|^4 dx dy} \quad (3.4)$$

Elle représente la répartition transverse du champ électrique d'un mode. L'aire effective nous renseigne sur le seuil d'apparition en puissance d'effets non linéaires dans le cœur de la fibre, celui-ci diminuant avec l'aire effective du mode. Une aire effective faible par rapport à la taille du cœur nous indique une forte localisation transverse de l'énergie du mode, correspondant généralement à un mode de défaut. Au contraire, une aire effective grande par rapport à la taille du cœur correspond à un mode dont l'énergie est très étalée dans la structure, généralement un mode de gaine.

3.2 ÉVOLUTION SPECTRALE CLASSIQUE DE CES GRANDEURS SELON LE TYPE DE FIBRE

3.2.1 La fibre conventionnelle guidant par RTI

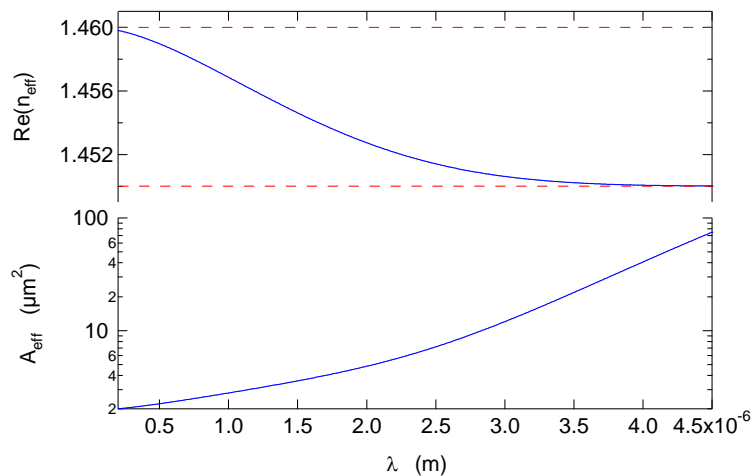


FIGURE 3.1 – Grandeurs caractéristiques ($Re(n_{eff})$ et A_{eff}) du mode fondamental guidé dans une fibre standard RTI ($n_{gaine} = 1,45$, $n_{cur} = 1,46$ et $d = 6\mu m$). La gaine est simulée infinie. L'indice du cœur et de la gaine apparaissent en traits pointillés rouges.

La figure 3.1 présente les grandeurs caractéristiques du mode fondamental de défaut d'une fibre conventionnelle guidant par RTI. Le diamètre

du cœur vaut $6\mu\text{m}$, l'indice du cœur est 1,46 et celui de la gaine 1,45. L'indice effectif ne présente pas de partie imaginaire (pertes par confinement nulles) dans la mesure où le calcul effectué simule une gaine confinante infinie². En pratique, pour ce type de fibre, la gaine optique est de dimension finie et la gaine externe est un matériau polymère dont l'indice de réfraction est supérieur à celui du cœur. Sans cette gaine externe, la fibre serait trop fragile et des modes de la gaine optique présents à l'injection dans la fibre pourraient être confinés par RTI à l'interface gaine optique/air. Son rôle est donc, d'une part, de limiter l'impact des contraintes extérieures appliquées à la fibre et d'autre part, d'éviter la propagation des modes de gaine (néfastes pour de nombreuses applications) puisqu'ils seront couplés vers la gaine externe en polymère. Toutefois, la dimension de la gaine optique étant très grande face à la longueur d'onde, les pertes par confinement dues à un effet tunnel optique restent négligeables par rapport à d'autres types de pertes.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.1, l'indice effectif du mode fondamental tend vers n_{cur} quand la longueur d'onde tend vers 0. Lorsque la longueur d'onde augmente, l'énergie du mode s'étale de plus en plus dans la gaine : l'indice effectif diminue jusqu'à tendre vers n_{gaine} . Cet effet se traduit également par l'augmentation de l'aire effective avec la longueur d'onde. La DVG, quant à elle, dépend peu de la géométrie du guide. Elle est en fait principalement dominée par la dispersion du matériau utilisé, à savoir la silice. La contribution de la DVG due au guide est donc faible face à celle du matériau.

3.2.2 La fibre à cristal photonique guidant par RTIM

Les grandeurs caractéristiques d'une fibre à cristal photonique guidant par RTIM sont présentées sur la figure 3.2. La gaine est composée d'un réseau triangulaire de trous d'air (d'indice 1) de diamètre $1,6\mu\text{m}$ incrustés dans une matrice de silice (d'indice 1,45). Le pas du réseau Λ vaut $4\mu\text{m}$. Le cœur est un défaut d'une inclusion et la gaine est composée de 4 couronnes de trous d'air. De manière similaire à la fibre conventionnelle, la partie réelle de l'indice effectif du mode fondamental tend vers n_{cur} quand la longueur d'onde tend vers 0 puis, lorsque la longueur d'onde augmente, elle diminue et tend vers n_{gaine} qui correspond pour cette catégorie de fibre à n_{FSM} . Ainsi, et contrairement aux fibres conventionnelles, l'indice effectif évolue cette fois fortement avec la longueur d'onde dans la mesure où n_{FSM} possède une forte dépendance spectrale. L'aire effective, quant à elle, augmente avec la longueur d'onde, l'énergie du mode s'étalant de plus en plus dans la gaine. L'indice effectif présente ici une partie imaginaire : la largeur de la gaine confinante étant limitée en pratique ainsi que dans les simulations numériques (4 couronnes dans cet exemple), un effet tunnel est possible entre le cœur, en silice, et la gaine externe (simulée infinie) aussi en silice, entraînant des pertes par confinement. Notons que les pertes ne font qu'augmenter avec la longueur d'onde. De plus, l'augmentation du nombre de couronnes ou de d/Λ entraînent une diminution des pertes par confinement [56] en raison d'une

2. Dans toute la section 3.2, seule l'atténuation relative aux pertes par confinement sera considérée.

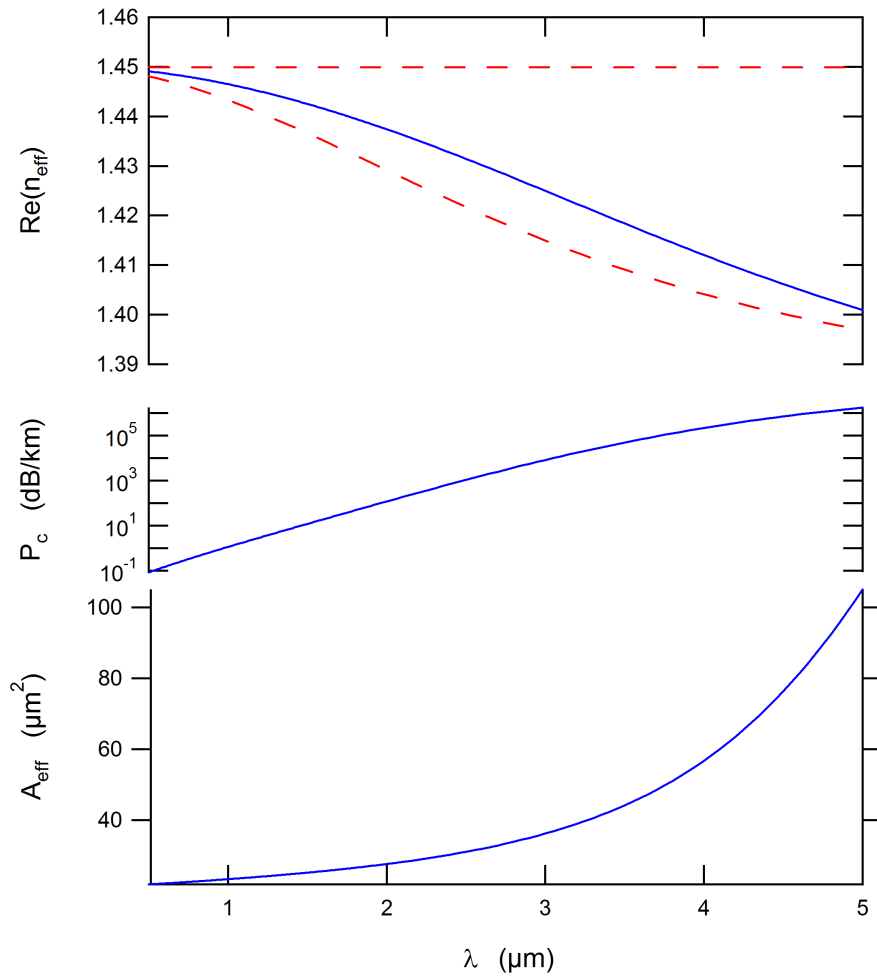


FIGURE 3.2 – Grandeurs caractéristiques ($\text{Re}(n_{\text{eff}})$, P_c et A_{eff}) du mode fondamental guidé dans une fibre à cristal photonique RTIM ($n_{\text{bas}}=1$, $n_{\text{haut}}=1,45$, $d/\Lambda=0,4$, $\Lambda=4\mu\text{m}$). La gaine confinante comporte 4 couronnes d'inclusions, entourée d'une gaine externe en silice simulée infinie. Le cœur est un défaut de 1 inclusion et son indice est n_{bas} . L'indice de réfraction du cœur et l'indice équivalent de la gaine infinie n_{FSM} apparaissent en traits pointillés rouges.

augmentation, respectivement, de la largeur de la gaine confinante et du contraste d'indice entre mode de cœur et mode de gaine. Contrairement aux fibres conventionnelles, la DVG du guide peut cette fois être significative face à celle du matériau. Il est possible, en choisissant judicieusement les paramètres de la structure (en particulier le rapport d/Λ), de décaler fortement la longueur d'onde de dispersion nulle (notamment dans le visible) par rapport à celle imposée par le matériau utilisé [63], ou encore d'obtenir une dispersion nulle et plate sur une large gamme spectrale [64].

3.2.3 La fibre à cristal photonique guidant par BIP

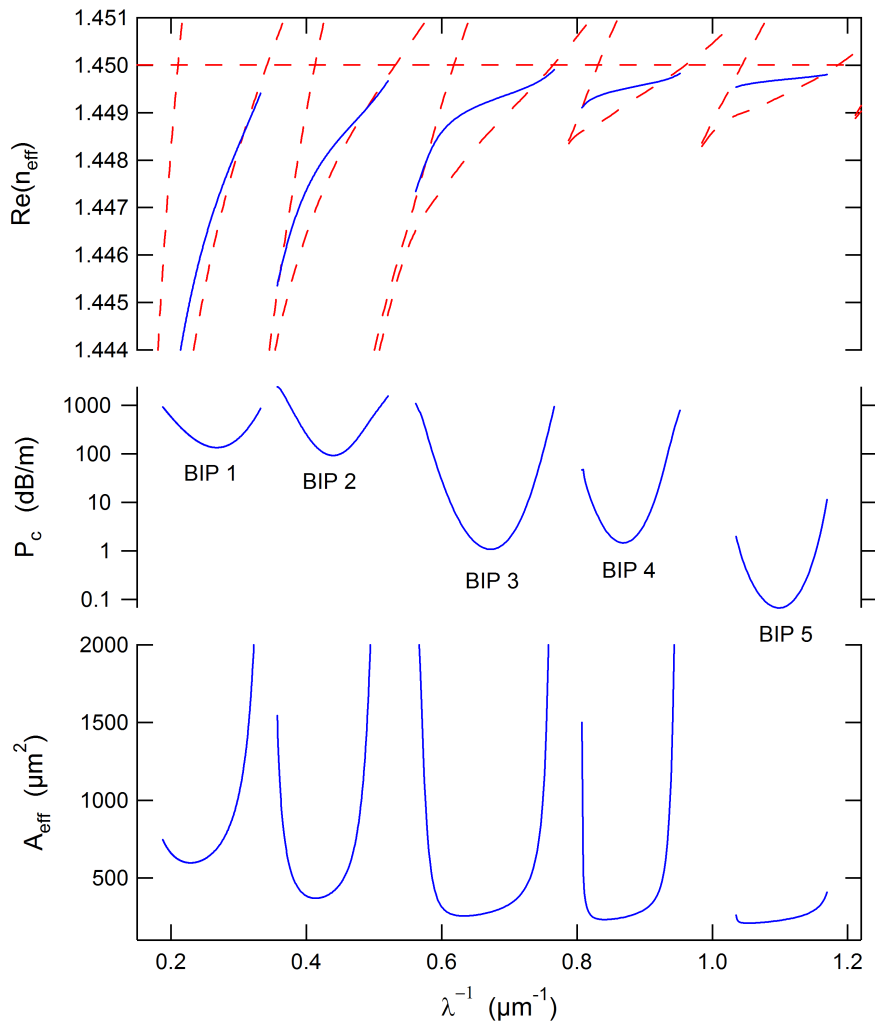


FIGURE 3.3 – Grandeurs caractéristiques ($Re(n_{eff})$, P_c et A_{eff}) du mode fondamental de cœur guidé dans une fibre à cristal photonique de type BIP ($n_{bas} = 1,45$, $n_{haut\ max} = 1,48$, $d/\Lambda = 0,68$ et $\Lambda = 15\mu m$). La gaine confinante comporte 4 couronnes d'inclusions d'indice haut à profil d'indice parabolique, entourée d'une gaine externe en silice simulée infinie. Le cœur est un défaut de 1 inclusion et son indice est n_{bas} . L'indice de réfraction du cœur et les indices des bords de BIP (haut at bas) de la gaine infinie apparaissent en traits pointillés rouges. Pour plus de lisibilité, ces grandeurs sont tracées en fonction de l'inverse de λ .

Afin d'illustrer les particularités des fibres BIP, un diagramme de dispersion d'une fibre BIP solide à faible contraste d'indice de réfraction est

présenté sur la figure 3.3, ainsi que plusieurs grandeurs caractéristiques du mode de défaut fondamental. La gaine de la fibre est composée d'un réseau triangulaire d'inclusions à profil d'indice parabolique, d'indice maximal $n_{hautmax} = 1,48$ dans une matrice d'indice $n_{bas} = 1,45$. Le cœur d'indice n_{bas} est formé en ométant une inclusion (défaut de 1). La gaine comporte 4 couronnes autour du cœur. Le diamètre des inclusions par rapport au pas du réseau (d/Λ) vaut 0,68 et le pas vaut $15\mu m$. Le diagramme de dispersion présente à la fois les indices effectifs des modes de la gaine supposée infinie (bords haut et bas de chaque BIP en traits pointillés rouges) ainsi que la partie réelle des indices effectifs des modes de défaut fondamentaux calculés pour la structure présentant une gaine confinante de 4 couronnes entourée d'une gaine infinie en silice. Pour plus de lisibilité, ces grandeurs sont tracées en fonction de l'inverse de λ . Dans cet exemple, un mode de défaut existe dans chacune des BIP de la gaine sur la gamme spectrale présentée. Chacun des modes de défaut voit son indice effectif diminuer (en fonction de λ) dans la BIP considérée et lorsque l'ordre de la BIP diminue (λ augmente), l'indice effectif tend de manière générale à diminuer, ce qui est conforme à une dispersion de guide classique. Comme pour les fibres RTIM, la largeur de la gaine confinante est limitée en pratique (4 couronnes dans cet exemple) engendrant des pertes par confinement (effet tunnel possible entre le cœur et la gaine externe en silice).

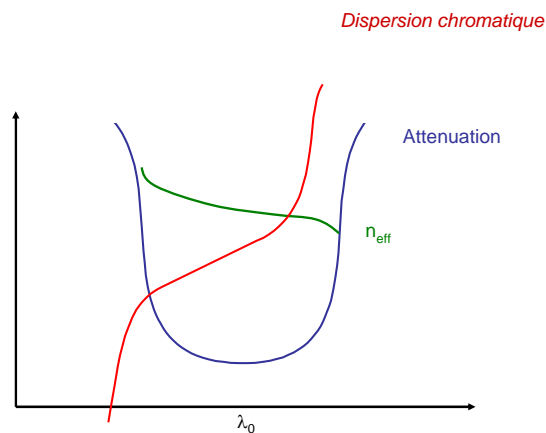


FIGURE 3.4 – Représentation schématique, au sein d'une BIP, de l'allure typique des pertes par confinement et de la DVG d'un mode de cœur confiné dans une fibre à cristal photonique guidant par BIP.

Aux basses longueurs d'ondes de la BIP, l'indice effectif du mode de défaut s'approche de l'indice effectif du mode de gaine définissant le bord bas de la BIP : il possède alors à la fois des pertes par confinement et une aire effective très élevées. En s'éloignant du bord de bande, le mode est davantage confiné dans le cœur jusqu'à atteindre un minimum de pertes

et d'aire effective (pas nécessairement à la même longueur d'onde). Aux grandes longueurs d'onde de la BIP, l'indice effectif s'approche cette fois du bord haut de la BIP, entraînant là encore à la fois fortes pertes et forte aire effective. La présence des bandes permises de la gaine limite ainsi l'étendue spectrale des modes de défaut, entraînant une transmission par fenêtre spectrale caractéristique d'un guidage par BIP. Les pertes par confinement (et l'aire effective) au sein d'une BIP ont donc une allure typique en cloche. Nous pouvons de plus constater dans cet exemple que l'évolution de la valeur du minimum de pertes, propre à chaque BIP, n'est pas triviale. Toutefois, cette valeur tend, de manière générale, à augmenter lorsque la longueur d'onde augmente à cause de la diminution de la largeur relative de la gaine confinante.³ Contrairement aux fibres RTIM, l'évolution spectrale des pertes par confinement est complexe et il n'existe pas à ce jour de modèle analytique permettant de prédire leur évolution avec précision.

La forme typique de la courbe de dispersion d'indice effectif du mode de défaut entraîne une forme particulière dite en "s" pour la dispersion chromatique de vitesse de groupe (cf figure 3.4). Dans chaque BIP, la DVG du mode de défaut est fortement négative (normale) du côté courtes longueurs d'ondes, s'aplanit ensuite puis devient fortement positive (anormale) côté grandes longueurs d'onde. Ainsi, dans chaque BIP, la DVG s'annule à une longueur d'onde donnée. La variation brutale de l'indice effectif à l'approche des bords de bandes permet d'obtenir des valeurs de DVG, associées au guidage typique par BIP, encore plus importantes que celles obtenues dans les 2 autres types de guide déjà présentés. Notons pour finir que ces fortes valeurs de DVG sont atteintes au prix de fortes pertes par confinement.

3. Notons que l'évolution du minimum de pertes en fonction de l'ordre de la BIP dépend des paramètres de la structure. En particulier, dans l'exemple proposé ici, les BIP d'ordre pair sont plus affectées par les pertes par confinement que les BIP d'ordre impair (Ceci sera détaillé dans le chapitre 6). Pour des valeurs de d/Λ faibles, l'allure des pertes, typique en forme de cloche, change même de sens de concavité pour les BIP d'ordre impair uniquement, du à un phénomène appelé résonances de Fano [65].

CONCLUSION DE LA PARTIE

Cette 1^{ère} partie nous a permis d'introduire les fibres à cristal photonique guidant par BIP et de les situer (au niveau du contexte historique et du mécanisme de guidage) par rapport aux fibres conventionnelles guidant par RTI et aux fibres à cristal photonique guidant par RTIM.

Dans un premier temps, le contexte lié à l'émergence de ce type de fibre a été rappelé. Nous avons distingué les fibres à BIP présentant un cœur creux, fabriquées pour la 1^{ère} fois en 1998, des fibres à BIP à cœur solide, dont la 1^{ère} réalisation expérimentale ne nécessitant pas l'insertion de liquide est encore plus récente puisqu'elle date de 2004. Dans les deux cas, les principaux intérêts et des exemples d'utilisation de ces fibres ont été donnés. En particulier, les fibres à BIP cœur solide, qui font l'objet de cette thèse, combinent à la fois les propriétés spectrales et dispersives uniques des fibres à BIP (transmission sélective en longueur d'onde, annulation de la DVG dans la BIP et fortes DVG en bord de BIP) avec les avantages liés à la propagation dans un cœur solide (dopage possible du cœur pour l'inscription de réseau de Bragg ou la réalisation d'amplificateurs et de lasers, utilisation possible de la non linéarité du matériau formant le cœur).

Au début de cette thèse, en 2006, peu de travaux de recherche étaient consacrés aux fibres BIP à cœur solide, ouvrant ainsi la voie à de nombreux sujets exploratoires tels que l'approfondissement de la compréhension des mécanismes de guidage, l'identification des sources de pertes les plus critiques et l'utilisation spécifique de ces fibres présentant de nombreuses potentialités, tant en optique linéaire que non linéaire.

En introduisant les notions de guide d'onde et de diagrammes de dispersion d'indice effectif, les 3 principaux mécanismes de guidage que l'on distingue usuellement (RTI, RTIM et BIP) ont pu être aisément interprétés. Nous en avons déduit, pour chacune des 3 structures typiques, des conditions simples sur les valeurs d'indice effectif possibles pour un mode de cœur. Ceci a mis en évidence certaines spécificités selon le type de guidage :

- La condition relative à la structure RTIM est analogue à celle de la structure RTI. Toutefois, l'indice de la gaine n_{FSM} dépend cette fois fortement de la longueur d'onde, entraînant une forte dispersion du guide pour ce type de structure.
- La condition relative à la structure BIP montre que le guidage par BIP n'est possible que sur certaines fenêtres spectrales.

Pour finir, nous avons analysé l'évolution spectrale des grandeurs caractérisant un mode guidé (à savoir l'indice effectif, les pertes optiques, l'aire effective et la DVG) pour les 3 structures typiques déjà introduites. Pour la fibre à BIP, les pertes optiques (par confinement) et la dispersion ont une allure typique. Au sein d'une BIP, les pertes sont minimales vers le centre de la BIP et augmentent fortement en bord de BIP. La DVG est

très forte en bord de BIP (négative sur le bord bleu et positive sur le bord rouge) et relativement plate ailleurs. Ainsi, dans chaque BIP, la DVG s'annule à une longueur d'onde donnée.

Deuxième partie

Analyse des diagrammes de dispersion des fibres BIP à faible contraste d'indice

DANS la première partie de cette thèse, nous avons observé qu'un milieu microstructuré pouvait présenter un diagramme de dispersion complexe dans lequel apparaissent des BIP. En créant un défaut dans un tel milieu, nous avons mis en évidence qu'il était possible de guider la lumière au sein de ces mêmes BIP. Toutefois, le calcul de ces diagrammes de dispersion à partir des équations de Maxwell ne nous apporte pas d'éléments de compréhension physique liés aux mécanismes de formation de ces BIP dans ces milieux.

Le premier chapitre de cette partie (chapitre 4) a pour objectif de décrire, à l'aide d'un modèle simple, l'allure du diagramme de bande d'une structure présentant deux indices de réfraction différents et, en conséquence, d'anticiper son évolution en fonction des paramètres clés de la structure. En particulier, nous traiterons le cas des milieux périodiques diélectriques à maille triangulaire présentant des inclusions circulaires dont l'indice de réfraction est supérieur à celui de la matrice, le contraste d'indice entre les deux matériaux étant faible. Ce cas particulier est étudié dans la mesure où, rappelons-le, il correspond au type de structure qui fait l'objet de cette thèse. Le modèle présenté consiste à interpréter les diagrammes de dispersion des structures à BIP en terme de résonateurs couplés.

Le 2^{ème} chapitre de cette partie (chapitre 5) met en évidence l'existence d'une loi d'échelle pour les modes se propageant dans une structure de type BIP. Il est en effet possible de normaliser les constantes de propagation des modes se propageant dans ces fibres et d'obtenir ainsi des diagrammes de dispersion similaires (rigoureusement identiques ou approchés selon les cas) pour des fibres dont la structure géométrique est conservée à un facteur "homothétique" près. Pour cela, nous généraliserons les paramètres normalisés initialement développés pour les fibres conventionnelles à faible contraste d'indice aux diagrammes de bandes des fibres BIP, puis aux modes de défaut se propageant dans ces fibres. Nous aborderons non seulement les transformations opto-géométriques classiques en électromagnétisme (à savoir, la loi d'échelle relative à la longueur d'onde et la dimension de la structure d'une part, et la loi d'échelle relative aux 2 indices de réfraction d'autre part), mais également la transformation où seul un indice de réfraction est modifié (ce qui présente un grand intérêt pratique). De plus, la loi d'échelle sera étendue aux constantes de propagation complexes, afin d'y intégrer les pertes inhérentes aux modes de défaut d'une fibre BIP. Etant donné l'intérêt grandissant que suscite ce type de fibre et la versatilité de leur moyen de fabrication (choix de la dimension finale de la fibre, utilisation de verres haut indice à la place de la silice, ou encore remplissage des trous d'air par des liquides d'indice différent), une telle loi d'échelle sera très utile et donnera dans de nombreux cas une très bonne approximation du diagramme de dispersion sans avoir recours à de nombreux calculs numériques.

DESCRIPTION DES DIAGRAMMES DE DISPERSION EN TERME DE RÉSONATEURS COUPLÉS

Dans ce chapitre, les diagrammes de dispersion des fibres BIP cœur solide à faible contraste d'indice seront décrits en terme de résonateurs couplés. Cette description s'appuie sur la simple observation que la gaine de ce type de structure peut être décomposée en 2 types de résonateurs, comme le montre le schéma de la figure 4.1 :

- les résonateurs fermés d'indice haut, correspondant aux inclusions circulaires
- les résonateurs ouverts d'indice bas, correspondant aux régions interstitielles de la matrice situées entre les inclusions circulaires.

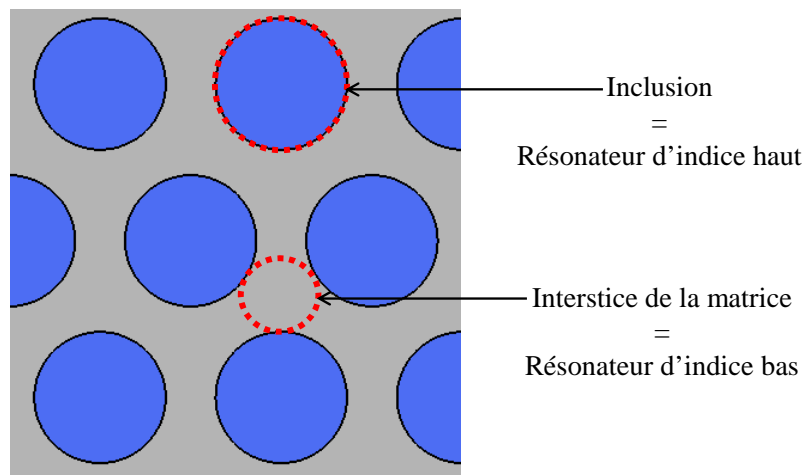


FIGURE 4.1 – Illustration de la décomposition du réseau périodique en résonateurs fermés d'indice haut et résonateurs ouverts d'indice bas.

Précisons que ce type de description a également été utilisé, de façon indépendante, par F. Couny et al. [66] pour décrire les diagrammes de bandes des fibres BIP cœur creux. Les résonateurs identifiés sont alors différents et au nombre de 3 : les noeuds de silice, les ponts de silice entre ces noeuds et les larges trous d'air. Ainsi, l'approche qui va être décrite ci-dessous est

très générale et peut donc s'appliquer de manière qualitative à tout type de structure en terme de forme et taille d'inclusions, de contraste d'indice et de type de réseau. En particulier, nous traitons dans la suite le cas d'inclusions à profil "saut d'indice" tandis que les fibres étudiées au cours de cette thèse présentent des inclusions à profil d'indice parabolique : les résultats présentés dans la suite restent toutefois qualitativement valides pour des inclusions à profil parabolique.

Dans un premier temps, nous nous intéressons à la dispersion d'un résonateur isolé d'indice haut puis d'indice bas. Dans les 2 cas, l'évolution de la dispersion avec le contraste d'indice et les dimensions de la structure sera décrite. Ces résultats préliminaires seront utilisés ensuite afin de décrire les diagrammes de dispersion en terme de résonateurs couplés d'indice haut et bas et d'interpréter leur évolution avec le contraste d'indice et les dimensions de la structure.

4.1 CARACTÉRISTIQUES MODALES D'UNE INCLUSION ISOLÉE D'INDICE HAUT

Remarquons tout d'abord qu'un résonateur d'indice haut correspond en fait au cœur d'une fibre conventionnelle à saut d'indice. Nous rappelons donc dans cette section les propriétés de dispersion d'une fibre conventionnelle à saut d'indice, assimilée à une inclusion isolée d'indice n_{haut} dans une matrice d'extension spatiale infinie d'indice n_{bas} .

4.1.1 Dispersion au dessus de l'indice de la matrice

Comme nous l'avons vu précédemment, les modes d'une inclusion isolée dont les indices effectifs sont compris entre n_{bas} et n_{haut} sont discrets et l'intensité lumineuse est principalement localisée dans le cœur, les modes étant guidés alors par RTI. De plus, les indices effectifs de ces solutions ne présentent pas de partie imaginaire dans le cas d'une matrice d'extension spatiale infinie. Dans le cas d'une inclusion circulaire d'indice élevé et présentant un faible contraste d'indice avec la matrice, ces solutions peuvent être regroupées à l'aide de la nomenclature des modes LP_{lm} (Linearly Polarized), l et m représentant respectivement le nombre azimutal et le nombre radial, caractérisant la dépendance transverse de l'intensité du mode. Il s'agit de l'approximation de faible guidage (ou approximation scalaire), classique en optique guidée, valide lorsque le paramètre Δ défini ci-dessous est très inférieur à 1 [67] :

$$\Delta = \frac{1}{2} \frac{n_{haut}^2 - n_{bas}^2}{n_{haut}^2} \quad (4.1)$$

Notons que ce paramètre peut varier entre 0 et 1/2. Il tend vers 0 lorsque n_{haut} tend vers n_{bas} et vers 1/2 lorsque n_{haut} tend vers l'infini. La figure 4.2 illustre le diagramme de dispersion au dessus de l'indice de la matrice d'une inclusion d'indice $n_{haut}=1.46$ et de diamètre $d=6\mu m$ dans une matrice infinie d'indice $n_{bas}=1.45$. Ce diagramme présente la dispersion des 7 premiers modes LP_{lm} calculée en résolvant de façon numérique l'équation

de dispersion [68] :

$$u_1 \frac{J_{\ell+1}(u_1)}{J_\ell(u_1)} = w_2 \frac{K_{\ell+1}(w_2)}{K_\ell(w_2)} \quad (4.2)$$

où les paramètres usuels u_1 et w_2 sont définis par :

$$u_1^2 = a^2 (n_1^2 k_0^2 - \beta^2) \quad (4.3)$$

$$w_2^2 = a^2 (\beta^2 - k_0^2 n_2^2) \quad (4.4)$$

avec a , n_1 et n_2 représentant respectivement le rayon de l'inclusion, l'indice haut n_{haut} (correspondant ici à l'indice de l'inclusion) et l'indice bas n_{bas} (l'indice de la matrice ici). k_0 est la norme du vecteur d'onde dans le vide ($k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$).

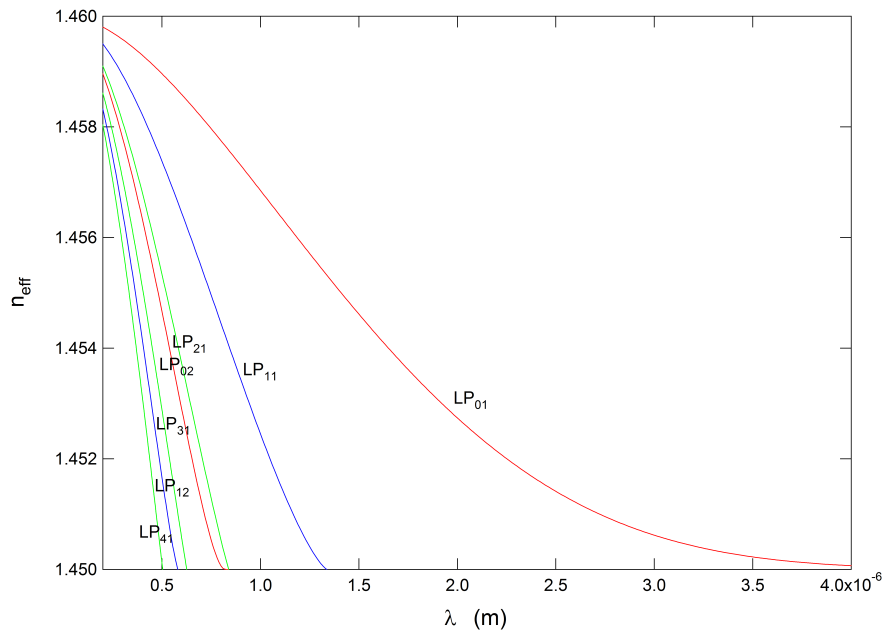


FIGURE 4.2 – Diagramme de dispersion des 7 premiers modes LP_{lm} d'une inclusion isolée d'indice $n_{haut}=1,46$ et de diamètre $d = 6\mu\text{m}$ dans une matrice d'extension spatiale infinie d'indice $n_{bas}=1,45$. La dispersion est tracée pour des valeurs d'indices effectifs supérieures à l'indice de la matrice.

Le mode fondamental (possédant l'indice le plus élevé) est le LP_{01} . La condition d'apparition d'un nouveau mode LP_{lm} dépend directement de la fréquence normalisée V , caractéristique du guide. Cette fréquence normalisée dépend du profil spatial d'indice de réfraction du guide ainsi que du diamètre d du cœur. Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, on a :

$$V = \frac{\pi d \sqrt{n_{haut}^2 - n_{bas}^2}}{\lambda} \quad (4.5)$$

Pour certaines valeurs de fréquences normalisées, nommées fréquences de coupure V_c , un nouveau mode LP_{lm} peut être guidé. Son indice effectif est alors égal à celui de la gaine. Sous sa fréquence de coupure, un mode LP_{lm} ne peut être guidé dans le cœur sans pertes, son indice effectif étant alors inférieur à n_{bas} . En particulier, pour un guide à saut d'indice cylindrique, le second mode confiné (LP_{11}) apparaît lorsque V_c vaut

2,405 (correspondant à une longueur d'onde de $1,34\mu\text{m}$ sur l'exemple de la figure 4.2). Lorsque V est inférieur à cette valeur, le guide supporte uniquement le confinement du mode fondamental LP_{01} : on dit que la propagation est monomode. On peut ainsi définir la longueur d'onde de coupure λ_c au-delà de laquelle le guide est monomode :

$$\lambda_c = \frac{\pi d \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2}}{2.405} \quad (4.6)$$

Notons de plus qu'un tel guide supporte toujours au moins un mode guidé (le mode fondamental) quelle que soit la longueur d'onde dans la mesure où son indice effectif reste supérieur à l'indice de la matrice : quand la longueur d'onde tend vers l'infini (V tend vers 0), l'indice effectif du mode fondamental tend vers l'indice de la matrice alors qu'il tend vers n_{haut} quand λ tend vers 0 (V tend vers l'infini). Notons pour finir que les indices effectifs des différents modes LP_{lm} présentent des évolutions spectrales qualitativement similaires.

4.1.2 Dispersion en dessous de l'indice de la matrice

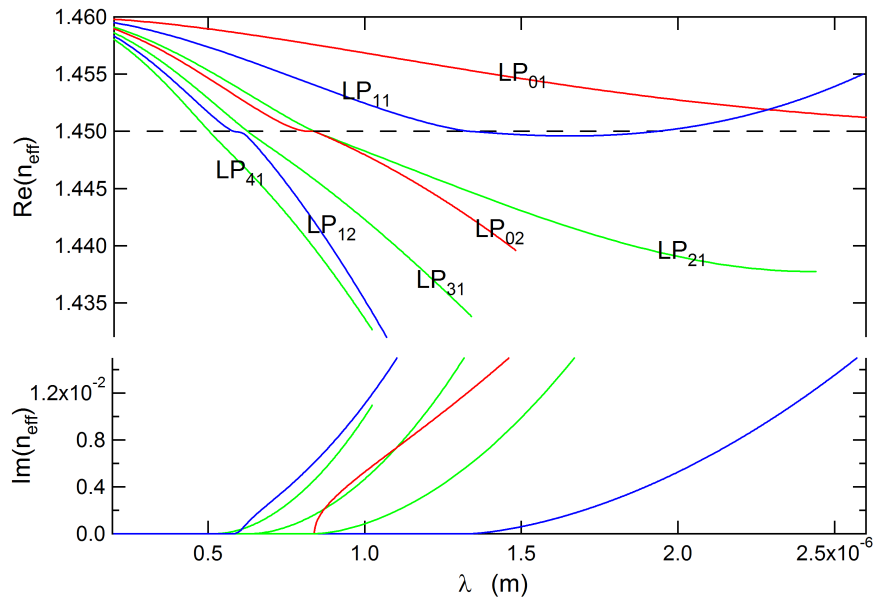


FIGURE 4.3 – Diagramme de dispersion des 7 premiers modes LP_{lm} d'une inclusion isolée d'indice $n_{\text{haut}} = 1,46$ et de diamètre $d = 6\mu\text{m}$ dans une matrice d'extension spatiale infinie d'indice $n_{\text{bas}} = 1,45$. La dispersion est tracée pour des valeurs d'indices effectifs supérieures et inférieures à l'indice de la matrice. Notons que sous l'indice de la matrice, les indices effectifs des modes (excepté le mode fondamental LP_{01}) présentent une partie imaginaire non nulle, qui est reliée aux pertes de propagation.

En dessous de l'indice de la gaine, nous rappelons que les solutions forment un continuum et qu'aucun mode ne peut être guidé par RTI. Cependant, les modes LP_{lm} bénéficient malgré tout de réflexions partielles à l'interface cœur/gaine. Ces états particuliers où la lumière est toujours partiellement concentrée dans l'inclusion d'indice haut sont appelés états résonants ou modes à pertes. Leurs indices effectifs présentent donc une partie imaginaire non nulle, excepté le mode LP_{01} qui ne présente pas de

coupure. La figure 4.3 reprend l'exemple développé dans le paragraphe précédent auquel est ajoutée la dispersion sous l'indice de la matrice pour les 6 premiers modes LP_{lm} d'ordre supérieur. Notons que le calcul des indices effectifs des modes sous leur fréquence de coupure est plus compliqué pour plusieurs raisons [68][69][70] :

- l'équation de dispersion est à variables complexes puisque l'indice effectif possède une partie imaginaire,
- les modes LP_{0m} se comportent différemment des autres modes sous leur fréquence de coupure.

Les équations de dispersion de ces modes à pertes sont données ci-dessous¹ :

$$\begin{cases} u_1 \frac{J_{\ell+1}(u_1)}{J_\ell(u_1)} = u_2 \frac{H_{\ell+1}^{(2)}(u_2)}{H_\ell^{(2)}(u_2)} & \text{pour les modes } LP_{lm} \text{ avec } l \neq 0 \\ u_1 \frac{J_1(u_1)}{J_0(u_1)} = -w_2 \frac{I_1(w_2)}{I_0(w_2)} & \text{pour les modes } LP_{0m} \end{cases} \quad (4.7)$$

$$\text{avec } u_2^2 = a^2 (n_2^2 k_0^2 - \beta^2)$$

Sur la figure 4.3, on observe que la partie imaginaire (relative aux pertes par confinement) de chaque mode LP_{lm} augmente d'autant plus que l'on s'éloigne de la coupure du mode LP_{lm} considéré.

4.1.3 Evolution de la dispersion avec d et Δ

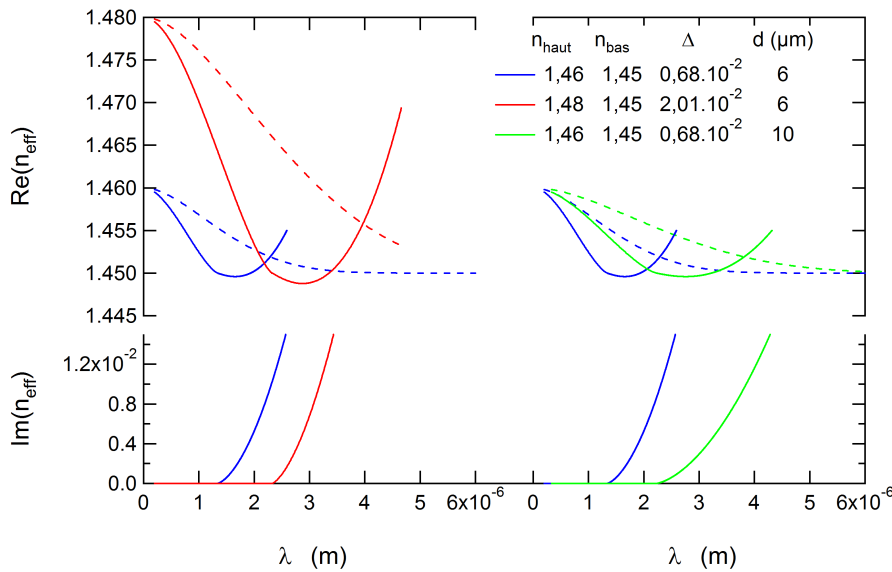


FIGURE 4.4 – Evolution de la dispersion ($Re(n_{eff})$ et $Im(n_{eff})$) des modes LP_{01} (trait pointillé) et LP_{11} (trait plein) d'une inclusion isolée dans une matrice d'extension spatiale infinie d'indice $n_{bas} = 1,45$ en fonction de l'indice de l'inclusion n_{haut} (à gauche) puis du diamètre d (à droite).

Nous nous intéressons à l'évolution du diagramme de dispersion avec le contraste d'indice et les dimensions de la structure. L'augmentation de l'indice de l'inclusion n_{haut} ou de son diamètre d entraîne (figure 4.4) :

1. Le cas du comportement des modes LP_{0m} sous le cut-off est traité dans les références [69][68]. D'autre part, la validité de ces équations loin de la coupure n'a pas été testée et son étude sort du cadre de cette thèse.

- une augmentation des longueurs d’onde de coupure de chaque mode LP_{lm} (les fréquences de coupure V_c étant conservées)
- une augmentation de $Re(n_{eff})$ de chaque mode (au moins pour des longueurs d’onde inférieures à la coupure)
- une diminution de $Im(n_{eff})$ de chaque mode (équivalente à une réduction des pertes par confinement d’après la relation (3.2) puisque l’on compare à même λ)

4.2 CARACTÉRISTIQUES MODALES D’UNE INCLUSION ISOLÉE D’INDICE BAS

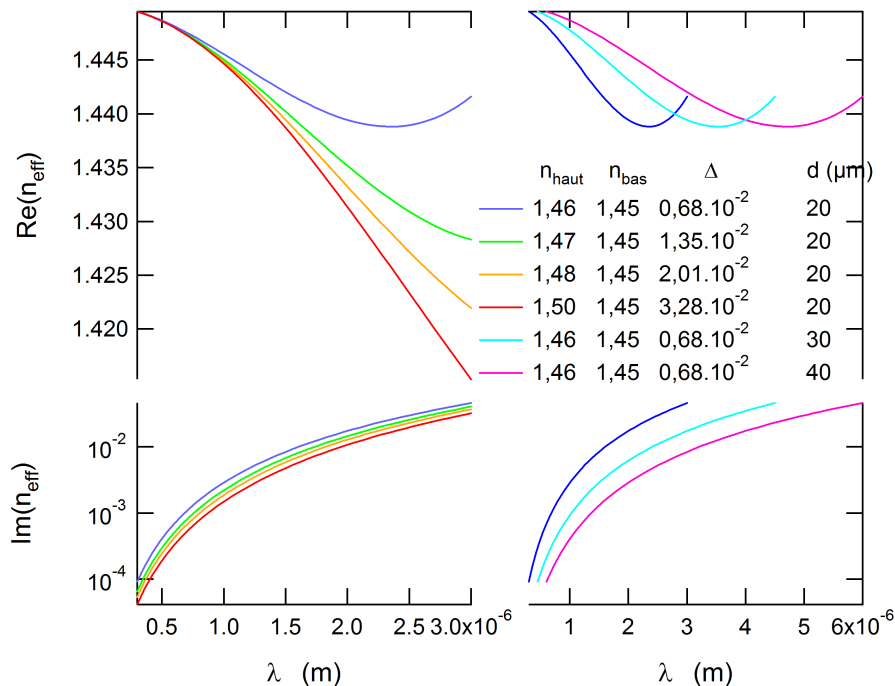


FIGURE 4.5 – Evolution de la dispersion ($Re(n_{eff})$ et $Im(n_{eff})$) du mode LP_{01} d’une inclusion isolée d’indice $n_{bas}=1,45$ en fonction de l’indice de la matrice n_{haut} d’extension spatiale infinie (à gauche) puis du diamètre d (à droite).

Dans cette section, nous nous intéressons à la dispersion du 2^{ème} type de résonateur identifié dans l’introduction de ce chapitre : le résonateur d’indice bas. Comme nous l’avons observé sur la figure 4.1, le résonateur d’indice bas n’est pas circulaire et il est ouvert. Toutefois, par souci de simplicité, nous décidons de modéliser ce type de résonateur par une inclusion circulaire d’indice bas n_{bas} dans une matrice d’extension spatiale infinie d’indice haut n_{haut} , à faible contraste d’indice (faible Δ). Ce type de structure ne constitue pas un guide au sens strict (il est appelé "antiguide") puisque les modes autorisés à se propager dans l’inclusion (dont les indices effectifs sont inférieurs à n_{bas}), le sont également dans la matrice qui présente un indice supérieur à celui de l’inclusion. Contrairement au comportement du guide d’onde conventionnel sous l’indice de la matrice (cas présenté ci-dessus), cette remarque est vraie quelle que soit la longueur d’onde et non plus uniquement, pour des longueurs d’ondes supérieures à la coupure. Ainsi, aucun mode ne peut être rigoureusement

guidé dans une telle structure. Toutefois, de manière similaire au cas précédent, l'antiguide supporte également des états particuliers (en plus du continuum d'états de la matrice) pour lesquels la lumière est principalement localisée dans l'inclusion en raison des réflexions partielles à l'interface inclusion/matrice². Ces solutions sont là aussi des modes LP_{lm} à pertes. Elles sont également obtenues en résolvant la première équation définie en (4.7).

La figure 4.5 présente l'évolution de la dispersion du mode LP_{01} à pertes d'une inclusion d'indice bas ($n_{bas}=1,45$) en fonction de l'indice de la matrice n_{haut} (à gauche) puis pour différents diamètres de l'inclusion d (à droite). Nous observons que l'augmentation de n_{haut} entraîne :

- une diminution de $Re(n_{eff})$
- une diminution de $Im(n_{eff})$ (équivalente à une réduction des pertes par confinement)

L'augmentation de d engendre quant à elle :

- une augmentation de $Re(n_{eff})$ (au moins pour des longueurs d'onde inférieures à la remontée d'indice effectif)
- une diminution de $Im(n_{eff})$ (équivalente à une réduction des pertes par confinement)

4.3 PRÉSENTATION DU MODÈLE DE L'ARROW

Nous présentons dans cette section un modèle existant, relatif aux fibres BIP solides et exploitant certaines propriétés connues d'une inclusion isolée d'indice haut décrites ci-dessus. Le modèle de l'ARROW (Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide) permet de déterminer approximativement mais de manière simple les zones spectrales de fortes pertes (et donc de transmission) des fibres BIP à faible contraste d'indice formées d'inclusions de haut indice dans une matrice de bas indice et dont le cœur possède l'indice de la matrice. Ce modèle analytique, initialement développé pour les guides d'onde plans (dont l'indice de réfraction ne dépend que d'une seule dimension), a ensuite été transposé au cas des guides en deux dimensions [52]. Ce modèle s'appuie sur deux approximations : il considère d'une part que les indices effectifs des modes de défaut sont égaux à celui de la matrice d'indice bas et d'autre part, que les indices effectifs des modes de gaine traversent l'indice de la matrice aux fréquences de coupure des différents modes LP_{lm} supportés par une inclusion isolée de la gaine. Ces deux approximations conduisent à une égalité d'indice entre modes de cœur et modes de gaine au niveau des fréquences de coupure des modes d'une inclusion isolée³. Ainsi, pour ces fréquences particulières, le guide est équivalent à un milieu homogène dans lequel l'onde lumineuse qui était initialement confinée dans le cœur

2. Notons que ce type de structure a été utilisé pour confiner la lumière dans un cœur creux (guide capillaire), sur de courtes distances en raison des fortes pertes de propagation. Les fibres BIP cœur creux ont permis ensuite de réduire considérablement le niveau de pertes atteints dans les guides capillaire.

3. G. Renversez et al. [71] ont amélioré ce modèle en prenant en compte le fait que l'anticroisement entre mode de défaut et mode d'inclusions isolées avait lieu sous la coupure des modes d'inclusions isolées

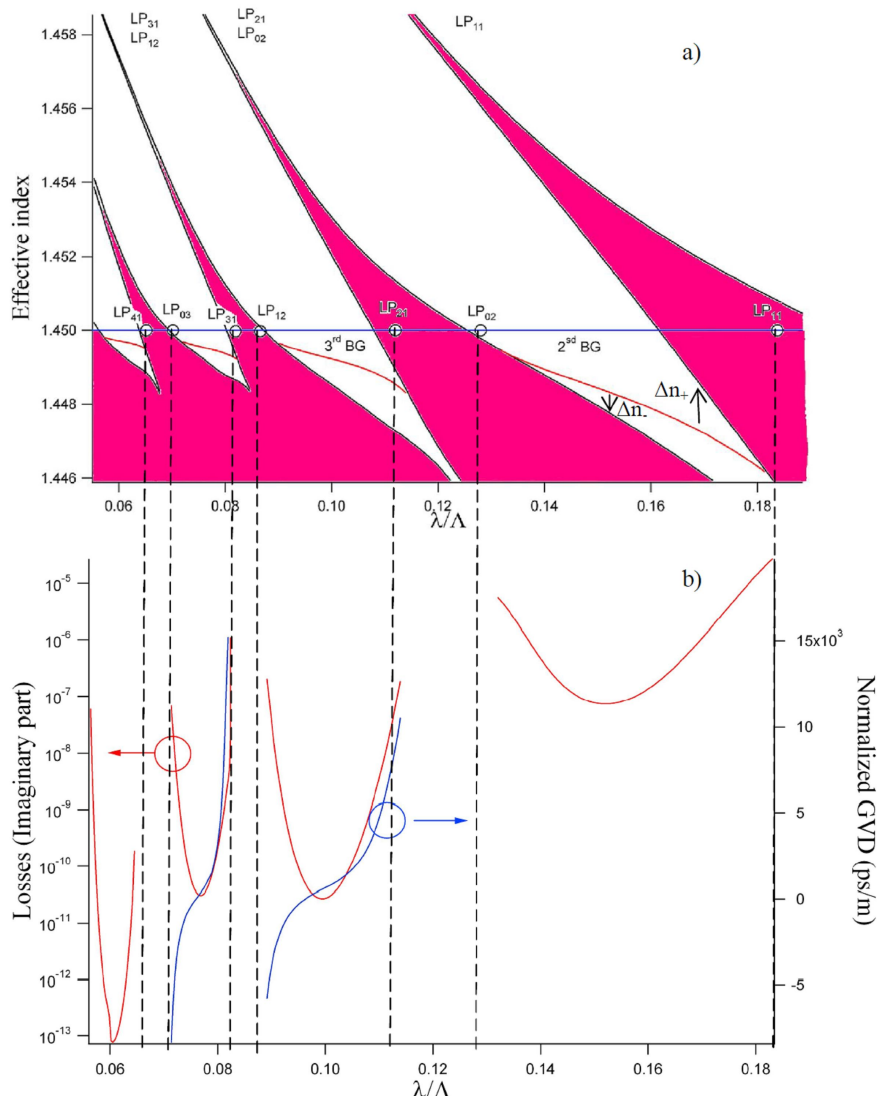


FIGURE 4.6 – Calcul de la dispersion du mode fondamental confiné dans le cœur d’une fibre BIP à faible contraste d’indice comportant 7 couronnes d’inclusions. L’indice de la matrice (et du cœur) vaut 1,45 tandis que l’indice maximal des inclusions est de 1,48 (profil parabolique). Le rapport d/Λ vaut 0,68. La partie réelle et la partie imaginaire (liées aux pertes par confinement) de l’indice effectif sont représentées. Apparaissent également les bords de bandes de la gaine périodique infinie, ainsi que les fréquences de coupure des modes LP_{lm} d’une inclusion isolée de la gaine.

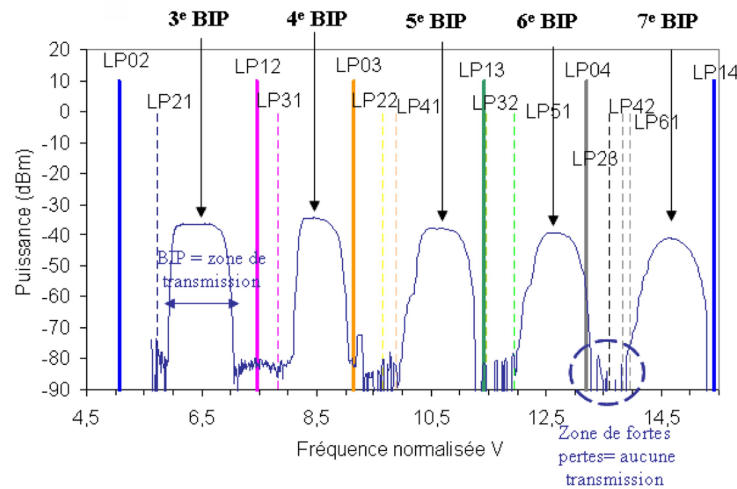


FIGURE 4.7 – Spectre de transmission expérimental de la fibre BIP décrite dans la référence [7] obtenu après 4 mètres de longueur de fibre. Les traits verticaux correspondent aux fréquences de coupure des différents modes LP_{lm} correspondant à une inclusion isolée de la gaine.

va fuir à travers la gaine. Les zones spectrales de fortes pertes des modes de défaut sont alors uniquement déterminées à partir des fréquences de coupure des modes LP_{lm} d'une inclusion isolée. La validité de ce modèle est illustrée sur les figures 4.6 et 4.7. Elles mettent en évidence l'existence de fortes pertes de transmission au niveau des fréquences de coupure d'une inclusion isolée de la gaine. De plus, la figure 4.6 montre également que les bords de chaque bande autorisée, lorsque $n_{eff} = n_{bas}$, se situent toujours autour d'une des fréquences de coupure d'une inclusion isolée (à l'exception de la première bande autorisée puisque le mode LP_{01} n'a pas de coupure) : les bandes autorisées de la gaine indiquant les régions de fortes pertes pour les modes de cœur, le modèle de l'ARROW donnera, en première approximation, une bonne estimation des zones spectrales de fortes pertes. Toutefois, ce modèle est incomplet puisqu'il ne prend pas en compte le couplage entre les inclusions (qui modifie le diagramme de bande et en conséquence la dispersion des modes de défaut). Dans les sections qui suivent, nous nous attachons donc à étudier l'impact du couplage entre les inclusions sur les propriétés de dispersion des fibres BIP à faible contraste d'indice. Pour cela, nous ferons varier les paramètres clés tels que le contraste d'indice (relatif au paramètre Δ) et le rapport d/Λ et interpréterons l'évolution de ces diagrammes en terme de résonances couplées.

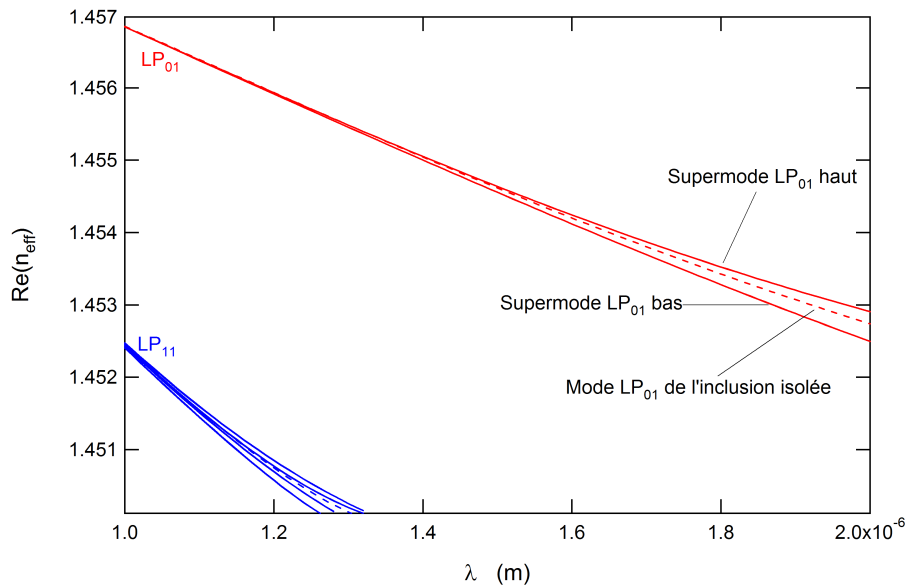


FIGURE 4.8 – Dispersion des supermodes de deux inclusions d'indice haut couplées ($n_{\text{haut}} = 1,46$, $n_{\text{bas}} = 1,45$, $d = 6\mu\text{m}$) associés au mode LP_{01} (rouge) et LP_{11} (bleu) d'une même inclusion isolée. La distance entre les centres des 2 inclusions est $D = 12\mu\text{m}$. La dispersion des 2 modes LP_{01} (rouge) et des 4 modes LP_{11} (bleu) de l'inclusion isolée est également représentée en pointillés.

4.4 INTERPRÉTATION DU DIAGRAMME DE BANDE EN TERME DE RÉSONATEURS COUPLÉS

4.4.1 Dispersion d'un réseau fini d'inclusions couplées

Par souci de clarté, nous souhaitons tout d'abord mettre en évidence l'effet du couplage entre les résonateurs d'indice haut uniquement. Pour cela, nous considérons le cas de 2 inclusions d'indice haut identiques séparées par une distance D dans une matrice d'extension spatiale infinie. La structure globale ainsi formée est assimilable à un coupleur directionnel dont les modes propres (nommés supermodes) sont considérés dans le cadre de la théorie des supermodes [72].

En premier lieu, rappelons que les modes LP_{lm} d'une inclusion isolée présentent une dégénérescence d'ordre 2 lorsque $l=0$ et d'ordre 4 lorsque $l \geq 1$. Dans le cas de N inclusions couplées, la théorie des supermodes prévoit l'existence de N supermodes par mode LP_{lm} dégénéré, soit $2N$ supermodes par mode LP_{0m} et $4N$ supermodes par mode LP_{lm} lorsque $l \geq 1$. Notons que ces supermodes peuvent également présenter des dégénérescences ou quasi-dégénérescences. Ainsi dans la suite, nous ne tiendrons pas compte des quasi-dégénérescences liés aux polarisations. Dans le cas d'une structure comportant 2 inclusions (figure 4.8), il existe alors 2 supermodes "issus" du mode LP_{01} d'une inclusion isolée (courbes rouges), l'un pair et l'autre impair, dont les indices effectifs sont respectivement supérieur et inférieur à l'indice effectif du mode LP_{01} d'une inclusion isolée. Dans le régime des faibles longueurs d'onde (couplage faible), ces 2 supermodes présentent des indices effectifs très proches de celui de l'inclusion isolée. Lorsque λ augmente, le couplage entre les

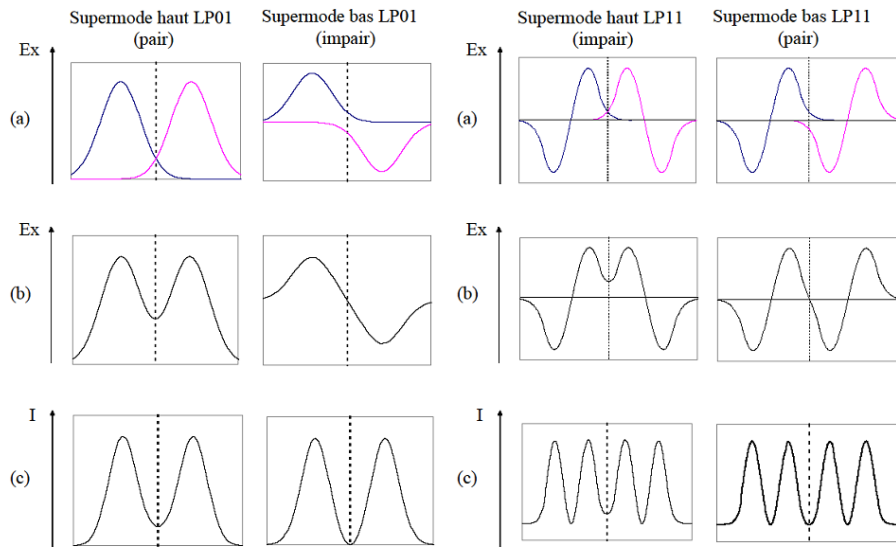


FIGURE 4.9 – Représentation schématique de supermodes haut et bas relatifs aux modes LP_{01} (à gauche) et LP_{11} (à droite). Le profil en champ est schématisé par la superposition de deux modes LP_{lm} en phase (supermode pair) ou en opposition de phase (supermode impair) (a). La somme résultante de ces champs est également représentée (b) ainsi que le profil d'intensité résultant (c).

inclusions s'intensifie entraînant une augmentation de la levée de dégénérescence entre les 2 supermodes : leurs indices effectifs s'écartent de plus en plus autour de celui de l'inclusion isolée. Notons également que la diminution de D entraînerait elle aussi une augmentation de la levée de dégénérescence des supermodes. Le supermode pair peut être approximé, dans le cas d'inclusions faiblement couplées, par la superposition de 2 modes LP_{01} (localisés dans chacune des inclusions) et présentant un déphasage nul ($\Delta\phi = 0[2\pi]$) tandis que le supermode impair correspond à des champs en opposition de phase ($\Delta\phi = \pi[2\pi]$) (figure 4.9 (a) et (b), à gauche).

Considérons maintenant les supermodes "issus" du mode LP_{11} . Il existe 4^4 supermodes (dégénérescence d'ordre plus élevé pour le mode LP_{11}) (courbes bleues sur la figure 4.8), 2 pairs et 2 impairs dont les indices effectifs sont cette fois respectivement inférieurs et supérieurs à l'indice effectif du mode LP_{11} d'une inclusion isolée. En effet, nous avons vu que l'indice effectif du supermode LP_{01} pair ($\Delta\phi = 0[2\pi]$) était supérieur au supermode impair ($\Delta\phi = \pi[2\pi]$). Ceci dépend en fait de la symétrie du mode LP_{lm} considéré, portée par la parité du nombre azimutal l . En résumé, lorsque l est pair (impair), l'indice effectif le plus élevé correspond à un supermode pair (impair).

Ceci peut être interprété en considérant les profils d'intensité transverses des supermodes haut et bas. En effet, nous avons vu que les supermodes pouvaient être approximés (couplage faible) à la somme des modes d'une inclusion isolée avec une relation de phase entre eux. Ainsi, dans la

4. 8 si on tient compte de la polarisation comme indiqué précédemment.

zone de recouvrement des modes, les interférences entre les champs sont destructives pour le supermode bas et constructives pour le supermode haut (quelle que soit la parité de l). Ceci est illustré sur la figure 4.9 ((b) et (c)) qui donne les profils transverses en champ puis en intensité des supermodes (haut et bas) issus respectivement des modes LP_{01} et LP_{11} . En conséquence de ces interférences constructives ou destructives, le profil transverse d'intensité pour le supermode bas présente des variations spatiales plus grandes comparé au supermode haut et cette caractéristique modale est en général associée à des valeurs d'indice effectif plus faibles.

4.4.2 Dispersion d'un réseau périodique infini d'inclusions couplées

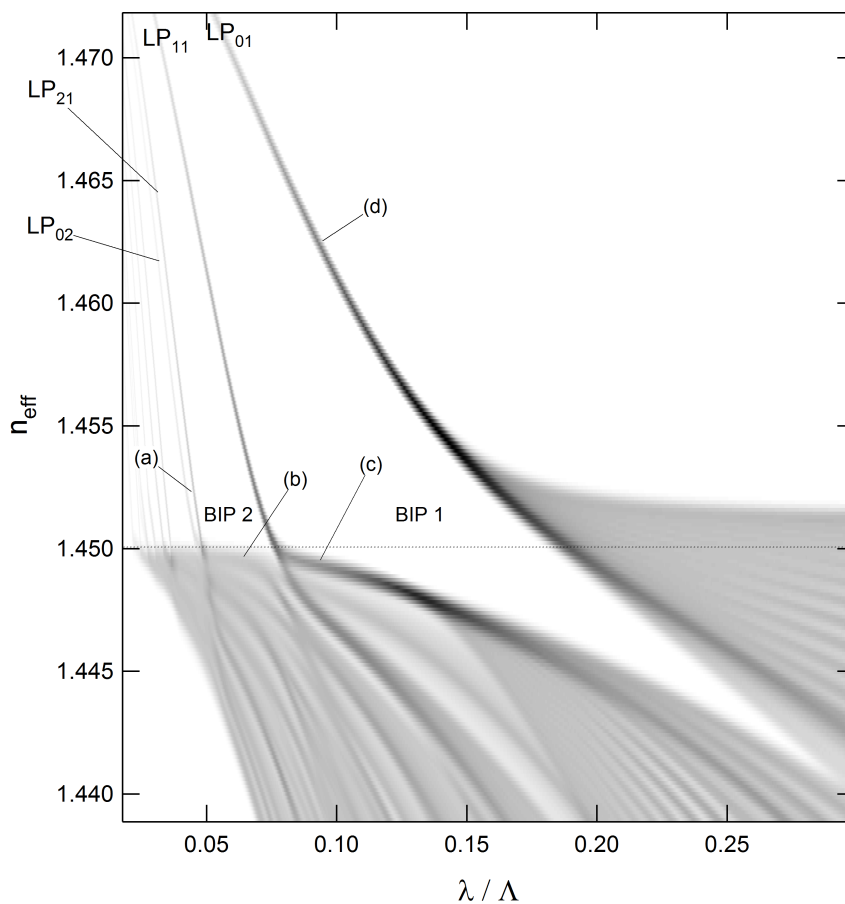


FIGURE 4.10 – Exemple de diagramme de densité d'états d'un réseau infini à maille triangulaire d'inclusions d'indice $n_{\text{haut}} = 1,48$ dans une matrice d'indice $n_{\text{bas}} = 1,45$ pour un rapport $d/\Lambda = 0,2$.

Considérons ensuite un réseau infini d'inclusions couplées. Le nombre d'inclusions étant infini, les supermodes existant au dessus de l'indice de la matrice deviennent des bandes contenant une infinité de modes entre lesquelles apparaissent les BIP. Le nombre d'états étant infini, le diagramme de dispersion est représenté sous la forme d'un diagramme de densité d'états [73]. Un exemple est donné sur la figure 4.10. De plus, dans un tel milieu infini et ne comportant aucun défaut, les indices effectifs des modes s'y propageant (les modes de Bloch) ne présentent pas

de partie imaginaire. Comme nous l'avons souligné en introduction de ce chapitre, ce réseau peut être divisé en deux types de régions (figure 4.1) : les inclusions (fermées) qui constituent des résonateurs d'indice haut et les régions entre ces inclusions (ouvertes) correspondant à des résonateurs d'indice bas. Les résonateurs d'indice haut entraînent des bandes d'états permis sous l'indice haut (guides couplés) tandis que les résonateurs d'indice bas présentent leurs propres bandes de résonances sous l'indice bas (à la manière d'antiguides couplés). Ainsi, le continuum d'états qui était présent sous l'indice bas (haut) d'une inclusion isolée d'indice haut (bas) disparaît. Les bandes résonantes des deux types de résonateurs (haut et bas indice) "se mêlent" sous l'indice de la matrice et laissent émerger des zones où aucun état n'est permis. Ces zones communes ne présentant aucune résonance sont donc à l'origine de l'existence des BIP sous l'indice de la matrice.

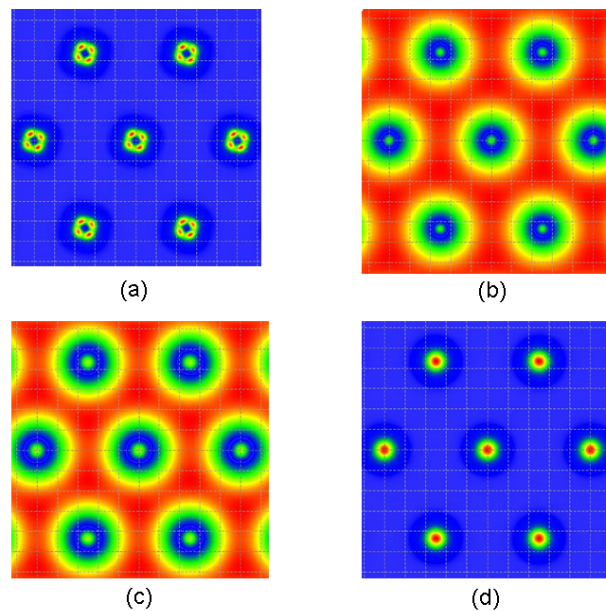


FIGURE 4.11 – Exemples de profils d'intensité des modes de Bloch correspondant au diagramme de densité d'états présenté sur la figure 4.10. Un maximum (minimum) d'intensité correspond à la couleur rouge (bleue).

Afin d'illustrer l'interprétation du diagramme de bandes en terme de résonateurs couplés, nous présentons le profil d'intensité des modes pour différents couples (n_{eff}, λ) (figure 4.11). Pour des valeurs d'indice effectif supérieures à l'indice de matrice, seules les inclusions d'indice haut sont résonantes. Lorsque n_{eff} est suffisamment grand (couplage faible), les modes de Bloch peuvent être approximés par la superposition des modes LP_{lm} d'une inclusion isolée. Les figures 4.11 (a) et (d) présentent les profils d'intensité des modes de Bloch correspondant à ce régime. Dans les 2 cas, l'énergie est principalement localisée dans les inclusions et correspond à la somme de modes LP_{21} pour (a) et LP_{01} pour (d) comme attendu par la théorie des supermodes (cf. paragraphe 4.4.1). Lorsque n_{eff} est inférieur à l'indice de la matrice, les résonateurs d'indice haut et bas peuvent pré-

senter des résonances : les bandes résonantes liées à chaque type de résonateur vont s'hybrider. Les figures 4.11 (b) et (c) sont relatives aux modes de Bloch définissant respectivement le bord bas de la BIP 2 et le bord bas de la BIP 1. L'intensité de ces modes est principalement localisée dans les régions d'indice bas que nous avons identifiées comme résonateurs d'indice bas. Nous associons donc ces modes aux résonances dans les régions d'indice bas, bien que ces profils présentent un maximum secondaire de faible intensité dans les inclusions d'indice haut, due à l'hybridation des bandes résonantes d'indice haut et bas. Notons pour finir que l'exemple présenté ici permet d'illustrer simplement la décomposition de la gaine en résonateurs d'indice haut et bas, en raison de la valeur de d/Λ choisie qui est faible. Les résonateurs d'indice haut sont ainsi faiblement couplés, ce qui permet d'identifier relativement facilement les bandes de modes associées aux résonateurs d'indice haut de celles relatives aux résonateurs d'indice bas.

4.5 ÉVOLUTION DU DIAGRAMME DE BANDES EN FONCTION DES PARAMÈTRES DE LA STRUCTURE

Cette section apporte une interprétation de l'évolution des diagrammes de bandes en fonction des paramètres d/Λ et Δ . Pour cela, nous nous appuyerons sur les résultats obtenus dans le cas d'une inclusion isolée d'indice haut et bas et de 2 inclusions d'indice haut couplées.

4.5.1 Evolution en fonction du rapport d/Λ

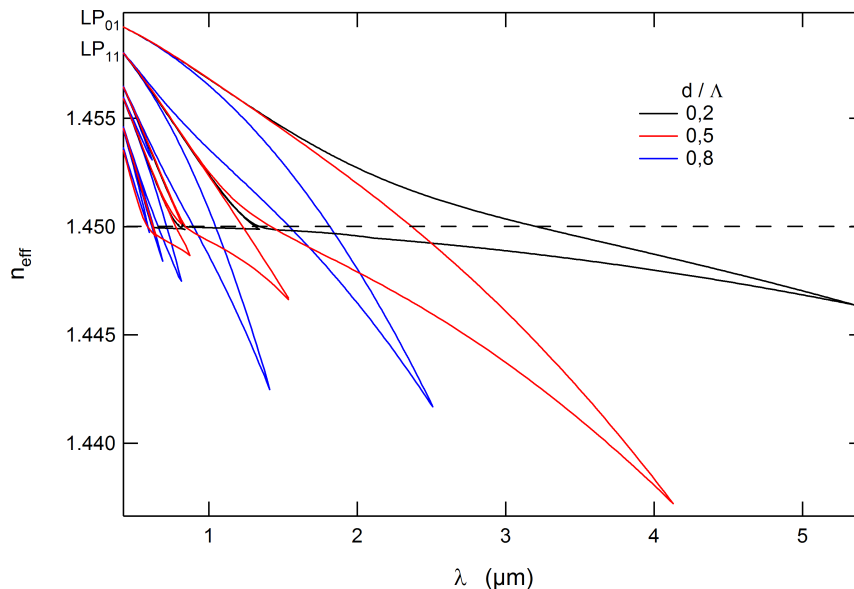


FIGURE 4.12 – Evolution du diagramme de bandes en fonction du rapport d/Λ . Le réseau est de type triangulaire. L'indice de la matrice et des inclusions sont respectivement 1,45 et 1,46. Le diamètre des inclusions est fixé à $6\mu\text{m}$. Le diagramme est tracé pour trois valeurs de d/Λ : 0,2, 0,5 et 0,8 correspondant respectivement à des Λ de $30\mu\text{m}$, $12\mu\text{m}$ et $7,5\mu\text{m}$. La ligne horizontale en pointillés correspond à l'indice de la matrice.

Nous comparons dans ce paragraphe les diagrammes de dispersion

de structures pour lesquelles le rapport d/Λ évolue. L'indice de la matrice est fixé à 1,45 tandis que celui des inclusions vaut 1,46, correspondant à un régime où l'approximation scalaire est valide. Les différentes valeurs de d/Λ sont obtenues en conservant le diamètre des inclusions ($d = 6\mu m$) : seul le pas du réseau Λ est modifié. De cette façon, la position spectrale des BIP reste inchangée (en première approximation) au niveau de l'indice de la matrice, conformément au modèle de l'ARROW décrit dans la section 4.3. La figure 4.12 présente trois diagrammes de bandes pour des valeurs de d/Λ de 0,2, 0,5 et 0,8. Seuls les bords de BIP sont représentés pour une meilleure lisibilité. Nous analysons l'évolution du diagramme de dispersion en terme de largeur et profondeur de chaque BIP en fonction de d/Λ . La largeur est ici simplement définie comme l'étendue de la gamme spectrale d'une BIP au niveau de l'indice de la matrice tandis que la profondeur correspond à l'indice effectif limite en dessous duquel une BIP est complètement refermée. Plus cet indice limite est faible, plus la BIP sera considérée comme profonde. Nous distinguons deux comportements dans l'évolution du diagramme avec le paramètre d/Λ suivant la valeur de l'indice effectif.

Lorsque n_{eff} est supérieur à l'indice de la matrice, seules les régions d'indice haut peuvent être résonantes et l'intensité du couplage entre ces régions déterminera l'allure du diagramme. Plus d/Λ est faible, plus les inclusions d'indice haut peuvent être considérées comme isolées. Les bandes permises associées aux modes LP_{lm} d'une inclusion isolée seront donc très fine (BIP large). En revanche, le couplage entre les inclusions s'intensifiant avec l'augmentation du rapport d/Λ , la levée de dégénérescence entre les modes issus d'une même bande permise est de plus en plus forte (cf. 4.4.1) : les bandes permises s'élargissent et les BIP sont donc plus étroites.

Lorsque n_{eff} est inférieur à l'indice de la matrice, les régions d'indice haut et bas peuvent présenter des résonances. Lorsque d/Λ est faible, les BIP restent larges au niveau de l'indice de la matrice car les inclusions d'indice haut peuvent encore être considérées comme quasi isolées (même raisonnement que pour $n_{eff} \geq n_{mat}$)⁵. Dans le même temps, les régions d'indice bas sont plus larges et présentent donc des résonances pour des valeurs de n_{eff} plus élevées : en effet, nous avons vu à la section 4.2 que $Re(n_{eff})$ augmente avec d pour un résonateur isolé d'indice bas. Ainsi, la profondeur des BIP est considérablement réduite lorsque d/Λ est faible : le fond des BIP est limité par l'hybridation entre les modes d'inclusions haut indice et les modes localisés dans les régions d'indice bas. Afin d'illustrer cet effet, nous nous proposons de comparer deux réseaux : l'un comporte des inclusions d'indice haut dans une matrice d'indice 1,45 (réseau (a)) et l'autre, des inclusions d'indice bas dans la même matrice (réseau (b)). Nous comparons la dispersion des modes définissant le fond des BIP pour le réseau (a) avec l'indice n_{FSM} du réseau (b) (figure 4.13).

5. Précisons que T. Birks et al. [57] ont développé une expression analytique approchée de la largeur des bandes autorisées au niveau de l'indice de la matrice dans le cadre de leur modèle permettant de calculer de façon approximative la structure de bande, toutefois ce modèle ne peut rendre compte de l'importance de la symétrie du réseau.

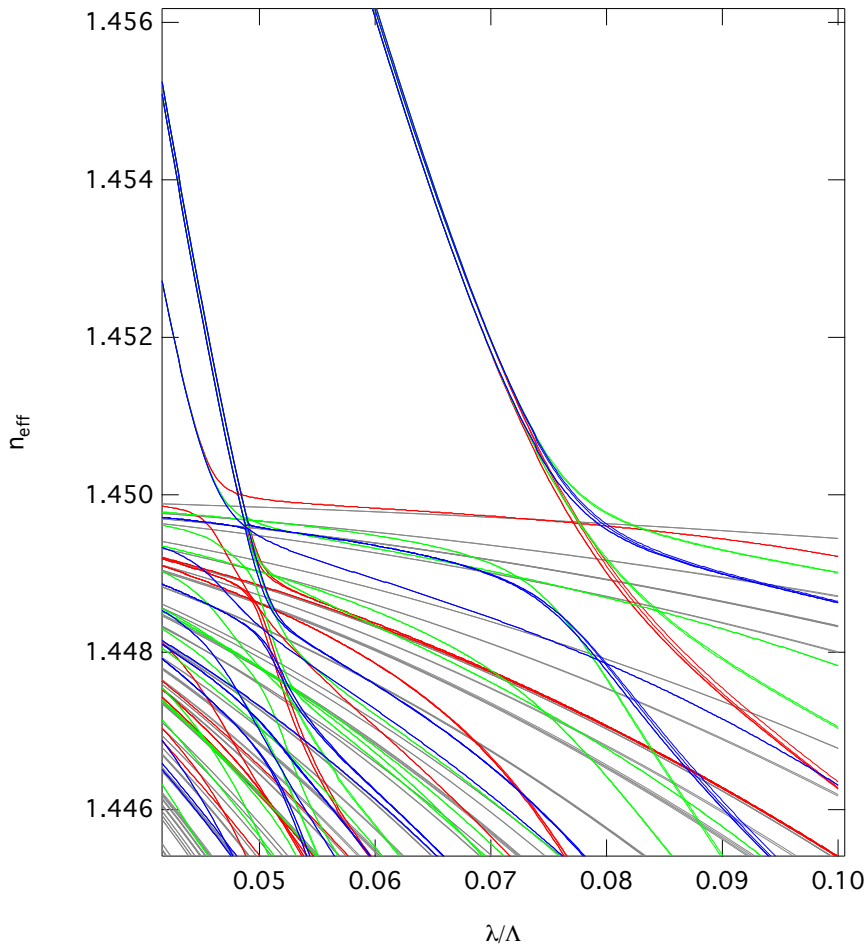


FIGURE 4.13 – Diagrammes de dispersion calculés pour deux structures à maille triangulaire d'inclusions circulaires dans une matrice d'indice 1.45. Pour l'une des structures (courbes en couleur), les inclusions sont d'indice haut ($n_{\text{haut}} = 1,48$) tandis que pour l'autre (courbes grises) les inclusions sont d'indice bas ($n_{\text{bas}} = 1$). Dans les deux cas le paramètre d/Λ vaut 0,2 et seules les courbes associées aux points Γ , K et M de la zone de Brillouin de la maille sont représentées [74]. La courbe en rouge (Γ) limitant le fond de la 2^{ème} BIP ($0,05 < \lambda/\Lambda < 0,08$) est à comparer avec celle du mode fondamental (ie n_{FSM}) de la structure présentant des inclusions d'indice bas (courbe grise d'indice le plus élevé).

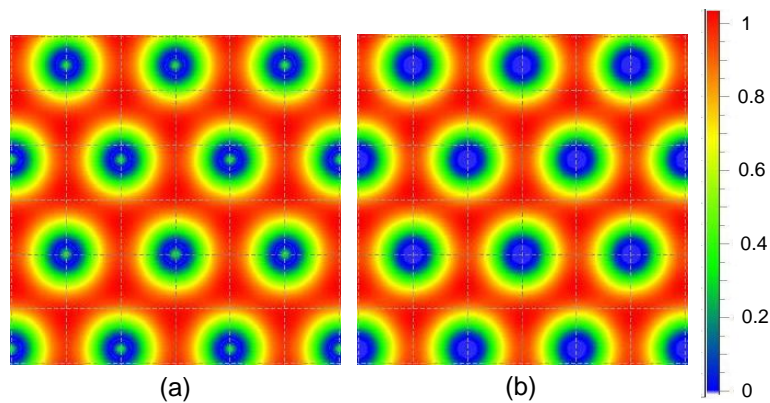


FIGURE 4.14 – Répartition transverse d'intensité (a) du mode limitant le fond de la 2^{me} BIP du réseau d'inclusions d'indice haut et (b) du mode fondamental du réseau d'inclusions d'indice bas. Les réseaux sont identiques à ceux définis pour la figure 4.13. La longueur d'onde normalisée au pas du réseau est de 0,0689 dans les deux cas.

Les courbes de dispersion ont des allures similaires dans le sens où elles sont relativement plates. Nous comparons ensuite les profil d'intensité de ces modes pour une longueur d'onde normalisée au pas λ/Λ de 0,0689, correspondant au fond de la 2^{ème} BIP pour le réseau (a) (4.14). Les profils sont très proches : l'énergie est essentiellement localisée dans la matrice. Ceci correspond bien à des résonances dans les régions d'indice bas pour le réseau (a). Notons malgré tout que, contrairement au réseau (b) pour lequel l'intensité ne fait que décroître vers le centre des inclusions d'indice bas, le réseau (a) présente des maxima locaux de faible intensité au sein des inclusions d'indice haut, correspondant à des résonances liées aux modes LP_{lm} définissant la 3^{ème} bande autorisée. Ces résonances étant peu intenses, le fond des BIP est principalement défini par les résonances des régions d'indice bas aux faibles d/Λ . Notons pour finir que dans la limite où d/Λ tend vers 0 (inclusions isolées), ce résultat peut être interprété par la présence du continuum de modes sous l'indice de la matrice.

A l'inverse, lorsque d/Λ augmente, les BIP sont plus étroites au niveau de l'indice de la matrice en raison de la forte levée de dégénérescence entre les modes issus d'une même bande (cf la section 4.4.1). Elles sont également plus profondes car les régions d'indice bas sont plus petites entraînant des résonances pour de plus faibles valeurs de n_{eff} (cf la section 4.2). Toutefois, lorsque d/Λ dépasse un certain seuil, la profondeur des BIP diminue à nouveau en raison d'une trop forte levée de dégénérescence des modes issus d'une même bande. En effet, nous observons sur la figure 4.12 que, lorsque d/Λ vaut 0,5, la première BIP est complètement refermée en dessous d'une valeur limite d'indice effectif de 1,44 tandis que cette valeur limite passe à 1,442 lorsque d/Λ vaut 0,8. La première BIP est donc

moins profonde pour $d/\Lambda = 0,8$. Notons que dans l'exemple présenté sur la figure 4.12, seule la première BIP est moins profonde. Les autres BIP voient leur profondeur continuer d'augmenter avec le paramètre d/Λ (au moins jusque $d/\Lambda = 0,8$). Ceci peut s'expliquer par un couplage (et donc une levée de dégénérescence) d'autant plus fort que la longueur d'onde est élevée. Ainsi, si l'on continue d'augmenter le paramètre d/Λ , les BIP d'ordre supérieur seront également affectées par une réduction de leur profondeur.

De manière générale, un mode de défaut confiné par BIP présentera des pertes par confinement d'autant plus faibles que la BIP considérée est profonde (à taille de gaine confinante équivalente). Il est donc intéressant de pouvoir déterminer ce qui limite la profondeur des BIP. Pour résumer l'étude précédente, lorsque d/Λ est faible, le fond des BIP est limité par les résonances localisées dans les régions d'indice bas tandis que lorsque d/Λ est grand, les BIP se referment en raison du fort couplage entre les inclusions d'indice haut. Il existe donc une valeur de d/Λ optimale correspondant aux BIP les plus profondes. Notons de plus que cette valeur optimale dépend de l'ordre de la BIP.

4.5.2 Evolution en fonction du paramètre de guidage Δ

Nous étudions ensuite l'impact du paramètre Δ sur le diagramme de bande et analysons l'évolution de chacune des bandes interdites en terme de profondeur, telle que définie dans le paragraphe précédent. Le paramètre d/Λ est fixé à 0,72, le pas à $1 \mu\text{m}$ et l'indice de la matrice n_{bas} à 1,45. Seul l'indice des inclusions n_{haut} est modifié. L'indice n_{haut} vaut 1,46 puis 1,48 (figure 4.15), 1,95 puis 2,45 (figure 4.16) et enfin 3,45 (figure 4.17), correspondant respectivement à des valeurs de Δ de $0,68 \cdot 10^{-2}$, $2,01 \cdot 10^{-2}$, 0,22, 0,32 et 0,41. Ces résultats sont présentés sur 3 graphiques différents pour une meilleure lisibilité.

Le diamètre des inclusions étant conservé, les BIP sont décalées vers les grandes longueurs d'onde lorsque l'on augmente le contraste d'indice, conformément au modèle de l'ARROW. A ce titre, la longueur d'onde de coupure du mode LP_{11} de l'inclusion isolée, relative à chaque valeur de n_{haut} , est symbolisée par une croix sur les figures 4.15, 4.16 et 4.17 (bien que l'approximation des modes LP_{lm} ne soit plus valide pour des grands Δ).

Dans un premier temps, lorsque l'on augmente l'indice des inclusions n_{haut} tout en conservant de faibles valeurs de Δ , chacune des BIP voit sa profondeur augmenter (figure 4.15) bien qu'elles soient décalées vers de plus grandes longueurs d'onde. En effet, ce décalage fréquentiel devrait augmenter le couplage entre inclusions mais dans le même temps, l'augmentation de Δ isole davantage les inclusions entre elles. De plus, les résonances liées aux régions interstitielles d'indice bas, pouvant limiter le fond des BIP (comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent), existent pour des valeurs de n_{eff} d'autant plus faibles que n_{haut} est grand : nous nous appuyons ici sur la figure 4.5 relative à un antiguide. En effet, $n_{eff}(\lambda)$ est d'autant plus élevé que n_{haut} est faible, à même longueur d'onde λ et cet écart d'indice est accru lorsque l'on compare $n_{eff}(\lambda_1)$

pour n_{haut1} et $n_{eff}(\lambda_2)$ pour n_{haut2} avec $\lambda_1 < \lambda_2$ et $n_{haut1} < n_{haut2}$.

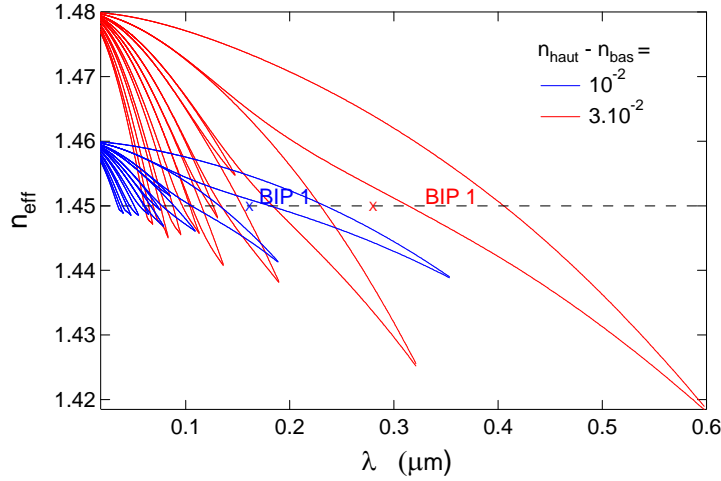


FIGURE 4.15 – Diagrammes de dispersion d'un réseau triangulaire d'inclusions circulaires d'indice $n_{haut} = 1,46$ (courbe rouge) et $n_{haut} = 1,48$ (courbe bleue) dans une matrice d'indice $n_{bas} = 1,45$. Dans les deux cas, le profil d'indice des inclusions est en créneau et le rapport d/Λ est de 0,72. Le pas Λ est fixé à 1 μm .

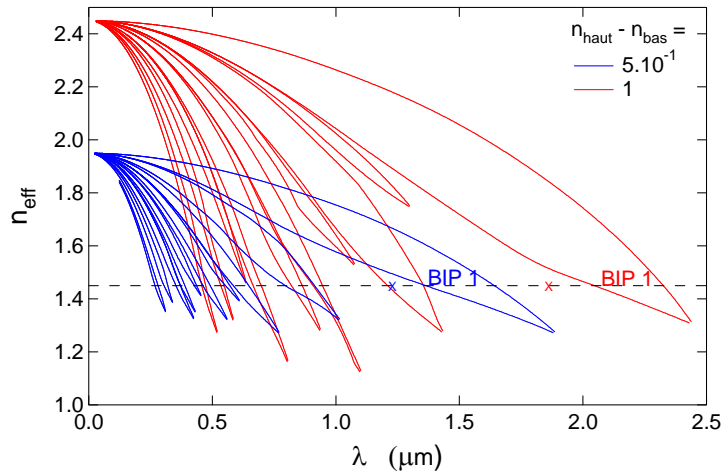


FIGURE 4.16 – Diagrammes de dispersion d'un réseau triangulaire d'inclusions circulaires d'indice $n_{haut} = 1,95$ (courbe rouge) et $n_{haut} = 2,45$ (courbe bleue) dans une matrice d'indice $n_{bas} = 1,45$. Dans les deux cas, le profil d'indice des inclusions est en créneau et le rapport d/Λ est de 0,72. Le pas Λ est fixé à 1 μm .

Lorsque l'on continue d'augmenter Δ (figure 4.16), la profondeur des BIP augmente toujours, excepté pour la première BIP, qui est refermée

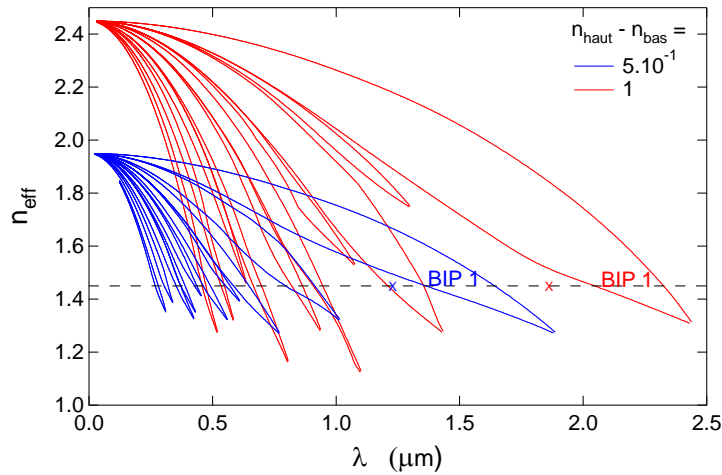


FIGURE 4.17 – Diagrammes de dispersion d’un réseau triangulaire d’inclusions circulaires d’indice $n_{haut} = 3,45$ dans une matrice d’indice $n_{bas} = 1,45$. Dans les deux cas, le profil d’indice des inclusions est en créneau et le rapport d/Λ est de $0,72$. Le pas Λ est fixé à $1 \mu m$.

sous $n_{eff}=1,31$ pour $n_{haut} = 2,45$ contre $n_{eff}=1,29$ pour $n_{haut} = 1,95$. Cet effet est comparable à l’évolution des BIP aux grands d/Λ : l’augmentation de Δ intensifie le couplage entre les inclusions du à une augmentation de la longueur d’onde relative à la dimension du réseau, ce qui tend à refermer les BIP. De plus, lorsque Δ augmente, le regroupement des modes sous la nomenclature LP_{lm} n’est plus valide et la dégénérescence de chacun de ces modes LP_{lm} se lève entraînant également un élargissement des bandes permises. Sur la figure 4.16, cet effet est visible uniquement sur la première BIP (aux plus grandes longueurs d’onde) tandis que sur la figure 4.17 ($n_{haut} = 3,45$), la profondeur de chacune des BIP est réduite. Les indices effectifs limites sont tous supérieurs à l’indice de la matrice. Ainsi, lorsque le contraste d’indice est trop fort dans ce type de structure, il n’est plus possible d’obtenir un mode de défaut confiné dans ces BIP puisqu’elles n’existent plus sous l’indice du cœur. Notons que ce constat va à l’encontre de l’apriori selon lequel un fort contraste d’indice est favorable au guidage par BIP⁶.

De manière analogue au paragraphe précédent, nous résumons l’évolution de la profondeur des BIP, relative aux pertes potentielles d’un mode de défaut dans de telles structures, en fonction de Δ . Lorsque Δ augmente (aux faibles Δ), la profondeur des BIP ne fait qu’augmenter. Il existe une valeur seuil de Δ au delà de laquelle la profondeur des BIP diminue jusqu’à ce qu’elles soient complètement refermées au dessus de

6. Précisons toutefois que d’autres types de BIP peuvent alors apparaître sous l’indice du cœur comme indiqué dans la référence [73] dans le cas de fibre à cœur creux à très fort contraste d’indice

l'indice de la matrice. Là aussi, cette valeur seuil dépend de l'ordre de la BIP.

4.6 DISPERSION DES MODES DE DÉFAUT

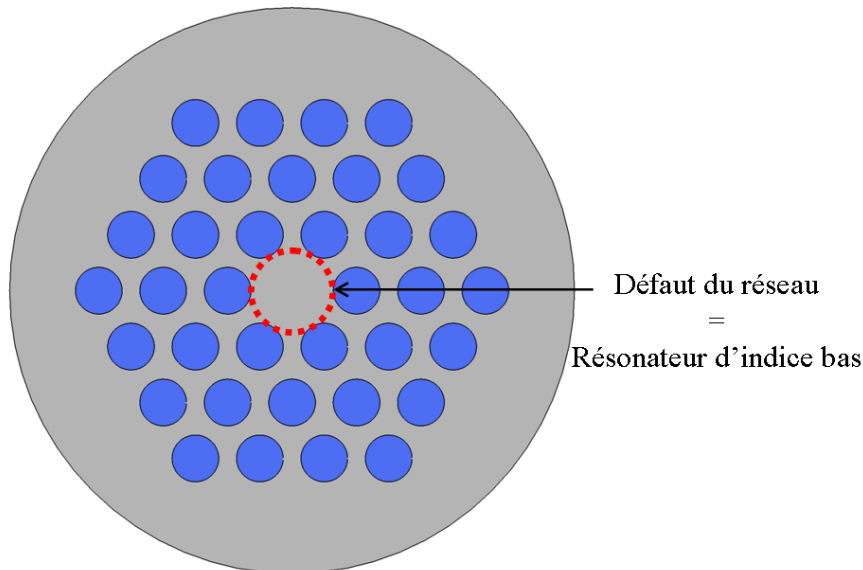


FIGURE 4.18 – Illustration de l'analogie entre le cœur d'une fibre BIP et un résonateur d'indice bas ouvert, plus large que les résonateurs d'indice bas ouverts identifiés dans la gaine (cf. figure 4.1).

Reprenons le réseau infini précédent et otons une des inclusions haut indice. Le défaut ainsi créé est une région de bas indice plus large que les interstices d'indice bas composant le réseau (figure 4.18). Il s'agit d'un 3^{ème} type de résonateur qui supportera des états discrets dont l'état fondamental (au moins) aura un indice effectif supérieur à ceux des états interstitiels dans la mesure où le défaut est plus large (cf. figure 4.5 à droite). Si cet indice effectif traverse une BIP, le mode de cœur pourra être confiné par BIP. En conclusion, si le cœur présente une résonance tandis que la gaine ne présente aucune résonance, il pourra supporter un mode confiné par BIP.

Dans la section précédente, nous avons étudié l'impact des paramètres opto-géométriques sur le diagramme de bandes du réseau périodique associé à la gaine des fibres BIP. La gaine périodique était alors considérée comme infinie. Ici, nous étudions les propriétés linéaires des modes de défaut confinés dans ces fibres dont la gaine confinante présente cette fois une taille finie (nombre fini de couronnes d'inclusions d'indice haut autour du défaut). Nous présentons en particulier l'impact du nombre de couronnes sur ces propriétés. La figure 4.19 présente l'évolution de l'indice effectif ($Re(n_{eff})$), des pertes par confinement et de l'aire effective des modes de défaut confinés dans les BIP d'ordre 1 à 5 en fonction du

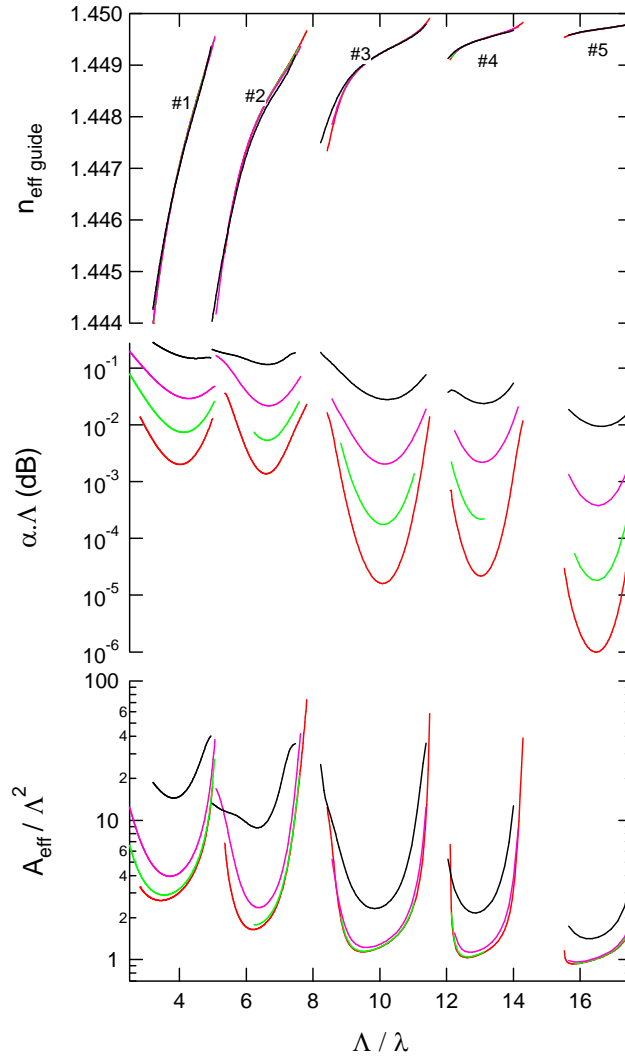


FIGURE 4.19 – Evolution de la partie réelle de l'indice effectif ($n_{\text{eff guide}}$), des pertes par confinement ($\alpha\Lambda$) et de l'aire effective ($A_{\text{eff}} / \Lambda^2$) normalisées au pas du réseau du mode fondamental de cœur en fonction du nombre de couronne de la gaine confinante dans une structure de type BIP. Les courbes noires, roses, vertes et rouges correspondent respectivement à un nombre de couronne fixé à 1, 2, 3, et 4. La gaine est composée d'inclusions d'indice haut à profil parabolique ($n_{\text{hautmax}}=1,48$) dans une matrice d'indice $n_{\text{bas}}=1,45$. Le rapport d/Λ vaut 0,68.

nombre de couronne de la gaine confinante. La dispersion d'indices effectifs n'est pas notablement affectée par le nombre de couronnes, même pour 1 seule couronne, excepté en bord de BIP où les écarts d'indices effectifs deviennent significatifs. Cet effet est nettement visible sur le bord rouge de la BIP 3. Les pertes par confinement, quant à elles, décroissent quasi-exponentiellement avec le nombre de couronnes et cela, quelque soit l'ordre de la BIP tandis que l'aire effective décroît avec le nombre de couronne jusqu'à tendre vers une valeur constante lorsque le nombre de couronne est suffisamment grand. On retrouve ainsi des dépendances en nombre de couronnes similaires à celles obtenues dans le cas des fibres guidant par RTIM [56].

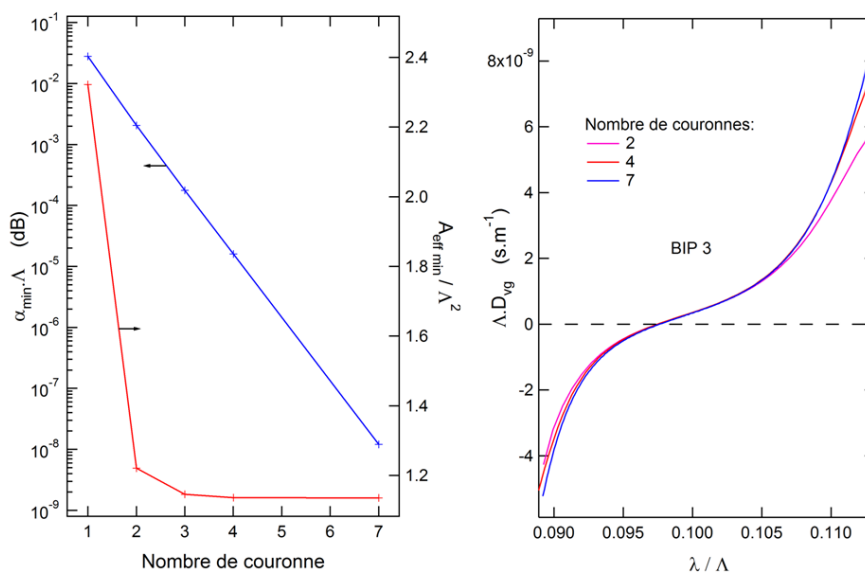


FIGURE 4.20 – (a) Evolution des pertes (courbe bleue) et de l'aire effective (courbe rouge) à la longueur d'onde du minimum de pertes dans la BIP 3 en fonction du nombre de couronnes. (b) Evolution de la DVG dans la BIP 3 en fonction du nombre de couronnes. La courbe rose, rouge et bleu correspondent respectivement à un nombre de couronnes de 2, 4 et 7.

Ces tendances sont clairement mises en évidence sur la figure 4.20 qui présente les résultats spécifiquement pour la BIP 3. La figure 4.20 (a) montre la décroissance exponentielle du minimum de pertes avec le nombre de couronnes ainsi que la diminution du minimum de l'aire effective avec le nombre de couronnes qui tend asymptotiquement vers une valeur constante (autour de $A_{\text{eff}} / \Lambda^2 = 1,13$ ici pour la BIP 3). Afin de mieux souligner les écarts d'indices effectifs observés en bords de bandes, nous comparons la DVG au sein de la BIP 3 en fonction du nombre de couronnes. Nous constatons que si la longueur d'onde où la DVG s'annule reste sensiblement la même quelque soit le nombre de couronnes, les écarts entre les valeurs de DVG atteintes en bord de BIP peuvent être importants bien que l'allure générale de la DVG reste inchangée. Ces écarts sont d'autant plus prononcés que le nombre de couronnes est faible. Lorsque le nombre de couronne est suffisamment grand, la DVG

(comme l'aire effective) tend asymptotiquement vers une constante (qui dépend bien sûr de la longueur d'onde considérée).

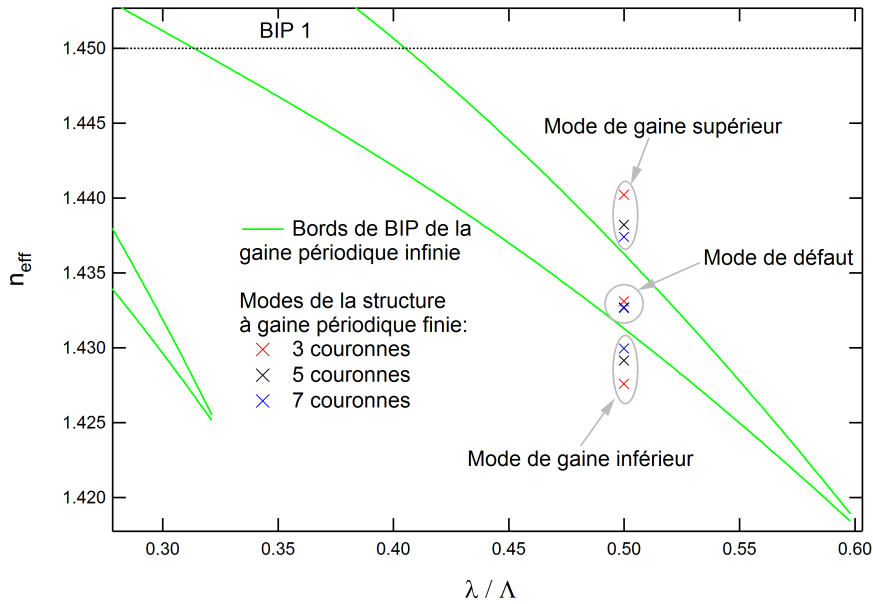


FIGURE 4.21 – Comparaison entre les bords de bandes de la gaine périodique infinie (courbes vertes) et les modes de gaine (bord haut et bord bas de la BIP 1) de la structure finie comportant 3, 5, et 7 couronnes. Les modes de défaut apparaissent également pour ces 3 valeurs du nombre de couronnes. Les inclusions de la gaine présente un profil d'indice en créneau ($n_{haut}=1,48$ et $n_{bas}=1,45$) et le rapport d/Λ vaut 0,72.

Il est remarquable que les propriétés typiques des fibres BIP (transmission par fenêtre spectrale, allure des pertes par confinement et de l'aire effective en forme de cloche, Annulation de la DVG dans chaque BIP et fortes valeurs de DVG en bord de BIP) soient conservées même dans le cas limite où la gaine ne comporte qu'une seule couronne d'inclusions, comme T.P. White et al. [75] l'avaient remarqué dès 2002. Ainsi, il n'est plus raisonnable dans ce cas de justifier la nature du guidage en faisant appel aux diagrammes de bandes du réseau périodique infini pour décrire les modes de gaine. La description en terme de résonateurs est plus adaptée. Ainsi, pour expliquer les écarts de dispersion observés en bord de bandes, il apparaît nécessaire de s'intéresser aux modes de gaine de la structure réelle (c'est-à-dire avec un nombre de couronnes fini). La méthode des éléments finis nous permet de calculer non seulement la dispersion des modes de cœur (comme présenté jusqu'ici) mais également celle des modes de gaine de la structure réelle. Sur la figure 4.21, nous comparons les bords de la 1^{ère} BIP (calculés par la méthode de développement en ondes planes dans le cas d'un réseau périodique infini) avec les modes de gaine délimitant les bord haut et bas de la 1^{ère} BIP calculés par la méthode des éléments finis pour 3, 5 et 7 couronnes. Les indices effectifs sont comparés pour $\lambda/\Lambda=0,5$. Les indices effectifs des modes de défaut correspondant apparaissent également. Nous observons que plus le nombre de couronnes augmente, plus les indices des bords haut et bas s'approchent des bords de bandes calculés pour le réseau périodique. Ceci peut être interprété en rappelant (cf. section 4.4) que :

- la levée de dégénérescence due au couplage entre inclusions s'effectue autour du mode de l'inclusion isolée (au moins au dessus de la longueur de coupure)
- le nombre de supermodes augmente linéairement avec le nombre d'inclusions couplées.

Ainsi, la largeur des bandes autorisées pour les modes de gaine tend à augmenter avec le nombre de couronnes jusqu'à tendre vers les bords de bandes calculés pour le réseau périodique infini.

NORMALISATION DES CONSTANTES DE PROPAGATION DANS UNE FIBRE BIP

L'intérêt de ce chapitre est de mettre en évidence l'existence d'une loi d'échelle pour les modes se propageant dans une structure de type BIP. Dans une première démarche introductive, considérons l'équation d'onde dans le cas général d'un milieu diélectrique quelconque (équation de Helmholtz (2.2) introduite au début du chapitre 2) :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \overrightarrow{h(\vec{r})} \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \overrightarrow{h(\vec{r})} \quad (5.1)$$

Nous supposons que ce milieu diélectrique défini par $\epsilon(\vec{r})$ supporte un mode propre $\overrightarrow{h(\vec{r})}$ à la fréquence ω .

Supposons ensuite que les dimensions du premier milieu $\epsilon(\vec{r})$ sont modifiées à un facteur homothétique près s . Le milieu est alors défini par $\epsilon'(\vec{r}') = \epsilon(\vec{r}/s)$. En appliquant le changement de variables $\vec{r}' = s\vec{r}$ et $\vec{\nabla}' = \vec{\nabla}/s$ dans (5.1) :

$$s\vec{\nabla}' \wedge \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r}'/s)} s\vec{\nabla}' \wedge \overrightarrow{h(\vec{r}'/s)} \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \overrightarrow{h(\vec{r}'/s)} \quad (5.2)$$

Avec $\epsilon(\vec{r}'/s) = \epsilon'(\vec{r}')$, on obtient :

$$\vec{\nabla}' \wedge \left(\frac{1}{\epsilon'(\vec{r}')} \vec{\nabla}' \wedge \overrightarrow{h(\vec{r}'/s)} \right) = \left(\frac{\omega}{cs} \right)^2 \overrightarrow{h(\vec{r}'/s)} \quad (5.3)$$

Le nouveau milieu supporte donc un mode de profil $\overrightarrow{h'(\vec{r}')} = \overrightarrow{h(\vec{r}'/s)}$ à la fréquence $\omega' = \omega/s$. Ainsi, le profil de mode et la fréquence de la nouvelle structure obtenue en changeant l'échelle spatiale d'un facteur s correspondent à l'ancien mode et à l'ancienne fréquence mise à l'échelle par ce même facteur.

Supposons maintenant que la configuration diélectrique du premier milieu $\epsilon(\vec{r})$ est modifiée par un facteur d'échelle s^2 en tout point, tel que $\epsilon'(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r})/s^2$. En appliquant ce changement de variable dans (5.1), on obtient :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\epsilon'(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge h(\vec{r}) \right) = \left(\frac{s\omega}{c} \right)^2 h(\vec{r}) \quad (5.4)$$

Le profil du mode est cette fois inchangé par la transformation mais la fréquence est mise à l'échelle de telle sorte que $\omega' = s\omega$.

Cette double loi d'échelle (sur les dimensions et les indices de réfraction) valable pour un milieu diélectrique quelconque en 3 dimensions¹ a été appliquée à des milieux invariants suivant une direction de l'espace, tels que les fibres optiques conventionnelles [76], les fibres à profil W [77] ou encore le réseau périodique de la gaine des fibres BIP [16], et a conduit à diverses formulations des paramètres normalisés. Soulignons toutefois qu'aucune de ces formulations n'a été appliquée aux constantes de propagation complexes. Dans le cadre de notre étude sur les fibres BIP solides composées d'inclusions d'indice haut dans une matrice d'indice bas, nous souhaitons non seulement mettre en évidence l'existence d'une loi d'échelle sur les modes du réseau périodique de la gaine considérée infinie, mais également sur les modes de défaut se propageant dans une structure à taille de gaine périodique finie. Dans ce contexte, nous avons utilisé de manière naturelle les paramètres normalisés développés pour les fibres conventionnelles (le réseau de la gaine pouvant être assimilé à un ensemble de fibres conventionnelles couplées) et nous les avons étendus à des constantes de propagation complexes afin d'y inclure les pertes par confinement inhérentes aux modes de défaut se propageant dans les fibres étudiées.

5.1 NORMALISATION DE LA DISPERSION D'UNE INCLUSION ISOLÉE

Dans un premier temps, nous nous intéresserons uniquement à la normalisation du diagramme de dispersion d'une inclusion isolée d'indice haut, puis d'indice bas. Seule la dispersion du guide sera considérée. Cette démarche est adoptée en conformité avec le chapitre précédent où nous avons décrit la dispersion des fibres BIP en terme de résonateurs couplés d'indice haut et bas.

5.1.1 Normalisation de la dispersion d'une inclusion isolée d'indice haut

Traitons tout d'abord le cas d'une inclusion isolée d'indice haut dans une matrice d'indice bas de dimension infinie. Nous rappelons que ce type de structure correspond à une fibre conventionnelle à saut d'indice.

Rappel sur la normalisation des modes guidés par RTI

La normalisation de la dispersion des modes guidés par RTI dans une fibre conventionnelle a déjà été décrite dans la littérature [76] et les grandeurs normalisées sont les suivantes :

1. Notons toutefois que la dispersion d'indice de réfraction du milieu ne peut pas être prise en compte dans la loi d'échelle.

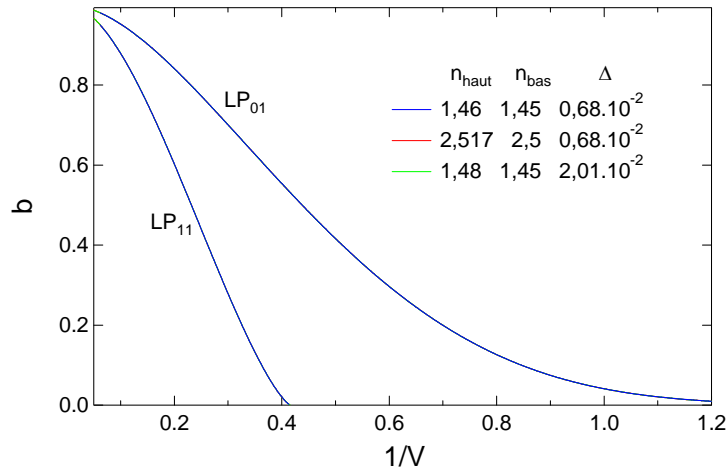


FIGURE 5.1 – Dispersion en grandeurs normalisées des modes guidés par RTI (LP_{01} et LP_{11}) dans une fibre standard à faible Δ de diamètre $6\mu\text{m}$. La dispersion est calculée pour 3 structures présentant différents couples d'indices de réfraction ($n_{\text{haut}}; n_{\text{bas}}$) : (1,46; 1,45) en bleu, (2,517; 2,5) en rouge et (1,48; 1,45) en vert.

- La fréquence normalisée V et le paramètre de guidage Δ déjà définis auparavant mais dont nous rappelons ici la définition :

$$V = \frac{\pi d \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2}}{\lambda} \quad (5.5)$$

$$\Delta = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{n_{\text{bas}}^2}{n_{\text{haut}}^2} \right) \quad (5.6)$$

- La constante de propagation normalisée b définie comme suit :

$$b = \frac{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{bas}}^2}{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2} \quad (5.7)$$

où l'on rappelle que n_{haut} , n_{bas} et d représentent respectivement l'indice de réfraction de l'inclusion, celui de la matrice et le diamètre de l'inclusion. Les diagrammes de dispersion normalisés seront représentés par la constante de propagation normalisée b en fonction de l'inverse de la fréquence normalisée V (directement proportionnelle à la longueur d'onde λ), afin de conserver l'allure générale des diagrammes de dispersion présentés jusqu'alors. Le diagramme de dispersion normalisée restera inchangé (c'est-à-dire le couple (b, V) restera rigoureusement identique) notamment dans les deux cas particuliers suivants² :

- le diamètre d de l'inclusion est modifié et la longueur d'onde est mise à l'échelle de manière à conserver le rapport $\frac{\lambda}{d}$ constant. Il s'agit de la loi d'échelle spatiale.

2. Il est évidemment possible de combiner les 2

- les indices de réfraction n_{haut} et n_{bas} sont tout deux modifiés tout en conservant le paramètre de guidage Δ constant³ et la longueur d'onde est mise à l'échelle pour conserver le rapport $\frac{\lambda}{\sqrt{n_{haut}^2 - n_{bas}^2}}$

constant. Il s'agit de la loi d'échelle sur les indices de réfraction donnée précédemment.

Notons que la loi d'échelle sur les indices de réfraction reste restrictive sur la modification des indices car elle impose une variation des deux indices à la fois, ce qui en pratique est difficilement réalisable (courbes bleue et rouge sur la figure 5.1). Toutefois, si le contraste d'indice de réfraction est faible (Δ faible), l'approximation de faible guidage peut être appliquée, ce qui conduit à la résolution de l'équation d'onde scalaire (4.2) présentée dans la section 4.4.1. Dans le cadre de cette approximation, la loi d'échelle sur les indices de réfraction est vérifiée bien que le paramètre de guidage Δ ne soit pas conservé. Ainsi, les couples (b, V) sont rigoureusement identiques lorsque Δ est modifié (courbes bleue et verte sur la figure 5.1).

Normalisation étendue aux modes à pertes

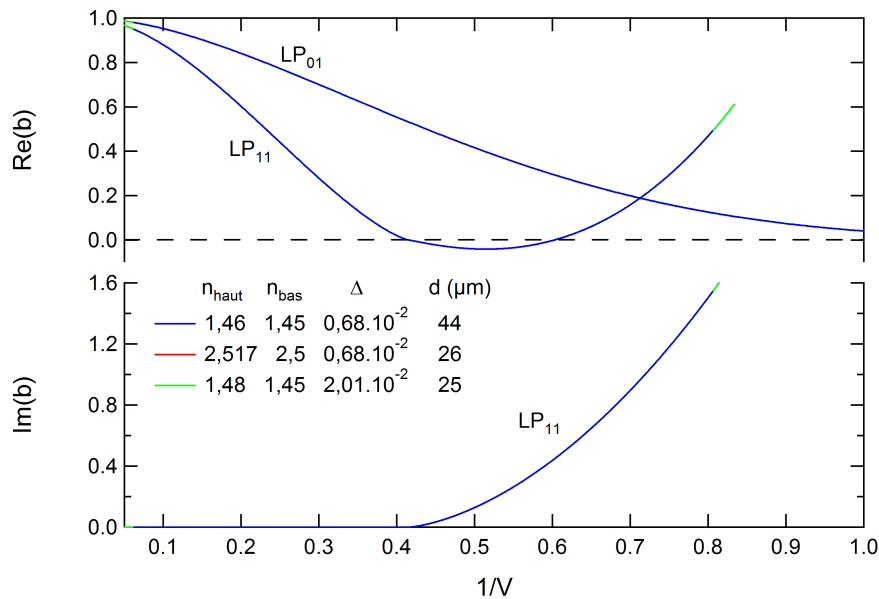


FIGURE 5.2 – Dispersion (partie réelle et imaginaire) en grandeurs normalisées des modes LP_{01} et LP_{11} dans une fibre standard à faible Δ de diamètre $6\mu\text{m}$. La dispersion est calculée pour 3 structures présentant différents couples d'indices de réfraction $(n_{haut}; n_{bas})$: (1,46; 1,45) en bleu, (2,517; 2,5) en rouge et (1,48; 1,45) en vert.

Nous proposons ensuite d'étendre la loi d'échelle aux modes à pertes. A notre connaissance, ce cas n'a jamais été étudié auparavant dans la littérature. En effet, la loi d'échelle rappelée ci-dessus ne concerne que les modes guidés par RTI, dont les indices effectifs ne présentent pas de partie imaginaire. Nous introduisons donc la constante de propagation normalisée complexe \tilde{b} :

3. Ceci revient simplement à conserver le rapport d'indice $\frac{n_{bas}}{n_{haut}}$ constant

$$\tilde{b} = \frac{n_{eff}^2 - n_{bas}^2}{n_{haut}^2 - n_{bas}^2} \quad (5.8)$$

Les parties réelles et imaginaires de \tilde{b} s'écrivent donc de la manière suivante :

$$\begin{cases} \Re(\tilde{b}) = \frac{n_{eff\ re}^2 - n_{eff\ im}^2 - n_{bas}^2}{n_{haut}^2 - n_{bas}^2} \\ \Im(\tilde{b}) = \frac{2n_{eff\ re}n_{eff\ im}}{n_{haut}^2 - n_{bas}^2} \end{cases} \quad (5.9)$$

La figure 5.2 met en évidence l'exactitude de la loi d'échelle pour la partie réelle mais également pour la partie imaginaire de \tilde{b} . Les couples $(\Re(\tilde{b}), V)$ et $(\Im(\tilde{b}), V)$ sont identiques dans les deux cas particuliers présentés dans le paragraphe précédent (loi d'échelle spatiale et loi d'échelle sur les indices de réfraction à Δ constant). Là encore, dans le cadre de l'approximation de faible guidage (faible Δ), la loi d'échelle reste vraie lorsque l'on fait varier Δ (courbes bleue et rouge sur la figure 5.2).

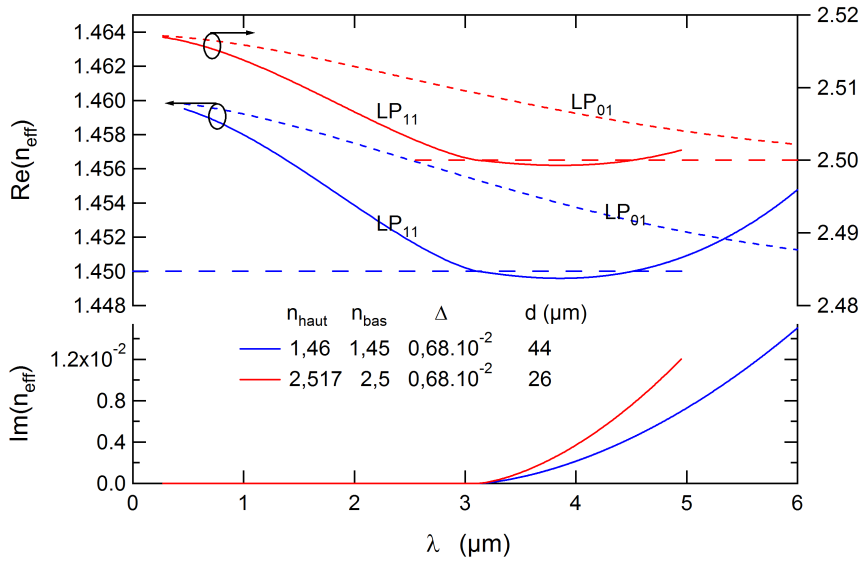


FIGURE 5.3 – Dispersion (partie réelle et imaginaire de l'indice effectif) des modes LP_{01} et LP_{11} dans une fibre standard à faible Δ . La dispersion est comparée pour 2 structures présentant le même Δ pour des couples d'indices de réfraction (n_{haut}, n_{bas}) différents : (1,46; 1,45) en bleu et (2,517; 2,5) en rouge.

A partir de ce résultat, nous essayons de déduire une loi d'échelle s'appliquant directement à la partie réelle et à la partie imaginaire de l'indice effectif (plutôt que \tilde{b}). En effet, une loi d'échelle portant directement sur $Im(n_{eff})$ (lui-même relié aux pertes par confinement) permettrait de prédire de manière quantitative l'évolution des pertes en fonction des paramètres de la structure.

Dans un premier temps, nous comparons $Re(n_{eff})$ et $Im(n_{eff})$ à même V dans le cas de structures présentant le même Δ (figure 5.3) puis dans le cas de Δ différents (figure 5.4). Nous décidons de plus de comparer

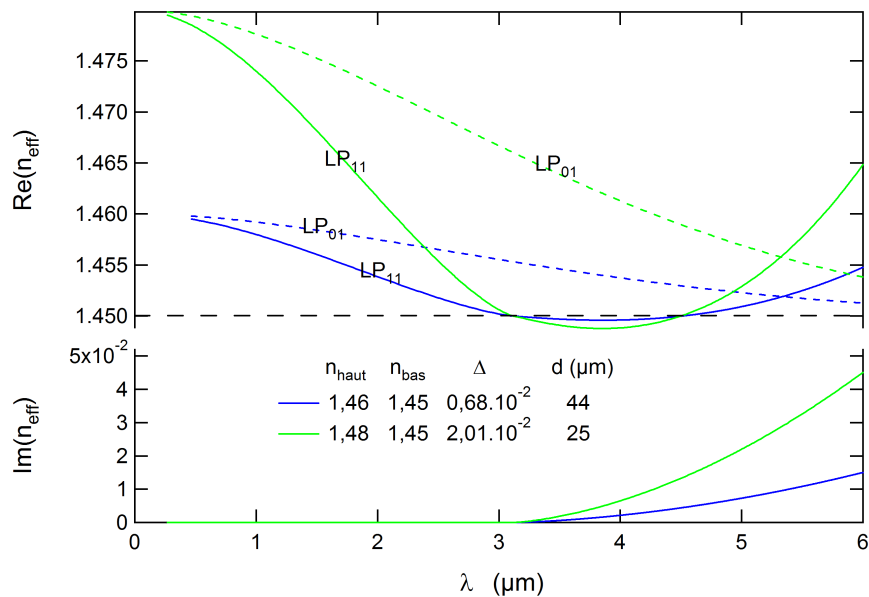


FIGURE 5.4 – Dispersion (partie réelle et imaginaire de l'indice effectif) des modes LP₀₁ et LP₁₁ dans une fibre standard à faible Δ . La dispersion est comparée pour 2 structures à faible Δ pour des couples d'indices de réfraction ($n_{haut}; n_{bas}$) différents : (1,46; 1,45) en bleu et (1,48; 1,45) en vert.

$Im(n_{eff})$ à même longueur d'onde λ car les pertes par confinement, définies par la relation (3.2), sont directement proportionnelles à $Im(n_{eff})/\lambda$. Ainsi, il est nécessaire d'ajuster le diamètre d pour chaque structure afin de conserver la grandeur $d\sqrt{n_{haut}^2 - n_{bas}^2}$. Pour cela, nous choisissons d'imposer⁴ $\lambda = 1,5\mu m$ pour $1/V = 0,2$ pour chaque structure. A même Δ (figure 5.3) ou à Δ différent (mais faible) (figure 5.4), les pertes par confinement augmentent avec n_{haut} . Ceci apparait en contradiction avec les résultats présentés dans le chapitre précédent (figure 4.4) et l'a priori selon lequel un fort contraste d'indice améliore le confinement. Toutefois, rappelons que contrairement au chapitre précédent où les pertes sont comparées à d/λ constant, nous comparons dans ce chapitre les pertes à même V (et à même λ ici) entraînant une diminution du rapport d/λ (de d ici) lorsque $\sqrt{n_{haut}^2 - n_{bas}^2}$ augmente. Ainsi, la diminution de d entraîne une augmentation des pertes et cet effet l'emporte sur l'augmentation de n_{haut} .

Nous cherchons ensuite comme annoncé les transformations applicables directement sur $Re(n_{eff})$ et $Im(n_{eff})$ à partir de la loi d'échelle en \tilde{b} dans le cas où Δ est conservé d'une part puis dans le cas où Δ varie mais reste faible d'autre part (cas où l'on peut appliquer l'approximation scalaire utilisée dans nos calculs).

Dans le cas où Δ est conservé entre les structures comparées, en divisant le numérateur et le dénominateur de \tilde{b} par n_{haut}^2 (ou n_{bas}^2) ou encore en les multipliant par d^2/λ^2 , nous aboutissons à la conservation des 3

4. Ce choix entraîne, pour les fibres à BIP étudiées notamment dans le chapitre 6, une position spectrale pour la 3^{ème} BIP autour de $1,5\mu m$.

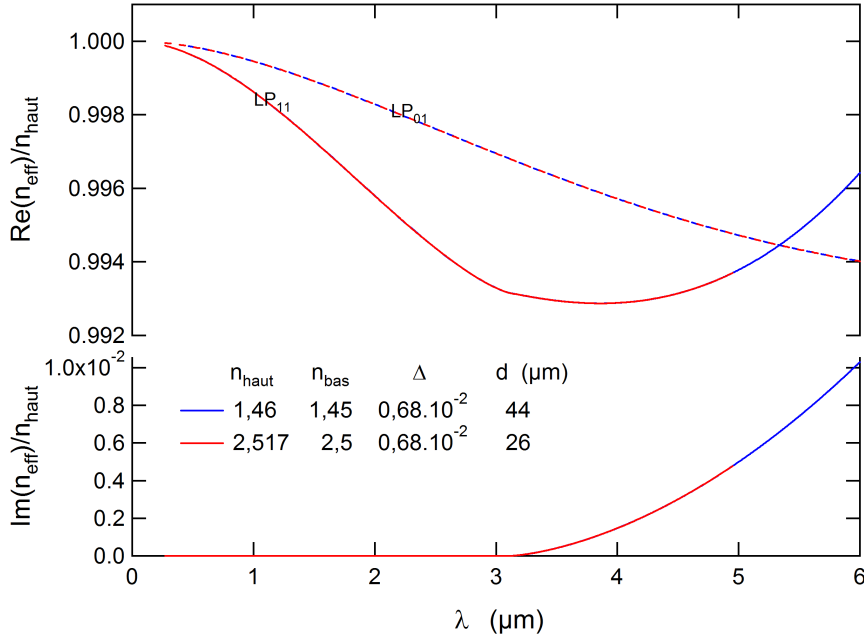


FIGURE 5.5 – Dispersion normalisée à l'indice haut (partie réelle et imaginaire de l'indice effectif) des modes LP_{01} et LP_{11} dans une fibre standard à faible Δ . La dispersion est comparée pour 2 structures présentant le même Δ pour des couples d'indices de réfraction ($n_{\text{haut}}; n_{\text{bas}}$) différents : (1,46;1,45) en bleu et (2,517;2,5) en rouge.

quantités suivantes : $n_{\text{eff}}^2/n_{\text{haut}}^2$, $n_{\text{eff}}^2/n_{\text{bas}}^2$ ou $n_{\text{eff}}^2 d^2/\lambda^2$. Ceci conduit à une normalisation très simple et identique pour la partie réelle et imaginaire de n_{eff} : les quantités $Re(n_{\text{eff}})/n_{\text{haut}}$ et $Im(n_{\text{eff}})/n_{\text{haut}}$ sont conservées (figure 5.5), tout comme $Re(n_{\text{eff}})/n_{\text{bas}}$ et $Im(n_{\text{eff}})/n_{\text{bas}}$, ou encore $Re(n_{\text{eff}})d/\lambda$ et $Im(n_{\text{eff}})d/\lambda$ (notons qu'à même λ , ceci revient à une conservation de $Re(n_{\text{eff}})d$ et $Im(n_{\text{eff}})d$). Ainsi, à même V et à même Δ , multiplier n_{haut} , n_{bas} ou λ/d par un facteur s revient simplement à multiplier $Re(n_{\text{eff}})$ et $Im(n_{\text{eff}})$ par ce même facteur. De plus, en travaillant à même longueur d'onde, cela revient à multiplier directement les pertes par confinement par s . Ces transformations sont rappelées dans l'annexe B.

Dans le cas où Δ est modifié, les transformations portant sur $Re(n_{\text{eff}})$ et $Im(n_{\text{eff}})$ présentent des expressions beaucoup plus lourdes que pour Δ fixé. Notons de plus que cette fois, l'expression de chacune de ces transformations (sur $Re(n_{\text{eff}})$ et $Im(n_{\text{eff}})$) dépend à la fois de $Re(n_{\text{eff}})$ et $Im(n_{\text{eff}})$. Une expression approchée de ces transformations est donnée dans l'annexe B.

5.1.2 Normalisation de la dispersion d'une inclusion isolée d'indice bas

Les résultats de cette section concernent les modes à pertes d'une inclusion isolée d'indice bas dans une matrice d'indice haut d'extension spatiale infinie, et présentant un faible contraste d'indice. Nous les présenterons très succinctement car ils sont analogues à ceux obtenus pour l'inclusion d'indice haut.

Tout d'abord, la loi d'échelle en \tilde{b} reste valide (partie réelle et imaginaire)

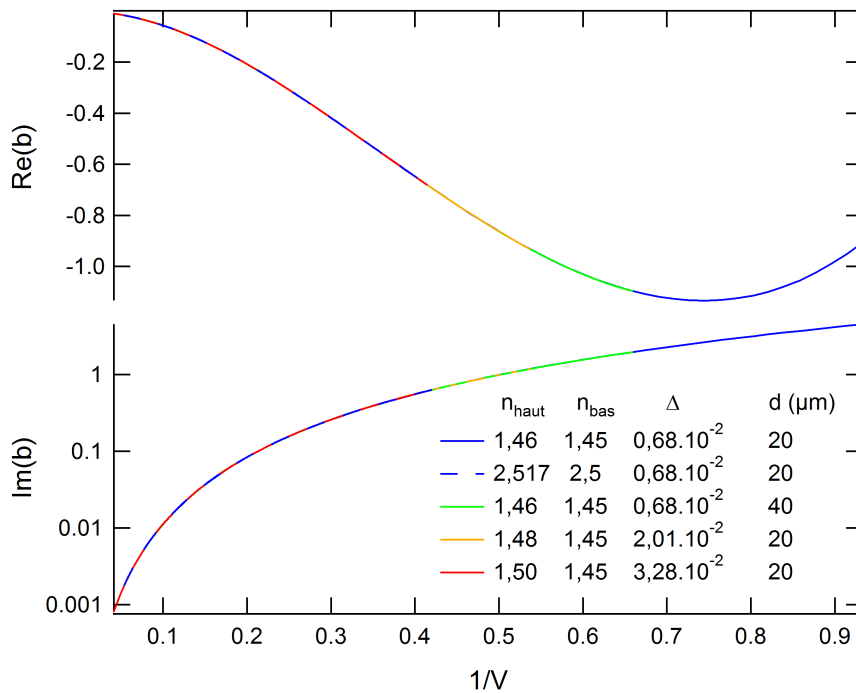


FIGURE 5.6 – Dispersion (partie réelle et imaginaire) en grandeurs normalisées du mode LP_{01} dans une structure de type antiguide à faible Δ de diamètre $20\mu\text{m}$. La dispersion est calculée pour 5 structures présentant différents couples d'indices de réfraction $(n_{\text{haut}}; n_{\text{bas}})$: (1,46; 1,45) en bleu, (2,517; 2,5) en bleu pointillé, (1,47; 1,45) en vert, (1,48; 1,45) en orange et (1,5; 1,45) en rouge.

(figure 5.6). Ensuite, nous comparons $Re(n_{\text{eff}})$ et $Im(n_{\text{eff}})$ à même V et à même λ , impliquant une diminution du diamètre de l'inclusion d lorsque $\sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2}$ augmente (nous choisissons $\lambda = 1,5\mu\text{m}$ pour $1/V = 0,2$ pour chaque structure). Dans ces conditions et contrairement aux résultats présentés dans le chapitre précédent, les pertes par confinement augmentent avec n_{haut} en raison de la diminution de d (figures 5.7 et 5.8). A même V et à même Δ , nous retrouvons alors la loi d'échelle suivante : multiplier n_{haut} , n_{bas} ou λ/d par un facteur s revient à multiplier $Re(n_{\text{eff}})$ et $Im(n_{\text{eff}})$ par ce même facteur.

5.2 GÉNÉRALISATION À LA DISPERSION DES MODES D'INCLUSIONS COUPLÉES

Comme nous l'avons décrit dans le chapitre précédent, la dispersion d'une structure de type BIP peut être interprétée en terme de résonateurs d'indice haut et bas couplés. Nous allons donc utiliser les propriétés de normalisation des inclusions isolées d'indice haut et bas explicitées dans la section précédente afin de généraliser au comportement d'un réseau d'inclusions couplées. Nous traiterons le cas d'un réseau triangulaire d'inclusions d'indice haut (correspondant à la gaine des fibres BIP étudiées) et nous considérerons son extension spatiale infinie. Seuls les bords de BIP apparaîtront sur les figures qui suivent. Dans cette section, les calculs sont vectoriels. Nous rappelons que seule la dispersion du guide est prise

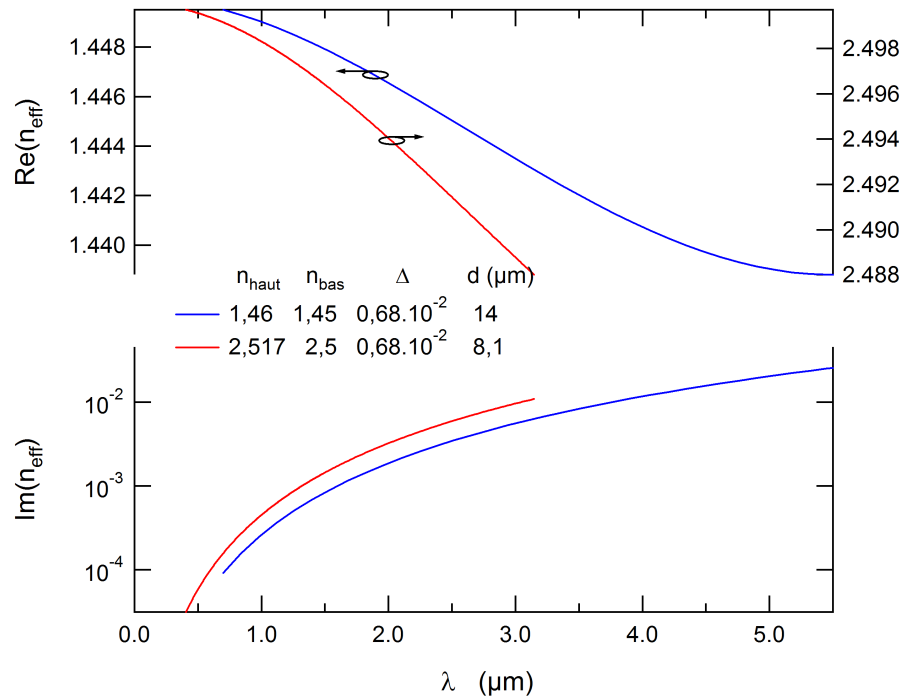


FIGURE 5.7 – Dispersion (partie réelle et imaginaire de l'indice effectif) du mode LP_{01} dans un antiguide à faible Δ . La dispersion est comparée pour 2 structures présentant le même Δ pour des couples d'indices de réfraction $(n_{\text{haut}}; n_{\text{bas}})$ différents : (1,46; 1,45) en bleu et (2,517; 2,5) en rouge.

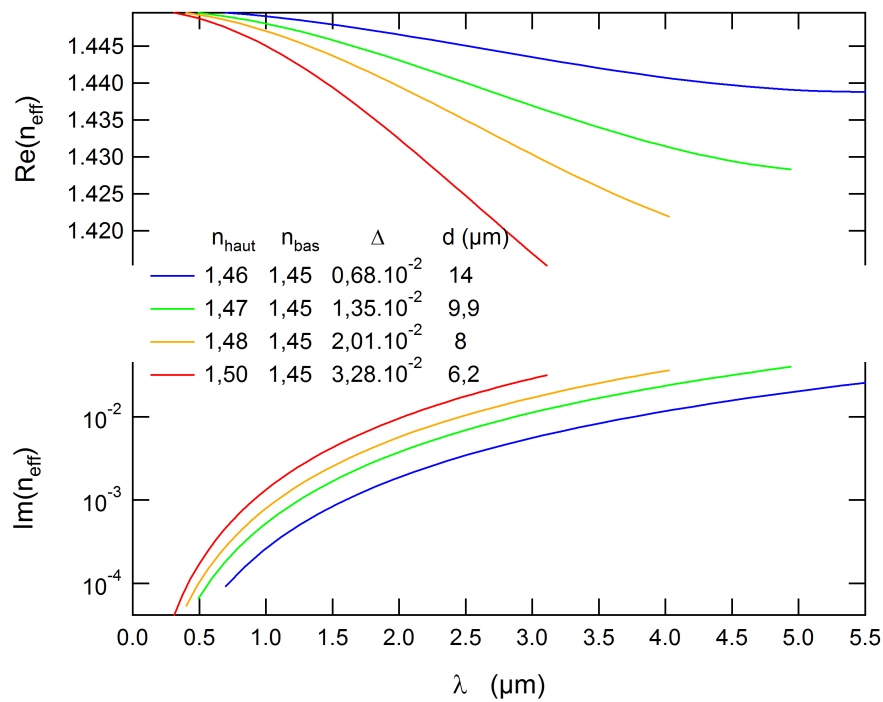


FIGURE 5.8 – Dispersion (partie réelle et imaginaire de l'indice effectif) du mode LP_{01} dans un antiguide à faible Δ . La dispersion est comparée pour 4 structures à faible Δ pour des couples d'indices de réfraction $(n_{\text{haut}}; n_{\text{bas}})$ différents : (1,46; 1,45) en bleu, (1,47; 1,45) en vert, (1,48; 1,45) en orange et (1,5; 1,45) en rouge.

en compte et que les modes du réseau périodique infini ne présentent pas de partie imaginaire.

5.2.1 Loi d'échelle exacte (Δ et d/Λ constants)

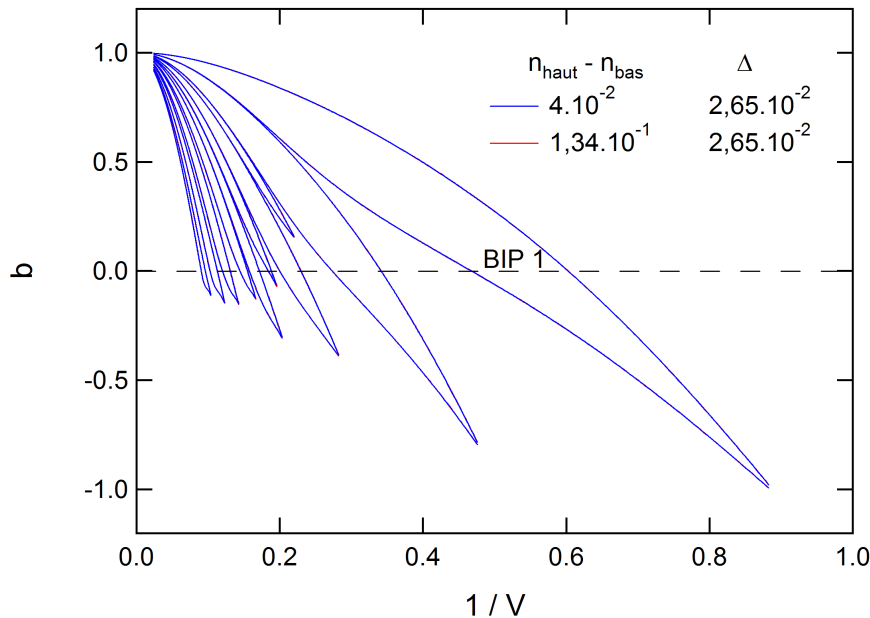


FIGURE 5.9 – Diagrammes de dispersion en grandeurs normalisées d'un réseau triangulaire d'inclusions d'indice haut dans une matrice d'indice bas. Le rapport d/Λ est de 0,72. La dispersion est tracée pour deux structures présentant le même Δ pour différents couples d'indices de réfraction ($n_{\text{haut}}; n_{\text{bas}}$) : (1,49; 1,45) en bleu et (5; 4,87) en rouge.

En premier lieu, abordons les cas particuliers présentés précédemment, pour lesquels la loi d'échelle est exacte. Les structures comparées ici présentent une géométrie identique à un facteur homothétique près : la géométrie du réseau ainsi que le rapport d/Λ sont conservés. Conformément aux résultats obtenus pour l'inclusion isolée, la loi d'échelle spatiale ainsi que la loi d'échelle sur les indices de réfraction (à Δ constant) donneront des couples (b, V) rigoureusement identiques (figure 5.9).

5.2.2 Loi d'échelle approchée ($\Delta \ll 1$ et d/Λ constant)

Là encore, l'exactitude de la loi d'échelle à Δ constant est trop restrictive pour être exploitable en pratique. Il serait souhaitable de pouvoir modifier indépendamment l'un ou l'autre des deux indices de réfraction formant la structure. Nous étudions donc le cas où le paramètre de guidage Δ est faible, mais pas nécessairement constant. La figure 5.10 montre que la loi d'échelle reste valide pour de faibles contrastes d'indice. En effet, les différents diagrammes de dispersion présentés se superposent quasi-parfaitement. Les constantes de propagation déduites à partir de cette loi d'échelle seront donc une très bonne approximation de la valeur réelle. Remarquons de plus que si le contraste d'indice tend vers 0, la loi d'échelle reste valide : en pratique, les BIP seront décalées vers les courtes

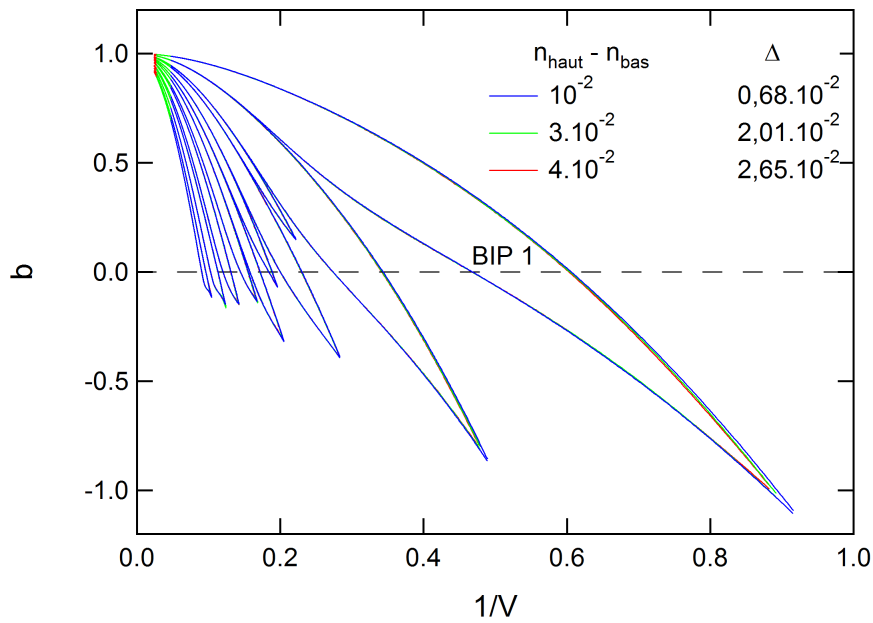


FIGURE 5.10 – Diagrammes de dispersion en grandeurs normalisées d'un réseau triangulaire d'inclusions d'indice haut dans une matrice d'indice bas. Le rapport d/Λ est de 0,72. La dispersion est tracée pour 3 structures présentant des Δ faibles et différents. Les différents couples d'indices de réfraction ($n_{\text{haut}}; n_{\text{bas}}$) sont : (1,46; 1,45) en bleu, (1,48; 1,45) en vert et (1,49; 1,45) en rouge.

longueurs d'onde. On retrouve alors le résultat remarquable déjà évoqué précédemment (section 4.5.2) [16].

5.2.3 Loi d'échelle hors de son domaine de validité (Δ ou d/Λ non constants)

La suite a pour objet d'analyser le comportement de cette loi d'échelle hors de son domaine de validité. Nous ferons donc varier les paramètres Δ puis d/Λ et analyserons l'évolution des diagrammes de dispersion normalisés en fonction de ces paramètres.

Evolution en fonction du paramètre de guidage

L'évolution du diagramme de dispersion en fonction de Δ a déjà été étudiée et interprétée dans le chapitre précédent. Toutefois, nous proposons ici de présenter brièvement les mêmes résultats, tracés cette fois-ci en grandeurs normalisées (figure 5.11). Dans cette représentation, les résultats sont plus simples à analyser : tout d'abord, la position des BIP n'est pas modifiée puisqu'elle dépend de V . Ainsi, nous en déduisons aisément que la largeur des BIP (en V ou en λ si l'on modifie d) diminue lorsque l'on augmente Δ . Nous observons également que les BIP sont essentiellement réduites du côté des grandes longueurs d'onde. Concernant la profondeur des BIP, elle ne fait que diminuer avec Δ dans cette représentation. Lorsque $\Delta = 0,32$, les BIP sont quasiment refermées en dessous de

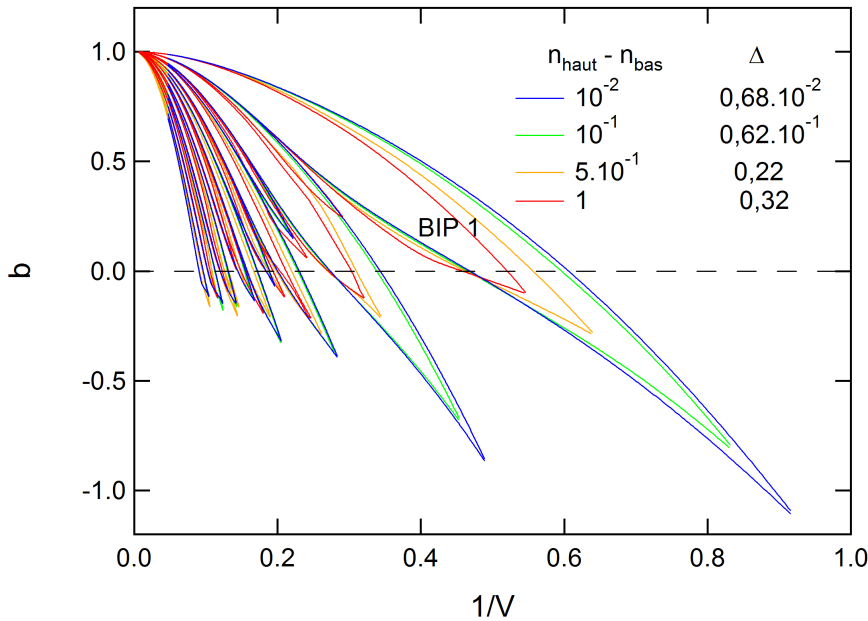


FIGURE 5.11 – Evolution du diagramme de dispersion en grandeurs normalisées en fonction de Δ . Le réseau de type triangulaire est composé d'inclusions d'indice haut dans une matrice d'indice bas et d/Λ vaut 0,72. La dispersion est tracée pour 4 structures présentant des Δ croissants. Les différents couples d'indices de réfraction ($n_{\text{haut}}; n_{\text{bas}}$) sont : (1,46; 1,45) en bleu, (1,55; 1,45) en vert, (1,95; 1,45) en orange et (2,45; 1,45) en rouge.

$b = 0$ (correspondant à $n_{\text{eff}} = n_{\text{bas}}$)⁵. Contrairement aux résultats du chapitre précédent, cette diminution de la profondeur est visible aux faibles Δ (courbes bleue et verte sur la figure 5.11). Ceci indique que l'augmentation de λ/d avec Δ (entraînant une levée de dégénérescence plus forte) l'emporte sur l'augmentation de Δ (qui a pour effet inverse de réduire le couplage entre inclusions).

Evolution en fonction du diamètre normalisé au pas

Là encore, nous reprenons brièvement les résultats du chapitre précédent, à propos de l'évolution du diagramme de bandes avec le paramètre d/Λ . La figure 5.12 montre ces résultats tracés en grandeurs normalisées. Etant donné le choix des paramètres dans le chapitre précédent, la représentation en grandeurs normalisées n'apporte aucun élément permettant de simplifier ou compléter l'analyse déjà effectuée. En effet, en conservant n_{haut} , n_{bas} et d pour les différentes valeurs de d/Λ , l'allure générale des diagrammes de dispersion dans la représentation $(n_{\text{eff}}; \lambda)$ est identique à celle dans la représentation normalisée $(b; V)$. L'interprétation de l'évolution du diagramme de bandes avec d/Λ apparaît donc dans le chapitre précédent.

5. Comme nous l'avons souligné au chapitre précédent, si les BIP sont fermées sous l'indice de la matrice, aucun mode de défaut ne pourra exister dans ces BIP (pour un défaut possédant l'indice de la matrice).

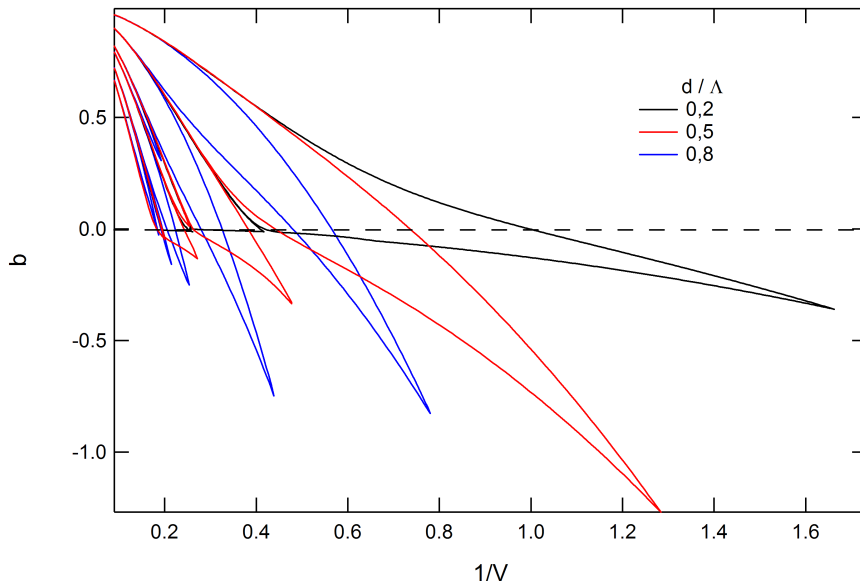


FIGURE 5.12 – Evolution du diagramme de bandes en grandeurs normalisées en fonction du rapport d/Λ . Le réseau est de type triangulaire. L'indice de la matrice et des inclusions sont respectivement 1,45 et 1,46. Le diagramme est tracé pour trois valeurs de d/Λ : 0,2, 0,5 et 0,8.

5.3 NORMALISATION DE LA CONSTANCE DE PROPAGATION DU MODE DE DÉFAUT D'UNE FIBRE À BIP

Dans cette section, nous nous proposons de normaliser également les constantes de propagation associées aux modes de défaut confinés dans une fibre à BIP. Rappelons que la constante de propagation d'un mode de défaut confiné dans une structure de type BIP présente une partie imaginaire non nulle qui est directement liée aux pertes par confinement du mode. Nous utiliserons donc la loi d'échelle étendue aux modes à pertes proposée précédemment dans le cadre d'une inclusion isolée (d'indice haut ou bas). Nous nous intéressons donc à la validité de la loi d'échelle d'une part, sur la partie réelle de \tilde{b} , et d'autre part, sur sa partie imaginaire. Les dimensions des structures comparées sont identiques à un facteur homothétique près : on fixe donc la géométrie du réseau (type triangulaire), le rapport d/Λ (pris à 0,72), le nombre de couronnes d'inclusions composant la gaine (fixé à 7) ainsi que la dimension du défaut (défaut de 1 inclusion). Les résultats présentés ci-dessous sont obtenus pour le mode de défaut fondamental confiné dans la troisième BIP.

5.3.1 Loi d'échelle exacte (Δ et d/Λ constants)

Dans un premier temps, nous étudions les deux cas particuliers qui conduisaient à une loi d'échelle exacte dans les sections précédentes. La loi d'échelle spatiale (λ/d constant) et la loi d'échelle sur les indices de réfraction à Δ constant sont exactes pour la partie réelle de \tilde{b} ainsi que pour sa partie imaginaire. La figure 5.13 illustre l'exactitude de la loi d'échelle à Δ constant ($\Delta = 2,01 \cdot 10^{-2}$) en comparant la dispersion normalisée pour deux structures présentant des couples $(n_{haut}; n_{bas})$ différents. Notons que

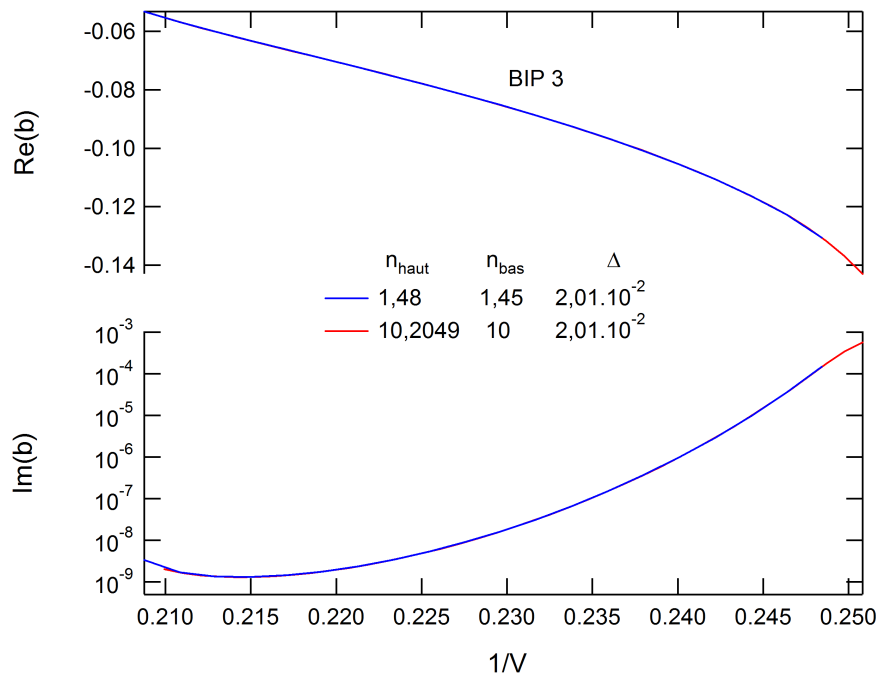


FIGURE 5.13 – Diagrammes de dispersion en grandeurs normalisées du mode de coeur (défaut de 1 inclusion) d'une fibre BIP dont la gaine est formée d'un réseau triangulaire de 7 couronnes d'inclusions d'indice haut ($d/\Lambda = 0,72$). La dispersion est tracée pour deux structures présentant une valeur de Δ de $2,01 \cdot 10^{-2}$ pour des couples $(n_{\text{haut}}; n_{\text{bas}})$ différents.

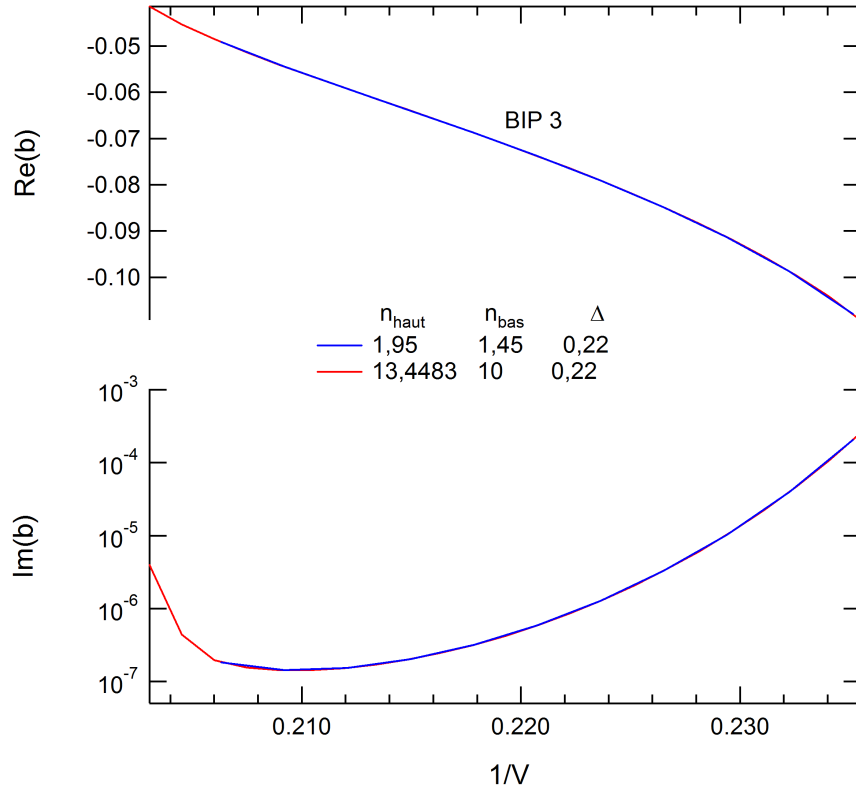


FIGURE 5.14 – Diagrammes de dispersion en grandeurs normalisées du mode de coeur (défaut de 1 inclusion) d'une fibre BIP dont la gaine est formée d'un réseau triangulaire de 7 couronnes d'inclusions d'indice haut ($d/\Lambda = 0,72$). La dispersion est tracée pour deux structures présentant une valeur de Δ de 0,22 pour des couples $(n_{\text{haut}}; n_{\text{bas}})$ différents.

la loi d'échelle à Δ constant est également vraie pour de grandes valeurs de Δ puisqu'elle est vérifiée dans un cadre vectoriel ($\Delta = 0,22$ sur la figure 5.14).

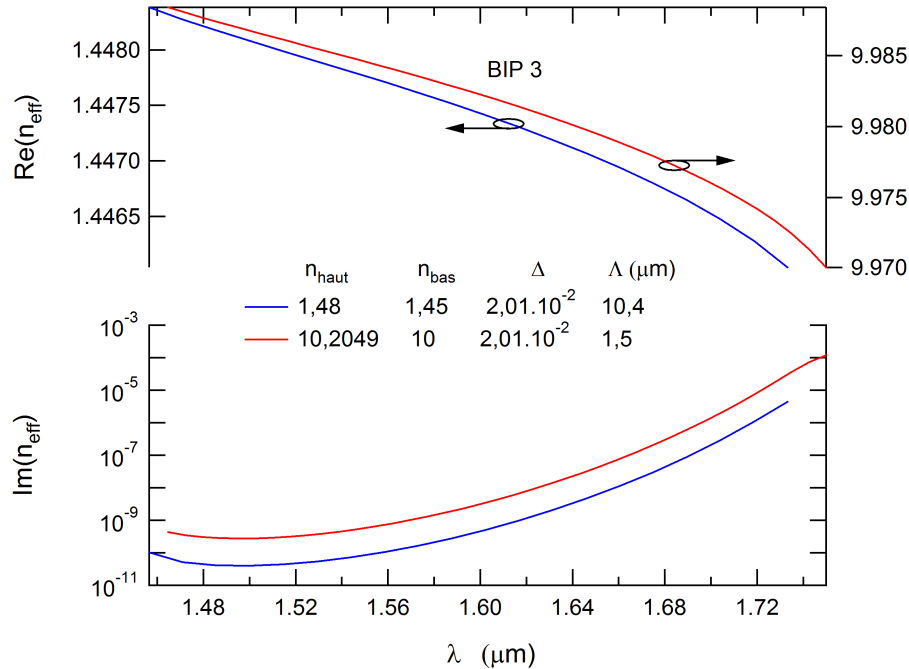


FIGURE 5.15 – Diagrammes de dispersion (partie réelle et imaginaire de n_{eff}) du mode de coeur (défaut de 1 inclusion) d'une fibre BIP dont la gaine est formée d'un réseau triangulaire de 7 couronnes d'inclusions d'indice haut ($d/\Lambda = 0,72$). La dispersion est tracée pour deux structures présentant une valeur de Δ de $2,01 \cdot 10^{-2}$ pour des couples $(n_{\text{haut}}, n_{\text{bas}})$ différents.

Nous poursuivons ensuite en réutilisant la démarche adoptée pour les modes à pertes d'une inclusion isolée : nous cherchons une loi d'échelle simple portant directement sur les parties réelles et imaginaires de l'indice effectif plutôt que b . Ainsi, en connaissant les pertes par confinement (reliées à $Im(n_{\text{eff}})$ par la relation (3.2)) d'une structure, nous pourrions déduire simplement et de manière quantitative (sans nouveaux calculs numériques à effectuer) les pertes d'une autre structure dans les deux cas particuliers étudiés dans ce paragraphe. Nous comparons donc $Re(n_{\text{eff}})$ et $Im(n_{\text{eff}})$ à même V et à même λ , impliquant une diminution du diamètre des inclusions d (et donc du pas du réseau Λ) lorsque $\sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2}$ augmente. Nous choisissons arbitrairement $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ pour $1/V = 0,215$ (correspondant approximativement à la valeur minimale de $Im(\tilde{b})$). Dans ces conditions et conformément aux résultats obtenus pour l'inclusion isolée, les pertes par confinement augmentent avec n_{haut} en raison de la diminution de d (et de Λ) (figures 5.7 et 5.8). Enfin, de manière identique au cas de l'inclusion isolée, nous aboutissons à la loi d'échelle suivante à même V et à même Δ : multiplier n_{haut} , n_{bas} ou λ/d par un facteur s revient à multiplier $Re(n_{\text{eff}})$ et $Im(n_{\text{eff}})$ par ce même facteur. A titre d'exemple, la figure 5.16 illustre la normalisation de n_{eff} par rapport à n_{haut} .

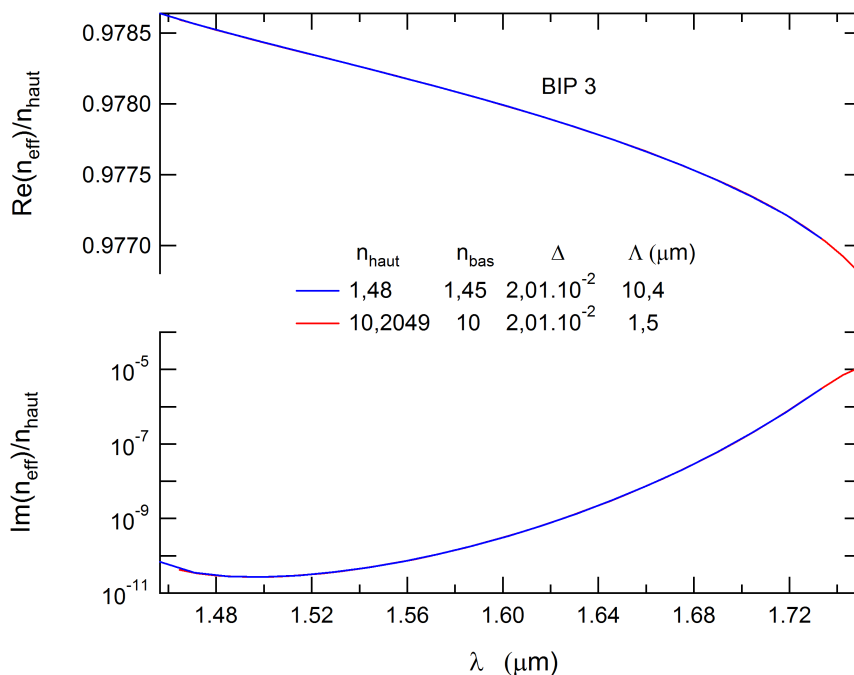


FIGURE 5.16 – Diagrammes de dispersion (partie réelle et imaginaire de n_{eff}) normalisé à l'indice haut du mode de cœur (défaut de 1 inclusion) d'une fibre BIP dont la gaine est formée d'un réseau triangulaire de 7 couronnes d'inclusions d'indice haut ($d/\Lambda = 0,72$). La dispersion est tracée pour deux structures présentant une valeur de Δ de $2,01 \cdot 10^{-2}$ pour des couples $(n_{haut}; n_{bas})$ différents.

5.3.2 Loi d'échelle approchée ($\Delta \ll 1$ et d/Λ constant)

Nous nous intéressons ensuite à la validité de la loi d'échelle (\tilde{b}, V) d'un mode de défaut dans le cas où le paramètre de guidage Δ varie mais reste faible. Nous comparons des structures possédant le même indice de réfraction n_{bas} pour la matrice mais dont l'indice de réfraction n_{haut} des inclusions est modifié tout en conservant une faible valeur de Δ (5.17). La loi d'échelle donne une bonne approximation de la dispersion ($Re(\tilde{b})$) des modes de défaut lorsque Δ est faible⁶. En effet, les courbes donnant la partie réelle de \tilde{b} en fonction de V sont très proches. Notons que celles-ci s'écartent davantage lorsqu'elles approchent du côté grandes longueurs d'onde de la BIP et lorsque la différence des Δ augmente. Ceci peut être interprété à l'aide de la figure 5.11 où nous avons observé un rétrécissement des BIP (en grandeurs normalisées) principalement du côté des grandes longueurs d'onde avec l'augmentation de Δ . Concernant la partie imaginaire de \tilde{b} , nous constatons que la loi d'échelle n'est plus valide. Rappelons que les calculs effectués pour les inclusions isolées simulaient une gaine de largeur infinie. Dans le cas des fibres à BIP, la largeur de la gaine périodique (qui correspond, rappelons-le à la gaine confinante) a été fixée à 7 couronnes d'inclusions tandis que la gaine externe d'indice n_{bas} est considérée infinie. Ainsi, lorsque n_{haut} augmente, l'accroissement de la quantité $\sqrt{n_{haut}^2 - n_{bas}^2}$ impose une diminution du rapport d/λ puisque

6. Rappelons que tous les calculs effectués sur la dispersion des structures BIP (mode de gaine et de défaut) sont vectoriels et non scalaires, contrairement à ce qui a été présenté pour l'inclusion isolée.

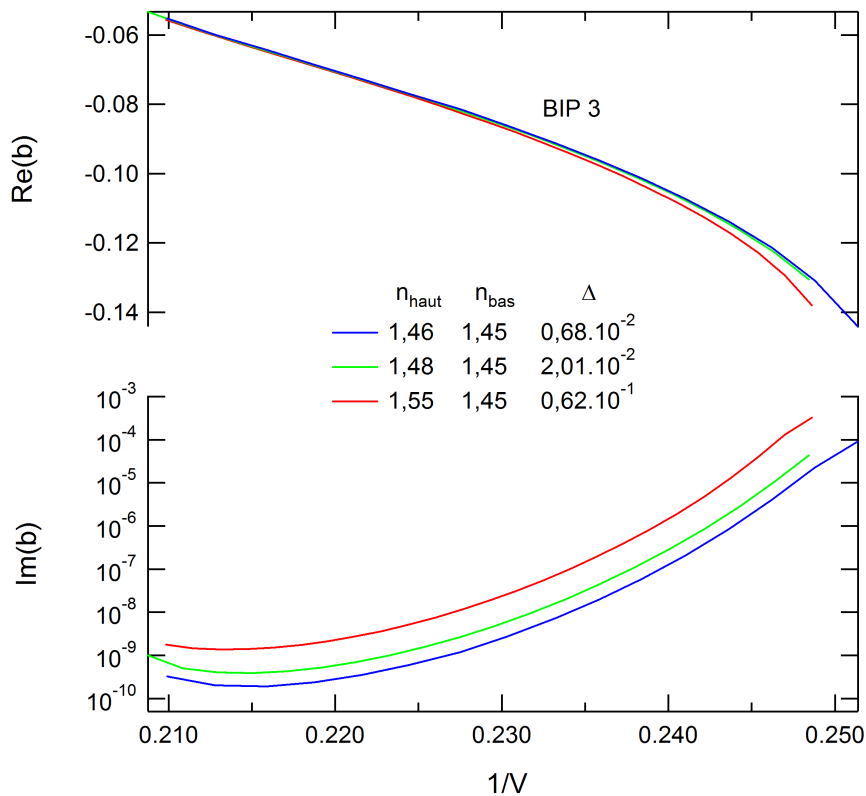


FIGURE 5.17 – Diagrammes de dispersion en grandeurs normalisées du mode de coeur (défaut de 1 inclusion) d'une fibre BIP dont la gaine est formée d'un réseau triangulaire de 7 couronnes d'inclusions d'indice haut ($d/\Lambda = 0,72$) dans une matrice d'indice $n_{\text{bas}} = 1,45$. La dispersion est tracée pour trois structures présentant des valeurs de n_{haut} (et donc de Δ) différentes.

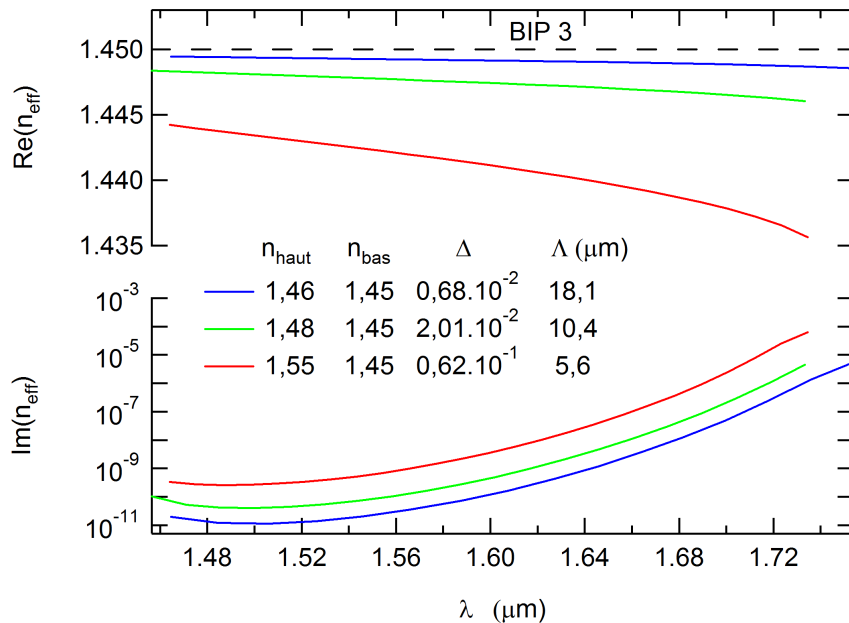


FIGURE 5.18 – Diagrammes de dispersion (partie réelle et imaginaire de n_{eff}) du mode de coeur (défaut de 1 inclusion) d'une fibre BIP dont la gaine est formée d'un réseau triangulaire de 7 couronnes d'inclusions d'indice haut ($d/\Lambda = 0,72$) dans une matrice d'indice $n_{\text{bas}} = 1,45$. La dispersion est tracée pour trois structures présentant des valeurs de n_{haut} (et donc de Δ) différentes.

nous travaillons à fréquence normalisée V fixée. La largeur relative de la gaine confinante par rapport à la longueur d'onde est donc réduite entraînant une augmentation de l'effet tunnel optique du coeur vers la gaine externe (cf section 6.1.3). La figure 5.18 compare la dispersion de n_{eff} à même V et même λ . Nous observons une augmentation des pertes par confinement avec Δ due non seulement à la réduction de la taille du coeur mais également à celle de la gaine confinante via d (ou Λ).

CONCLUSION DE LA PARTIE

Dans cette 2^{ème} partie, des éléments de compréhension physique ont été apportés afin d'appréhender le plus simplement possible les diagrammes de dispersion associés aux fibres BIP solides d'une part (dont l'allure est complexe par rapport aux diagrammes d'une fibre conventionnelle), et d'anticiper leur évolution en fonction des paramètres clés tels que le rapport d/Λ ou le contraste d'indice d'autre part.

Dans cet objectif, le chapitre 4 présente un modèle simple consistant à interpréter les diagrammes de dispersion en terme de résonateurs couplés. Nous avons pour cela identifié 2 types de résonateurs dans la gaine des fibres BIP solides étudiées : les résonateurs d'indice haut correspondant aux inclusions et les résonateurs d'indice bas correspondant aux régions interstitielles de la matrice entre les inclusions. Nous avons donc, dans un premier temps, étudié la dispersion d'un résonateur isolé d'indice haut puis d'indice bas. La notion de modes à pertes a été rappelée et l'évolution de la dispersion ($Re(n_{eff})$ et $Im(n_{eff})$) en fonction de la dimension et du contraste d'indice de la structure a été mise en évidence pour les 2 types de résonateurs. Nous avons également présenté brièvement un modèle existant, le modèle de l'ARROW, permettant de prédire approximativement les zones spectrales de fortes pertes des fibres BIP solides, uniquement à partir des fréquences de coupure d'une inclusion d'indice haut isolée. Nous avons souligné les limites de ce modèle qui ne prend pas en considération le couplage entre les inclusions qui peut pourtant modifier fortement la dispersion des modes (de gaine et de défaut). Afin de mettre en évidence l'impact du couplage sur les modes d'inclusions isolées, le cas spécifique de 2 inclusions d'indice haut couplées est traité en premier lieu dans un souci de clarté.

Les résultats préliminaires ainsi obtenus (inclusion isolée d'indice haut et bas puis 2 inclusions d'indice haut couplées) ont été ensuite exploités afin de décrire les diagrammes de dispersion en terme de résonateurs couplés et d'interpréter leur évolution avec le contraste d'indice et les dimensions de la structure. Nous nous sommes en particulier intéressés à l'évolution de la profondeur des BIP (déterminante sur le niveau de pertes d'un mode de défaut) en fonction des paramètres de la structure. Cette étude a notamment montré :

- une forte réduction de la profondeur des BIP non seulement à faible d/Λ à cause des résonances localisées dans les régions d'indice bas, mais aussi à grand d/Λ en raison du fort couplage entre les inclusions d'indice haut
- une réduction de la profondeur des BIP à faible Δ , mais aussi à grand Δ en raison du fort couplage entre les inclusions d'indice haut, du

à une augmentation significative de la longueur d'onde (car nous comparons les profondeurs des BIP de même ordre)
 Il existe donc une valeur optimale, qui dépend de l'ordre de la BIP, de d/Λ et de Δ correspondant aux BIP les plus profondes.

L'évolution de la dispersion des modes de défaut, à pertes, a également été étudié, exclusivement en fonction du nombre de couronnes de confinement afin de mettre en évidence certains effets dus à la taille finie de la gaine confinante. Nous montrons en particulier qu'un mode de défaut peut être confiné, certes avec de très fortes pertes, mais avec uniquement une seule couronne d'inclusions dans la gaine. Ceci permet de mettre en évidence les précautions à prendre lorsque l'on considère les modes de gaine comme étant ceux de la gaine périodique infinie. Dans ce cas précis, il est plus raisonnable de parler de guidage par "anti-résonance" plutôt que par BIP.

Enfin, le chapitre 5 met en évidence l'existence d'une loi d'échelle sur les constantes de propagation d'une fibre de type BIP. Cette loi d'échelle intègre à la fois les transformations opto-géométriques classiques en électromagnétique (loi d'échelle spatiale et relative aux 2 indices de réfraction formant la structure), mais également la transformation autorisant la modification d'un seul indice de réfraction à la fois. Les grandeurs normalisées utilisées sont identiques à celles développées pour les fibres conventionnelles, à savoir la constante de propagation normalisée b et la fréquence normalisée V . Toutefois, dans le cas des fibres conventionnelles, la loi d'échelle ($b; V$) portait uniquement sur des modes guidés au sens strict du terme, c'est-à-dire, qui ne présentent pas de pertes et qui possèdent donc une constante de propagation purement réelle. Dans ce chapitre, nous avons donc proposé d'étendre cette loi d'échelle aux constantes de propagation possédant une partie imaginaire non nulle, dans le but d'y intégrer les pertes par confinement caractéristiques des modes confinés dans une fibre BIP. Dans une démarche analogue à celle du chapitre 4, la loi d'échelle étendue aux modes à pertes ($\tilde{b}; V$) a d'abord été présentée pour une inclusion isolée d'indice haut puis d'indice bas, qui rappelons-le, correspond aux 2 types de résonateurs identifiés dans une fibre BIP solide, avant d'être généralisée à la gaine puis au cœur des fibres BIP solides. Cette loi d'échelle ($\tilde{b}; V$) se révèle exacte non seulement pour la partie réelle de \tilde{b} mais également pour sa partie imaginaire dans les 2 cas suivants :

- les transformations des dimensions transverses de la structure doivent être homothétiques
- les transformations doivent porter sur les 2 indices de réfraction de telle sorte que le paramètre Δ soit conservé.

Pour ces 2 types de transformation de la structure, la loi d'échelle ($\tilde{b}; V$) nous a permis d'aboutir à des transformations très simples et identiques sur la partie réelle des indices effectifs $Re(n_{eff})$ mais également sur leur partie imaginaire $Im(n_{eff})$. Ceci permet notamment de prédire le nouveau niveau de pertes par confinement de la structure après transformation.

La transformation à Δ constant étant trop restrictive et d'un faible intérêt pratique, nous avons de plus étudié la validité de cette loi d'échelle pour

des transformations autorisant la modification d'un seul indice de réfraction sur les 2. Ce type de transformation conduisant à une loi d'échelle exacte pour l'inclusion isolée dans le cadre de l'approximation scalaire (et uniquement dans ce cadre), nous avons décidé de limiter notre étude à de faibles valeurs de Δ . Les résultats (vectoriels) ont montré que la loi d'échelle à faible Δ donnait une bonne approximation de la partie réelle de \tilde{b} tandis que les écarts sur sa partie imaginaire sont non négligeables. Pour finir, nous avons interprété l'augmentation des pertes par confinement avec Δ par la réduction de la taille du cœur mais également de la gaine confinante via d (ou Λ).

Troisième partie

Introduction aux fibres hybrides et exemples d'utilisation

DANS les chapitres précédents, notre étude était centrée sur les fibres à BIP composées uniquement de deux indices de réfraction : le plus faible correspondant à l'indice de la matrice et du cœur, et le plus élevé correspondant à l'indice des inclusions périodiques. Nous avons vu que les modes de défaut dans ce type de structure étaient confinés par un effet BIP. Dans les chapitres qui suivent, notre étude portera essentiellement sur une nouvelle catégorie de fibres que nous appellerons fibres hybrides, le terme hybride indiquant que le mécanisme de guidage permettant le confinement des modes de défaut est de nature hybride : les 2 (3) principaux mécanismes de guidage que l'on distingue usuellement (RTI (RTIM) et BIP) pour "classer" les fibres optiques deviennent alors trop restrictifs pour décrire toute la variété de guides (et donc de nature de guidage) qu'il est possible d'obtenir [60]. A titre d'exemple, pour obtenir simplement un guidage hybride, il est par exemple possible d'ajouter un troisième indice de réfraction, plus faible que celui de la matrice (et du cœur), dans la gaine des fibres BIP solides étudiées jusqu'à présent.

Précisons avant de décrire nos propres designs, que depuis 2006, deux grands types de fibres hybrides ont été décrites dans la littérature par d'autres groupes. Tout d'abord, Cerqueira et al. [78] proposent en 2006 une structure qui est celle d'une fibre RTIM classique mais dans laquelle une ligne de trous d'air autour du cœur a été remplacée par des inclusions de haut indice. Une telle structure guide par RTIM suivant une direction transverse et quelle que soit la longueur d'onde tandis qu'elle guide par BIP suivant la direction perpendiculaire, et ce uniquement pour des longueurs d'onde appartenant à une BIP. Ce type de fibre hybride est notamment utilisé de nos jours (bien que sous une forme toute solide, les capillaires d'air de la gaine étant remplacés par des barreaux de bas indice dopés fluor) pour réaliser des lasers Ytterbium émettant à grandes longueurs d'onde [79]. En 2007, Sun et al. [80] proposent un autre type de fibre hybride dont le principe est basé sur l'insertion dans les trous d'une fibre air/silice d'un liquide dont l'indice dépend de la direction de polarisation. Suivant une direction, l'indice du liquide est supérieur à l'indice de la matrice (et du cœur) entraînant un guidage par fenêtre spectrale, typique d'un guidage par BIP. Suivant la direction perpendiculaire, l'indice du liquide est cette fois inférieur à celui de la matrice entraînant un guidage RTIM sur tout le spectre.

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés à développer d'autres types structures de type hybride dans l'objectif d'élargir et/ou d'améliorer les propriétés de guidage des fibres BIP solides et d'exploiter certaines de leurs propriétés originales pour des applications spécifiques. De façon plus précise, le premier chapitre de cette partie sera dédié à l'étude de 2 nouveaux types de structures hybrides (que nous appellerons double-gaine [81] et double-période [82]), obtenues en ajoutant des trous d'air dans la gaine des fibres BIP toutes solides étudiées jusqu'à présent. Nous nous attarderons alors notamment sur la problématique liée aux pertes par confinement et par courbure dans les fibres BIP solides et hybrides. Nous montrerons également dans ce chapitre que l'une de ces 2 fibres hybrides (la structure double-période) permet de guider non seule-

ment par BIP aux faibles longueurs d'onde mais aussi de confiner efficacement un mode de cœur supplémentaire par RTIM aux grandes longueurs d'onde. Cette propriété dispersive originale sera utilisée dans le chapitre 7, afin de concevoir une fibre permettant d'obtenir un accord de phase entre 2 modes de cœur fondamentaux (l'un guidé par BIP et l'autre par RTI) pour la génération du 2nd ou du 3^{ème} harmonique [83].

Le chapitre suivant présente quant à lui des résultats numériques et expérimentaux concernant le contrôle de la génération de supercontinuum dans une autre fibre hybride à double-période [84], combinant à la fois très faibles pertes par confinement et très forte DVG (contrairement aux fibres BIP solides classiques pour lesquelles une forte DVG est généralement associée à de fortes pertes).

Pour terminer cette 3^{ème} partie de ce manuscrit, nous réaliserons une étude numérique comparative des propriétés linéaires d'une fibre hybride à double-gaine particulière à celles des fibres BIP solides et RTIM que l'on peut y associer. Nous discuterons notamment des différences et ressemblances entre les propriétés optiques de ces fibres et ainsi de la pertinence de la distinction entre guidage par BIP et guidage par RTI (ou RTIM).

CONCEPTION DE FIBRES HYBRIDES POUR LA RÉDUCTION DES PERTES

Dans ce chapitre nous allons tout d'abord démontré que les pertes par courbure sont le facteur limitatif de la fibre entièrement solide présentée dans la référence [7]. Cette première section sera aussi l'occasion de préciser les mécanismes de pertes par confinement et par courbure des fibres guidant par BIP puis d'en observer et d'en expliciter les spécificités. La compréhension de ces phénomènes nous a ensuite conduit à concevoir, réaliser et caractériser deux nouvelles structures de fibres dites hybrides (section 6.2 et 6.3) afin de réduire les pertes par confinement et par courbure associés aux fibres BIP toute solide.

6.1 IMPACT DE LA COURBURE DANS LE CAS DES FIBRES BIP SOLIDES (TYPE A)

Dans un premier temps, nous étudierons expérimentalement les pertes optiques dans une fibre BIP solide (appelée fibre A). Puis, les caractéristiques expérimentales observées seront interprétées théoriquement à l'aide du diagramme de bandes, après avoir présenté les grandeurs physiques liées aux pertes par confinement et par courbure.

6.1.1 Présentation de la fibre BIP solide étudiée

Les fibres étudiées durant cette thèse ont été réalisées au sein du groupe photonique grâce à la centrale technologique de l'IRCICA. Elles ont été fabriquées par la technique classique et très versatile de l'assemblage et tirage décrite dans l'annexe A. La figure 6.1 présente une photo MEB d'une fibre BIP solide (fibre A). Le cœur (défaut d'une inclusion) et la matrice sont constitués de silice pure tandis que les inclusions de la gaine sont en silice dopée au germanium. Ces inclusions proviennent d'une préforme mère (fournie par Draka-Comteq) destinée à fabriquer des fibres conventionnelles à gradient d'indice. Le profil d'indice est parabolique avec un saut d'indice maximum de $30 \cdot 10^{-3}$. Le nombre de couronnes entourant le cœur est fixé à 7. Le pas du réseau est de $15,2 \mu m$, le diamètre des zones dopées est $d = 10,4 \mu m$.

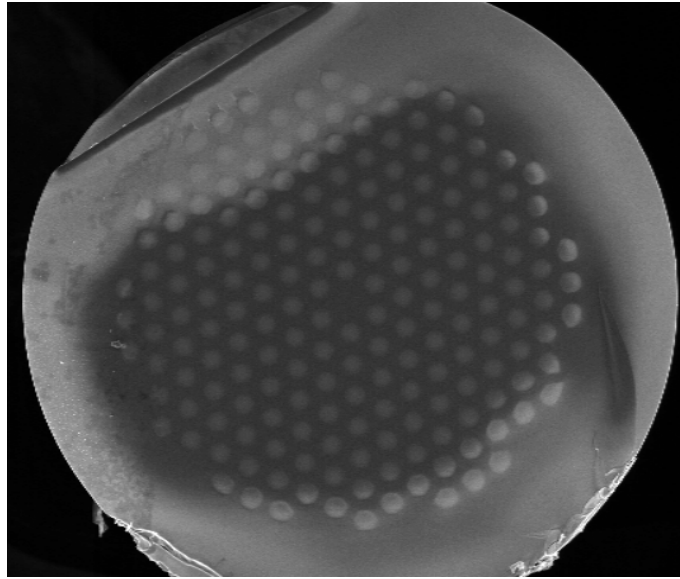


FIGURE 6.1 – Image MEB de la fibre A. Il s'agit d'une fibre à BIP solide à faible contraste d'indice. La gaine est composée de 7 couronnes d'inclusions de silice dopée au Germanium à profil d'indice parabolique ($\Delta n_{max} = 3.10^{-2}$, $d = 10,4\mu m$) dans une matrice en silice pure. Le pas du réseau est $15,2\mu m$.

6.1.2 Observations expérimentales

Principe de la méthode de tronçures successives (cut-back)

Afin d'étudier l'influence de la courbure sur les pertes de la fibre, nous avons comparé différentes mesures d'atténuation totale, réalisées pour différents rayons de courbure. La méthode de mesure d'atténuation utilisée pour chaque rayon de courbure est celle de tronçures successives (dite "cut-back"). Elle consiste à mesurer successivement les puissances transmises à l'issue d'une grande puis d'une courte longueur de fibre, sans modifier les conditions d'injection. Cette méthode permet d'éliminer les problèmes de normalisation de la puissance injectée dans le mode guidé de la fibre. Il suffit alors d'effectuer la différence des puissances mesurées, ramenée à la différence des deux longueurs pour obtenir l'atténuation linéique de la fibre. Elle est généralement exprimée en dB/km.

Atténuation en fonction du rayon de courbure

Dispositif et protocole expérimental Le dispositif utilisé est présenté sur la figure 6.2. La fibre sous test est éclairée en lumière blanche. La source blanche utilisée est issue d'une fibre à cristal photonique non linéaire dans laquelle on injecte le faisceau d'un laser Nd-YAG pulsé ($\lambda = 1064nm$, la durée des impulsions, la puissance moyenne et le taux de répétition valent respectivement 0,8ns, 60mW et 5kHz). En sortie de cette fibre, un supercontinuum est généré, correspondant à un spectre ultra-large et d'intensité relativement plate, s'étalant de 400nm à plus de 1750nm (limite haute longueur d'onde de l'analyseur optique). Pour optimiser nos mesures, la problématique est double :

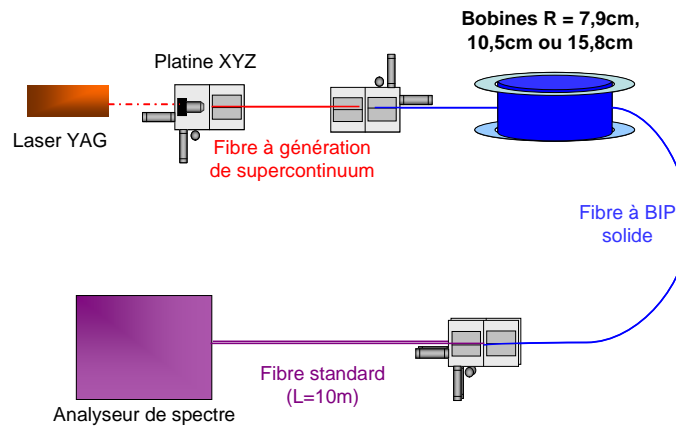


FIGURE 6.2 – Dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation (mesures de transmission et de pertes) des fibres BIP étudiées. La fibre BIP sous test est éclairée en lumière blanche et le signal en sortie de fibre est collecté sur un analyseur de spectre optique.

- injecter au mieux toutes les longueurs d’onde compte tenu de la large gamme spectrale de travail (de 400nm à 1750nm)
- s’assurer qu’on ne récolte que la lumière provenant du mode de cœur. En effet, contrairement à d’autres types de fibres, la gaine peut guider la lumière puisqu’elle est composée d’inclusions équivalentes à un guide standard.

Nous avons donc choisi d’utiliser 2 aboutages. Pour l’injection, un simple aboutage est préférable car l’utilisation d’objectifs de microscope rendrait le système moins achromatique. Pour la détection, la fibre utilisée pour collecter la lumière présente un diamètre de cœur plus faible que celui de la fibre BIP, permettant de sélectionner principalement le mode de cœur guidé dans la fibre BIP.

L’injection dans le cœur de la fibre BIP (et non dans les inclusions de la gaine) est contrôlée avant les mesures en imageant le mode de sortie de fibre (à l’aide d’un objectif de microscope et d’une caméra). Trois bobines différentes permettent d’obtenir des rayons de courbure de 7,9cm, 10,5cm et 15,8cm. Lors du passage à la courte longueur, la détection (aboutage entre la fibre sous test et la fibre standard) est nécessairement modifiée. Toutefois, pour s’assurer de la validité des mesures, des tests de reproductibilité ont été réalisés sur la grande longueur de fibre. Les écarts de puissance obtenus étaient inférieurs à 1 dB.

Résultats expérimentaux Les résultats présentés sur la figure 6.3 concernent la 3^{ème} BIP de la fibre A¹. Les pertes sont présentées pour les trois rayons de courbure. Le tableau suivant présente l’erreur sur chaque mesure (prise à 1 dB) ramenée en dB/km (la distance correspond

1. Notons que les BIP 1 et 2 ne sont pas accessibles expérimentalement car elles sont en dehors de la fenêtre de l’analyseur de spectre optique.

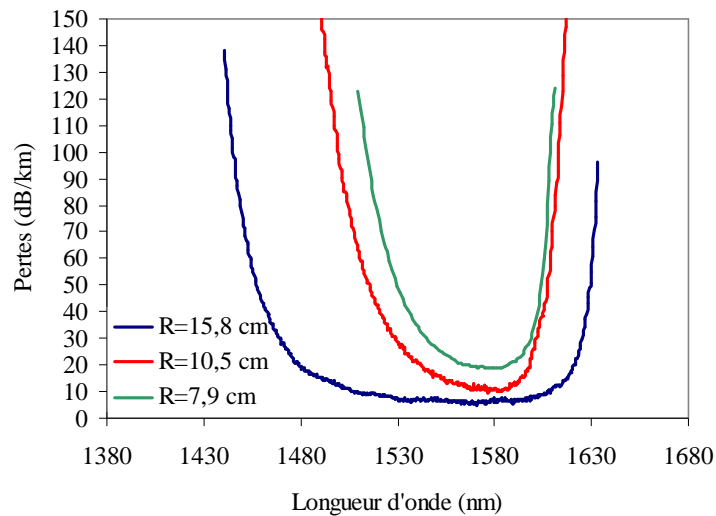


FIGURE 6.3 – Pertes totales de la fibre A mesurées dans la BIP d'ordre 3 par la méthode du cut-back pour 3 rayons de courbure différents.

à la différence entre grande et courte longueur) ainsi que les valeurs minimales de pertes et les longueurs d'onde correspondantes.

Rayon de courbure (cm)	Distance (m)	Erreur (dB/km)	Pertes minimales (dB/km)	Longueur d'onde (nm)
7,9	337	3	18,7	1578
10,5	273	3,7	9,5	1576
15,8	295	3,4	5,7	1570

Nous pouvons conclure de ces résultats expérimentaux les deux points importants suivants :

- le record de perte de 18,7 dB/km (pour un rayon de 7,9cm) est en fait limité par les pertes par courbure, les autres sources de pertes (inhomogénéité de la structure, poussières durant l'assemblage etc...) étant négligeables. La nouvelle valeur minimale des pertes est alors d'environ 6 dB/km.
- la largeur spectrale de la bande de faibles pertes est nettement réduite lorsque le rayon de courbure diminue et cela, principalement du côté des courtes longueurs d'onde.

Comportement dans les BIP d'ordre supérieur

L'étude précédente dans la 3^{ème} BIP ayant montré le rôle prépondérant des pertes par courbure, une analyse du comportement dans les BIP d'ordre supérieur de la même fibre est souhaitable. L'objectif est alors d'étudier l'influence de la courbure sur les pertes en fonction de l'ordre de la BIP, afin d'en dégager éventuellement une tendance simple. La méthode et les rayons de courbure utilisés sont les mêmes que précédemment. Toutefois l'obtention de mesures précises se complique fortement, puisqu'il faudrait, pour chaque rayon de courbure et chaque BIP, opti-

mettre la grande longueur de transmission alors que nous ne disposons que d'une longueur limitée de fibre. Plusieurs cut-back (c'est-à-dire différentes grandes longueurs de fibre) ont donc été nécessaires pour mesurer les pertes dans toutes les BIP (3 à 7) et pour tous les rayons de courbure. Les résultats obtenus sont rassemblés sur la figure 6.4 et le tableau suivant présente l'erreur sur chaque mesure effectuée.

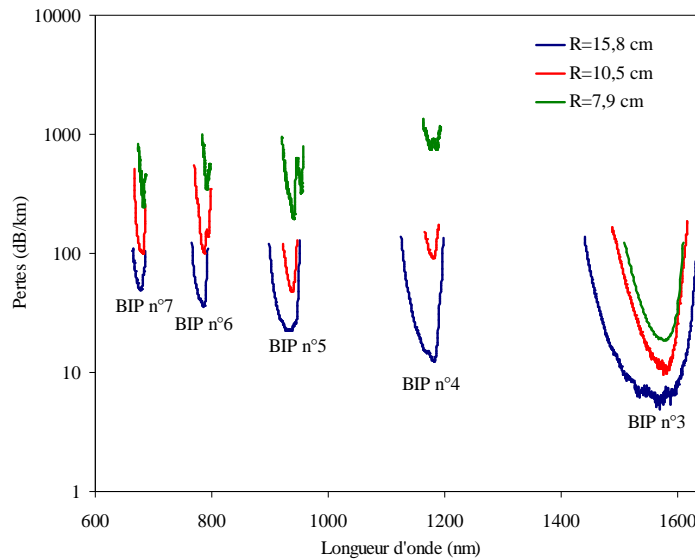


FIGURE 6.4 – Pertes totales de la fibre A mesurées dans les BIP d'ordre 3 à 7 par la méthode du cut-back pour 3 rayons de courbure différents.

Rayon de courbure (cm)	Ordre des BIP	Distance (m)	Erreur (dB/km)
7,9	3	337	3
	4, 5, 6 et 7	30	33
10,5	3, 4 et 5	273	3,7
	6 et 7	50	20
15,8	3, 4, 5, 6 et 7	295	3,4

Tout d'abord, lorsque R diminue, l'effet de rétrécissement des BIP côté courtes longueurs d'onde (observé pour la BIP 3) est généralisable à toutes les BIP. De plus, les pertes augmentent significativement pour toutes les BIP, démontrant le rôle prépondérant des pertes par courbures pour des rayons inférieurs à 15,8 cm. Remarquons ensuite que pour R=7,9 cm, des sous structures apparaissent clairement au sein des BIP d'ordre 4 et 5. De nouvelles zones de pertes se dessinent, donnant naissance à deux minima de pertes à l'intérieur d'une même BIP. Ce phénomène a également été observé pour des rayons de courbure encore plus faibles (non présentés ici). La figure 6.5 a pour but de mettre en évidence la dépendance des pertes par courbure en fonction de l'ordre de la BIP. Pour chaque BIP, le différentiel de pertes a été calculé pour R=10,5 cm (courbe bleue) et R=7,9 cm (courbe rouge), par rapport à R=15,8 cm (à défaut de pouvoir comparer avec R=∞). Aucune tendance simple et certaine ne se dégage. Toutefois, la BIP d'ordre 3 est nettement moins affectée que les autres par

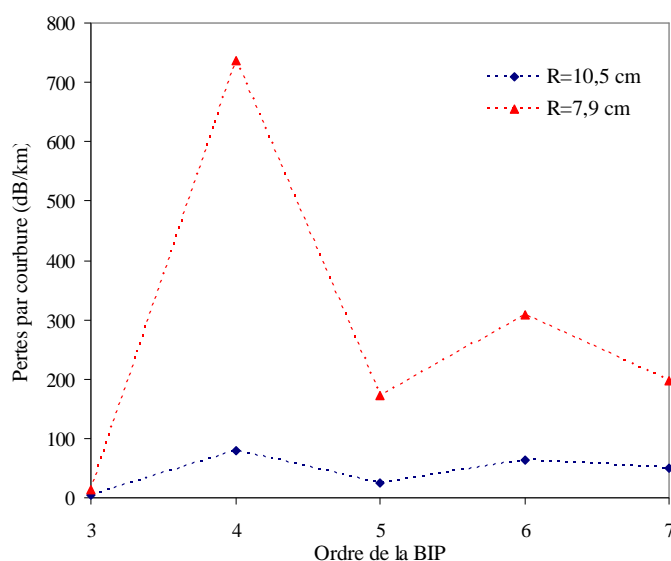


FIGURE 6.5 – Evolution des extra-pertes apportées par la courbure en fonction de l'ordre de la BIP. Les extra-pertes calculées au minimum de pertes et sont tracées pour 2 rayons de courbure $R=10,5\text{cm}$ (courbe bleue) et $R=7,9\text{cm}$ (courbe rouge), par rapport à $R=15,8\text{cm}$ (à défaut de pouvoir comparer avec $R=\infty$).

la courbure (les pertes augmentant d'environ 12dB/km entre $R=15,8\text{cm}$ et $R=7,9\text{cm}$). A l'inverse, la BIP d'ordre 4, pour des rayons de courbure identiques, présente des pertes beaucoup plus importantes puisque les pertes croissent de 12dB/km ($R=15,8\text{cm}$) à plus de 750dB/km ($R=7,9\text{cm}$). Il semble de plus que les BIP d'ordre impair soient moins affectées que les BIP d'ordre pair voisines. Notons que cet effet a été également observé par T. Birks et al.[54] pour une structure de gaine différente.

6.1.3 Grandeurs physiques liées aux pertes par confinement et par courbure

Les pertes par confinement P_c :

Rappelons que la gaine optique étant de dimension finie, un transfert d'énergie est alors possible, pour la fibre non courbée, des modes de cœur vers les modes de la gaine externe (non confinante) par effet tunnel (fig. 6.6). L'effet tunnel a lieu lorsque la gaine externe supporte un mode qui possède le même indice effectif que le mode de cœur considéré (accord de phase) et lorsque le recouvrement entre ces deux modes est non nul. Ainsi, un couplage d'intensité lumineuse va pouvoir s'effectuer du cœur où le champ est de type oscillant, au travers de la gaine optique où le champ est de type évanescent, vers la gaine externe où le champ est à nouveau de type oscillant, entraînant des pertes pour le mode de cœur au cours de sa propagation. Ces pertes sont d'autant plus importantes que l'intensité lumineuse résiduelle du mode de cœur au niveau de l'interface gaine optique/gaine externe est grande (point bleu sur la figure 6.6). Deux paramètres sont essentiels afin de réduire cette intensité et donc de diminuer les pertes : la largeur L de la gaine optique ainsi que le contraste

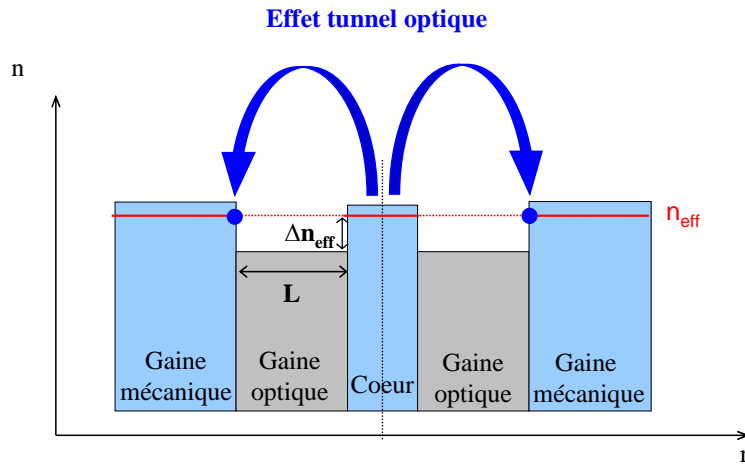


FIGURE 6.6 – Illustration de l'effet tunnel optique dans une fibre droite standard guidant par RTI. Les points bleus sur la coupe d'indices effectifs à λ fixe indiquent l'égalité d'indice effectif entre mode de cœur et modes de gaine, qui est source de pertes.

d'indice Δn_{eff} entre l'indice effectif du mode de cœur et l'indice effectif du mode de gaine le plus proche [85][86].

Pour une fibre standard à guidage par RTI, le paramètre Δn_{eff} est défini ici comme la différence entre l'indice effectif du mode de cœur et l'indice de réfraction de la gaine (correspondant à l'indice effectif du mode de gaine le plus proche). Lorsque la longueur d'onde augmente, Δn_{eff} ne fait que diminuer, tout comme la largeur relative de la gaine L/λ , entraînant une augmentation des pertes par confinement, aussi faibles soit-elles.

Dans le cas d'une fibre à cristal photonique guidant par RTIM, le paramètre Δn_{eff} est défini comme la différence entre l'indice effectif du mode de cœur et l'indice effectif du mode de gaine n_{FSM} . Lorsque la longueur d'onde augmente, la largeur relative de la gaine confinante diminue (Pc augmente) tandis que le paramètre Δn_{eff} augmente dans un premier temps (Pc diminue) puis rediminue (Pc augmente) (voir figure 3.2). Cependant, il est montré dans [87] que la combinaison de ces 2 effets conduit à des pertes par confinement qui augmentent avec la longueur d'onde pour une structure donnée (selon $(\lambda/\Lambda)^2$). L'évolution spectrale des pertes par confinement est donc similaire aux fibres conventionnelles.

Concernant les fibres à BIP, rappelons que pour un confinement efficace du mode de cœur, la condition (2.19) doit être respectée. On introduit donc le paramètre Δn_{eff-} , analogue au Δn_{eff} des structures RTI et RTIM, correspondant ici à la différence d'indice entre mode de cœur et mode de gaine définissant le bord bas de la BIP. Dans le cas des fibres BIP et contrairement aux deux cas précédents, il existe des modes de gaine dont les indices effectifs sont supérieurs à ceux des modes de défaut. D'où la

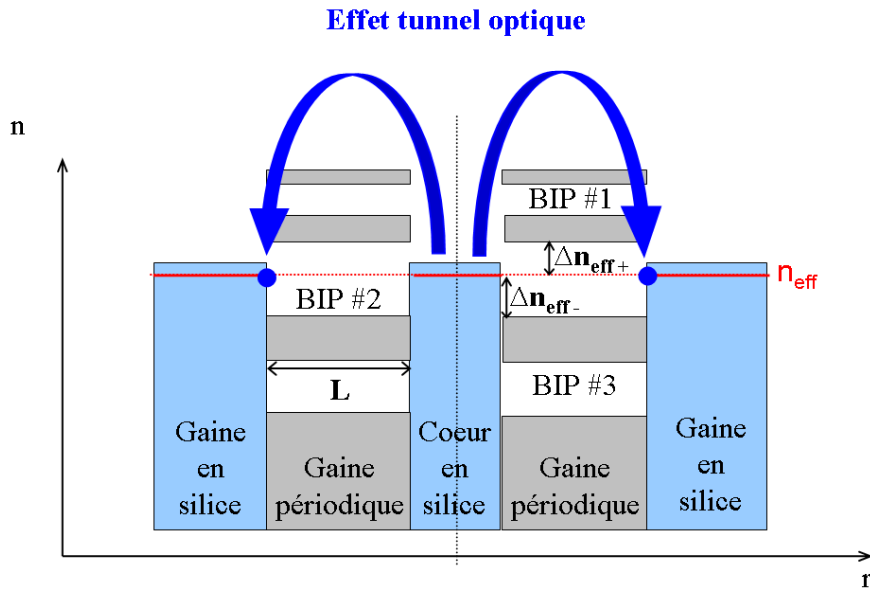


FIGURE 6.7 – Illustration de l'effet tunnel optique dans une fibre droite guidant par BIP. Les points bleus sur la coupe d'indices effectifs à λ fixe indiquent l'égalité d'indice effectif entre mode de cœur et modes de gaine.

nécessité de définir également un deuxième paramètre, Δn_{eff+} , correspondant à la différence d'indice entre mode de cœur et mode de gaine définissant le bord haut de la BIP (figure 6.7). Ainsi, au sein d'une même BIP, lorsque la longueur d'onde augmente, la largeur relative de la gaine confinante L/λ diminue, ce qui implique une augmentation des pertes par confinement. Dans le même temps, le paramètre Δn_{eff-} tend vers 0 du côté des basses longueurs d'onde de la BIP (fortes pertes) puis augmente avec λ tandis que Δn_{eff+} diminue jusqu'à tendre vers 0 (fortes pertes) du côté des grandes longueurs d'onde de la BIP (voir figure 3.3). Ceci entraîne une évolution spécifique des pertes par confinement au sein d'une BIP, en forme de cloche de manière générale.

Les pertes par courbure P_{cb} :

Classiquement, l'effet de la courbure peut être modélisé en assimilant la fibre courbée à une fibre droite dont la coupe transverse d'indices de réfraction a subi une modification linéaire suivant l'axe de la courbure x . L'indice de réfraction reste identique sur l'axe y (perpendiculaire à l'axe de la courbure x) et il augmente (diminue) vers l'extérieur (intérieur) de la courbure, d'autant plus que le rayon de courbure est faible [68]. Ce modèle, développé pour les fibres conventionnelles, traduit le fait que le chemin optique parcouru par la lumière est plus grand (petit) du côté extérieur (intérieur) à la courbure qui est en extension (compression). La figure 6.8 schématise à titre d'exemple le profil d'indice de réfraction équivalent obtenu après courbure, suivant l'axe x dans le cas d'une fibre à saut d'indice guidant par RTI. En modifiant les indices de réfraction, les modes autorisés à se propager dans la structure équivalente sont égale-

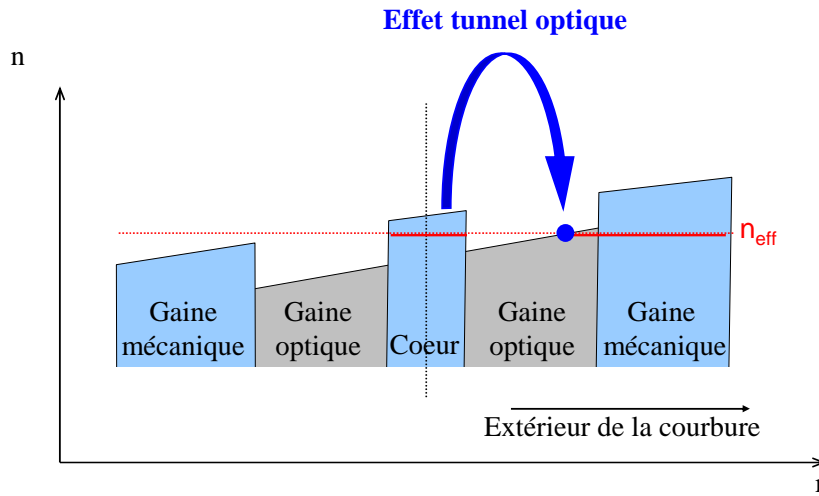


FIGURE 6.8 – Illustration de l'effet tunnel optique dans une fibre courbée standard guidant par RTI. Le point bleu sur la coupe d'indices effectifs à λ fixe indique l'égalité d'indice effectif entre le mode de cœur et le mode de gaine modifié par la courbure.

ment modifiés. Ainsi, la structure équivalente peut cette fois présenter des couplages par effet tunnel entre le mode de cœur et des modes de gaine. Les pertes générées par ce type de couplage sont d'autant plus grandes que le rayon de courbure R est faible² ou que le contraste d'indice Δn_{eff} entre le mode de cœur et le mode de gaine le plus proche est faible. En effet, dans ces deux cas, l'intensité résiduelle du mode de cœur au point de couplage sera plus grande. Ainsi, la sensibilité à la courbure d'une fibre standard augmente avec la longueur d'onde puisque Δn_{eff} diminue.

Dans le cas de la fibre à cristal photonique guidant par RTIM, l'évolution de Δn_{eff} (qui augmente puis rediminue avec λ) entraîne une sensibilité supplémentaire à la courbure aux courtes longueurs d'onde (contrairement aux fibres conventionnelles) tandis que le comportement aux grandes longueurs d'onde est similaire à celui des fibres conventionnelles.

L'effet de la courbure dans une fibre BIP est schématisé sur la figure 6.9. La démarche utilisée ici est analogue à celle présentée pour les fibres conventionnelles : la courbure est modélisée par une modification linéaire du profil d'indice de réfraction de la structure. Dans la mesure où le rayon de courbure n'est pas trop faible, nous considérons que la structure équivalente supporte toujours des modes de gaine regroupés sous la forme de bandes permises (bien que la structure ne soit plus périodique) dont les indices effectifs sont localement modifiés. Ainsi, on observe que le mode de cœur peut se coupler à des modes de gaine localisés vers l'extérieur de la courbure (comportement identique aux fibres RTI et RTIM), mais également à des modes de gaine localisés vers l'intérieur de la courbure, ce qui est spécifique aux fibres BIP [31] [54]. Le paramètre Δn_{eff-} sera donc déterminant pour les pertes vers l'extérieur de la courbure tandis que Δn_{eff+}

2. la fibre droite correspond au cas où R tend vers l'infini

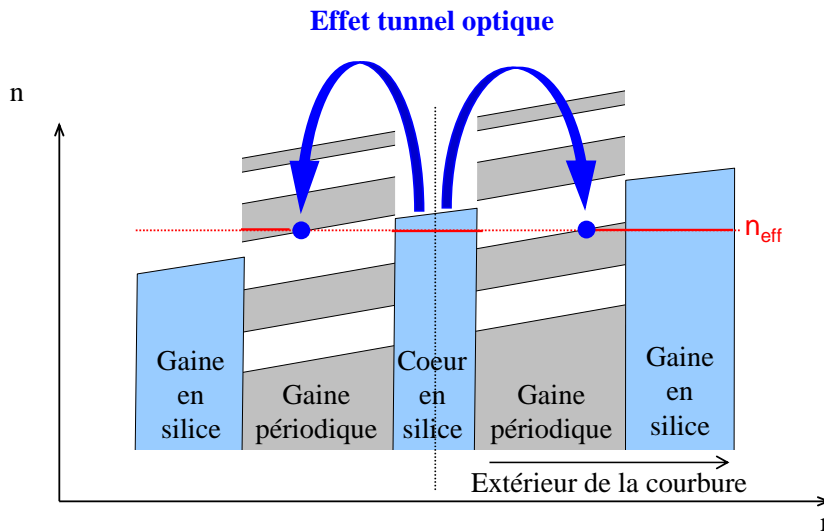


FIGURE 6.9 – Illustration de l'effet tunnel optique dans une fibre courbée guidant par BIP. Les points bleus sur la coupe d'indices effectifs à λ fixe indiquent l'égalité d'indice effectif entre le mode de cœur et les modes de gaine modifiés par la courbure.

interviendra dans les pertes spécifiques à ce type de fibre, vers l'intérieur de la courbure³. Notons que ces deux paramètres ne sont pas les seuls influant sur les pertes par courbure : en particulier, le recouvrement entre le mode de cœur et les modes de gaine est également à prendre en compte.

6.1.4 Interprétations théoriques à l'aide du diagramme de dispersion

Les observations expérimentales relatives à la fibre A sont interprétées à l'aide des grandeurs physiques liées aux pertes exposées dans la section précédente. Pour cela, nous analysons le diagramme de dispersion associé à la fibre A (figure 6.10). Ce diagramme présente les modes de défaut fondamentaux associés aux 5 premières BIP ainsi que les bords de bandes de chacune de ces BIP. Son analyse met en évidence les différents points suivants :

- Les quantités Δn_{eff-} et Δn_{eff+} tendent vers 0 respectivement sur les côtés bleus et rouges de chaque BIP, pour la fibre droite. Ces quantités se réduisent d'autant plus que le rayon de courbure R est faible, expliquant la forte sensibilité à la courbure du mode de défaut en bord de bandes. Le couplage d'énergie du mode de défaut vers les modes de gaine a lieu vers l'extérieur (l'intérieur) de la courbure du côté bleu (rouge) de la BIP.
- La quantité Δn_{eff-} est inférieure à Δn_{eff+} sur la majeure partie de la fenêtre de transmission de chaque BIP. Les pertes par courbure ont donc principalement lieu vers l'extérieur de la courbure, exceptée à l'extrémité rouge de la BIP où le couplage d'énergie se fait principalement vers l'intérieur de la courbure. De plus, la croissance de

3. On peut alors parler de pertes centripètes et centrifuges en utilisant une analogie à la mécanique classique.

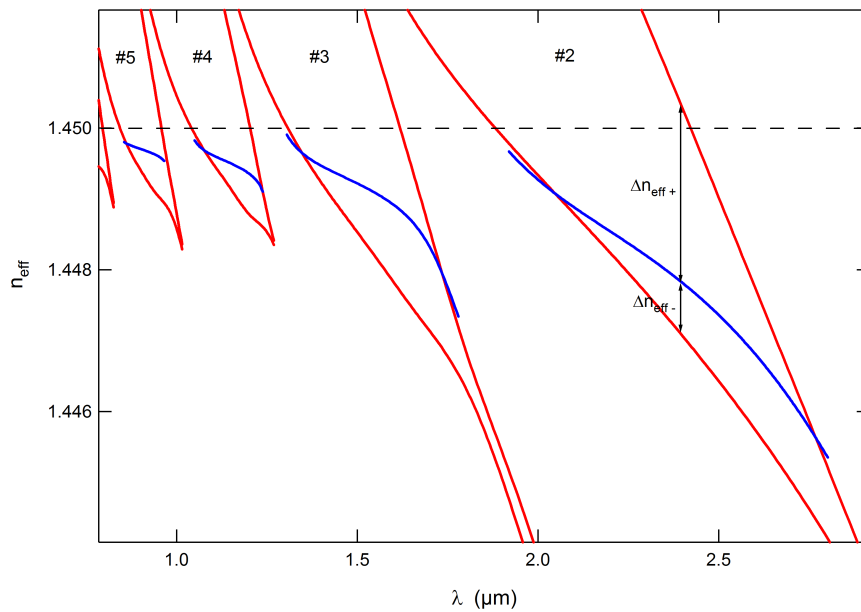


FIGURE 6.10 – Diagramme de dispersion de la fibre A : bords de BIP de la gaine périodique infinie (en rouge) et mode de cœur fondamental (en bleu) pour les BIP d'ordre 1 à 5.

Δn_{eff-} avec la longueur d'onde est relativement lente comparée à la décroissance de Δn_{eff+} qui est brutale : cette dernière remarque est en accord avec les fortes pertes expérimentales observées du côté bleu de chaque BIP, contrairement au côté rouge qui lui reste moins sensible à la courbure.

- Enfin, la quantité Δn_{eff-} , déterminante sur les pertes par courbure, est plus faible dans les BIP d'ordre pair, comparativement aux BIP d'ordre impair voisins. Ceci provient d'un élargissement plus important des supermodes définissant le bord bas des BIP d'ordre pair, réduisant en conséquence la profondeur de ces BIP. En effet, comme il est montré dans la référence [54], le bord bas des BIP paires est associé à des supermodes LP_{0m} , celui des BIP impaires à des supermodes LP_{1m} . Sous leur fréquence de coupure, le champ des modes LP_{0m} d'une inclusion isolée ne décroît pas du tout dans la matrice de bas indice, contrairement au champ des modes LP_{1m} : les modes LP_{0m} sont donc fortement couplés formant une bande de supermodes plus large que pour les modes LP_{1m} . Ainsi, comme nous l'avons observé expérimentalement, les BIP d'ordre pair sont plus sensibles à la courbure que les BIP d'ordre impair voisins.

Comme nous l'avons déjà souligné, les fibres solides guidant par BIP présentent des pertes par confinement non négligeables et surtout, des pertes par courbure pouvant limiter leur utilisation. Dans la littérature, différentes structures, hybrides ou non, ont été proposées pendant la durée de cette thèse afin d'améliorer la qualité de transmission de ce type de fibre. En 2006, Stone et al [88] proposent une nouvelle structure de fibre BIP solide dont la gaine est composée d'un réseau triangulaire d'inclusions haut indice annulaires plutôt que circulaires. L'idée est alors de décaler fortement les fréquences de coupure des modes LP_{lm} , avec $l > 1$, en jouant sur l'épaisseur des anneaux, afin d'approfondir les BIP et de réduire les pertes par courbure. La même année, Wang et al. pré-

sentent une fibre BIP solide composée d'inclusions rectangulaires et dont les pertes dépendent de la direction de la courbure [89]. Enfin, en 2006, Ren et al. [90][91] proposent une fibre solide dont la gaine est composée d'inclusions circulaires haut indice, entourées d'un anneau d'indice inférieur à celui de la matrice, le contraste d'indice restant faible. Cette structure permet de réduire efficacement les pertes par confinement et par courbure en raison d'un approfondissement de chacune des BIP. Ainsi, dans la suite de ce chapitre, nous proposons deux structures alternatives hybrides à cœur solide permettant de réduire fortement les pertes par confinement et par courbure. Ces deux structures présentent une gaine confinante similaire à une structure de type A, dans laquelle des trous d'air ont été ajoutés et intégrés différemment dans les deux cas.

6.2 ÉTUDE DE LA STRUCTURE DOUBLE-GAINE (TYPE B)

6.2.1 Présentation de la structure double-gaine

Principe

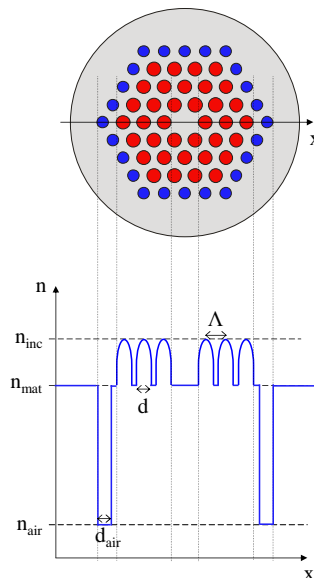


FIGURE 6.11 – Représentation schématisée d'une structure double-gaine (type B). Il s'agit d'une structure BIP solide (type A) entourée par une couronne d'air.

La structure hybride proposée dans cette section est schématisée sur la figure 6.11. Elle présente une double gaine. La première gaine est formée d'inclusions d'indice haut, identiques à celles de la fibre A. Celle-ci est entourée d'une seconde gaine formée d'inclusions d'indice bas (des trous d'air ici). Ainsi, le confinement du mode de cœur sera assuré par BIP grâce à la première gaine et par RTIM au niveau de la couronne d'air. L'idée d'ajouter une région d'indice bas dans la gaine confinante est une solution bien connue pour réduire les pertes par courbure dans les fibres conventionnelles [92]. Elle permet d'éviter le couplage, vers l'extérieur de

la courbure, du mode de cœur vers les modes de gaine dont les indices effectifs sont plus hauts à cause de la courbure. Dans notre cas, nous devons trouver un compromis sur le nombre de couronnes d'inclusions dopées, qui déterminera la position de la couronne d'air. En effet, si la première gaine confinante est trop large, les pertes de la fibre droite seront faibles mais la gaine d'air sera trop éloignée du cœur pour éviter le couplage vers les modes de la gaine BIP induit par la courbure. Ainsi, la position de la gaine d'air est déterminante quant à l'efficacité de la réduction des pertes par courbure : celle-ci doit être d'autant plus proche du cœur que les rayons de courbure sont faibles. Toutefois, une gaine d'air trop proche, et en conséquence, une gaine BIP peu large, risquerait de favoriser un guidage classique par RTI au dépend de l'effet BIP que nous souhaitons conserver.

6.2.2 Modélisation

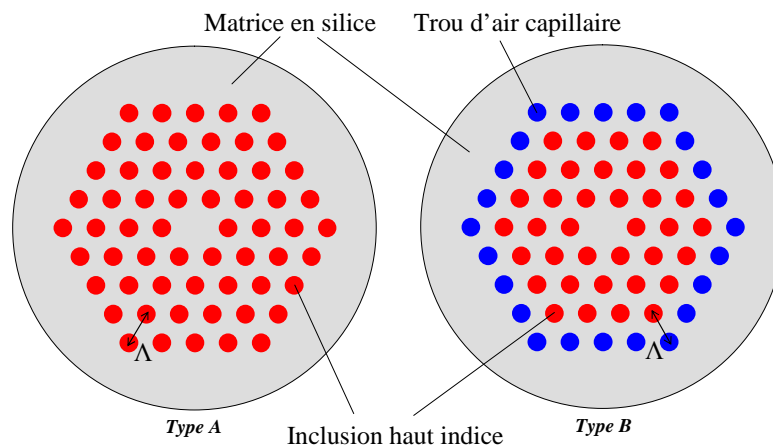


FIGURE 6.12 – Schéma des structures type A et type B comparées.

Dans un premier temps, nous nous proposons de comparer les propriétés linéaires (n_{eff} , P_c , A_{eff} et DVG) d'une structure BIP solide (type A) et d'une structure double-gaine (type B) (figure 6.12). Afin de mieux souligner l'impact de la couronne d'air sur le niveau de pertes par confinement, les deux structures présentent le même nombre de couronnes de confinement. La structure type A est composée de 4 couronnes d'inclusions haut indice présentant un profil d'indice parabolique et un saut d'indice maximal de $30 \cdot 10^{-3}$ par rapport à la matrice de silice ($n=1,45$). Le rapport d/Λ est de 0,68. Ces paramètres sont similaires à la fibre A étudiées précédemment, excepté le nombre de couronnes qui est de 4 ici (au lieu de 7). La structure type B présente 3 couronnes d'inclusions identiques à la structure type A, entourées d'une couronne d'air dont le rapport d/Λ est fixé à 0,7. Les figures 6.13 et 6.14 regroupent les résultats numériques obtenus dans les BIP 1 à 5. La dispersion du matériau n'est pas incluse et

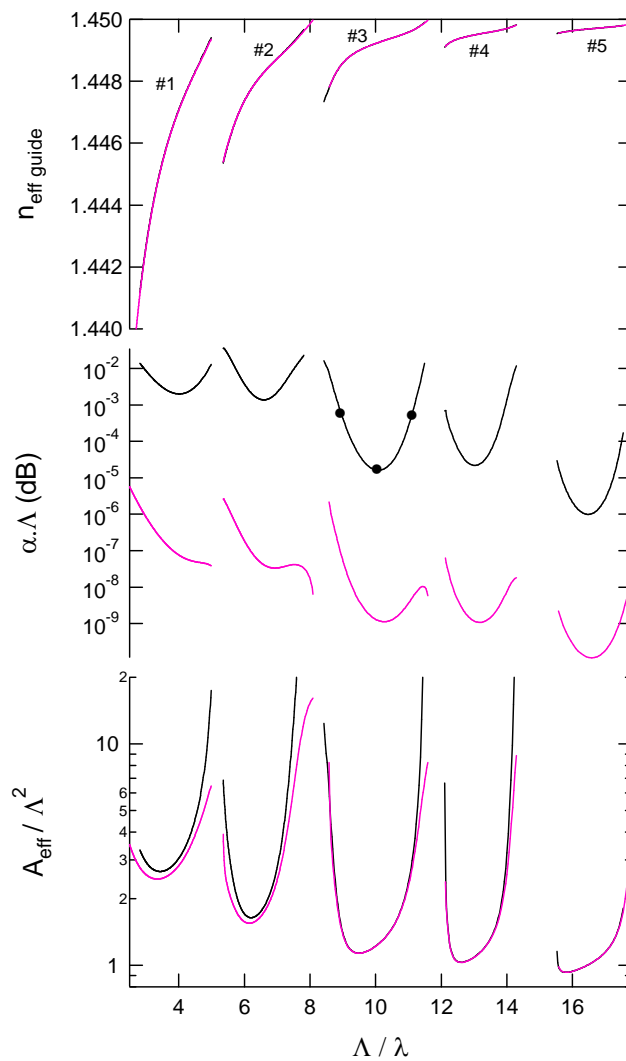


FIGURE 6.13 – Comparaison de la partie réelle de l'indice effectif ($n_{\text{eff guide}}$), des pertes par confinement ($\alpha\Lambda$) et de l'aire effective (A_{eff}/Λ^2) normalisées au pas du réseau du mode fondamental de cœur des structures type A et type B.

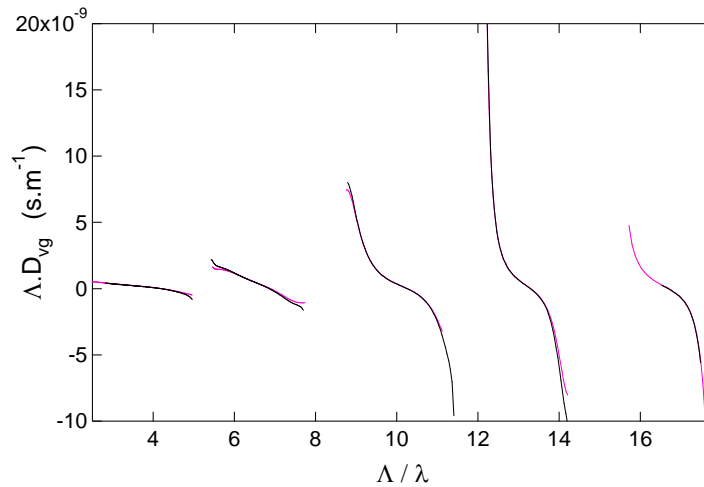


FIGURE 6.14 – Comparaison de la DVG du mode fondamental de cœur des structures type A et type B.

les grandeurs présentées sont normalisées au pas du réseau. En premier lieu, nous constatons que la dispersion d'indice effectif, l'aire effective et la DVG sont quasi-identiques pour les 2 types de fibre. Le nombre de couronnes d'inclusions haut indice est donc suffisant pour conserver un "effet BIP" identique. Ensuite, la réduction des pertes par confinement ($\alpha.\Lambda$) est validée puisque le différentiel de pertes entre les structures type A / type B est d'environ 4 ordres de grandeur dans chacune des BIP.

Des simulations numériques ont montré que le niveau de pertes par confinement atteint dans la BIP 3 autour de $1,5\mu m$ pour la fibre A (comportant 7 couronnes d'inclusions d'indice haut) était identique à celui atteint pour une structure de type B comportant 3 couronnes d'inclusions d'indice haut et une couronne de trous d'air dont le diamètre normalisé au pas vaut 0,63. Le minimum de pertes atteint dans la BIP 3 est d'environ 1dB/km. Ainsi, la nouvelle structure possède l'avantage de réduire le nombre d'inclusions nécessaires pour atteindre le même niveau de pertes. La fibre A nécessite 168 inclusions d'indice haut contre 36 pour la fibre B (auquel on ajoute 24 capillaires). Cela engendre également une diminution du diamètre total de la fibre qui était très important dans le cas de la fibre toute solide ($300\mu m$).

La figure 6.15 représente le diagramme dispersion des modes de cœur des BIP 1 à 4 de la fibre B. Nous avons superposé à ces courbes le diagramme de bande du réseau périodique infini correspondant à la gaine confinante de type BIP ainsi que l'indice effectif n_{FSM} du réseau périodique infini correspondant à la seconde gaine confinante d'air (nous approximations ici l'indice effectif de la gaine d'air à n_{FSM}). Nous observons que n_{FSM} est bien inférieur aux modes fondamentaux de cœur, assurant un confinement par RTIM au niveau de la gaine d'air. Notons de plus que la couronne d'air va également agir comme une barrière d'indice bas pour

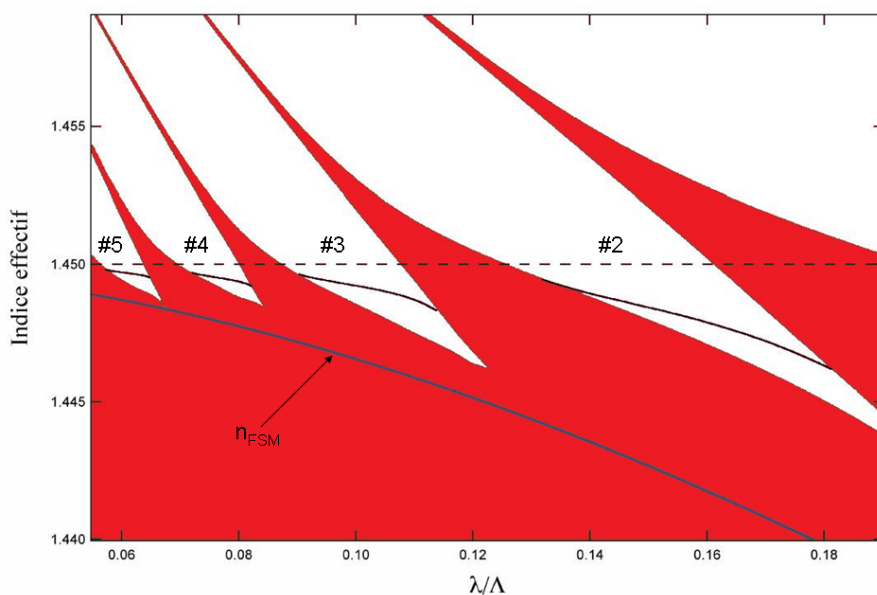


FIGURE 6.15 – Diagramme de dispersion de la fibre B : les modes fondamentaux de cœur des BIP d'ordre 1 à 4 sont superposés aux bords de BIP de la gaine BIP infinie et à n_{FSM} de la gaine d'air infini.

certaines modes de la gaine de type BIP. En effet, les modes de la gaine de type BIP dont les indices effectifs sont supérieurs à n_{FSM} vont pouvoir bénéficier d'un meilleur confinement. Ces modes parasites, qui étaient à pertes sous l'indice de la matrice pour la fibre A, vont pouvoir se propager le long de la fibre B avec des pertes relativement faibles. Ainsi, il est préférable de limiter le nombre de couronnes de la gaine d'air, ainsi que le diamètre des trous d'air afin de limiter la propagation de ces modes parasites.

6.2.3 Résultats expérimentaux

Afin de faciliter la comparaison entre la fibre A et la fibre B, les paramètres de la fibre B, le dispositif ainsi que le protocole expérimental utilisés sont similaires à ceux présentés dans la section 6.1. Nous vérifions donc expérimentalement que les pertes par confinement de la fibre B sont équivalentes à celle de la fibre A, bien que le nombre de couronnes de confinement soit réduit, et que la sensibilité à la courbure est réduite grâce à la couronne d'air.

Fabrication

La fibre B proposée a été fabriquée par méthode d'assemblage et tirage (figure 6.16). Les paramètres de la fibre B sont très proches de la fibre A ($\Lambda = 15\mu m, d/\Lambda = 0,67, \Delta n_{max} = 3.10^{-2}$). Le diamètre final des trous d'air normalisé au pas du réseau d_{air}/Λ vaut 0,71. Notons que ce diamètre est légèrement supérieur à celui des capillaires initiaux ($d_{air}/\Lambda = 0,63$) en raison d'une surpression dans les trous d'air lors du tirage de la fibre. Le

diamètre externe de la fibre B est ainsi réduit à $187\mu\text{m}$ au lieu de $300\mu\text{m}$ pour la fibre A.

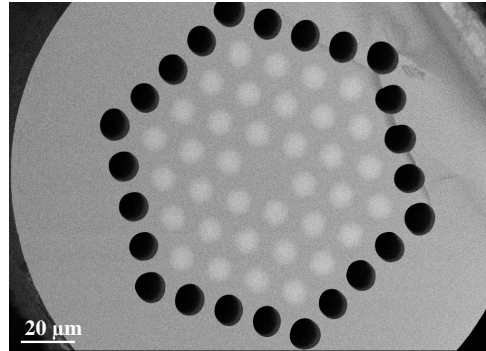


FIGURE 6.16 – Image MEB de la fibre B. La gaine ($\Lambda = 15\mu\text{m}$) est composée de 3 couronnes d'inclusions de silice dopée au Germanium à profil d'indice parabolique ($\Delta n_{\text{max}} = 3.10^{-2}$ et $d/\Lambda = 0,67$) dans une matrice en silice pure. La couronne présente un rapport $d_{\text{air}}/\Lambda = 0,63$.

Propriétés de transmission

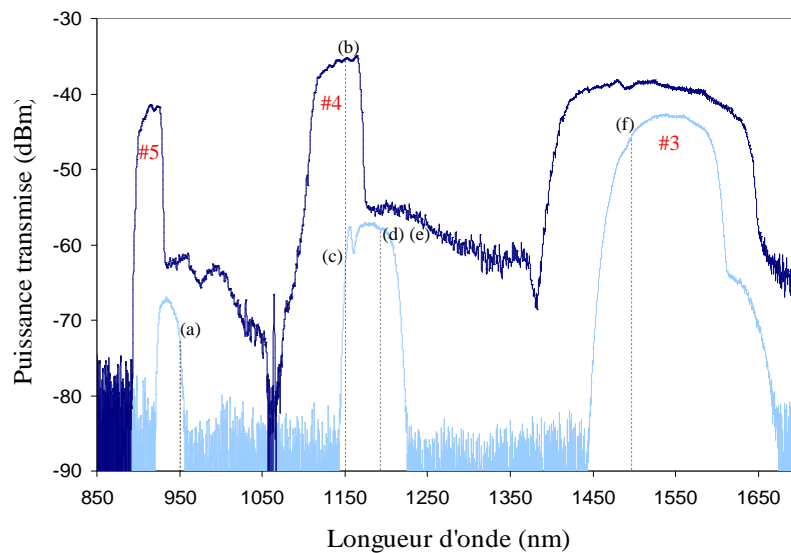


FIGURE 6.17 – Transmission de la fibre B pour une courte ($L = 10\text{ m}$: courbe bleue foncée) et une grande ($L = 460\text{ m}$: courbe bleue claire) longueur de propagation.

Dans un premier temps, nous analysons le spectre de transmission de

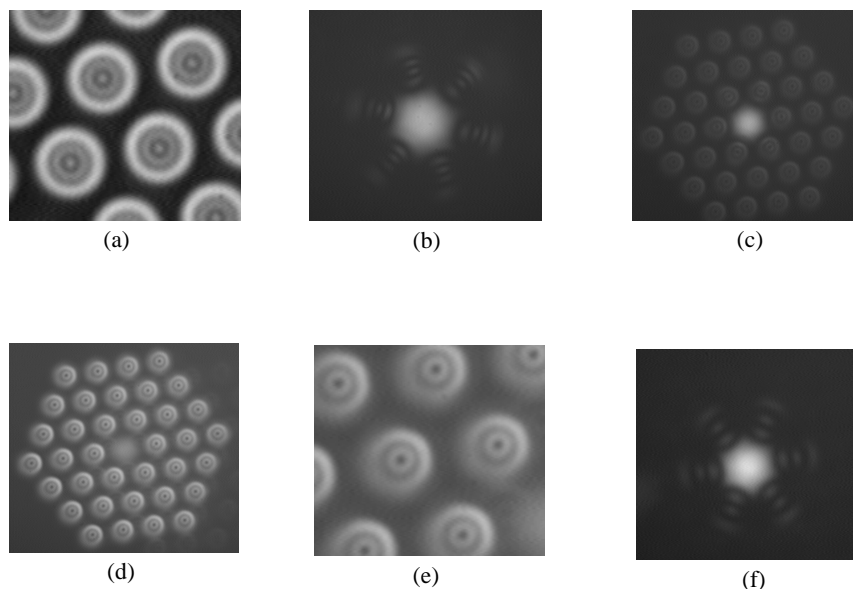


FIGURE 6.18 – Profils d'intensité correspondant au spectre de transmission (figure 6.17) sur la courte longueur ((b) $\lambda = 1150\text{nm}$) et sur la grande longueur ((a) zoom sur la gaine $\lambda = 950\text{nm}$, (c) $\lambda = 1150\text{nm}$, (d) $\lambda = 1190\text{nm}$, (e) zoom sur la gaine $\lambda = 1190\text{nm}$, (f) $\lambda = 1500\text{nm}$).

la fibre B sur une courte puis une grande longueur de propagation (respectivement 10m puis 460m sur la figure 6.17). Le rayon de la bobine sur laquelle est entourée la fibre est de 7,9cm.

Sur la courte longueur de fibre (courbe bleue foncée), le spectre de transmission observé est typique d'une fibre à guidage par effet BIP. Nous distinguons aisément différentes fenêtres de transmission présentant une dynamique supérieure à 20dB. Approximativement, les modes confinés dans les BIP d'ordre 3, 4 et 5 s'étendent respectivement de 1400 à 1650nm, de 1110 à 1170nm, et de 900 à 930nm. Les profils transverse d'intensité observés dans ces gammes spectrales sont très similaires à ceux observés pour la fibre A. A ce titre, la figure 6.18 (b) donne un exemple de profil d'intensité à 1150nm pour le mode fondamental de cœur guidé dans la BIP d'ordre 4. Nous pouvons distinguer les résonances dans la première couronne d'inclusions d'indice haut, typiques d'un guidage par effet BIP. Ainsi, les propriétés de transmission de la fibre B sur la courte longueur sont tout à fait similaires à celles de la fibre A, malgré la présence de la couronne d'air.

Analysons ensuite la transmission sur la grande longueur de fibre (courbe bleue claire). Concernant la BIP d'ordre 3, l'évolution de la transmission entre courte et grande longueur de fibre est conforme à ce qui est attendu, compte tenu des observations expérimentales et de l'interprétation donnée dans la section relative à la fibre A : au cours de la propagation, la transmission est fortement réduite du côté bleu de la BIP et plus faiblement du côté rouge. Nous observons clairement le mode fondamental de cœur guidé dans la BIP d'ordre 3 sur la figure 6.18 (f). Notons tout de même un décrochage du signal autour de 1615nm que nous interpréterons dans la suite.

Pour les BIP d'ordre 4 et 5, la transmission semble anormalement décalée vers les grandes longueurs d'onde. Pour la BIP d'ordre 4, la transmission présente un creux à 1161nm et une limite haute longueur d'onde à 1220nm, anormalement supérieure à celle atteinte pour la courte longueur de fibre (1180nm). L'observation des profils d'intensité montre que seule la gamme spectrale inférieure à 1161nm est relative au mode fondamental de cœur (figure 6.18 (c)) tandis que le reste de la bande de transmission provient de modes de gaine dont l'intensité est principalement localisée dans les inclusions d'indice haut (figure 6.18 (d) et (e)). Ces modes correspondent aux supermodes associés au mode LP_{12} d'une inclusion isolée. Ceci est en accord avec l'interprétation du diagramme de bande en terme de résonateurs couplés présentés dans la section 4.4. En effet, le mode de cœur va se coupler aux modes relatifs au bord haut de la BIP aux grandes longueurs d'onde. Pour la BIP d'ordre 4, les modes définissant le bord haut de la BIP appartiennent à la 3^{ème} bande permise qui est issue des modes LP_{12} et LP_{31} d'une inclusion isolée. La levée de dégénérescence due au couplage des modes LP_{lm} avec $l > 1$ étant plus faible que pour $l = 0$ ou $l = 1$ [54], le mode de cœur va se coupler de manière privilégiée avec les supermodes LP_{12} proches du bord haut de la BIP 4. Contrairement à la fibre A, ces modes de gaine peuvent être confinés avec des pertes relativement faibles grâce à la couronne d'air. Bien que très peu excités en entrée de fibre, ces modes de gaine parasites peuvent présenter des pertes plus faibles que le mode de cœur fondamental pour certaines longueurs d'onde et deviennent alors prépondérants sur de grandes longueurs de propagation. Dans la BIP d'ordre 5, les pertes du mode de cœur sont telles qu'il n'est plus observable pour $L = 460m$. Le signal transmis résulte uniquement de la propagation des modes de gaine (modes LP_{03} couplés pour cette bande) ((figure 6.18 (a)). Enfin, nous attribuons également le décrochage observé dans la BIP 3 à la transmission de modes de gaine au delà de 1615nm, bien que la sensibilité de la caméra utilisée soit trop faible à ces longueurs d'onde pour pouvoir être observés.

Notons également que ces modes de gaine sont transmis uniquement dans une gamme spectrale autour du bord rouge de la BIP tandis que cet effet n'apparaît pas du tout sur le bord bleu. L'interprétation de ce phénomène n'est pas triviale. En effet, de nombreux paramètres sont à considérer :

- l'intensité de l'excitation du mode de gaine à l'entrée de la fibre
- le taux de couplage du mode de cœur vers le mode de gaine (qui dépend de leur recouvrement spatial, de leur différence d'indice effectif et également des défauts de la fibre)
- les pertes du mode de gaine

C'est la combinaison de ces paramètres qui entraîne l'allure particulière de la transmission de ces modes de gaine.

Réduction des pertes

Nous validons ensuite la réduction des pertes (par confinement et par courbure) pour la fibre B. Nous travaillons dans la BIP d'ordre 3 et comparons les pertes totales de la fibre B (mesurées par la méthode du cut-back décrite dans la section précédente) avec celles de la fibre A pour deux rayons de courbure différents (figure 6.19).

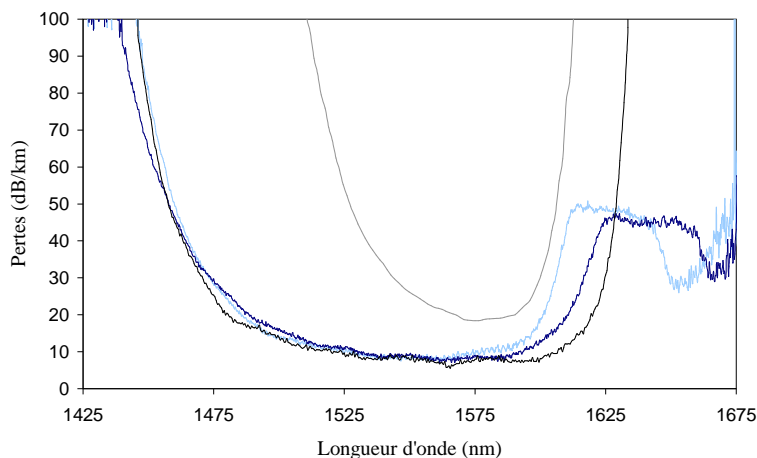


FIGURE 6.19 – Comparaison des pertes entre les fibres A et B pour 2 rayons de courbure $R = 15,8\text{cm}$ (courbes noire (fibre A) et bleu foncé (fibre B)) et $R = 7,9\text{cm}$ (courbes grise (fibre A) et bleu clair (fibre B)).

Tout d'abord, notons que les régions du spectre de pertes supérieures à 1615nm pour la fibre B (courbes bleu foncée et bleu claire) correspondent à l'atténuation des modes de gaine comme expliqué dans le paragraphe précédent. Dans la suite, nous ne tiendrons pas compte de la présence de ces modes de gaine parasites puisque nous nous intéressons uniquement à l'atténuation du mode de cœur fondamental.

Pour le rayon de courbure le plus grand ($R=15,8\text{cm}$), les spectres de pertes de la fibre A (courbe noire) et de la fibre B (courbe bleu foncée) sont très similaires, validant l'amélioration du confinement du mode de cœur apporté par la couronne d'air. En effet, rappelons que la fibre A comporte 7 couronnes d'inclusions d'indice haut contre 3 pour la fibre B (suivi de la couronne d'air). Lorsque l'on réduit le rayon de courbure ($R=7,9\text{cm}$), l'impact des pertes par courbure pour la fibre A (courbe grise) est nettement visible (augmentation du minimum de pertes par un facteur 3 et réduction de la bande de transmission d'environ 50%) tandis que la fibre B (courbe bleu claire) n'est quasiment pas affectée par cette réduction de R (même niveau de pertes et réduction de la fenêtre de transmission côté rouge de la BIP inférieure à 10%).

Nous poursuivons la comparaison des fibres A et B pour des rayons de courbure plus faibles. Pour cela, nous comparons directement les spectres de transmission obtenus après une longueur de propagation d'environ 4,5m pour différents rayons de courbure, pour la fibre A (figure 6.20 (a)) et la fibre B (figure 6.20 (b)). Les courbes bleues serviront de référence (fibre droite) : elles sont obtenues expérimentalement après 3 boucles de diamètre supérieur à 35cm, la longueur de fibre restante étant maintenue aussi droite que possible. Les autres courbes sont obtenues après 10 boucles pour différents rayons de courbure R allant de 6cm à 3cm. Là en-

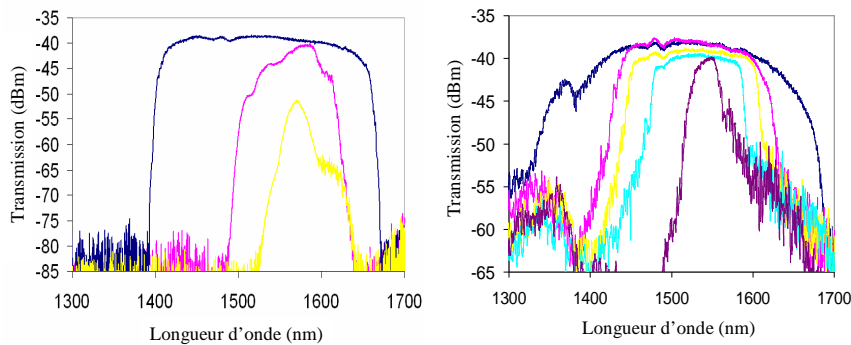


FIGURE 6.20 – Transmission sur $L = 4,5m$ de la fibre A (a) et B (b) pour différents rayons de courbure. (a) et (b) : $R = \infty$ (bleu), $R = 6cm$ (rose), $R = 4,5cm$ (jaune). (b) seulement : $R = 3,75cm$ (bleu clair), $R = 3cm$ (violet).

core, le reste de la fibre est maintenu le plus droit possible. Pour $R = 6cm$ (courbes roses), la transmission de la fibre A est fortement affectée comparé à celle de la courbe de référence tandis que la transmission de la fibre B reste inchangée entre environ 1450 et 1600nm, soit sur presque toute la gamme de transmission de la BIP. La réduction des pertes par courbure pour la fibre B est encore plus flagrante pour un rayon de courbure égal à 4,5 cm (courbes jaune) : la fibre A voit sa puissance de sortie chuter de 12dB au minimum (pour $\lambda = 1572nm$) tandis que pour la fibre B, celle-ci diminue de seulement 1,5dB sur une grande partie de la fenêtre de transmission (de 1460 à 1600nm). Enfin, pour des rayons de courbure encore plus faibles (figure 6.20 (b) courbe bleu clair ($R=3,75cm$) et courbe violette ($R=3cm$)), seule la transmissions de la fibre B est significative. Pour ces 2 rayons de courbure, la puissance transmise diminue de seulement 2dB pour $\lambda = 1550nm$. La fenêtre de transmission quant à elle est tout de même fortement réduite pour des rayons de courbure aussi faibles.

6.3 ETUDE DE LA STRUCTURE DOUBLE-PÉRIODE (TYPE C)

Dans cette section, nous proposons une deuxième structure de fibre (type C) permettant de réduire les pertes par confinement et par courbure.

6.3.1 Présentation de la structure double-période

Il s'agit là encore d'une structure de type hybride schématisée sur la figure 6.21. La gaine est composée d'un réseau périodique triangulaire d'inclusions d'indice haut dans une matrice d'indice bas (identique à une structure de type A) et des inclusions d'air ($n_{air} < n_{bas}$) sont ajoutées à ce réseau de façon périodique. Ces trous d'air sont incrustés dans les

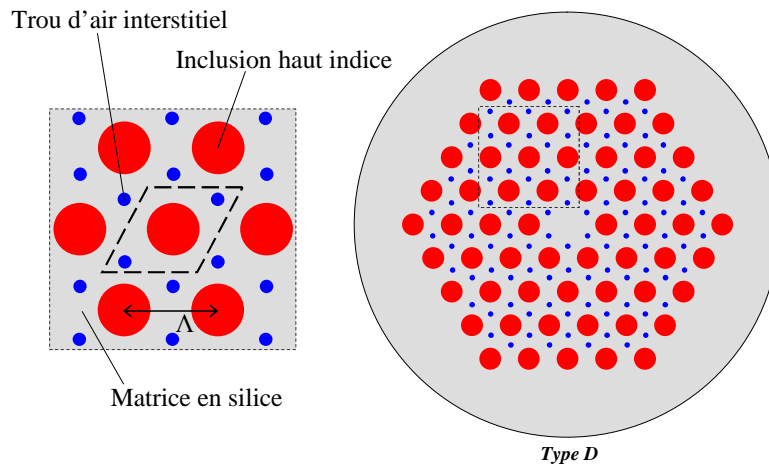


FIGURE 6.21 – Représentation schématique d'une structure double-période (type C). Il s'agit d'une structure BIP solide (type A) pour laquelle des trous d'air interstitiels ont été ajoutés périodiquement dans la gaine.

régions interstitielles entre les inclusions d'indice haut de la matrice. Ainsi, la maille élémentaire du réseau triangulaire est composée d'une inclusion d'indice haut entourée de 2 trous d'air dans une matrice d'indice bas. Celle-ci est représentée sur le zoom de la figure 6.21 dans le losange tracé en tirets noirs. Ce type de réseau peut être vu comme la superposition d'un réseau triangulaire d'inclusions d'indice haut (type A) et d'un réseau en nid d'abeille (dit "honeycomb") de trous d'air. La présence de ces 2 réseaux nous a conduit à nommer ce type de structure "double-période".

Dans un premier temps, le défaut choisi pour constituer le cœur consiste à oter une inclusion d'indice haut (comme pour la structure type A), bien que la maille élémentaire soit maintenant composée d'une inclusion d'indice haut et de 2 trous d'air.

En ajoutant ces trous d'air entre les inclusions d'indice haut, nous nous attendons à une réduction du couplage entre elles (les inclusions d'indice haut seront mieux isolées). La présence de ces trous d'air devrait donc entraîner une levée de dégénérescence plus faible entre les modes localisés dans les inclusions d'indice haut entraînant ainsi une augmentation de la largeur des BIP par rapport à une structure sans trous d'air. De plus, les indices effectifs des modes associés à la matrice devraient diminuer (augmentation de la profondeur des BIP) grâce à l'insertion des trous d'air dans la structure. En résumé, ajouter ces trous d'air devrait entraîner un élargissement et un approfondissement des BIP (pour une longueur d'onde et une dimension de structure conservées) et en conséquence, une diminution des pertes en configuration droite ou courbée.

6.3.2 Impact des trous d'air sur le diagramme de bandes

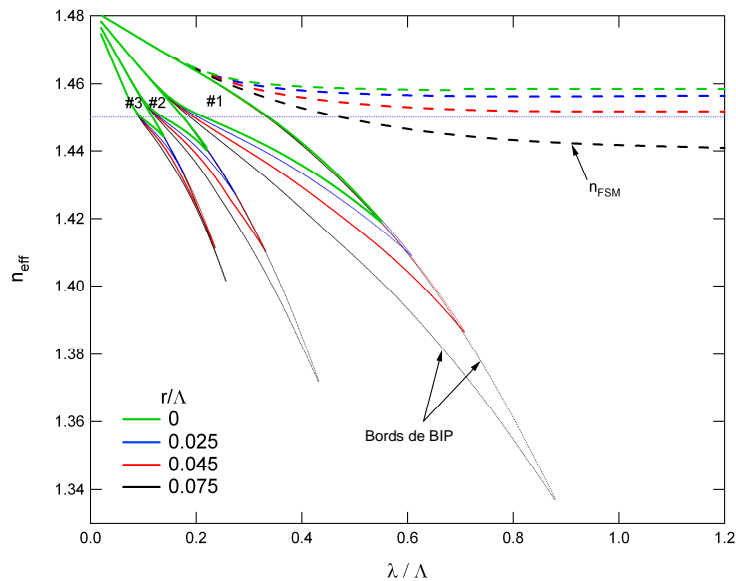


FIGURE 6.22 – Evolution du diagramme de dispersion d'une structure de type C avec la taille des trous d'air. La courbe verte correspond au cas sans trous d'air (type A). Puis, la dispersion est tracée pour des valeurs $d_{\text{air}}/\Lambda = 0,05$ (bleu), $d_{\text{air}}/\Lambda = 0,09$ (rouge) et $d_{\text{air}}/\Lambda = 0,15$ (noir).

Nous vérifions l'impact des trous d'air sur le diagramme de bandes du réseau périodique correspondant à la gaine d'une structure de type C, considérée infinie. Seule la dispersion du guide est prise en compte (l'indice de la matrice est fixé à 1,45) et nous tracerons uniquement les bords de bandes pour plus de lisibilité. Les inclusions d'indice haut présente un profil d'indice parabolique avec un contraste d'indice maximal de $3,2 \cdot 10^{-2}$. Le rapport d/Λ est fixé à 0,725 et nous faisons varier uniquement le diamètre normalisé des trous d'air d_{air}/Λ .

Comme nous pouvons le constater sur la figure 6.22, pour de grandes valeurs d'indices effectifs, les bords de chaque BIP sont quasiment superposés, quelle que soit la valeur du rapport d_{air}/Λ . En effet, la lumière étant principalement confinée dans les inclusions d'indice haut dans ce régime (couplage faible entre les inclusions), les courbes de dispersion ne sont presque pas affectées par la présence ou non des trous d'air.

Lorsque les modes de gaine possèdent des indices effectifs inférieurs à 1,45 (augmentation du couplage), nous observons que l'indice effectif du bord bas de chaque BIP est d'autant plus faible que d_{air}/Λ est grand tandis que le bord haut de chaque BIP reste presque inchangé en ajoutant les trous d'air. Ce résultat, à priori surprenant, a été interprété par M. Perrin et al. [74] : il est montré que, pour la fibre sans trous d'air, l'intensité du mode de Bloch définissant le bord haut de chaque BIP est nulle entre les inclusions, là où seraient les trous d'air, tandis qu'elle est non nulle à cet endroit pour le mode de Bloch définissant le bord bas de chaque BIP. Ainsi, ajouter des trous d'air ne perturbe pas de manière significative le bord haut des BIP tandis que la perturbation induite sur les modes relatifs au bord bas des BIP entraîne une réduction de leur indice effectif.

Cette différence des profils d'intensité, pour la fibre sans trous d'air, entre bord haut et bord bas, est interprétée comme le résultat d'interférences constructives (ou destructives) entre les inclusions (là où seraient les trous d'air), dues aux relations de phase entre inclusions imposées par la symétrie du réseau. Notons que cette différence de nature entre supermode haut et supermode bas a été soulignée dans le cas de 2 inclusions couplées (cf. section 4.4.1).

En conséquence, une fibre de type C présentera des BIP plus larges et plus profondes que dans une fibre de type A. Ceci permettra d'augmenter le contraste d'indice effectif Δn_{eff} (entre le mode de cœur et le mode définissant le bord bas de la BIP), déterminant pour la réduction des pertes par confinement et par courbure.

6.3.3 Résultats expérimentaux

Une étude expérimentale a également été réalisée dans le but de valider les hypothèses émises à partir du diagramme de bandes sur la réduction des pertes. De façon analogue aux expériences menées pour la fibre B, nous comparerons les propriétés de transmission ainsi que les pertes pour différents rayons de courbure d'une fibre de type C avec celles d'une fibre de type A. Là encore, le dispositif expérimental et le mode opératoire utilisés sont identiques à ce qui a été présenté pour la fibre A (cf. paragraphe 6.1.2).

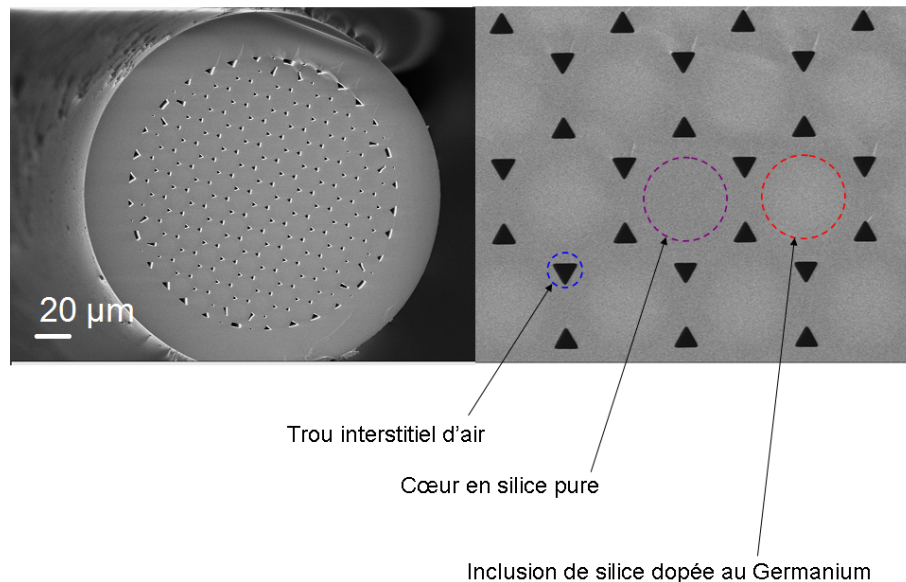


FIGURE 6.23 – Image MEB de la fibre C. La gaine hybride ($\Lambda = 15\mu\text{m}$) est composée de 5 couronnes d'inclusions de silice dopée au Germanium à profil d'indice parabolique ($\Delta n_{max} = 3,2 \cdot 10^{-2}$ et $d/\Lambda = 0,72$) dans une matrice en silice pure et les trous d'air interstitiels sont des triangles équilatéraux de côté $3\mu\text{m}$. Le cœur, en silice pure, est formé en omettant une inclusion d'indice haut.

Fabrication

Pour cela, deux fibres ont été fabriquées, avec et sans trous d'air, à partir de la même préforme mère. La technique utilisée est celle de l'assemblage et tirage. La gaine est composée de 5 couronnes d'inclusions de silice dopée au Germanium à profil d'indice parabolique. Durant la première partie du tirage, le vide est appliqué entre les inclusions. Ainsi, les trous d'air interstitiels (naturellement présents entre les inclusions circulaires de la préforme) se referment. Nous obtenons ainsi la fibre de type A (nommée dans la suite fibre A bis pour la distinguer de la fibre A de la section 6.1 qui présentait 7 couronnes). Durant la deuxième partie du tirage, la pompe permettant de faire le vide est déconnectée afin de maintenir ces trous d'air initialement présents dans la préforme ouverts. Cette technique nous permet de fabriquer la fibre de type C. Pour les 2 fibres, le pas du réseau Λ est de $15\mu\text{m}$. Les inclusions dopées ont un diamètre normalisé au pas d/Λ de 0,72 et elles présentent un profil d'indice parabolique avec une différence d'indice maximale de $3,2 \cdot 10^{-2}$. La figure 6.23 montre une image prise au microscope électronique à balayage de la fibre C. Nous observons que la forme finale des trous d'air est triangulaire. Ces triangles sont équilatéraux et leur côté mesure $3\mu\text{m}$. Notons que des simulations numériques ont montré que ces trous d'air triangulaires pouvaient être approximés par des cercles dont la surface est identique à celle des triangles équilatéraux de la fibre réelle. Cette approximation a donc été utilisée pour tous les résultats numériques présentés. D'un point de vue fabrication, la taille finale des trous d'air obtenue pour la fibre C sera dite "naturelle" (cas où la pompe à vide est complètement déconnectée) puisqu'elle correspond à la taille des interstices d'air de la préforme. Notons que cette taille naturelle est équivalente à des trous d'air circulaires de diamètre normalisé $d_{\text{air}}/\Lambda = 0,15$. Cette valeur correspond au diagramme de bande tracé en noir sur la figure 6.22.

Propriétés de transmission

Les propriétés de transmission de la fibre C sont étudiées dans ce paragraphe. La figure 6.24 montre la transmission de cette fibre après 10m de propagation. Nous observons clairement 5 fenêtres de transmission avec une dynamique supérieure à 25dB, signature typique d'un guidage par BIP, malgré la présence de l'interface silice/air au niveau du cœur de la fibre. En analysant plus précisément chacune de ces fenêtres de transmission, nous distinguons deux régions de transmission pour chacune des fenêtres : dans la région la plus large, nous observons, à l'aide de filtres et caméra, que le mode guidé correspond bien au mode de cœur fondamental tandis que dans la région la plus étroite, il s'agit d'un mode de cœur d'ordre supérieur. Des images en champ proche des modes guidés sont montrées sur la figure 6.24 pour différentes longueurs d'onde (mode fondamental de cœur dans la BIP 4 à 1200nm ainsi que le premier mode d'ordre supérieur à 1330nm et le mode fondamental de cœur dans la BIP3 à 1600nm). La présence de ces modes d'ordre supérieurs pourraient être un facteur limitant pour certaines applications. Néanmoins, en modifiant légèrement l'injection à l'entrée de la fibre, nous parvenons à atteindre un différentiel de puissance transmise, entre le mode fondamental et les

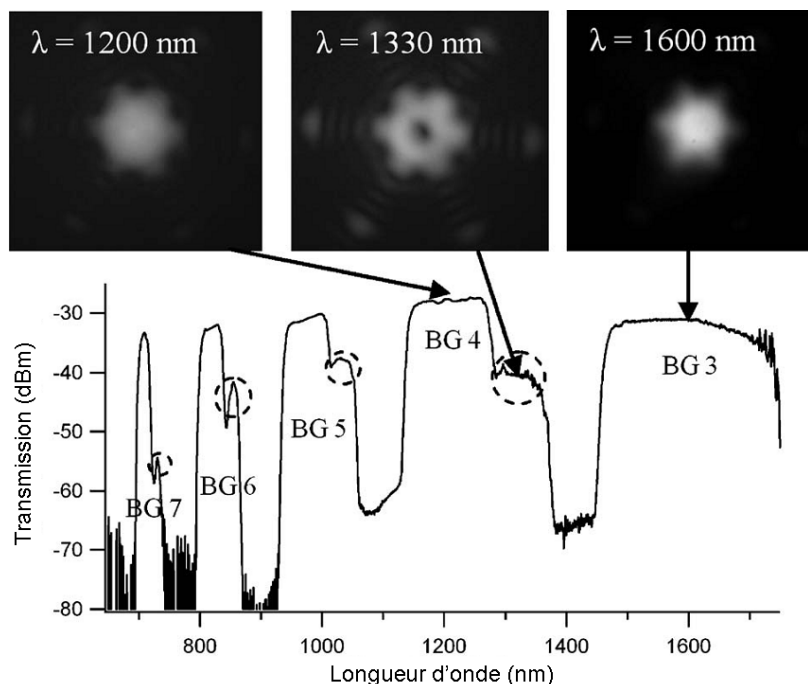


FIGURE 6.24 – Transmission de la fibre C après 10m de propagation.

modes d'ordre plus élevés, supérieur à 20dB pour une longueur de fibre aussi courte que 1m. Dans la BIP d'ordre 3, nous ne pouvons pas conclure expérimentalement sur la présence de modes d'ordre supérieur sur le bord rouge à cause de la limite haute longueur d'onde de l'analyseur de spectre et de nos filtres. Toutefois, les simulations numériques dans la BIP 3 prédisent que :

- sur le côté rouge de la BIP, les pertes du premier mode de cœur d'ordre supérieur sont plus faibles que celles du mode fondamental
- sur la gamme spectrale 1450 à 1700nm, les pertes des modes d'ordre supérieur sont plus élevées d'au moins 3 ordres de grandeurs que celles du mode fondamental.

Ainsi, dans cette gamme spectrale, l'important différentiel de pertes nous garantit une utilisation monomode pour des longueurs de fibre suffisamment grandes. La fibre est dite "asymptotiquement monomode".

Réduction des pertes optiques

Nous mesurons ensuite l'impact des trous d'air sur les pertes optiques totales dans la BIP d'ordre 3 (figure 6.25). Pour cela, nous comparons les pertes, obtenues par la méthode du cut-back, de la fibre C (courbe bleue) avec celles de la fibre A bis (courbe rouge). Rappelons qu'ici, les fibres comparées présentent la même taille de gaine confinante (5 couronnes). L'impact des trous d'air sur les pertes est énorme : sans trous d'air, le minimum de pertes est de 740dB/km à 1608nm tandis que la structure hybride présente une large bande spectrale (de 1500 à 1725nm) sur laquelle les pertes sont inférieures à 20dB/km. La valeur du minimum de

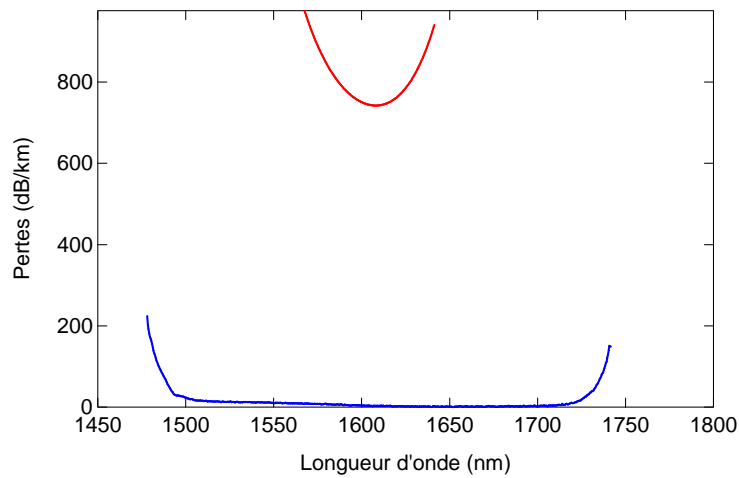


FIGURE 6.25 – Comparaison entre les pertes totales mesurées par la méthode du cut-back de la fibre A bis (courbe rouge) et de la fibre C (courbe bleue).

perles est réduite à moins de 4dB/km à 1646nm⁴. Ainsi, le différentiel de pertes entre les deux types de fibre est d'environ 2 à 3 ordres de grandeur sur le minimum de pertes.

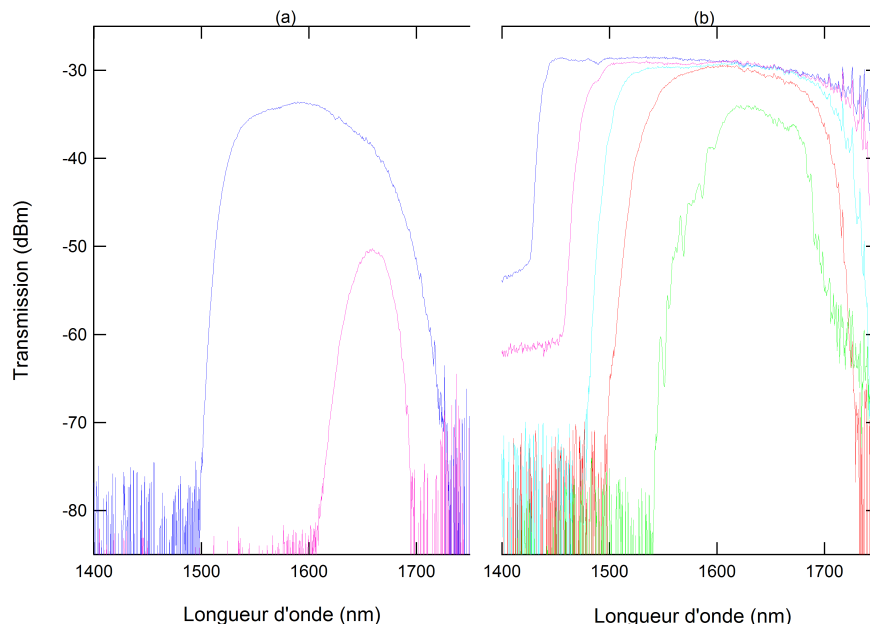


FIGURE 6.26 – Transmission sur $L = 4,5\text{m}$ de la fibre A bis (a) et B (b) pour différents rayons de courbure. (a) et (b) : $R = \infty$ (bleu), $R = 6\text{cm}$ (rose). (b) uniquement : $R = 3,75\text{cm}$ (bleu clair), $R = 2,5\text{cm}$ (rouge) et $R = 1,5\text{cm}$ (vert).

La sensibilité à la courbure est étudiée sur la figure 6.26 pour de courtes longueurs de propagation (environ 4,5m pour les deux fibres).

4. L'incertitude sur cette mesure est très grande en raison du faible niveau de pertes du mode associé à la longueur limitée de fibre disponible pour effectuer le cut-back. Le résultat de cette mesure est $1 \pm 3\text{dB/km}$.

Comme pour la fibre B, la fibre droite (référence) correspond en fait à 3 boucles de diamètre supérieur à 35cm et les autres spectres de transmission sont obtenus en enroulant la fibre autour de cylindres de différents rayons. La réduction de la sensibilité à la courbure est clairement mise en évidence sur la figure 6.26. Sans trous d'air, la puissance de sortie diminue au minimum de 17dB pour $R = 6\text{cm}$ et la bande de transmission est fortement réduite (d'environ 60%) tandis que la puissance transmise pour la fibre hybride ne présente aucune diminution significative et la bande n'est que légèrement réduite (environ 15%). Nous comparons ensuite la sensibilité à la courbure de la fibre C avec celle de la fibre B, conçue également pour réduire les pertes (cf. section précédente). Une comparaison quantitative est possible car les conditions expérimentales sont similaires. Pour $R = 2,5\text{cm}$ et pour la fibre C, le maximum de transmission n'est pas modifié et la réduction de la bande est de seulement 40% tandis que pour la fibre B, un rayon plus large ($R = 3\text{cm}$) suffit à réduire le maximum de transmission d'environ 3dB et la bande de 85%. Finalement, notons que le maximum de transmission baisse "seulement" de 5dB pour R aussi petit que 1,5cm avec une réduction de la bande de 55%. Ce type de structure est donc très efficace pour réduire la sensibilité à la courbure des fibres BIP à cœur solide.

6.3.4 Guidage hybride : coexistence d'un confinement BIP et RTIM

Comportement de n_{FSM} dans ce type de structure

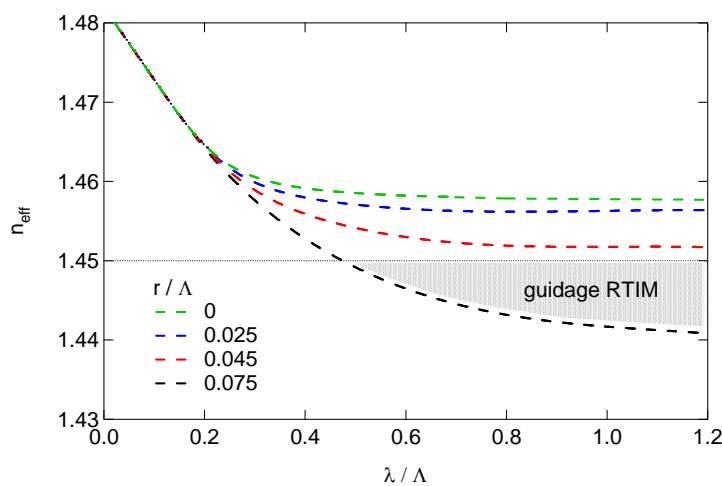


FIGURE 6.27 – Evolution de n_{FSM} dans une structure de type C en fonction de la taille des trous d'air. Ces courbes sont extraites de la figure 6.22.

Nous avons vu que le diagramme de bande d'une structure de type A pouvait être fortement perturbé par l'ajout de trous d'air. En particulier, nous avons montré une diminution de l'indice effectif du bord bas de chaque BIP d'autant plus importante que les trous d'air sont grand

tandis que le bord haut n'est pas modifié de manière significative. L'indice effectif le plus haut supporté dans la structure (n_{FSM}) peut être vu comme le bord bas de la BIP d'ordre 0 (cette BIP est alors semi-infinie puisqu'il n'existe pas de bord haut). Ainsi, n_{FSM} devrait également diminuer en ajoutant des trous d'air et nous allons voir qu'une telle modification de n_{FSM} permet de prédire, sous certaines conditions que nous développerons, l'existence d'un mode fondamental guidé par RTIM. La figure 6.27 reprend les diagrammes de bande de la figure 6.22 pour lesquels nous avons isolé les courbes n_{FSM} pour différentes tailles de trous d'air. Nous remarquons que, lorsque la taille des trous d'air est suffisante ($d_{air}/\Lambda > 0,09$ dans notre cas), n_{FSM} passe sous l'indice de la matrice ($n_{bas} = 1,45$). Nous envisageons donc la possibilité de construire une fibre constituée d'un cœur non dopé d'indice n_c entourée d'une gaine hybride telle qu'elle a été décrite (type C) dont le mécanisme de guidage dépend de la longueur d'onde : aux faibles longueurs d'onde, nous attendons un guidage par BIP (cf figure 6.22) tandis qu'aux grandes longueurs d'onde, nous prévoyons un guidage par RTIM (région grisée sur la figure 6.27).

Condition requise sur le défaut

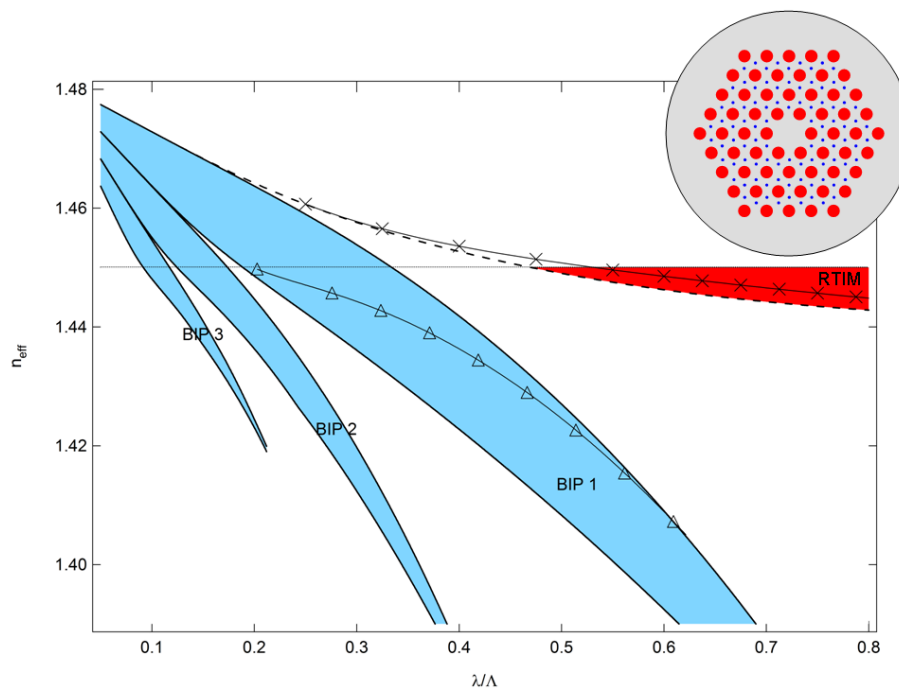


FIGURE 6.28 – Diagramme de dispersion d'une structure de type C autorisant un guidage par BIP aux courtes longueurs d'onde et un guidage par RTIM aux grandes longueur d'onde. Les conditions requises (taille des trous d'air et nature du défaut) sur l'existence du mode RTIM sont remplies. L'indice effectif du mode de cœur fondamental guidé dans la BIP d'ordre 1 ainsi que celui du mode de cœur fondamental guidé par RTIM sont superposés au bord de BIP de la gaine périodique infinie.

Les premiers résultats numériques obtenus ont montré que le cœur de cette structure devait remplir certaines conditions pour qu'il puisse supporter un mode guidé par RTIM. Dans les paragraphes précédents, le défaut choisi était l'omission d'une inclusion d'indice haut (bien que

la maille élémentaire du réseau de la gaine soit composée d'une inclusion d'indice haut et de 2 trous d'air). Dans ces conditions, aucun mode guidé par RTIM n'est observé. En effet, le cœur doit être suffisamment large afin qu'un mode RTIM puisse apparaître pour des valeurs de λ/Λ assez grande. La condition sur l'existence du mode RTIM peut aussi être comprise en utilisant une autre approche : si le guidage par BIP dans cette structure peut être obtenu dans un défaut d'indice bas en omettant uniquement une région d'indice haut, le guidage par RTIM nécessite d'enlever des régions d'indice bas (présentes dans la gaine) afin de créer un défaut équivalent d'indice haut. Par souci de simplicité et dans le but de conserver la symétrie de la fibre, nous décidons de former le cœur en ôtant l'inclusion centrale d'indice haut, ainsi que les 6 premiers trous d'air entourant cette inclusion (cf. schéma sur la figure 6.28). Ainsi, le guidage par RTIM est possible, dans un cœur de silice pure, lorsque l'indice effectif du mode est compris entre n_{FSM} et l'indice du cœur $n_c=1,45$ (région grisée sur la figure 6.27). La figure 6.28 représente le diagramme de bande d'une telle structure hybride, autorisant un guidage par BIP et par RTIM. Les indices effectifs du mode fondamental dans le régime RTIM (croix) ainsi que dans la BIP d'ordre 1 (triangles) sont également tracés. Le rapport d_{air}/Λ vaut 0,152, valeur très proche de la taille naturelle des trous interstitiels lors de la fabrication. Comme nous l'avons vu, cette valeur est suffisante pour obtenir une région spectrale où n_{FSM} (traits pointillés) est inférieur à l'indice de réfraction du cœur égal à 1,45 (pour $\lambda/\Lambda > 0,47$), autorisant un guidage par RTIM dans ce domaine (région en rouge sur la figure 6.28). Notons que contrairement à la fibre hybride proposée dans la référence [78], le mécanisme de guidage de notre design ne dépend pas de la direction du confinement mais seulement de la longueur d'onde.

CONCLUSION DU CHAPITRE

Dans ce chapitre, les pertes par confinement et par courbure ont été étudiées expérimentalement dans une fibre BIP toute solide. Cette étude a révélé que le minimum de pertes obtenu dans cette fibre, autour de 20dB/km (qui constituait alors le niveau de pertes le plus faible atteint dans ce type de fibre), était limité par les pertes par courbure. Nous avons également observé, d'une part, que la sensibilité à la courbure au sein d'une BIP était plus forte du côté des courtes longueurs d'onde que des grandes longueurs d'onde, et d'autre part, que les BIP d'ordre pair semblaient être plus affectées par la courbure que les BIP d'ordre impair voisins. Nous avons pu interpréter ces effets à l'aide du diagramme de dispersion de la fibre A en terme de différence d'indice effectif entre (i) le mode de cœur et mode de gaine définissant le bord bas de la BIP (Δn_{eff-}) et (ii) le mode de cœur et mode de gaine définissant le bord haut de la BIP (Δn_{eff+}) : les pertes par confinement et par courbure sont d'autant plus faibles que les quantités Δn_{eff-} et Δn_{eff+} sont importantes.

Nous avons alors proposé deux structures alternatives pour réduire à la fois les pertes par confinement et par courbure des fibres BIP solides. Dans les 2 cas, il s'agit de structures BIP dans lesquelles des trous d'air ont été ajoutés dans la gaine (structures hybrides). La 1^{ère} structure (double-

gaine) consiste à ajouter une couronne d'air autour de la gaine BIP solide. Le confinement par BIP est ainsi assisté par RTIM au niveau de la couronne d'air, limitant ainsi le couplage d'énergie vers la gaine externe en silice. Nous avons montré expérimentalement que le niveau de pertes atteint dans la structure double-gaine (comportant 3 couronnes d'inclusions d'indice haut et 1 couronne d'air) était équivalent à la structure BIP solide (comportant 7 couronnes d'indice haut), bien que la taille de la gaine confinante soit réduite. La réduction de la sensibilité à la courbure a également été validée expérimentalement. Notons toutefois que cette structure présente l'inconvénient de confiner certains modes de gaine avec de faibles pertes.

La 2^{ème} structure proposée (double-période) comporte une gaine BIP dans laquelle des trous d'air ont été ajoutés entre les inclusions d'indice haut. Nous avons vu que le diagramme de bande d'une structure BIP solide pouvait être significativement modifié par la présence de ces trous d'air. Plus précisément, l'indice effectif du bord bas de chaque BIP diminue d'autant plus que la taille des trous d'air est grande. En conséquence, la grandeur Δn_{eff-} peut être fortement réduite, entraînant une diminution des pertes par confinement et par courbure. Cette réduction des pertes a été validée expérimentalement. Un différentiel de pertes de 2 à 3 ordres de grandeurs est obtenu entre les structures avec et sans trous d'air. Notons de plus que, comparé à la structure double-gaine, la sensibilité à la courbure de la structure double-période est encore plus faible et cette structure ne présente pas l'inconvénient de confiner des modes de gaines parasites. Enfin précisons que ces deux solutions (double gaine et double périodicité) sont a priori compatibles et qu'il est donc possible de combiner les deux pour réduire encore davantage la sensibilité aux courbures des fibres BIP

Pour terminer, nous avons montré la possibilité d'un guidage hybride pour la fibre double-période : les modes de cœur sont confinés par BIP aux courtes longueurs d'onde (comme pour une fibre BIP solide) tandis qu'un mode de cœur supplémentaire, confiné par RTIM peut exister sous certaines conditions aux grandes longueurs d'onde. Les conditions requises sur l'existence d'un mode confiné par RTIM sont à la fois une taille de trous d'air suffisante et un cœur équivalent de haut indice.

ACCORD DE PHASE POUR LA GÉNÉRATION DU 2nd OU DU 3^{ème} HARMONIQUE À L'AIDE D'UNE FIBRE HYBRIDE

Le but de ce chapitre 7 est de présenter une première application potentielle dans le domaine non linéaire des fibres hybrides introduites précédemment. Plus précisément nous allons montrer qu'il est possible de designer une fibre hybride à double-période afin de satisfaire l'accord de phase nécessaire pour la génération efficace du 2nd ou du 3^{ème} harmonique, cet accord de phase ayant lieu pour la 1^{ère} fois entre deux modes de profil de type fondamental. Comme explicité dans notre article publié dans Optics Express [83] et repris ci-après, l'idée est de se servir des propriétés dispersives particulières des fibres hybrides à double période : en effet, nous remarquons sur la figure 6.28 (obtenue sans tenir compte de la dispersion du matériau) que l'indice effectif du mode fondamental guidé par RTIM n_{RTIM} reste relativement proche de 1,45 et que sa dispersion est faible tandis que l'indice effectif n_{BG1} du mode fondamental guidé dans la 1^{ère} BIP est inférieur à n_{RTIM} sur la majeure partie de la 1^{ère} BIP et que sa dispersion est bien plus forte. Ces observations nous ont incité à envisager la possibilité d'un accord de phase entre ces deux modes dans la mesure où la différence de leurs indices effectifs (due à la dispersion du guide) est assez large et a le bon signe pour compenser la différence d'indice due à la dispersion du matériau. Dans une telle approche, la fréquence fondamentale sera portée par le mode fondamental guidé par RTIM tandis que l'harmonique (le 2nd ou le 3^{ème}) sera porté par le mode fondamental guidé par BIP dans la BIP d'ordre 1.

CONTRÔLE DE LA GÉNÉRATION DE SUPERCONTINUUM À L'AIDE D'UNE FIBRE HYBRIDE À DOUBLE PÉRIODE

Dans ce chapitre, une autre application non linéaire des fibres hybrides est proposée. Le but recherché était alors de pouvoir contrôler l'extension spectrale d'un supercontinuum (SC) grâce aux fortes dépendances spectrales de l'aire effective, de la DVG et des pertes du mode fondamental d'une fibre BIP lorsque l'on s'approche d'un bord de bande. L'intérêt pratique est alors de concentrer la puissance émise dans le domaine spectral utile pour l'application visée. D'un point de vue plus fondamental, l'utilisation de fibre BIP permet d'appréhender la dynamique de la génération de SC dans une gamme de paramètres non accessibles avec d'autres fibres. Les études expérimentales, numériques et analytiques présentées ci-après sous la forme d'un article publié dans *Optics letters* [84], montrent qu'effectivement il est possible, à l'aide d'une fibre hybride double période, de non seulement générer efficacement un SC mais d'en contrôler facilement l'extension en modifiant simplement la position spectrale du bord de bande. Ces travaux ont également permis de mettre en évidence le mécanisme responsable de cet arrêt de l'élargissement (à savoir l'augmentation brutale de la GVD à l'approche du bord de bande) et de démontrer que ce contrôle ne se faisait pas aux détriments de pertes élevées.

Pour ce type d'application, l'avantage de la structure hybride utilisée, comparée à une fibre BIP solide, est double :

- De manière générale, la génération de supercontinuum dans une fibre optique est d'autant plus efficace que l'aire effective du mode guidé est faible. Ceci implique une réduction des dimensions de la structure (et donc un décalage des BIP vers les faibles longueurs d'onde) qui impose d'utiliser le mode guidé dans la 1^{ère} BIP, présentant généralement de fortes pertes par confinement : la fibre hybride proposée nous permet de travailler dans la 1^{ère} BIP avec un niveau de pertes par confinement très faible. Ainsi, le supercontinuum pourra être généré dans la 1^{ère} BIP sans être limité spectralement par l'atténuation.
- Le contrôle de la fenêtre spectrale sur laquelle le supercontinuum est généré est obtenu du côté des grandes longueurs d'onde, en raison de l'augmentation de la DVG en bord de BIP. Dans le cas de

la fibre hybride utilisée, cette augmentation est extrêmement brutale (davantage que dans le cas d'une fibre BIP solide), permettant un contrôle plus fin de la limite haute longueur d'onde du spectre généré.

Un second article [93] est inclus dans ce chapitre. Il met en évidence, expérimentalement et numériquement, qu'il est possible dans une fibre hybride de décélérer de façon extrême l'auto-décalage fréquentiel solitonique induit par la diffusion Raman. Rappelons que ce mécanisme correspond à un décalage continu vers les grandes longueurs d'onde d'un soliton au cours de sa propagation dans la fibre. Son origine provient de la diffusion Raman intrapulse : les composantes aux grandes longueurs d'onde profitent du gain Raman apporté par les composantes à plus courtes longueurs d'onde. L'extrême décélération observée au bord de bande est due aux fortes valeurs de β_3 à ces longueurs d'onde et donc à la forte dépendance spectrale de la GVD associée aux bords de BIP. La génération des SC en régime temporelle de pompage long étant intimement liée à l'efficacité de cet auto-décalage Raman [REF], ces résultats confirment notre interprétation du contrôle de l'extension du SC décrite précédemment.

ÉTUDE NUMÉRIQUE DU GUIDAGE HYBRIDE D'UNE STRUCTURE DOUBLE GAINÉ

Pour terminer, ce dernier chapitre propose une étude numérique des propriétés linéaires d'une fibre hybride à double-gainé particulière, dont la gainé est composée d'une couronne d'inclusions d'indice haut entourée de 3 couronnes de trous d'air¹. Cet exemple particulier est traité car la nature hybride du guidage (BIP et RTIM) peut être clairement mise en évidence par comparaison aux fibres BIP solide et RTIM que l'on peut y associer et il permet également de discuter de la pertinence de la distinction entre guidage par BIP et guidage par RTI (ou RTIM).

9.1 COMPARAISON AVEC UNE FIBRE BIP SOLIDE

Dans un premier temps, les propriétés linéaires de la fibre hybride double-gainé (type B) sont comparées à celles d'une fibre BIP solide (type A). La fibre double-gainé étudiée comporte ici une seule couronne d'inclusions d'indice haut autour du coeur (défaut de 1 inclusion) entourée de 3 couronnes de trous d'air tandis que la fibre BIP solide comporte 4 couronnes des mêmes inclusions d'indice haut (figure 9.1). L'indice de la matrice et le paramètre d/Λ (que ce soit pour les inclusions d'indice haut ou pour les trous d'air) sont fixés respectivement à 1,45 et 0,68. Les inclusions d'indice haut présentent un profil d'indice parabolique avec un indice maximal de 1,48.

9.1.1 Comportement aux courtes longueurs d'onde

Le comportement aux courtes longueurs d'onde ($\Lambda/\lambda > 2$) est étudié en premier lieu. Les figures 9.2 et 9.3 présentent la dispersion d'indice effectif, les pertes par confinement, l'aire effective et la DVG des modes de défaut fondamentaux confinés dans les BIP d'ordre 1 à 5, pour les structures de type A et B. Nous constatons que les propriétés typiques des fibres BIP (transmission par fenêtre spectrale, allure des pertes par confinement et de l'aire effective en forme de cloche, annulation de la DVG

1. Notons que cette structure double-gainé est différente de la structure double-gainé proposée dans la section 6.2 qui présentait 3 couronnes d'inclusions d'indice haut entourée de 1 couronne de trous d'air

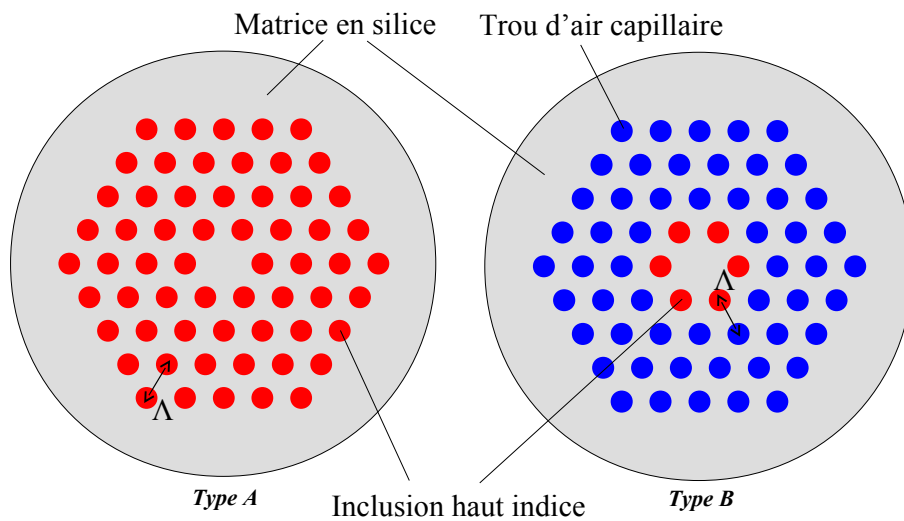


FIGURE 9.1 – Représentation schématique des structures BIP solide (type A) et double-gaine (type B) comparées.

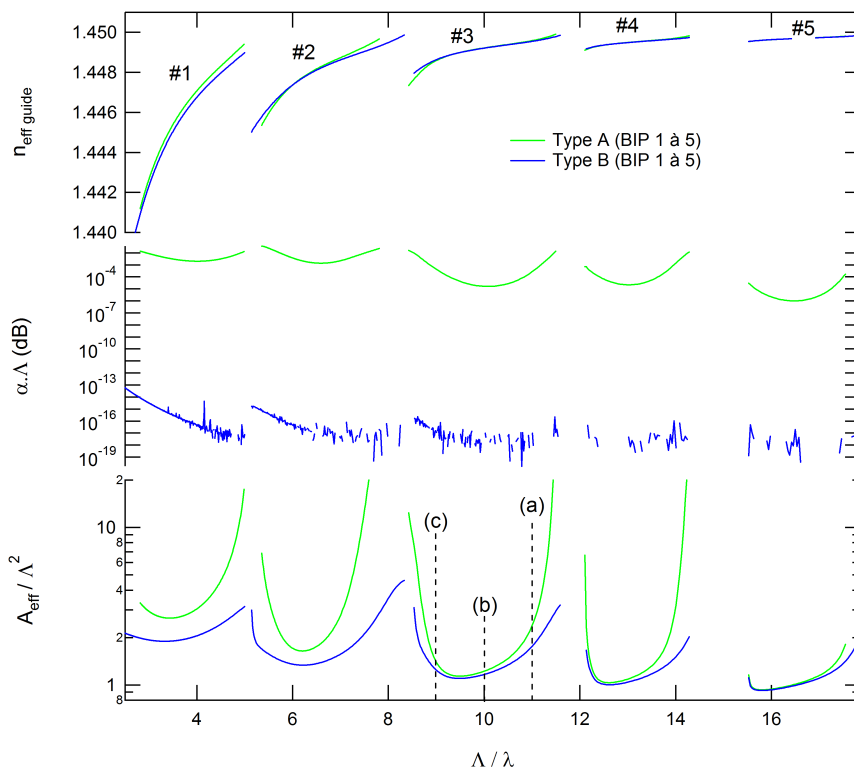


FIGURE 9.2 – Comparaison des propriétés linéaires (partie réelle de l'indice effectif (n_{eff_guide}), pertes par confinement ($\alpha\Lambda$) et aire effective (A_{eff}/Λ^2) normalisées au pas du réseau) des modes de défaut fondamentaux confinés dans les BIP d'ordre 1 à 5, entre la structure BIP solide (type A) et la structure hybride double-gaine (type B).

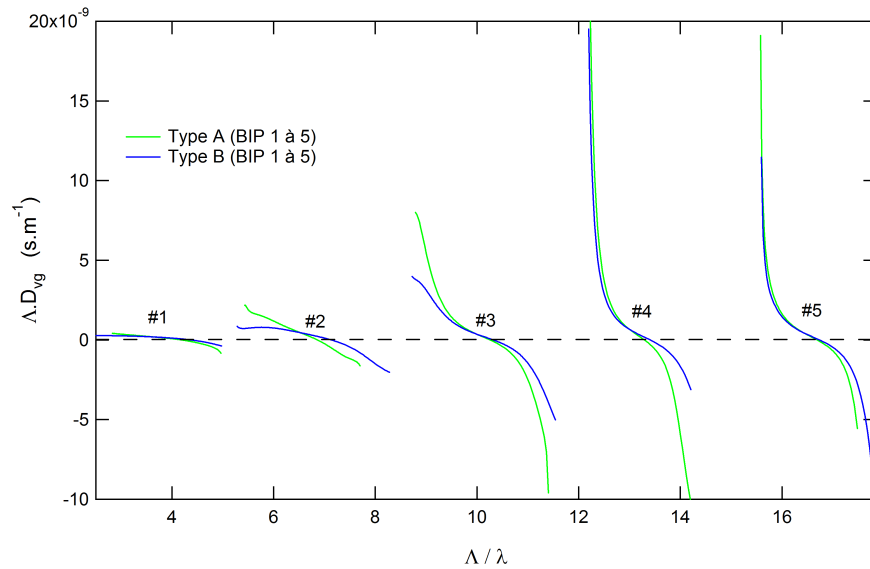


FIGURE 9.3 – Comparaison de la DVG normalisée au pas du réseau (ΔD_{vg}) des modes de défaut fondamentaux confinés dans les BIP d'ordre 1 à 5, entre la structure BIP solide (type A) et la structure hybride double-gaine (type B).

dans chaque BIP et fortes valeurs de DVG en bord de BIP) sont conservées pour la structure de type B qui ne présente qu'une seule couronne d'inclusions d'indice haut, conformément aux observations de la section 4.6. La figure 9.4 compare les profils d'intensité dans la BIP 3 pour les 2 types de structure. Les profils sont très similaires vers le centre de la BIP (A.b et B.b) mais également en bord de BIP (A.a et B.a ; A.c et B.c), bien qu'en bord de BIP l'énergie s'étale davantage dans la gaine pour la structure de type A. En définissant un diamètre modal relatif à l'énergie localisée dans le défaut (c'est-à-dire en dehors des résonances typiques des inclusions d'indice haut de la gaine), nous observons sur la figure 9.4 que ce diamètre tend à diminuer lorsque la longueur d'onde augmente au sein de la BIP, pour les 2 structures. Nous attribuons cet effet à un guidage typique par BIP car il a été observé dans de nombreuses autres structures de type BIP et il est contraire à l'évolution classique de ce paramètre dans les fibres RTI ou RTIM. A même taille de gaine confinante (4 couronnes), les pertes par confinement sont réduites d'au moins 10 ordres de grandeur pour la structure B (la limite de résolution numérique est atteinte lorsque $\alpha \cdot \Lambda$ est inférieur à 10^{-15}). Notons tout de même que les écarts d'indice effectif et de DVG entre les 2 structures deviennent significatifs en bord de BIP. Ces écarts peuvent être interprétés par l'accroissement de la largeur des "bandes autorisées" de la gaine lorsque le nombre N d'inclusions d'indice haut augmente (cf. section 4.6).

9.1.2 Comportement aux grandes longueurs d'onde : guidage hybride

Nous nous intéressons ensuite à la nature hybride du guidage dans la structure de type B. La figure 9.5 regroupe les propriétés linéaires des modes de défauts confinés dans la structure hybride aux grandes longueurs d'onde ($\lambda/\Lambda > 0,25$).

Soulignons tout d'abord que par rapport à la structure BIP solide, il existe

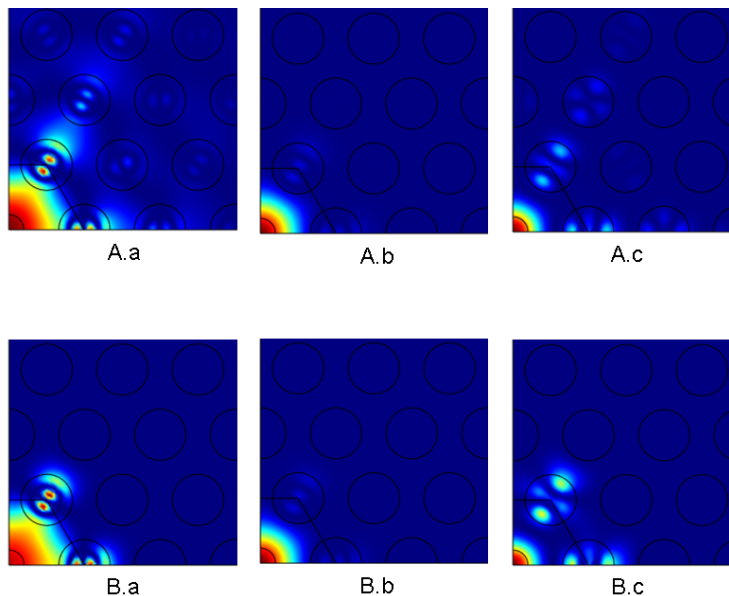


FIGURE 9.4 – Profils d'intensité du mode de défaut fondamental dans la 3^{ème} BIP pour la structure BIP solide (A) et la structure double-gaine (B) vers le bord bleu de la BIP ($\Lambda/\lambda=11$) (a), vers le centre de la BIP ($\Lambda/\lambda=10$) (b) et vers le bord rouge de la BIP ($\Lambda/\lambda=9$) (c), comme indiqué sur la figure 9.2.

un mode de défaut supplémentaire confiné aux grandes longueurs d'onde pour la structure hybride (trait pointillé bleu). Ce mode correspond au mode fondamental, possédant l'indice effectif le plus élevé, de la structure entière (coeur+gaine). La figure 9.6 (B.2.a à d) illustre l'évolution du profil d'intensité de ce mode. Pour $\lambda/\Lambda=0,25$, l'énergie est principalement localisée dans la couronne d'inclusions d'indice haut et peut être assimilée à un supermode de gaine issu du mode LP_{01} d'une inclusion isolée. Son indice effectif est alors supérieur à l'indice du coeur (défaut de 1 inclusion d'indice $n=1,45$) et son aire effective est faible. Lorsque la longueur d'onde augmente, l'énergie s'étale progressivement dans le coeur (figure 9.6 (B.2.b)) jusqu'à atteindre un maximum dans le coeur (9.6 (B.2.c)). Durant cette transition "mode de gaine"/"mode de coeur" (pour $0,25 < \lambda/\Lambda < 0,75$ environ), l'indice effectif passe sous l'indice du coeur et l'aire effective augmente brutalement avant de rediminuer légèrement. Au delà de cette région de transition, le mode de coeur s'étale progressivement dans la gaine (augmentation de l'aire effective) et conserve un maximum d'intensité au centre du défaut (9.6 (B.2.d)). Les caractéristiques modales au delà de la région de transition s'apparentent à un mode fondamental guidé par RTIM par la gaine d'air dans un coeur formé du défaut central de 1 inclusion et de la 1^{ère} couronne d'inclusion d'indice haut. Cette comparaison sera poursuivie dans la section suivante.

Nous nous intéressons ensuite au mode de coeur relatif à la 1^{ère} BIP. Tandis que le mode de coeur confiné dans la 1^{ère} BIP pour la structure A est limité spectralement (en première approximation) par les bords de la BIP (courbes rouges sur la figure 9.5, calculées pour un réseau infini d'in-

clusions d'indice haut), ce même mode dans le cas de la structure B s'étend au-delà du bord rouge de la BIP, pour des longueurs d'onde qui lui sont nettement supérieures (courbe bleue en trait plein sur la figure 9.5). Cette observation a priori surprenante s'expliquent en fait en tenant compte des remarques effectuées dans la section 4.6 : la notion de BIP n'est pas adaptée pour un réseau comprenant un faible nombre d'inclusions d'indice haut (6 ici) et la largeur spectrale des bandes permises calculée pour un réseau infini est forcément supérieure à la largeur de celle de la structure réelle comportant un nombre fini d'inclusions.

Là encore, nous pouvons mettre en évidence une région spectrale de transition modale. Lorsque λ/Λ est inférieur à 0,5, le guidage peut être associé à un guidage classique par BIP en raison de l'allure typique de l'aire effective et de la DVG (qui présente un zéro dans cette zone) mais également de l'évolution du diamètre modal (défini en négligeant les résonances dans les inclusions) qui diminue entre $\lambda/\Lambda=0,25$ et $\lambda/\Lambda=0,5$ (respectivement figure 9.6 B.1.a et B.1.b). Pour des valeurs de λ/Λ supérieures à 0,5, l'indice effectif décroît jusqu'à croiser l'indice n_{FSM} associé à la gaine d'air (courbe verte sur la figure 9.5) pour $\lambda/\Lambda=1,5$. En ce point, le profil d'intensité présente une portion d'énergie non négligeable dans la gaine d'air et plus précisément dans les régions de la matrice (figure 9.6 B.1.d). Cet étalement du mode se traduit également par une augmentation plus forte de l'aire effective autour de $\lambda/\Lambda=1,5$. Notons de plus que le diamètre modal tend cette fois à augmenter (comparaison entre les profils B.1.c et B.1.d) et cette caractéristique est typique d'un guidage par RTI (ou RTIM) et non par BIP.

9.2 COMPARAISON AVEC UNE FIBRE RTIM

Les observations précédentes quant à la nature du guidage aux grands λ/Λ nous ont conduit à comparer les propriétés linéaires de la structure B à une structure associée guidant par RTIM. La structure RTIM (type D) choisie consiste à oter toutes les inclusions d'indice haut qui sont présentes dans la structure B (figure 9.7). Ainsi, la structure D présente un coeur formé d'un défaut de 7 inclusions entouré de 3 couronnes d'air ($d/\Lambda = 0,68$ comme pour la fibre B).

Nous comparons tout d'abord les propriétés linéaires du mode fondamental de la structure B (dit RTIM) avec celles du mode LP_{01} fondamental de la structure D. Notons que les modes guidés dans la structure D ne sont pas des modes LP_{lm} au sens strict. Toutefois, nous choisissons d'utiliser cette dénomination par souci de simplicité. Les propriétés du mode fondamental de la structure D sont typiques d'un guidage par RTIM, comme attendu : à savoir, une augmentation monotone de l'aire effective et des pertes par confinement (courbes rouges en pointillés sur la figure 9.8) liées à un étalement progressif du mode (dont l'allure du profil d'intensité est conservé) dans la structure (figure 9.10 D.2 a à d). En dehors de la région de transition définie précédemment pour la structure B ($\lambda/\Lambda < 0,5$), les propriétés linéaires des modes comparés (modes fondamentaux des structures B et D) sont quantitativement très proches (courbes bleues et rouges en pointillés sur les figures 9.8 et 9.9), que ce soit en terme d'indice effectif, de pertes par confinement, d'aire effective ou de DVG. Les profils

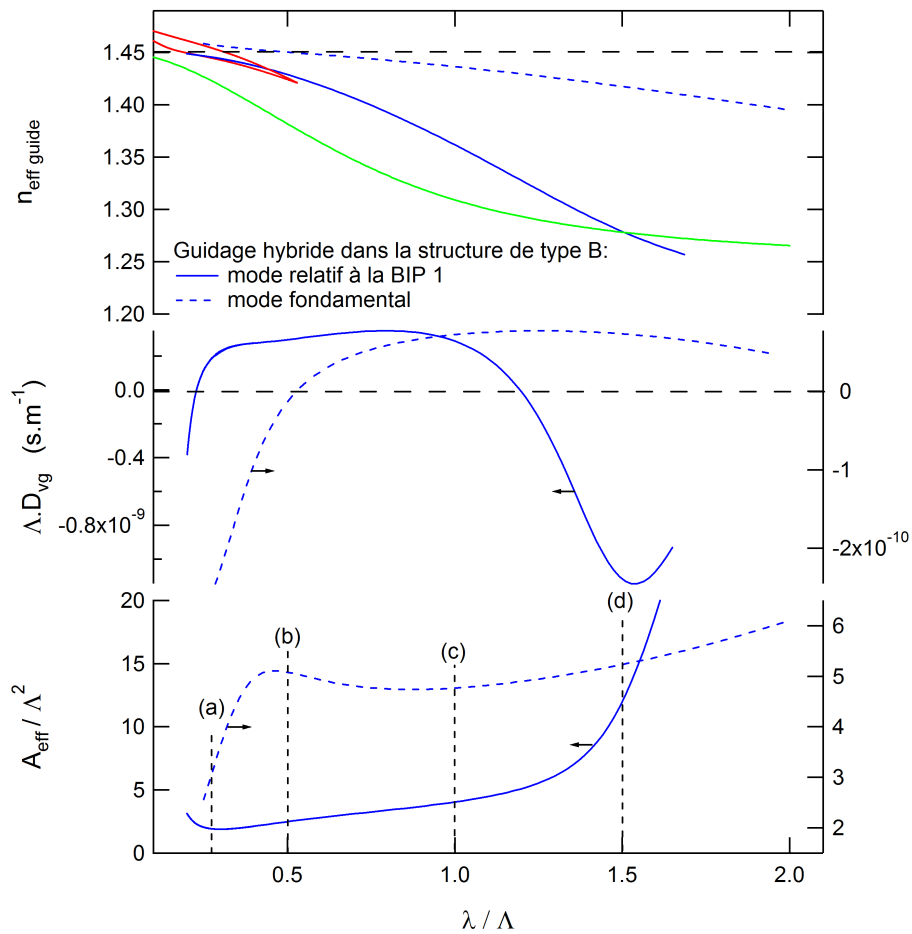


FIGURE 9.5 – Propriétés linéaires (partie réelle de l'indice effectif ($n_{\text{eff guide}}$), DVG (ΛD_{vg}) et aire effective ($A_{\text{eff}} / \Lambda^2$) normalisées au pas du réseau) des modes de défaut confinés aux grandes longueurs d'onde pour la structure double-gaine (type B). Les bords de la BIP 1 associés au réseau périodique infini d'inclusions d'indice haut (courbes rouges) et l'indice n_{FSM} relatif à la gaine d'air considérée comme infinie (courbe verte) sont également représentés.

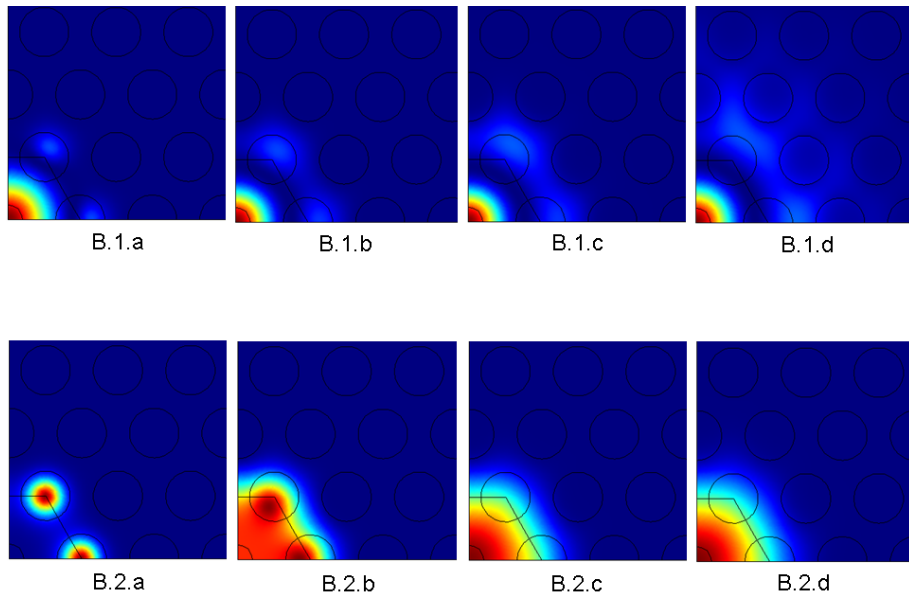


FIGURE 9.6 – Profils d'intensité pour la structure double-gaine (B) des modes de défaut fondamentaux confinés respectivement dans la 1^{ère} BIP (1) et dans la BIP d'ordre 0 (2). Les profils sont représentés pour des valeurs de λ/Λ de 0,25 (a), 0,5 (b), 1 (c) et 1,5 (d), comme indiqué sur la figure 9.5.

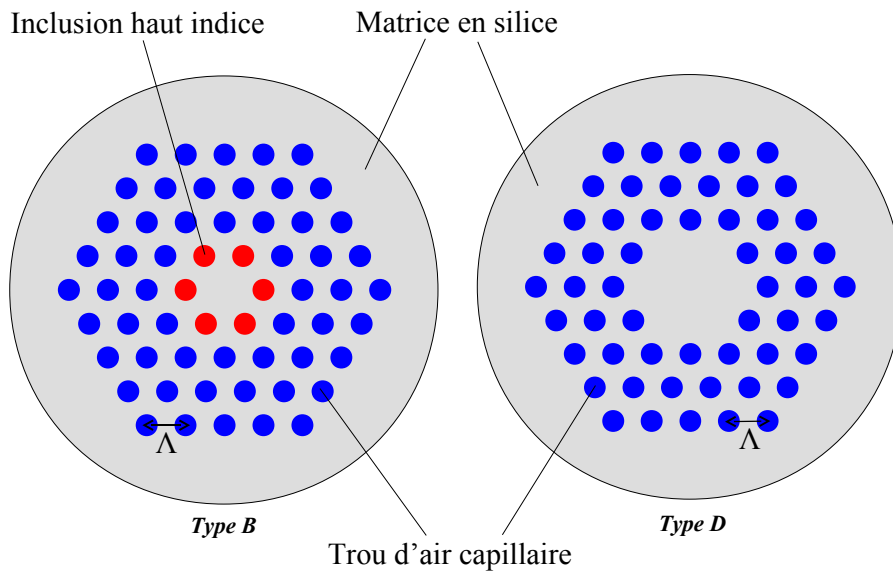


FIGURE 9.7 – Représentation schématique des structures double-gaine (type B) et RTIM (type D) comparées.

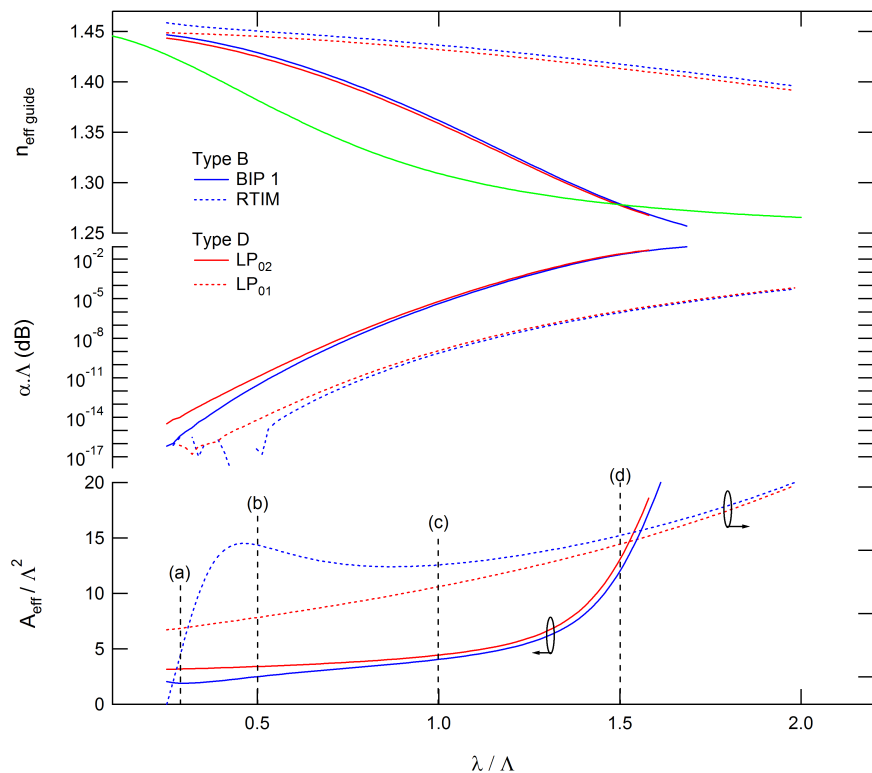


FIGURE 9.8 – Comparaison des propriétés linéaires (partie réelle de l'indice effectif ($n_{effguide}$), pertes par confinement ($\alpha\Lambda$) et aire effective (A_{eff}/Λ^2) normalisées au pas du réseau) des modes de défaut confinés aux grands λ/Λ pour la structure double-gaine (type B) avec les modes LP_{01} et LP_{02} de la structure RTIM (type D). L'indice n_{FSM} relatif à la gaine d'air infinie apparaît en vert.

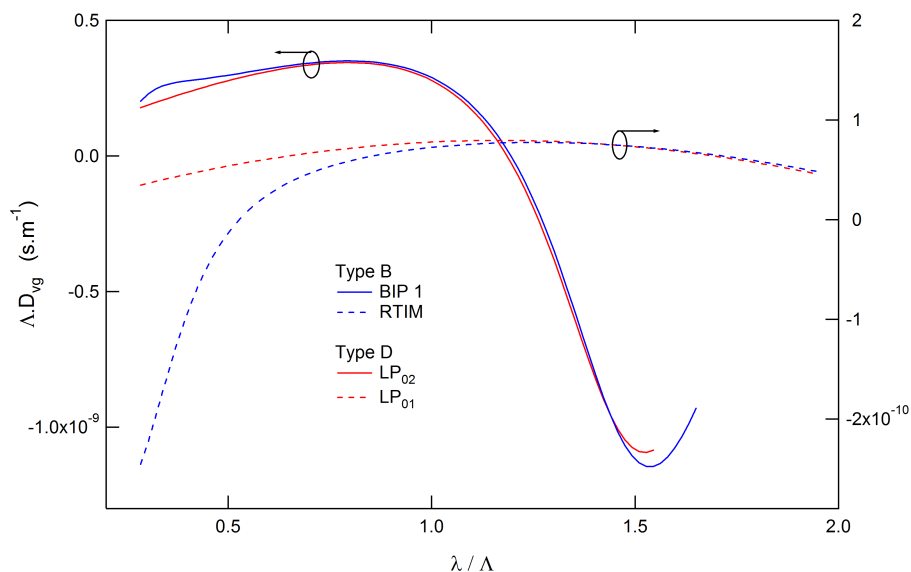


FIGURE 9.9 – Comparaison de la DVG normalisée au pas du réseau (ΔD_{vg}) des modes de défaut confinés aux grands λ/Λ pour la structure double-gaine (type B) avec les modes LP_{01} et LP_{02} de la structure RTIM (type D).

d'intensité sont également très proches au-delà de la région de transition lorsque nous les comparons à $\lambda/\Lambda=1$ (figures 9.6 B.2.C et 9.10 D.2.C).

Ensuite et de manière analogue, nous comparons les propriétés linéaires du mode relatif à la BIP 1 de la structure B à celles d'un mode d'ordre supérieur (le LP_{02}) de la structure D. Là encore, pour la structure D, les propriétés du mode LP_{02} sont typiques d'un guidage RTIM, comme attendu (courbes rouges en trait plein sur la figure 9.9 et figure 9.10 D.1 de a à d)). Signalons tout de même 2 singularités :

- Classiquement, l'anneau relatif au mode LP_{02} est circulaire et présente une répartition d'énergie uniforme azymutalement. Dans le cas de la structure D dont le coeur est formé d'un défaut de 7 inclusions, la géométrie du coeur entraîne d'une part un anneau de forme hexagonale et d'autre part l'apparition de maxima locaux d'intensité pour cet anneau, localisés dans les régions où les inclusions de la 1^{ère} couronne ont été enlevées.
- De plus, contrairement au mode LP_{01} sur la gamme spectrale étudiée, le mode LP_{02} présente une région de transition autour de $\lambda/\Lambda=1,5$ (augmentation plus forte de l'aire effective et comportement atypique de la DVG). Cette région de transition est associée à la coupure du mode dont l'indice effectif passe sous l'indice de la gaine d'air n_{FSM} (courbe verte sur la figure 9.9).

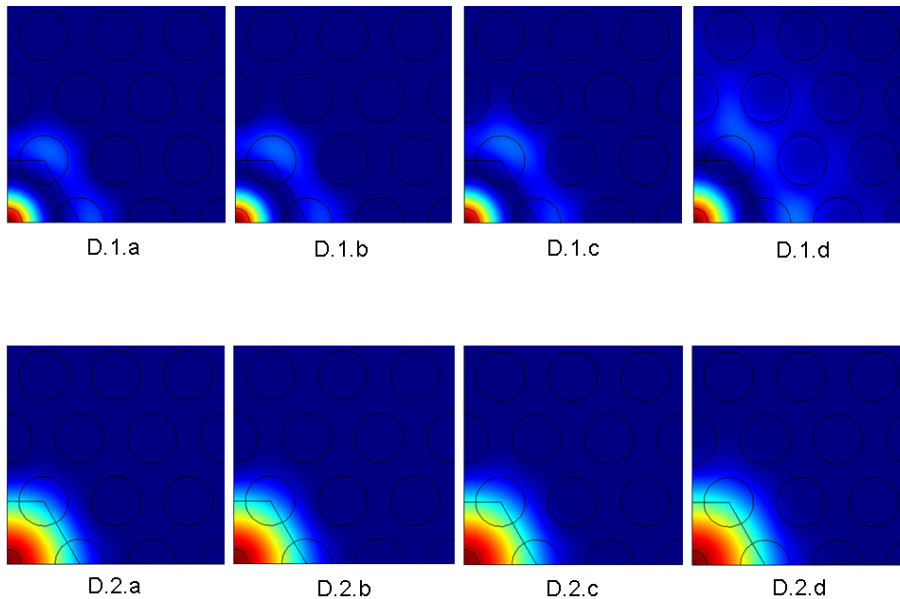


FIGURE 9.10 – Profils d'intensité pour la structure RTIM (D) du mode de défaut fondamental LP_{01} (1) et d'un mode d'ordre supérieur (le LP_{02}) (2). Les profils sont représentés pour des valeurs de λ/Λ de 0,25 (a), 0,5 (b), 1 (c) et 1,5 (d), comme indiqué sur la figure 9.8. Le défaut correspondant au coeur est ici une omission de 7 inclusions.

Pour la structure B, nous avons vu (section 9.1.2) que pour le mode relatif à la BIP 1, l'effet BIP était dominant pour des valeurs de λ/Λ inférieures à 0,5 tandis que les propriétés de guidage s'apparentaient davantage à la RTIM au-delà de cette valeur. La comparaison directe de ces propriétés avec une structure RTIM (type D) montre en effet qu'il existe

une très forte analogie entre le mode LP_{02} de la structure D et le mode relatif à la BIP 1 de la structure B pour $\lambda/\Lambda > 0,5$ (courbes rouges et bleues en trait plein sur la figure 9.9). La comparaison des propriétés linéaires qu'il est possible de faire dans cette gamme spectrale est non seulement qualitative mais également quantitative. La transition modale liée à la coupure du mode LP_{02} de la structure D existe également pour le mode relatif à la BIP 1 de la structure B. Ainsi, la région de transition observée autour de $\lambda/\Lambda=1,5$ dans le cas de la structure B peut également être interprétée comme une conséquence de la coupure du mode relatif à la BIP 1.

Les fortes analogies (qualitatives et quantitatives) mises en évidence (pour $\lambda/\Lambda > 0,5$) entre les modes fondamentaux des structures B et D d'une part, et les modes BIP 1 et LP_{02} respectifs des structures B et D d'autre part, peuvent être interprétées de la manière suivante : pour la structure B et aux fortes valeurs de λ/Λ , la lumière ne résout plus la structure (en particulier la couronne d'inclusions d'indice haut) et le coeur de la structure s'apparente alors à l'ensemble formé par l'omission d'une inclusion au centre et la 1^{ère} couronne d'inclusion d'indice haut². En résumé, pour décrire le comportement aux faibles λ/Λ , la description la mieux appropriée pour définir la structure est un défaut de 1 inclusion formant le coeur entouré d'une double-gaine (1 couronne d'inclusions d'indice haut et 3 couronnes d'air) tandis qu'aux grands λ/Λ , il est plus adapté de définir la structure comme étant formée d'un coeur, composé du défaut de 1 inclusion et de la 1^{ère} couronne d'inclusion d'indice haut, entouré d'une gaine formée de 3 couronnes d'air.

2. Ceci a déjà été suggéré dans la section 9.1.2 mais concernant le mode fondamental uniquement.

CONCLUSION DE LA PARTIE

Dans cette dernière partie, nous avons étudié 2 types de structures hybrides obtenues en ajoutant des trous d'air dans la gaine des fibres BIP solides classiques :

- la structure double-gaine où une gaine d'air est ajoutée autour de la gaine BIP solide
- la structure double-période pour laquelle des trous d'air ont été intégrés périodiquement dans la gaine BIP solide

Ces structures ont révélées un élargissement et/ou une amélioration des propriétés de guidage des fibres BIP solides étudiées dans les 2 premières parties de cette thèse. Les 2 types de structures hybrides proposées ont notamment permis une réduction conséquente des pertes par confinement et de la sensibilité à la courbure qui étaient problématiques pour les fibres BIP solides. Cette réduction des pertes a été interprétée théoriquement dans les 2 cas.

La nature du guidage hybride pour la fibre double-période a été mise en évidence : sous certaines conditions relatives à la taille des trous d'air ainsi qu'à la taille et à l'indice de réfraction équivalent du cœur, un mode de cœur peut être confiné aux grandes longueurs d'onde par RTIM (dans la BIP d'ordre 0) tandis que les modes de cœur sont confinés par BIP aux courtes longueurs d'onde. La différence d'indice effectif qu'il est ainsi possible d'obtenir entre le mode fondamental de cœur guidé dans la BIP d'ordre 0 et le mode fondamental de cœur guidé au sein de la 1^{ère} BIP est suffisante pour compenser la dispersion du matériau et obtenir un accord de phase entre ces 2 modes fondamentaux (présentant un maximum d'énergie au centre) pour la génération du 2nd ou du 3^{ème} harmonique.

Une autre fibre hybride à double-période a été proposée et appliquée à la génération de supercontinuum. Cette structure présente à la fois de faibles pertes par confinement dans la 1^{ère} BIP et une augmentation extrêmement brutale de la DVG en bord de BIP. Ces caractéristiques conduisent à une génération efficace de supercontinuum (faibles pertes et faible aire effective) et à un contrôle de la limite haute longueur d'onde du spectre généré (du à l'augmentation brutale de la DVG autour d'une fine gamme spectrale).

Pour finir, nous avons étudié numériquement les propriétés d'une structure hybride double-gaine particulière afin de mettre en évidence la nature hybride du guidage (par BIP et RTIM) en comparant les propriétés linéaires de cette structure à celles d'une structure BIP solide d'une part puis à celles d'une structure RTIM d'autre part. Cette étude a montré qu'aux courtes longueurs d'onde, les propriétés de la structure hybride sont très proches de la structure BIP associée tandis qu'aux grandes longueurs d'onde, le comportement est comparable qualitativement et quantitativement à celui de la fibre RTIM associée. Nous avons mis en évidence

pour la structure hybride une région spectrale de transition entre guidage par BIP et guidage par RTIM en s'appuyant sur la comparaison des propriétés linéaires des profils d'intensité relatifs aux différentes structures. En particulier, nous avons vu que dans la structure hybride, le mode relatif à la BIP 1 s'étend bien au-delà du bord haut de la BIP et que dans cette région, ses propriétés sont très proches du mode LP_{02} guidé dans la structure RTIM tandis qu'elles sont analogues à celles de la structure BIP pour des longueurs d'onde inférieures à la transition. Cet effet a été interprété par la définition différente de la taille du coeur selon les valeurs de λ/Λ .

CONCLUSION GÉNÉRALE

Les travaux présentés dans ce mémoire portent sur l'étude d'une branche récente de la grande famille des fibres microstructurées, à savoir les fibres à cristal photonique à cœur solide guidant par bandes interdites photoniques. Le but alors recherché était une meilleure compréhension des mécanismes de guidage (afin, entre autre, d'améliorer les propriétés de ces fibres) ainsi que l'étude du potentiel de ces fibres en termes d'applications, notamment dans le domaine de l'optique non linéaire.

La 1^{ère} partie de ce manuscrit est consacrée à une présentation des fibres à cristal photonique guidant par BIP. En effet, nous avons tout d'abord rappelé le contexte historique lié à l'émergence de ce type de fibres en distinguant les fibres BIP présentant un cœur creux, fabriquée pour la 1^{ère} fois en 1998, des fibres à BIP à cœur solide, dont la 1^{ère} réalisation expérimentale ne nécessitant pas l'insertion de liquide est encore plus récente puisqu'elle date de 2004. Les propriétés originales de ce type de fibre guidant par BIP ont été soulignées, notamment par une étude comparative des évolutions spectrales des principales grandeurs caractéristiques du mode guidé pour les trois grands mécanismes de guidage que l'on distingue usuellement (RTI, RTIM et BIP). Ainsi pour la fibre à BIP, les pertes optiques (par manque de confinement) et la dispersion ont une allure typique. Au sein d'une BIP, les pertes sont minimales vers le centre de la BIP et augmentent fortement en bord de BIP. La DVG est très forte en bord de BIP (négative sur le bord bleu et positive sur le bord rouge) et relativement plate ailleurs. Il en découle qu'il existe dans chaque BIP une longueur d'onde pour laquelle la DVG s'annule. L'intérêt principal des fibres BIP à cœur solide, qui font l'objet de cette thèse, provient alors du fait qu'elles combinent à la fois les propriétés spectrales et dispersives uniques des fibres à BIP avec les avantages liés à la propagation dans un cœur solide (dopage possible du cœur pour l'inscription de réseau de Bragg ou la réalisation d'amplificateurs et de lasers, utilisation possible de la non linéarité du matériau formant le cœur). Signalons enfin que cette première partie a été également l'occasion d'appréhender de manière simple et unifiée les conditions requises pour créer un guide d'onde diélectrique en utilisant la notion de diagramme d'indice effectif.

Les travaux présentés dans la 2^{ème} partie de ce manuscrit de thèse portent principalement sur une meilleure compréhension du diagramme de bande associé à une gaine périodique constituée d'inclusions de haut indice. Dans ce but, nous avons tout d'abord étudié les évolutions des propriétés modales d'inclusions de haut et bas indice. La particularité de cette étude réside dans le fait qu'elle inclue également le calcul des indices effectifs des modes sous leur fréquence de coupure. Nous nous

sommes ensuite servis de ces résultats ainsi que des propriétés de levée de dégénérescence apparaissant dans tout système d'oscillateurs couplés pour comprendre l'évolution spectrale des bords d'un diagramme de bande, aussi bien au dessus de la ligne de verre qu'en dessous. Ce type d'interprétation s'est avéré être un outil particulièrement utile pour anticiper l'évolution du diagramme de bande en fonction des paramètres opto-géométriques de la structure. Ainsi nous avons notamment montré que les BIP se refermaient sous la ligne de verre si le contraste d'indice ou le rapport d/Λ devenait trop important et qu'il existait donc une valeur optimum de ces deux paramètres pour maximiser la profondeur des BIP.

Le second chapitre de cette partie présente des travaux montrant qu'il est possible d'étendre les lois d'échelles classiques utilisées dans les fibres conventionnelles non seulement aux diagrammes de bandes des fibres BIP mais aussi aux modes de défaut qui, rappelons-le, sont à pertes. Il est en effet possible de normaliser les constantes de propagation des modes de ce type de fibre et d'obtenir ainsi des diagrammes de dispersion similaires (rigoureusement identiques ou approchés selon les cas) pour des fibres dont la structure opto-géométrique subit des transformations, que ces transformations portent sur la taille de la structure et la longueur d'onde (loi d'échelle spatiale) ou sur les des deux indices de réfraction (à paramètre de guidage Λ constant) ou encore de façon plus intéressante sur un seul de ces indices. Plus précisément, cette loi d'échelle étendue aux modes à pertes ($\tilde{b}; V$) est exacte non seulement pour la partie réelle de \tilde{b} mais également pour sa partie imaginaire pour des transformations spatiales homothétiques et/ou relatives aux 2 indices de réfraction à Λ constant. Pour des transformations modifiant uniquement 1 seul indice de réfraction à Λ faible, la loi d'échelle donne une bonne approximation de la partie réelle de \tilde{b} tandis qu'elle n'est plus valide pour sa partie imaginaire. Pour des transformations associées à une loi d'échelle exacte, nous avons pu aboutir à des transformations très simples et identiques sur la partie réelle des indices effectifs $Re(n_{eff})$ mais également sur leur partie imaginaire $Im(n_{eff})$. Ceci permet notamment de prédire les pertes par confinement de la structure après transformation. Etant donné l'intérêt grandissant que suscite ce type de fibre et la versatilité de leur moyen de fabrication (choix de la dimension finale de la fibre, utilisation de verres haut indice à la place de la silice, ou encore remplissage des trous d'air par des liquides d'indice différent), une telle loi d'échelle donnera dans de nombreux cas une très bonne approximation du diagramme de dispersion sans nouveau calcul numérique à effectuer.

La troisième et dernière partie est consacrée aux fibres hybrides. Nous avons proposé deux nouvelles structures dans lesquelles des trous d'air ont été ajoutés par rapport aux structures BIP toutes solides plus classiques :

- la structure double-gaine où une gaine d'air est ajoutée autour de la gaine BIP solide
- la structure double-période pour laquelle des trous d'air ont été intégrés périodiquement dans la gaine BIP solide

Le développement de ces deux structures a tout d'abord été motivé par la mise en évidence du facteur limitatif des pertes par courbures dans

les fibres BIP toute solide. Nos travaux, aussi bien expérimentaux que théoriques, ont montré le net avantage de ces nouvelles structures en terme de réduction des pertes. En effet l'ajout de ces trous d'air conduit à une diminution des pertes par confinement de la fibre droite de plusieurs ordres de grandeurs pour un même nombre de couronne de confinement ou encore d'atteindre des pertes comparables pour des tailles de gaines bien plus faibles. Quant à la sensibilité aux courbures, elle est tout simplement réduite de plusieurs ordres de grandeurs dans les fibres hybrides favorisant ainsi le développement des applications de ces fibres.

Nous expliquons également l'origine de la diminution d'indice effectif du bord bas de chaque BIP, alors que le bord haut restait inchangé, lors de l'ajout de trous d'air interstitiels. En effet les bords hauts de BIP sont associés à des modes possédant un zéro de champ au niveau des trous interstitiels alors qu'au contraire le champ des modes limitant le bord bas présente systématiquement une valeur de champ non nulle en ces positions. Une conséquence directe de ce phénomène est la diminution de l'indice n_{fsm} de cette structure qui peut être vu comme le bord bas de la BIP d'ordre 0. Nous avons alors démontré que si le rapport d_{air}/Λ dépassait une certaine valeur et que le cœur était suffisamment large, il était alors possible, dans ce type de fibre hybride à double période, de guider par BIP à courtes longueurs d'onde et par RTIM à grandes longueurs d'onde. Les propriétés de dispersion alors obtenues nous ont permis de concevoir une fibre qui permettait pour la première fois de satisfaire l'accord de phase entre deux modes fondamentaux pour la génération du second ou troisième harmonique.

Une deuxième application de ces fibres hybrides a été également démontrée : la génération efficace d'un supercontinuum (SC) mais surtout le contrôle de son extension spectrale. En effet nous avons démontré expérimentalement et numériquement que l'extension spectrale du SC est limitée aux grandes longueurs d'onde par le bord grande longueur d'onde de la BIP considérée et que cette limitation ne se faisait pas au prix de pertes significatives : l'origine de l'arrêt spectral de l'élargissement est due à l'augmentation brutale de la DVG à l'approche du bord de bande et non aux pertes de la fibre. Le net avantage de notre structure par rapport à d'autres fibres BIP à cœur solide réside dans le fait qu'elle permet de guider dans la 1^{ère} BIP qui possède l'aire effective la plus faible (et donc facilite l'apparition d'effets non linéaires) tout en ayant très peu de pertes, y compris lorsque la DVG est relativement forte.

Pour terminer, le chapitre 9 présente une étude numérique comparative des propriétés linéaires d'une fibre hybride à double-gaine particulière à celles des fibres BIP solides et RTIM que l'on peut y associer. Cette fibre double-gaine présente un défaut de 1 inclusion entourée d'une unique couronne d'inclusions d'indice haut puis de 3 couronnes d'air. La nature hybride du guidage dans cette fibre a pu être mise en évidence par une comparaison directe, qualitative et quantitative, de ses propriétés avec celles d'une fibre BIP solide et d'une fibre RTIM. Cette étude a révélé que les propriétés aux courtes longueurs d'onde s'apparentaient à un guidage typique par BIP tandis qu'elles sont associées à un guidage typique par RTIM aux grandes longueurs d'onde. Une région spectrale de transition entre ces 2 mécanismes de guidage a été identifiée. Cet effet a

été interprété par une modification de la définition de la nature du défaut selon la position spectrale par rapport à la région de transition.

Les travaux présentés dans cette thèse ouvrent la voie vers le développement de nouveaux composants « tout optique » originaux. En effet, en mariant les deux types de guidage (à savoir le guidage par RTI et par BIP) à des longueurs d'ondes différentes, nous avons montré que des nouveaux schémas d'accord de phase avec des modes fondamentaux deviennent alors possibles dans les fibres optiques. Ces nouvelles fibres hybrides pourraient donc avoir une place de choix dans des domaines tels que par exemple la photonique non-linéaire ou la cryptographie quantique avec la mise au point d'Oscillateurs Paramétriques Optiques (OPO) tout fibre, la génération de longueurs d'onde originales ou bien la réalisation de sources de photons intriqués performantes. Ces travaux originaux ont fait d'ailleurs l'objet d'un dépôt de brevet international soutenu à la fois par l'Université Lille 1 et le CNRS en Europe, US et Japon.

ANNEXES

A

SOMMAIRE

A	MÉTHODE DE FABRICATION	151
B	TRANSFORMATION	153

A MÉTHODE DE FABRICATION

Nous décrirons dans cette section la méthode de fabrication la plus largement utilisée dans la confection des fibres à cristaux photoniques, qui est également celle utilisée au laboratoire. Il s'agit de la méthode d'assemblage et tirage (connue sous le nom de "stack and draw"), commune à tous les types de fibres à cristaux photoniques, et historiquement, la première utilisée pour réaliser ce type de fibre [17]. Cette méthode consiste dans un premier temps à assembler manuellement des capillaires de diamètres millimétriques selon la structure désirée. Le plus souvent, le réseau est triangulaire et l'assemblage est hexagonal (A.1). Ces capillaires proviennent de tubes ou de barreaux mères (de silice pure ou de silice dopée entourée de silice pure) de diamètres centimétriques préalablement étirés sur une tour de fibrage. A titre d'exemple, les fibres à BIP solide le plus souvent utilisées au cours de cette thèse et fabriquées au laboratoire consistent à assembler en réseau triangulaire des capillaires issus d'une préforme de fibre multimode. Le ratio d/Λ et le contraste d'indice sont ainsi fixés par la préforme mère. Le cœur est formé en remplaçant le barreau central dopé par un barreau de silice pure. Cet assemblage, inséré ensuite dans un tube manchon, devient la préforme de la fibre à cristaux photoniques souhaitée et peut enfin être tiré en fibre optique sur une tour de fibrage conventionnelle. La géométrie de la structure est alors conservée lors du tirage à un facteur homothétique près et le diamètre final est généralement de l'ordre de la centaine de micromètres. Notons pour finir que les préformes contenant des trous d'air ont tendance à se déformer sous l'effet de la chaleur du four. La création d'une surpression dans ces trous d'air durant le tirage permet alors d'éviter leur rétrécissement, voire leur fermeture. Par contre, les trous d'air interstitiels présents de manière inévitable entre les capillaires circulaires lors de l'assemblage sont classiquement refermés lors du tirage en appliquant cette fois une souspression.

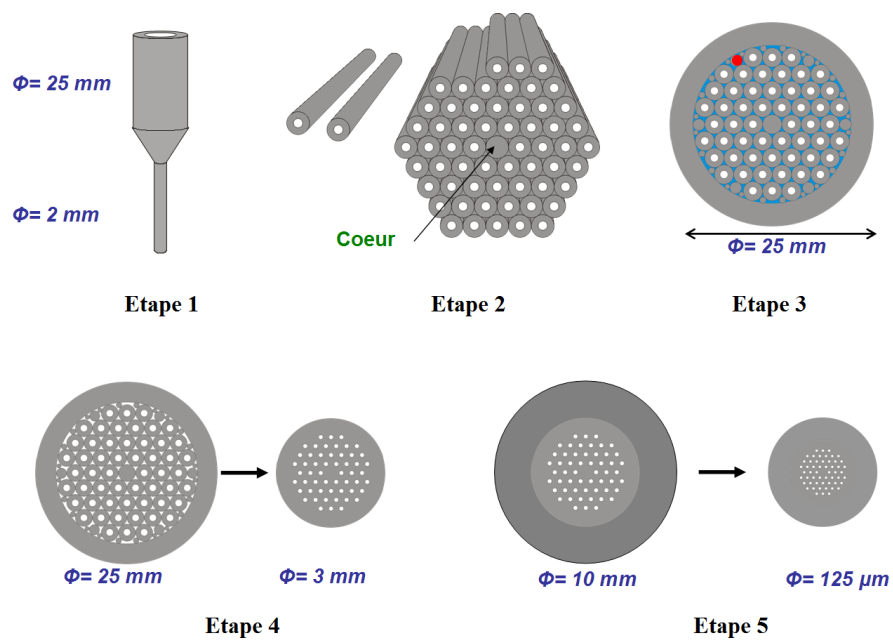


FIGURE A.1 – Représentation schématique des différentes étapes d'une fabrication typique d'une FCP. Étape 1 : Étirage d'un tube mère en capillaires. Étape 2 : Assemblage des capillaires sous la forme géométrique souhaitée. Étape 3 : Manchonnage de l'assemblage. Étape 4 : Étirage de la préforme primaire en préforme secondaire. Étape 5 : Fibrage de la préforme secondaire manchonnée en la fibre finale.

B TRANSFORMATION

Loi d'échelle spatiale exacte (Δ et λ/d conservés)

$$\begin{aligned} d &\longrightarrow d' = s d \\ \lambda &\longrightarrow \lambda' = s \lambda \\ n_B &\longrightarrow n'_B = n_B \\ n_H &\longrightarrow n'_H = n_H \\ n_{eff} &\longrightarrow n'_{eff} = n_{eff} \end{aligned}$$

Loi d'échelle sur les indices exacte (Δ et V conservés)

$$\begin{aligned} n_B &\longrightarrow n'_B = s n_B \\ n_H &\longrightarrow n'_H = s n_H \\ n_{eff} &\longrightarrow n'_{eff} = s n_{eff} \\ d &\longrightarrow d' = d \\ \lambda &\longrightarrow \lambda' = s \lambda \end{aligned}$$

Exemple d'une transformation exacte combinant les deux lois d'échelle (Δ et V conservés)

$$\begin{aligned} \lambda &\longrightarrow \lambda' = \lambda \\ d &\longrightarrow d' = d/s \\ n_B &\longrightarrow n'_B = s n_B \\ n_H &\longrightarrow n'_H = s n_H \\ n_{eff} &\longrightarrow n'_{eff} = s n_{eff} \end{aligned}$$

Exemple d'une transformation exacte uniquement dans le cadre de l'approximation scalaire et pour de faibles pertes (V conservés, $\Delta \ll 1$ et $Re(n_{eff}) \gg Im(n_{eff})$)

$$\begin{aligned} n_B &\longrightarrow n'_B = s_1 n_B \\ n_H &\longrightarrow n'_H = s_2 n_H \\ Re(n_{eff}) &\longrightarrow Re(n'_{eff}) = \sqrt{(Re(n_{eff}) - n_B) \frac{n_H'^2 - n_B'^2}{n_H^2 - n_B^2} + n_H'^2} \\ Im(n_{eff}) &\longrightarrow Im(n'_{eff}) = Im(n_{eff}) \frac{Re(n_{eff})}{Re(n'_{eff})} \frac{n_H'^2 - n_B'^2}{n_H^2 - n_B^2} \\ d &\longrightarrow d' = d \\ \lambda &\longrightarrow \lambda' = \sqrt{\frac{n_H'^2 - n_B'^2}{n_H^2 - n_B^2}} \lambda \end{aligned}$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. Hecht. *Optics*. Addison Wesley, 1998. (Cité page 1.)
- [2] E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Physical Review Letters*, 58(20) :2059 – 2062, 1987. (Cité pages 1 et 12.)
- [3] J.D. Joannopoulos and J.N. Winn. *Photonic crystals : molding the flow of light*. Princeton Univ Pr, 2008. (Cité pages 1, 12 et 19.)
- [4] S. John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical Review Letters*, 58(23) :2486 – 2489, 1987. (Cité pages 2 et 12.)
- [5] E. Yablonovitch. Photonic band-gap crystals. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 5 :2443 – 2460, 1993. (Cité page 2.)
- [6] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. St. J. Russell. Photonic band gap guidance in optical fibers. *Science*, 282 :1476 – 1478, 1998. (Cité pages 2 et 14.)
- [7] 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*, 13(21) :8452–8459, 2005. (Cité pages 2, 15, 16, 18, 53 et 97.)
- [8] V. N. Melekhin and A. B. Manenkov. Dielectric tube as a low loss waveguide. *Sov. Phys.*, 13 :1698, 1969. (Cité page 11.)
- [9] P. Yeh, A. Yariv, and E. Marom. Theory of bragg fiber. *JOSA B*, 68(9) :1196 – 1201, 1978. (Cité page 11.)
- [10] P. Kaiser and H. W. Astle. Low-loss single-material fibers made from pure fused silica. *Bell Syst. Tech. J.*, 53(6) :1021 – 1039, 1974. (Cité page 11.)
- [11] D. H. Smithgall, T. J. Miller, and R. E. Frazee. A novel mcvd process control technique. *Journal of LightWave Technology*, 4(9) :1360 – 1366, 1986. (Cité page 11.)
- [12] 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. *Elec. Letters*, 36(6) :514 – 515, 2000. (Cité pages 12 et 15.)

- [13] C. Kittel and P. McEuen. *Introduction to solid state physics*. Wiley New York, 1986. (Cité pages 12, 22 et 23.)
- [14] P. R. Villeneuve and M. Piché. Photonic band gaps in two-dimensional square and hexagonal lattices. *Phys. Rev. B*, 46(8) :4969 – 4972, 1992. (Cité page 12.)
- [15] T. A. Birks, P. J. Roberts, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, and T. J. Shepherd. Full 2-d photonic bandgaps in silica/air structures. *Elec. Letters*, 31(22) :1941 – 1942, 1995. (Cité page 13.)
- [16] T. Birks, D. Bird, T. Hedley, J. Pottage, and P. Russell. Scaling laws and vector effects in bandgap-guiding fibres. *Optics Express*, 12(1) :69–74, 2004. (Cité pages 13, 72 et 81.)
- [17] JC Knight, TA Birks, P.S.J. Russell, and DM Atkin. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Optics letters*, 21(19) :1547–1549, 1996. (Cité pages 13 et 151.)
- [18] Philip St. J. Russell. Photonic-crystal fibers. *JOURNAL OF LIGHT-WAVE TECHNOLOGY*, 24(12) :4729–4749, DEC 2006. (Cité page 13.)
- [19] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt. Letters*, 22(13) :961 – 963, 1997. (Cité page 13.)
- [20] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2007. (Cité pages 13, 32 et 33.)
- [21] A. L. Gaeta. Nonlinear propagation and continuum generation in microstructured optical fibers. *Optics Letters*, 27(11) :924 – 926, 2002. (Cité page 13.)
- [22] RF Cregan, BJ Mangan, JC Knight, TA Birks, P.S.J. Russell, PJ Roberts, and DC Allan. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. *Science*, 285(5433) :1537, 1999. (Cité page 14.)
- [23] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. St. J. Russell. Stimulated raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber. *Science*, 298(5592) :399 – 402, 2002. (Cité page 14.)
- [24] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light, and M. G. Raymer. Generation and photonic guidance of multi-octave optical-frequency combs. *Science*, 318(5853) :1118 – 1121, 2007. (Cité page 15.)
- [25] F. Benabid. Hollow-core photonic bandgap fibre : new light guidance for new science and technology. *Philosophical transactions of the royal society A-Mathematical physical and engineering sciences*, 364(1849) :3439–3462, DEC 15 2006. (Cité page 15.)
- [26] R. T. Bise, R. S. Windeler, K. S. Kranz, C. Kerbage, B. J. Eggleton, and D. J. Trevor. Tunable photonic band gap fiber. In *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, OFC*, pages 466 – 468, 2002. (Cité page 15.)

- [27] T. Larsen, A. Bjarklev, D. Hermann, and J. Broeng. Optical devices based on liquid crystal photonic bandgap fibres. *Optics Express*, 11 :2589 – 2596, 2003. (Cité page 15.)
- [28] J. Jasapara, T. H. Her, R. Bise, R. Windeler, and D. DiGiovanni. Group-velocity dispersion measurements in a photonic bandgap fiber. *JOSA B*, 20(8) :1611 – 1615, 2003. (Cité page 15.)
- [29] F. Luan, AK George, TD Hedley, GJ Pearce, DM Bird, JC Knight, and P.S.J. Russell. All-solid photonic bandgap fiber. *Optics letters*, 29 :2369–2371, 2004. (Cité pages 15 et 16.)
- [30] A. Argyros, T. Birks, S. Leon-Saval, CM Cordeiro, F. Luan, and P.S.J. Russell. Photonic bandgap with an index step of one percent. *Optics Express*, 13(1) :309–314, 2005. (Cité page 15.)
- [31] A. Argyros, T. A. Birks, S. G. Leon-Saval, C. M. B. Cordeiro, and P. St. J. Russell. Guidance properties of low-contrast photonic bandgap fibres. *Optics Express*, 13(7) :2503 – 2511, 2005. (Cité pages 15 et 105.)
- [32] 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*, 6 :667 – 670, 2004. (Cité page 15.)
- [33] E. A. J. Marcatili and R. A. Schmelzter. Hollow metallic and dielectric waveguides for long- distance optical transmission and lasers. *Bell Syst. Tech. J.*, 43 :1783 – 1809, 1964. (Cité page 16.)
- [34] D. Marcuse and W. L. Mammel. Tube waveguide for optical transmission. *Bell Syst. Tech. J.*, 52 :423 – 435, 1973. (Cité page 16.)
- [35] J. Jones J. Shephard, D. Hand, G. Bouwmans, J. Knight, P. Russell, and B. Mangan. High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core pbg fibers. *Opt. Express*, 12 :717 – 723, 2004. (Cité page 16.)
- [36] C. S. Ponseca Jr., R. Pobre, E. Estacio, N. Sarukura, A. Argyros, M. C. J. Large, and M. A. van Eijkelenborg. Transmission of terahertz radiation using a microstructured polymer optical fiber. *Optics Letters*, 33(9) :902–904, 2008. (Cité page 16.)
- [37] G. Bouwmans, F. Luan, J. C. Knight, and P. St. J. Russell. Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength. *Optics Express*, 11(14) :1613 – 1620, 2003. (Cité page 16.)
- [38] H. Lim and F. W. Wise. Control of dispersion in a femtosecond ytterbium laser by use of hollow-core photonic bandgap fiber. *Optics Express*, 12(10) :2231 – 2235, 2004. (Cité page 16.)
- [39] F. Benabid, G. Bouwmans, J. C. Knight, and P. St. J. Russell. Ultra-high efficiency laser wavelength conversion in a gas-filled hollow core photonic crystal fiber by pure stimulated rotational raman scattering

- in molecular hydrogen. *Phys. Rev. Letters*, 93(12) :123903, 2004. (Cité page 17.)
- [40] F. Benabid, F. Couny, J. C. Knight, T. A. Birks, and P. St. J. Russell. Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres. *Nature*, 434(7032) :488 – 491, 2005. (Cité page 17.)
- [41] D. G. Ouzounov, F. R. Ahmad, D. Müller, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, M. G. Thomas, J. Silcox, K. W. Koch, and A. L. Gaeta. Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers. *Science*, 301(5640) :1702 – 1704, 2003. (Cité page 17.)
- [42] K. Saitoh, N. A. Mortensen, and M. Koshiba. Air-core photonic band-gap fibers : the impact of surface modes. *Optics Express*, 12(3) :394 – 400, 2004. (Cité page 17.)
- [43] J. A. West, C. M. Smith, N. F. Borrelli, D. C. Allan, and K. W. Koch. Surface modes in air-core photonic band-gap fibers. *Optics Express*, 12(8) :1485 – 1496, 2004. (Cité page 17.)
- [44] P. J. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. J. Mangan, D. P. Williams, L. Farr, M. W. Mason, A. Tomlinson, T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St.J. Russell. Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres. *Optics Express*, 13(1) :236 – 244, 2005. (Cité page 17.)
- [45] M. J. F. Digonnet, H. Kyun Kim, J. Shin, S. Fan, and G. S. Kino. Simple geometric criterion to predict the existence of surface modes in air-core photonic-bandgap fibers. *Optics Express*, 12(9) :1864 – 1872, 2004. (Cité page 17.)
- [46] P. J. Roberts, D. P. Williams, B. J. Mangan, H. Sabert, F. Couny, W. J. Wadsworth, T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St.J. Russell. Realizing low loss air core photonic crystal fibers by exploiting an antiresonant core surround. *Optics Express*, 13(20) :8277 – 8285, 2005. (Cité page 17.)
- [47] R. Amezcua-Correa, F. Gérôme, S. G. Leon-Saval, N. G. R. Broderick, T. A. Birks, and J. C. Knight. Control of surface modes in low loss hollow-core photonic bandgap fibers. *Optics Express*, 16(2) :1142 – 1149, 2008. (Cité page 17.)
- [48] L. Bigot, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, A. Le Rouge, V. Pureur, O. Vanvincq, and M. Douay. Efficient fiber bragg gratings in 2d all-solid photonic bandgap fiber. *Optics Express*, 17(12) :10105 – 10112, 2009. (Cité page 17.)
- [49] A. Wang, A. K. George, and J. C. Knight. Three-level neodymium fiber laser incorporating photonic bandgap fiber. *Optics Letters*, 31(10) :1388 – 1390, 2006. (Cité page 17.)
- [50] A. Isomäki and O. G. Okhotnikov. Femtosecond soliton mode-locked laser based on ytterbium-doped photonic bandgap fiber. *Optics Express*, 14(20) :9238 – 9243, 2006. (Cité page 17.)

- [51] MA Duguay, Y. Kokubun, TL Koch, and L. Pfeiffer. Antiresonant reflecting optical waveguides in sio₂-si multilayer structures. *Applied Physics Letters*, 49(1) :13–15, 1986. (Cité page 18.)
- [52] N. M. Litchinitser, A. K. Abeeluck, C. Headley, and B. J. Eggleton. Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides. *Optics Letters*, 27(18) :1592 – 1594, 2002. (Cité pages 18 et 51.)
- [53] N. M. Litchinitser, S. C. Dunn, B. Usner, B. J. Eggleton, T. P. White, R. C. McPhedran, and C. Martijn de Sterke. Resonances in micro-structured optical waveguides. *Optics Express*, 11(10) :1243 – 1251, 2003. (Cité page 18.)
- [54] T. Birks, F. Luan, G. Pearce, A. Wang, J. Knight, and D. Bird. Bend loss in all-solid bandgap fibres. *Optics Express*, 14 :5688 – 5698, 2006. (Cité pages 18, 102, 105, 107 et 115.)
- [55] J. Riishede, J. Lægsgaard, 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*, 6 :667 – 670, 2004. (Cité page 18.)
- [56] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeiy, S. Guenneau, and D. Felbacq. *Foundations of Photonic Crystal Fibres*. Imperial College Press, 2005. (Cité pages 19, 32, 34 et 67.)
- [57] T.A. Birks, G.J. Pearce, and D.M. Bird. Approximate band structure calculation for photonic bandgap fibres. *Optics Express*, 14(20) :9483–9490, 2006. (Cité pages 23 et 59.)
- [58] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos. Block-iterative frequency-domain methods for maxwell’s equations in a planewave basis. *Optics Express*, 8(3) :173 – 190, 2001. (Cité pages 23 et 30.)
- [59] TA Birks, JC Knight, P.S.J. Russell, et al. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 22(13) :961–963, 1997. (Cité page 24.)
- [60] M. Yan and P. Shum. Guidance varieties in photonic crystal fibers. *JOSA B*, 23(8) :1684 – 1691, 2006. (Cité pages 25 et 95.)
- [61] Comsol multiphysics technical user’s manual. www.comsol.com. (Cité page 30.)
- [62] F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux, and P. Roy. Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method. *Optical Fiber Technology*, 6 :181 – 191, 2000. (Cité page 30.)
- [63] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell. Anomalous dispersion in photonic crystal fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(7) :807 – 809, 2000. (Cité page 36.)

- [64] G. Renversez, B. Kuhlmeiy, and R. McPhedran. Dispersion management with microstructured optical fibers : ultraflattened chromatic dispersion with low losses. *Optics Letters*, 28(12) :989 – 991, 2003. (Cité page 36.)
- [65] P. Steinvurzel, C. Martijn de Sterke, M. J. Steel, B. T. Kuhlmeiy, and B. J. Eggleton. Single scatterer fano resonances in solid core photonic band gap fibers. *Optics Express*, 14(19) :8797 – 8811, 2006. (Cité page 38.)
- [66] F.Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, M. T. Burnett, and S. A. Maier. Identification of bloch-modes in hollow-core photonic crystal fiber cladding. *Optics Express*, 15(2) :325 – 338, 2007. (Cité page 45.)
- [67] A.W. Snyder and J.D. Love. *Optical waveguide theory*. Springer, 1983. (Cité page 46.)
- [68] C. Vassallo. *théorie des guides d'ondes électromagnétiques*. Eyrolles, 1985. (Cité pages 47, 49 et 104.)
- [69] L.A. Melnikov and E.A. Romanova. Behavior of he_{lm} mode wavenumbers of optical fiber below the cutoff frequency. *Opt. Communications*, 116 :358 – 364, 1995. (Cité page 49.)
- [70] M. Perrin. Modes lp sous le cutoff. note interne. (Cité page 49.)
- [71] G. Renversez, P. Boyer, and A. Sagrini. Antiresonant reflecting optical waveguide microstructured fibers revisited : a new analysis based on leaky mode coupling. *Optics Express*, 14(12) :5682–5687, 2006. (Cité page 51.)
- [72] D. Marcuse. Theory of dielectric optical waveguides. 1974. (Cité page 54.)
- [73] J. M. Pottage, D. M. Bird, T. D. Hedley, T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell. Robust photonic band gaps for hollow core guidance in pcf made from high index glass. *Optics Express*, 11(22) :2854 – 2861, 2003. (Cité pages 56 et 64.)
- [74] 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*, 15(21) :13783–13795, 2007. (Cité pages 60 et 119.)
- [75] T. P. White, R. C. McPhedran, C. Martijn de Sterke, N. M. Litchinitser, and B. J. Eggleton. Resonance and scattering in microstructured optical fibers. *Optics Letters*, 27(22) :1977 – 1979, 2002. (Cité page 68.)
- [76] D Gloge. Weakly guiding fibers. *Applied optics*, 10(10) :2252–&, 1971. (Cité page 72.)
- [77] M Monerie. Propagation in doubly clad single-mode fibers. *IEEE Journal of quantum electronics*, 18(4) :535–542, 1982. (Cité page 72.)
- [78] A. Cerqueira S. Jr., F. Luan, C. M. B. Cordeiro, A. K. George, and J. C. Knight. Hybrid photonic crystal fiber. *Optics Express*, 14(2) :926 – 931, 2006. (Cité pages 95 et 126.)

- [79] R. Goto, E. C. Mägi, and S. D. Jackson. Narrow-linewidth, yb^{3+} -doped, hybrid microstructured fibre laser operating at 1178 nm. *Elec. Letters*, 45(17) :877 – 878, 2009. (Cité page 95.)
- [80] J. Sun and C. C. Chan. Hybrid guiding in liquid-crystal photonic crystal fibers. *JOSA B*, 24(10) :2640 – 2646, 2007. (Cité page 95.)
- [81] 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 μm . *Opt. Express*, 15 :316–324, 2007. (Cité page 95.)
- [82] A. Betourne, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, M. Perrin, and M. Douay. Improvements of solid-core photonic bandgap fibers by means of interstitial air holes. *Opt. Lett.*, 32(12) :1719–1721, JUN 15 2007. (Cité page 95.)
- [83] A. Bétourné, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, and M. Douay. Design of a photonic crystal fiber for phase-matched frequency doubling or tripling. *Optics Express*, 16(18) :14255 – 14262, 2008. (Cité pages 96 et 129.)
- [84] A. Bétourné, A. Kudlinski, G. Bouwmans, O. Vanvincq, A. Mussot, and Y. Quiquempois. Control of supercontinuum generation and soliton self-frequency shift in solid-core photonic bandgap fibers. *Optics Letters*, 34(20) :3083 – 3085, 2009. (Cité pages 96 et 131.)
- [85] L. Jeunhomme. *Single mode Fiber Optics : Principles and applications*. Marcel Dekker, INC, 1990. (Cité page 103.)
- [86] M. Koshihara and K. Saitoh. Simple evaluation of confinement losses in holey fibers. *Opt. Communications*, 253 :95 – 98, 2005. (Cité page 103.)
- [87] B. T. Kuhlmeier, R. C. McPhedran, C. Martijn de Sterke, P. A. Robinson, G. Renversez, and D. Maystre. Microstructured optical fibers : where's the edge? *Optics Express*, 10(22) :1285 – 1290, 2002. (Cité page 103.)
- [88] J. M. Stone, G. J. Pearce, F. Luan, T. A. Birks, J. C. Knight, A. K. George, and D. M. Bird. An improved photonic bandgap fiber based on an array of rings. *Optics Express*, 14(13) :6291 – 6296, 2006. (Cité page 107.)
- [89] A. Wang, G. J. Pearce, F. Luan, D. M. Bird, T. A. Birks, and J. C. Knight. All solid photonic bandgap fiber based on an array of oriented rectangular high index rods. *Optics Express*, 14(22) :10844 – 10850, 2006. (Cité page 108.)
- [90] 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*, 18(24) :2560 – 2562, 2006. (Cité page 108.)
- [91] G. Ren, P. Shum, L. Zhang, and X. Yu. Low-loss all-solid photonic bandgap fiber. *Optics Letters*, 32(9) :1023 – 1025, 2007. (Cité page 108.)

- [92] S. Tomljenovic-Hanic, J.D. Love, and A. Ankiewicz. Low-loss single-mode waveguide and fibre bends. *Elec. Letters*, 38 :220 – 222, 2002. (Cité page 108.)
- [93] O. Vanvincq, A. Kudlinski, A. Bétourné, Y. Quiquempois, and G. Bouwmans. Extreme deceleration of the soliton self-frequency shift by the third-order dispersion in solid-core photonic bandgap fibers. *JOSA B*, 27(11) :2328 – 2335, 2010. (Cité page 132.)