

**UNIVERSITE DE LIMOGES**  
**ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé**  
**FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES**  
**Institut de recherche Xlim**

Année : 2007

Thèse N° 31-2007

## **Thèse**

pour obtenir le grade de

### **DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES**

Discipline : “Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectroniques”

Spécialité : “Photonique”

présentée et soutenue par

**Raphaël JAMIER**

le 26 septembre 2007

# **Propriétés linéaires des fibres optiques à cristal photonique à cœur solide**

**Thèse dirigée par Sébastien FEVRIER et Jean-Marc BLONDY**

## **JURY :**

Président :

**Dominique CROS**

Professeur (HDR), Xlim, Limoges

Rapporteurs :

**Alain BRILLET**

Directeur de Recherche CNRS (HDR), OCA (ARTEMIS),  
Nice

**Yves JAOUËN**

Professeur (HDR), ENST, Paris

Examineurs :

**Siddharth RAMACHANDRAN**

Distinguished Member of Technical Staff of OFS  
Laboratories

**Marwan ABDOU AHMED**

Chercheur, IFSW, Stuttgart

**Patrick GEORGES**

Directeur de Recherche CNRS (HDR), Institut d'Optique  
Graduate School, Orsay

**Sébastien FEVRIER**

Maître de Conférences, Xlim, Limoges

**Jean-Marc BLONDY**

Ingénieur de Recherche CNRS (HDR), Xlim, Limoges







Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été menés au sein de l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes devenu depuis janvier 2006, à l'occasion de la fusion avec trois autres laboratoires, l'institut de recherche Xlim. Je tiens ici à en remercier les directeurs successifs, Alain Barthélémy, Pierre Yves Guillon et Dominique Cros.

Ces travaux sont également le résultat d'une collaboration fructueuse entre notre laboratoire et deux laboratoires russes, le FORC et l'ICHPS. Je tiens donc à en remercier les différents membres impliqués dans ce travail et en particulier je tiens à exprimer ma reconnaissance à Mikhail E. Likhachev pour son apport incontestable, aussi bien sur le plan théorique qu'expérimental.

Je suis particulièrement sensible à l'honneur que me font Monsieur Alain Brillet, Directeur de Recherche CNRS à l'Observatoire de la Côte d'Azur, et Monsieur Yves Jaouën, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, en acceptant de lire et de rapporter ce travail.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur Siddharth Ramachandran, membre distingué des laboratoires OFS, et à Monsieur Marwan Abdou Ahmed, chercheur à l'Institut für Strahlwerkzeuge, pour avoir accepté de faire un long chemin afin de juger ce travail.

J'exprime également ma reconnaissance à Monsieur Patrick Georges, Directeur de Recherche CNRS à l'Institut d'Optique Graduate School, et à Monsieur Dominique Cros, Professeur de l'université de Limoges, pour avoir également lu et jugé ce manuscrit.

J'exprime ma profonde gratitude à Jean-Marc Blondy, Ingénieur de Recherche CNRS, pour avoir accepté de diriger mes travaux au cours de ces trois années.

Je tiens tout particulièrement à exprimer ma profonde gratitude et reconnaissance à Sébastien Février, Maître de Conférences de l'université de Limoges, pour m'avoir encadré et épaulé au cours de ces années. Sa rigueur, ses compétences et son enthousiasme ont été d'une aide précieuse pour l'avancement de ces travaux et pour mon cheminement personnel. J'ai apprécié la confiance que tu m'as accordée ainsi que la disponibilité dont tu as fait preuve. Trouve ici le témoignage d'une sincère reconnaissance et amitié.

Je tiens également à apporter mes sincères remerciements à Georges Humbert, Philippe Roy et Philippe Leproux pour les échanges (scientifiques ou non d'ailleurs...), les conseils et l'aide qu'ils m'ont prodigués dans la bonne humeur.

Je remercie amicalement l'ensemble des membres du département photonique. Je souhaite bon courage et encore tout plein de résultats aux futurs docteurs : Tony, Krikri, Benoit, Marc, Julien, Nico, ... plein de bonnes choses à vous pour la suite.

J'adresse également un clin d'œil tout particulier à Sophie et Nathalie pour tous les services rendus, surtout en ces temps de rédaction.

Enfin, dans ces quelques lignes, je souhaiterai remercier de manière plus personnelle certaines des personnes qui m'ont soutenu, encouragé et supporté au cours de ces années. Dans la catégorie vétérans, je tiens à te remercier mon p'tit Winnie. Nos nombreuses discussions, scientifiques ou non, m'ont énormément apporté tant sur le plan professionnel que personnel. Merci à toi ma poule d'avoir toujours pris du temps pour moi, et vivement ton retour sur la terre promise ou plus communément appelée place Denis-Dussoubs par les autochtones. Mon Lolo, toi aussi tu fais partie de cette catégorie. Merci à toi pour ta simplicité, ta bonne humeur et ton amitié. Dans la catégorie produits chimiques, merci à toi Mika d'avoir été présent. Je pense que ce n'est pas faux de dire qu'on s'est bien marré... Un grand merci à toi aussi Etienne, déjà pour ces fabuleux et inoubliables déjeuners au Bistrot de la Fac, et surtout pour m'avoir fait parrain de ton adorable et magnifique petite fille, Poussette. Dans la catégorie acolytes du 7377, un énorme merci à vous deux... Vinçou, ton amitié, ta bonne humeur, ta présence au quotidien y sont pour beaucoup dans ce travail. Merci à toi de m'avoir appris les règles de base dans un labo comme d'arrêter de tourner les vis d'un microbloc lorsqu'on est en butée... Laure, merci... merci pour tout ce que tu m'apportes, merci de toujours être là pour moi. Ton implication, tes conseils, ton écoute, ont été source de motivation et de force tout au long de ces années. Dans la catégorie poseur de guets-apens comme le dit si bien Vincent, je tiens à faire une dédicace toute particulière au Grand Jérôme. Merci mon grand pour ton amitié, pour tes nombreux conseils d'expérimentateur, pour m'avoir changé les idées plus d'une fois tout simplement...

Je n'oublie bien évidemment pas toutes les autres personnes qui me soutiennent et m'encouragent depuis de très nombreuses années maintenant. Blanblan, Marlène, Céline, Xav, Mathieu, j'ai une pensée particulière pour vous.

Je remercie profondément mes parents pour leur soutien de tous les instants.

Le mot de la fin est pour toi, Amé. Tu m'as accompagné dans cette aventure au quotidien et ta présence, ton soutien moral, ta grande patience, ton écoute sans faille, tes conseils avisés m'ont permis d'aller au bout de ce manuscrit. Merci d'avoir partagé tout ça avec moi. Merci d'être à mes côtés, et de dissiper les doutes qui peuvent m'envahir.







# SOMMAIRE

Introduction générale.....	15
<b>Chapitre 1. Généralités sur le transport et la génération de forte puissance dans les fibres optiques.....</b>	<b>23</b>
Introduction .....	24
I. Les limitations au transport et a la génération de de forte puissance.....	24
I.1. Le seuil d'apparition des effets non linéaires .....	24
I.1.1. Origine physique des effets non linéaires .....	24
I.1.2. Description des effets non linéaires d'ordre 3 prépondérants.....	27
I.1.2.1. Les diffusions stimulées.....	27
I.1.2.1.1. La diffusion Brillouin stimulée.....	27
I.1.2.1.2. La diffusion Raman stimulée.....	30
I.1.2.1.3. Seuil des diffusions stimulées.....	33
I.1.2.2. L'effet Kerr optique .....	35
I.1.2.3. L'automodulation de phase.....	36
I.1.2.4. L'autofocalisation par effet Kerr .....	39
I.2. Le claquage diélectrique (ou optique).....	40
I.2.1. Origine physique du claquage diélectrique.....	40
I.2.1.1. Ionisation par absorption multiphotonique .....	42
I.2.1.2. Ionisation par impact ou avalanche électronique.....	45
I.2.2. Mesure du seuil de dommage .....	47
I.2.3. Claquage diélectrique dans les fibres optiques .....	48
II. Les solutions apportées pour contrer les limitations à l'augmentation de la puissance ..	51
II.1. La recombinaison de faisceaux issus de plusieurs fibres .....	52
II.2. Les fibres à cœurs multiples .....	55
II.3. Les fibres à un coeur.....	59
II.3.1. Fibres conventionnelles à saut d'indice.....	59
II.3.1.1. Fibre monomode.....	59
II.3.1.2. Fibre multimode .....	61
II.3.1.2.1. Filtrage spectral par courbure .....	61
II.3.1.2.2. Montée en puissance en régime impulsionnel.....	63
II.3.1.2.3. Montée en puissance en régime continu.....	64
II.3.1.2.4. Impact de la courbure .....	66
II.3.1.3. Exemples de solutions alternatives.....	68
II.3.1.3.1. Les fibres à triple gaine .....	68
II.3.1.3.2. Les modes d'ordre élevé.....	70
II.3.2. Fibres à cristal photonique.....	73
II.3.2.1. Propriétés originales des FMAS .....	74
II.3.2.2. Montée en puissance en régime impulsionnel.....	78
II.3.2.3. Montée en puissance en régime continu.....	81
II.3.2.4. Autre exemple de structure originale.....	85
Conclusion.....	87
Références bibliographiques .....	89
<b>Chapitre 2. Guidage de la lumière dans les fibres à cristal photonique.....</b>	<b>103</b>
Introduction .....	104
I. Notions de bande interdite photonique .....	104

I.1. Origine physique .....	104
I.2. Loi de Bragg : naissance des cristaux photoniques .....	107
II. Les cristaux photoniques 1D .....	109
II.1. Miroir de Bragg .....	109
II.2. Guides basés sur le miroir de Bragg .....	112
II.2.1. Guide planaire .....	112
II.2.2. Guide cylindrique (fibre de Bragg) .....	113
III. Les cristaux photoniques 2D .....	115
III.1. Préambule : les travaux sur les cristaux photoniques 3D .....	115
III.2. Les cristaux photoniques 2D .....	117
III.3. Les fibres à cristal photonique 2D .....	119
IV. Mécanisme de guidage de la lumière dans les fibres de Bragg .....	124
IV.1. Modèle basé sur l'effet réflecteur du miroir de Bragg ( $\lambda \gg \Lambda$ ) .....	124
IV.2. Modèle ARROW ( $\lambda < \Lambda$ ou $\lambda \sim \Lambda$ ) .....	128
IV.2.1. Description du modèle .....	129
IV.2.2. Application à une fibre de Bragg (cristal photonique 1D) .....	130
IV.2.2.1. Equivalence guide plan/guide tubulaire .....	130
IV.2.2.2. Rappels sur l'interféromètre de Fabry-Perot .....	131
IV.2.2.2.1. Cavité résonante (figure 2.18.a) .....	132
IV.2.2.2.2. Cavité antirésonante (figure 2.18.b) .....	134
IV.2.2.3. Analogie avec une fibre de Bragg .....	134
IV.2.2.3.1. Calcul des longueurs d'onde de résonance et d'antirésonance des couches d'indice haut .....	135
IV.2.2.3.2. Calcul de l'épaisseur des couches d'indice haut et bas .....	136
IV.2.2.3.3. Comportement modal .....	137
IV.3. Comparaison des deux modèles .....	141
IV.4. Exemple de calcul des bandes interdites photoniques ouvertes dans une fibre de Bragg .....	142
Conclusion .....	150
Références bibliographiques .....	152
<b>Chapitre 3. Etude des pertes de confinement dans les fibres à cristal photonique .....</b>	<b>161</b>
Introduction .....	162
I. Pertes de propagation linéiques dans une fibre de Bragg .....	163
I.1. Pertes dues au matériau .....	163
I.2. Pertes de confinement .....	163
I.3. Optimisation du cristal photonique 1D .....	164
I.3.1. Positions des couches d'indice haut et bas .....	164
I.3.2. Calcul des paramètres optogéométriques de la fibre .....	165
II. Etude 1 : Développement d'une fibre de Bragg présentant de faibles pertes de confinement .....	169
II.1. Modélisation de la fibre de Bragg .....	169
II.1.1. Détermination du profil d'indice .....	169
II.1.2. Influence des paramètres N et $\Delta n$ .....	171
II.1.3. Choix des paramètres N et $\Delta n$ .....	173
II.1.4. Optimisation du profil d'indice .....	175
II.2. Fabrication et caractérisation de la fibre de Bragg à faibles pertes .....	179
II.2.1. Mesure du profil d'indice .....	179
II.2.2. Mesure des spectres d'atténuation .....	180
II.2.3. Mise en évidence du caractère asymptotiquement monomode .....	184

II.2.4. Estimation de l'aire effective $A_{\text{eff}}$ du mode de Bragg .....	186
II.2.5. Observation en champ proche .....	187
II.2.6. Interprétation des pics de forte atténuation.....	189
II.2.7. Caractérisations supplémentaires de BF1 à $\lambda = 1064 \text{ nm}$ .....	194
II.2.7.1. Mesure de l'ouverture numérique.....	194
II.2.7.2. Mesure des pertes aux courbures.....	195
II.3. Ajustement de la longueur d'onde d'atténuation minimale.....	198
II.3.1. Mesure du profil d'indice de BF3 et BF4.....	198
II.3.2. Mesure des spectres d'atténuation .....	199
II.3.3. Observation du caractère monomode et estimation de $A_{\text{eff}}$ .....	200
II.3.4. Observation en champ proche de BF3.....	201
II.3.5. Mesure des pertes aux courbures de BF3 .....	202
III. Etude 2 : Développement d'une fibre de Bragg présentant une tres grande aire effective .....	208
III.1. Modélisation de la fibre de Bragg .....	208
III.1.1. Influence de la taille du coeur .....	208
III.1.2. Influence de l'indice du coeur.....	211
III.1.3. Choix de N et $\Delta n_{\text{enterré}}$ .....	213
III.1.4. Ajout d'une dépression d'indice .....	215
III.2. Fabrication et caractérisation de la fibre de Bragg à grande aire effective .....	216
III.2.1. Mesure du profil d'indice .....	216
III.2.2. Mesure du spectre d'atténuation .....	218
III.2.3. Observation du caractère monomode et estimation de l'aire effective .....	219
III.2.4. Mesure de l'ouverture numérique .....	220
III.2.5. Mesure des pertes aux courbures .....	221
III.2.6. Interprétation du pic de forte perte apparaissant sur le spectre d'atténuation .....	221
III.2.7. Influence du pic de forte atténuation sur le comportement modal de BF3 ....	224
III.2.8. Influence de l'épaisseur « e » de la gaine externe.....	227
III.2.9. Optimisation de la forme de la gaine externe.....	232
III.2.9.1. Fabrication d'une fibre de Bragg de forme octogonale.....	233
III.2.9.2. Mesure du spectre d'atténuation .....	233
III.2.9.3. Mise en évidence du caractère monomode .....	235
III.3. Ajustement de la longueur d'onde d'atténuation minimale de la fibre BF5_125 .....	235
III.3.1. Mesure du profil d'indice .....	236
III.3.2. Observation du champ proche et estimation de l'aire effective $A_{\text{eff}}$ .....	236
Conclusion.....	237
Références bibliographiques .....	240
<b>Chapitre 4. Etude de la sensibilité aux courbures des fibres à cristal photonique .....</b>	<b>247</b>
Introduction .....	248
I. Influence d'un rayon de courbure dans les fibres basées sur la réflexion totale interne. ....	249
I.1. Modélisation d'une fibre courbée .....	249
I.2. Pertes aux courbures .....	250
I.3. Délocalisation du mode fondamental.....	254
II. Influence d'un rayon de courbure dans une fibre guidant la lumière par effet de bande interdite photonique.....	260
II.1. Rôle des bandes autorisées bornant la bande interdite .....	263
II.2. Rôle des modes $LP_{m,1}$ .....	266
III. Etude expérimentale des pertes aux courbures dans une fibre de Bragg .....	267
III.1. Mesure des pertes aux courbures à $\lambda = 1064 \text{ nm}$ .....	268

III.2. Mise en évidence de la réduction de la bande interdite.....	269
III.3. Mise en évidence des couplages entre le mode de Bragg et les modes $LP_{m,1}$ des résonateurs d'indice haut.....	272
IV. Développement d'une fibre de Bragg présentant une faible sensibilité aux courbures.....	276
IV.1. Modélisation de la fibre de Bragg.....	276
IV.2. Fabrication et caractérisation de deux fibres de Bragg.....	279
IV.2.1. Mesure du profil d'indice.....	279
IV.2.2. Mesure du spectre d'atténuation.....	280
IV.2.3. Etude du caractère monomode.....	281
IV.2.3.1. Analyse théorique (méthode des matrices).....	281
IV.2.3.2. Observation du champ proche.....	283
IV.2.4. Estimation de l'aire effective à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .....	284
IV.2.5. Etude de la sensibilité aux courbures.....	284
IV.2.5.1. Spectre de transmission.....	284
IV.2.5.1.1. BF8 (gaine circulaire).....	284
IV.2.5.1.2. BF9 (gaine octogonale).....	286
IV.2.5.1.3. Comparaison de la sensibilité aux courbures de BF9 avec d'autres fibres.....	288
IV.2.5.2. Champ proche.....	292
IV.2.5.3. Etude théorique complémentaire.....	294
Conclusion.....	297
Références bibliographiques.....	299
<b>Chapitre 5. Exemple de gestion de la dispersion chromatique dans une fibre à cristal photonique : dispersion anormale à <math>\lambda = 1064 \text{ nm}</math>.....</b>	<b>307</b>
Introduction.....	308
I. Contrôle de la dispersion de sources laser autour de $\lambda = 1 \mu\text{m}$ .....	308
I.1. Limites des fibres effectuant un guidage par l'indice.....	308
I.2. Exemple de solutions alternatives.....	309
I.2.1. Les modes d'ordre supérieur.....	309
I.2.2. Les fibres à bande interdite photonique.....	311
I.2.2.1. Propriétés de dispersion.....	312
I.2.2.2. Exemples de fibres à bande interdite photonique implantées dans une source laser.....	314
II. Conception et fabrication d'une fibre de Bragg présentant une dispersion anormale autour de $\lambda = 1 \mu\text{m}$ .....	318
II.1. Modélisation de la fibre de Bragg.....	318
II.2. Fabrication et caractérisation de la fibre de Bragg.....	320
II.2.1. Mesure du profil d'indice.....	320
II.2.2. Mesure du spectre d'atténuation.....	321
II.2.3. Etude de la sensibilité aux courbures.....	323
II.2.4. Mesure de la dispersion chromatique.....	323
Conclusion.....	328
Références bibliographiques.....	330
Conclusion générale et perspectives.....	335
Annexe.....	339
Liste des publications.....	347





## INTRODUCTION GENERALE

L'attractivité des fibres optiques pour transporter ou générer un signal de puissance élevée n'est plus à démontrer. Leur faible poids, leur faible encombrement, leur flexibilité, leur insensibilité aux ondes électromagnétiques environnantes, la qualité spatiale du faisceau émis, le fort confinement spatial du mode guidé ne sont que quelques uns de leurs avantages. Depuis la réalisation des premiers amplificateurs optiques dans les années 1960, menée notamment par Elias Snitzer et ses collaborateurs de l'American Optical Company, l'intensité des ondes lumineuses envoyées dans les fibres optiques n'a cessé de croître avec pour finalité de répondre aux attentes de domaines aussi variés que l'industrie (marquage, découpe, usinage,...), la médecine (chirurgie), la recherche expérimentale (optique non linéaire), l'armement...

Au cours des années écoulées, les études relatives à la conception et au développement des fibres optiques ont dû s'adapter à la montée en puissance des intensités lumineuses exigées. La fibre conventionnelle à saut d'indice a alors été supplantée, du moins dans le domaine de la recherche, par des structures originales intégrant des cristaux photoniques artificiels. L'idée de telles structures a été proposée de manière innovante par Yeh et collaborateurs en 1978 [YEH 78]. Elle a ensuite été reprise au cours des travaux menés par Yablonovitch et John [YABL. 87 – JOHN 87] qui, les premiers, ont tenté de recréer artificiellement pour les photons l'environnement naturel des électrons au sein de structures cristallines parfaitement ordonnées telles que le diamant.

Ces cristaux photoniques, servant de gaine optique à la fibre, sont constitués d'un arrangement périodique de matériaux diélectriques d'indices de réfraction différents. La périodicité de l'indice peut être uni- ou bi-dimensionnelle. L'onde, piégée par le cristal photonique, est alors guidée dans la troisième dimension qui est l'axe de propagation de la fibre. Une propriété originale offerte par les fibres à cristal photonique est de guider la lumière dans un cœur n'ayant pas l'indice de réfraction le plus élevé de la structure. D'ailleurs, un des résultats les plus remarquables obtenu avec ces nouvelles structures est la fabrication d'une fibre à cœur d'air guidant la lumière avec des pertes de propagation égales à 1,2 dB/km à  $\lambda = 1550$  nm [ROBE. 05].

Deux familles de fibres à cristal photonique peuvent ainsi être distinguées. La première regroupe les fibres à cœur creux. Ces dernières présentent des avantages incontestables par rapport aux autres structures puisque le transport de puissance s'effectue dans l'air. Plus précisément leurs pertes de confinement ainsi que leurs sensibilités aux courbures peuvent être fortement réduites. A titre d'exemple une telle fibre, enroulée sur un tambour de diamètre 5 mm avec 100 tours, n'exhibe aucunes pertes additionnelles [BOUW. 03]. La génération de forte puissance au sein de ces structures apparaît toutefois plus complexe. La particularité même du cœur d'air rend en effet impossible un dopage avec des ions de terres rares. Une alternative est alors trouvée en remplissant le cœur de la fibre à l'aide d'un liquide ou d'un gaz la plupart du temps fortement non linéaire ( $H_2$ ,  $D_2O$ ,  $C_2H_5$ ,  $CH_4$ ,...). La génération de puissance a alors lieu en exacerbant les effets non linéaires. Une conversion de fréquence optique basée, par exemple, sur la génération d'ordre Stokes élevé [BENA. 02 – BENA. 05] permet la création de sources lasers fibrées exotiques. L'utilisation de ce type de structure présente cependant quelques contraintes. En premier lieu, leur fabrication par la technique d'assemblage-étirage (technique « stack and draw » [TONU. 92]) reste une étape délicate à mettre en œuvre. Ensuite, la très forte fraction d'air (> 85 %) présente dans la gaine microstructurée peut être une source de contamination de la structure par des micro-poussières. Enfin, cette même proportion d'air élevée rend difficile la connexion de la structure avec d'autres fibres solides. Leur intégration dans une architecture « tout fibré » devient alors relativement difficile.

La deuxième famille de fibres à cristal photonique regroupe les fibres dites « tout solide ». Il s'agit des fibres de Bragg (cristal 1D) [YEH 78] et des fibres ayant une gaine constituée par l'arrangement ordonné de plots haut indice dans une matrice diélectrique (cristal 2D) [LUAN 04]. De manière évidente, on comprend que le cœur solide, contrairement au cœur creux, permet d'accueillir des ions dopants et ne présente *a priori* aucun obstacle à la connexion avec d'autres fibres solides. En outre, l'attrait majeur des fibres à cristal photonique 1D est qu'elles peuvent être réalisées entièrement en faisant appel à un procédé de dépôt gazeux de silice dopée ou non (technique MCVD pour l'anglicisme « Modified Chemical Vapor Deposition process » [MACC. 74]). Ces structures peuvent donc être conçues par la méthode traditionnelle de fabrication des fibres conventionnelles à saut d'indice. Ce procédé, utilisé depuis de nombreuses années, et très bien maîtrisé, est moins contraignant que la technique d'assemblage-étirage.



En raison de leur méthode de fabrication, ce sont donc les fibres à cristal photonique 1D qui ont été retenues lors de l'étude présentée dans ce manuscrit. L'aire modale, la qualité du faisceau émis, les pertes de propagation, la sensibilité aux courbures sont autant de points cruciaux dont l'étude est nécessaire pour favoriser le transport et la génération de forte puissance. Ces caractéristiques, constituant les propriétés linéaires de la fibre, sont donc mis au centre de ce manuscrit.

L'ensemble des travaux décrits dans ce manuscrit a été réalisé en collaboration avec deux laboratoires russes, l'**Institute of Chemistry of High Purity Substances** (ICHPS, installé à N. Novgorod) et le **Fiber Optics Research Center** (FORC, installé à Moscou). Les chercheurs de l'ICHPS, maîtrisant parfaitement la technologie du procédé MCVD, ont élaboré l'ensemble des préformes de fibres à cristal photonique 1D caractérisées dans ce manuscrit. Les différents fibrages ont, quant à eux, été réalisés par les chercheurs du FORC. Ces derniers (et en particulier Mikhail Likhachev) ont également procédé à certaines caractérisations de ces fibres montrées dans la suite du manuscrit (mesure des spectres d'atténuation et mesure de certains profils d'indice).

Le premier chapitre de ce manuscrit (intitulé "*Généralités sur le transport et la génération de forte puissance dans les fibres optiques*") introduit deux des limitations majeures rencontrées lors de la montée en puissance dans une fibre optique. Il s'agit des effets non linéaires et du claquage diélectrique. L'origine de ces limitations ainsi que leur seuil d'apparition respectif sont détaillés afin de mieux les appréhender. Un bref panorama des solutions actuellement proposées pour repousser ces limites et ainsi augmenter la puissance transmise et générée est ensuite proposé. Trois techniques différentes sont développées. La dernière, basée sur l'augmentation de l'aire effective du mode guidé dans la fibre, est celle retenue dans la suite du manuscrit.

Le deuxième chapitre (intitulé "*Guidage de la lumière dans les fibres à cristal photonique*") introduit la notion de bande interdite photonique. Un tour d'horizon des différentes structures intégrant un cristal photonique 1D ou 2D est alors proposé et met en lumière les performances technologiques atteintes. Le chapitre se conclut par une analyse du mécanisme de guidage de la lumière dans les structures 1D, mécanisme évidemment différent de la réflexion totale interne.

Le troisième chapitre (intitulé “*Etude des pertes de confinement dans les fibres à cristal photonique*”) décrit une procédure servant à l’optimisation du cristal photonique constituant la gaine de la fibre pour améliorer le confinement de la lumière dans le cœur. Sont détaillées ensuite la conception, la fabrication et la caractérisation de fibres présentant une aire effective élevée pour le mode fondamental et combinée à des pertes de confinement relativement faibles (ramenées à celles du matériau).

Le quatrième chapitre (intitulé “*Etude de la sensibilité aux courbures des fibres à cristal photonique*”) a trait aux problèmes d’encombrement de la fibre. L’influence d’un rayon de courbure sur les propriétés de guidage d’une fibre optique est détaillée. Des clés sont ensuite données pour comprendre l’origine de la sensibilité aux courbures d’une fibre à cristal photonique 1D. Elles sont alors validées expérimentalement. Le chapitre se poursuit par l’étude et la caractérisation de nouvelles fibres à cristal photonique 1D alliant une aire effective importante et une très faible sensibilité aux courbures.

Le cinquième chapitre (intitulé “*Exemple de gestion de la dispersion chromatique dans une fibre à cristal photonique : dispersion anormale à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$* ”) introduit les propriétés originales de dispersion de ces structures au travers d’un exemple. Ce dernier traite de l’intégration d’une telle fibre en tant que composant passif dans une source laser émettant des impulsions ultra brèves. La conception et la caractérisation d’une fibre présentant une dispersion anormale pour des longueurs d’onde autour du micromètre sont détaillées.

## B

---

- [BENA. 02] F. BENABID, J. C. KNIGHT, G. ANTONOPOULOS and P. St. J. RUSSELL, “Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber”, *Science*, vol.**298**, p.399, 2002
- [BENA. 05] 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*, vol.**434**, p.488, 2005
- [BOUW. 03] G. BOUWMANS, F. LUAN, J. C. KNIGHT, P. St. J. RUSSELL, L. FARR, B. J. MANGAN and H. SABERT, “Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength”, *Optics Express*, vol.**11**, n°14, p.1613, 2003

## J

---

- [JOHN 87] SAJEEV JOHN, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices”, *Physical Review Letters*, vol.**58**, n°23, p.2486, 1987

## L

---

- [LUAN 04] F. LUAN, A. K. GEORGE, T. D. HEDLEY, G. J. PEARCE, D. M. BIRD, J. C. KNIGHT and P. St. J. RUSSELL, “All-solid photonic bandgap fiber”, *Optics Letters*, vol.**29**, n°20, p.2369, 2004

## M

---

- [MACC. 74] D. J. B. MACCHESNEY, P. B. O'CONNOR and H. H. PRESBY, "A new technique for preparation of low loss and graded index optical fibers", *Proceedings of IEEE*, vol.**62**, n°9, p.1278, 1974

## R

---

- [ROBE. 05] 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*, vol.**13**, n°1, p.236, 2005

## T

---

- [TONU. 92] R. J. TONUCCI, B. L. JUSTUS, A. J. CAMPILLO and C. E. FORD, "Nanochannel array glass", *Science*, vol.**258**, p.783, 1992

## Y

---

- [YABL. 87] ELI YABLONOVITCH, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", *Physical Review Letters*, vol.**58**, n°20, p.2059, 1987
- [YEH 78] P. YEH, A. YARIV and E. MAROM, "Theory of Bragg fiber", *Journal of Optical Society of America*, vol.**68**, n°9, p.1196, 1978





**Chapitre 1.**  
**Généralités sur le transport**  
**et la génération de forte**  
**puissance dans les fibres**  
**optiques**

## INTRODUCTION

L'augmentation de la puissance transportée ou générée dans les fibres optiques est limitée par plusieurs phénomènes physiques. Parmi eux, deux sont relativement handicapants puisqu'ils peuvent aboutir à la déplétion du signal transporté en faveur d'autres longueurs d'onde ou bien à la destruction de la fibre. Ces phénomènes limitatifs sont respectivement les effets non linéaires et le claquage diélectrique. Afin de combattre leur apparition, il est indispensable de bien les connaître pour savoir d'où ils viennent, comment et quand ils apparaissent. La première partie de ce chapitre répond succinctement à ces questions.

Plusieurs solutions existent pour repousser le seuil d'apparition de ces effets indésirés. Leur point commun est l'augmentation de la surface au travers de laquelle se propage le signal. La densité surfacique de puissance se trouve ainsi réduite. Trois voies différentes sont détaillées dans la seconde partie de ce chapitre. Elles permettent en outre de répondre à une contrainte importante qui est la conservation de la qualité du faisceau émis en sortie du système en restant proche de la limite de diffraction.

### I. LES LIMITATIONS AU TRANSPORT ET A LA GENERATION DE DE FORTE PUISSANCE

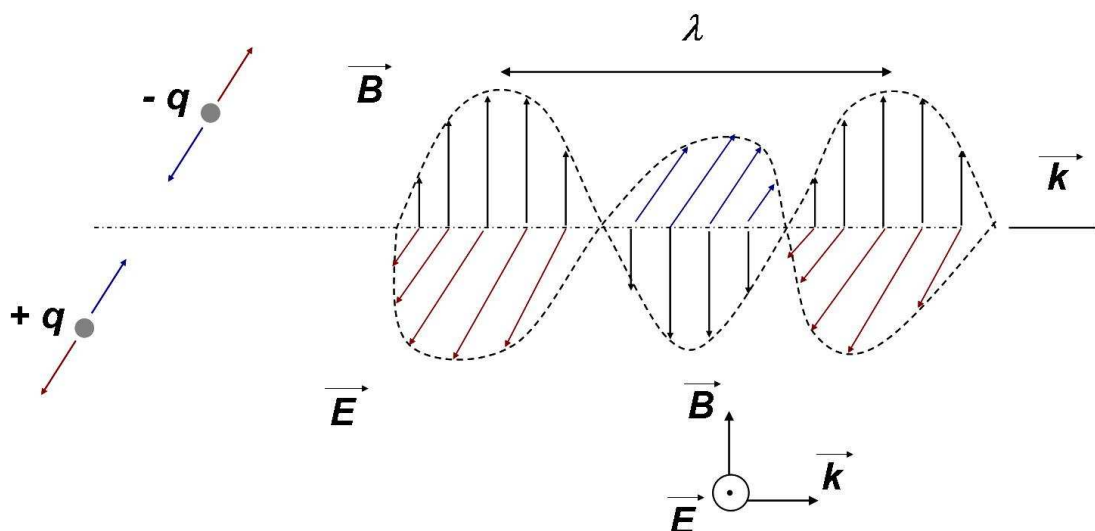
#### I.1. Le seuil d'apparition des effets non linéaires

##### I.1.1. Origine physique des effets non linéaires

Le matériau constituant majoritairement les fibres optiques est la silice de formule chimique  $\text{SiO}_2$ . Ce matériau est dit diélectrique, autrement dit les porteurs de charge (comme les électrons ou les ions  $\text{SiO}_4^{4-}$  formant le motif de base de la matrice vitreuse) qu'il renferme sont liés fortement les uns aux autres. Ces porteurs de charge ne peuvent donc pas se déplacer à une échelle macroscopique sous l'action d'un champ électrique. Toutefois, à une échelle microscopique, les liens des porteurs de charge conservent une certaine élasticité leur permettant, sous l'influence d'un champ électrique, d'avoir un mouvement uniquement transitoire et donc de pouvoir s'éloigner de leur position dite au repos. Ces déplacements élémentaires de charge (charges positives dans le sens du champ, charges négatives dans le sens contraire) impliquent la création au sein du matériau diélectrique de nombreux dipôles électriques induits (cf. **figure 1.1**). L'interaction entre ces porteurs de charge et le champ



électrique appliqué se traduit donc par l'apparition d'une polarisation du milieu. Dans notre cas le champ électrique appliqué au matériau est le champ électrique oscillant de l'onde électromagnétique qui le parcourt.



**Figure 1.1 :** Influence du champ électrique oscillant  $\vec{E}$  de l'onde parcourant le matériau diélectrique.

Sous l'influence de  $\vec{E}$ , les porteurs de charge (électrons, ions  $\text{SiO}_4^{4-}$ ...) forment des dipôles électriques induits.

Dans le cas de faible champ électromagnétique, la polarisation du matériau notée  $P$  est reliée proportionnellement au champ électrique  $E$  appliqué par la constante diélectrique  $\epsilon_0$  et la susceptibilité électrique  $\chi^{(1)}$  du matériau :

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E \quad (1.1)$$

La susceptibilité linéaire  $\chi^{(1)}$  est un nombre complexe et peut, par conséquent, s'exprimer en fonction de sa partie réelle et de sa partie imaginaire  $\chi^{(1)} = \chi^{(1)} + i\chi^{(2)}$ . Elle dépend de la longueur d'onde  $\lambda$  de l'onde électromagnétique excitatrice. Elle donne accès à deux paramètres primordiaux que sont l'indice de réfraction du milieu (noté  $n_0$ ) d'une part et l'absorption du milieu (noté  $\alpha$ ) d'autre part :

$$n_0(\lambda) = 1 + \frac{1}{2} \chi^{(1)}(\lambda) \quad (1.2)$$

$$\alpha(\lambda) = \frac{2\pi}{n_0(\lambda)\lambda} \chi^{(1)}(\lambda) \quad (1.3)$$

La réalisation des premiers amplificateurs optiques dans les années 1960 menée notamment par Elias Snitzer et ses collaborateurs de l'American Optical Company a permis d'augmenter fortement l'intensité des ondes lumineuses envoyées dans les fibres optiques. Les propriétés non linéaires des matériaux diélectriques ont alors été mises en évidence pour la première fois aux fréquences optiques. En considérant des champs électromagnétiques plus intenses, la relation définissant la polarisation décrite ci-dessus devient incomplète. La réponse du matériau diélectrique au champ électrique oscillant de l'onde qui le parcourt devient non-linéaire par rapport à ce champ électrique. Son expression s'écrit alors comme suit :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots) \quad (1.4)$$

La polarisation induite s'exprime comme un développement en puissance du champ électrique. Dans cette expression on reconnaît la susceptibilité linéaire  $\chi^{(1)}$  définie précédemment tandis que les autres termes  $\chi^{(j)}$  représentent les susceptibilités non linéaires d'ordre  $j$  du matériau. On a défini ci-dessus les effets linéaires engendrés par  $\chi^{(1)}$  au niveau du matériau ( $n_0$  et  $\alpha$ ). Les susceptibilités non linéaires  $\chi^{(j)}$  sont eux aussi à l'origine d'effets dits non linéaires au niveau du matériau. D'une manière générale on classe les effets non linéaires en fonction de l'ordre  $j$  de la susceptibilité concernée.

La susceptibilité non linéaire d'ordre 2  $\chi^{(2)}$  est responsable d'effets non linéaires tels que la génération de second harmonique. Le doublage de fréquence réalisé en utilisant par exemple un cristal de phosphate de titanyle et de potassium (nommé plus simplement cristal de KTP et ayant pour formule chimique  $\text{KTiOPO}_4$ ) est basé sur cet effet. On peut ainsi obtenir des sources de puissance à de faibles longueurs d'onde. Récemment la génération de lumière jaune (longueurs d'onde égales à 580 nm et 573 nm) visant des applications médicales a été obtenue pour la première fois par un doublage de la fréquence laser de pompe ( $\lambda = 1160\text{nm}$ ) au travers d'un cristal situé en sortie d'une fibre dopée au Bismuth (Bi) [DIAN. 06]. Cependant  $\chi^{(2)}$  est évanescant dans les matériaux diélectriques formés de molécules centrosymétriques tels que la silice. Par conséquent les fibres optiques ne devraient pas exhiber

d'effets non linéaires d'ordre 2. Des travaux montrent toutefois que sous certaines conditions (présence d'impuretés ou de dopants dans la silice rompant la centro-symétrie des molécules de base, fibre soumise à un rayonnement infrarouge doublé par un cristal KTP durant plusieurs heures) il est possible d'observer une très faible génération de second harmonique dans des fibres optiques [ÖSTE. 86 - LESV. 06]. Par la suite nous considérerons que le  $\chi^{(2)}$  est nul dans nos structures. Nous ne développerons donc pas plus les effets non linéaires de cet ordre.

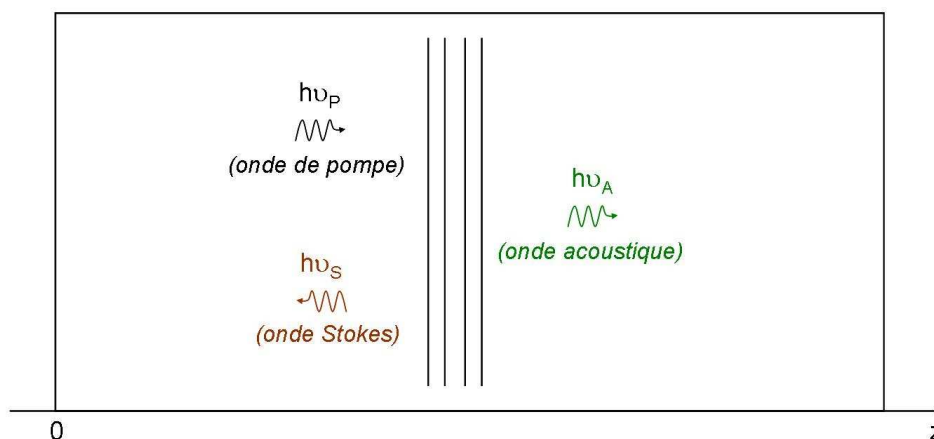
De ce fait, en considérant la silice comme un matériau centro-symétrique, les effets non linéaires prépondérants dans les fibres optiques proviennent de la susceptibilité non linéaire d'ordre 3  $\chi^{(3)}$ . Ces effets sont développés plus particulièrement dans le paragraphe suivant.

### **1.1.2. Description des effets non linéaires d'ordre 3 prépondérants**

#### **1.1.2.1. Les diffusions stimulées**

##### **1.1.2.1.1. La diffusion Brillouin stimulée**

Un champ électrique intense, lors de sa propagation dans un matériau diélectrique, peut comprimer le milieu par électrostriction (tendance de la matière à se comprimer dans les zones de fort champ électrique). Une conséquence de cet effet est la création d'une onde acoustique (appelé également onde de pression). La diffusion Brillouin stimulée résulte de l'interaction entre l'onde de pompe envoyée dans le matériau et cette onde acoustique induite par le champ électrique traversant le milieu. En effet ces deux ondes engendrent au niveau microscopique une modulation temporaire de l'indice de réfraction assimilée à un miroir de Bragg temporaire. L'interaction entre l'onde de pompe et le réseau acoustique va alors engendrer une onde rétrodiffusée, appelée onde Stokes, présentant une fréquence plus petite que celle de l'onde de pompe. Ceci est schématisé sur la **figure 1.2** :



**Figure 1.2 :** Description schématique de la diffusion Brillouin stimulée.

Les lois de conservation d'énergie et d'accord de phase sont respectées entre ces trois ondes (onde de pompe, onde Stokes et onde acoustique) et peuvent s'écrire comme suit :

$$\vec{k}_P = \vec{k}_S + \vec{k}_A \quad (1.5)$$

$$\omega_P = \omega_S + \omega_A \quad (1.6)$$

Dans ces deux relations  $\vec{k}_P$ ,  $\vec{k}_S$  et  $\vec{k}_A$  représentant les vecteurs d'onde et  $\omega_P$ ,  $\omega_S$  et  $\omega_A$  les pulsations respectivement de l'onde de pompe, de l'onde Stokes et de l'onde acoustique.

Par définition le vecteur d'onde  $\vec{k}_i$  et la pulsation  $\omega_i$  d'une onde optique sont reliés par la vitesse de propagation de la lumière dans le matériau considéré (ici la silice) :

$$\omega_i = \frac{c}{n_0(\lambda_i)} |\vec{k}_i| \quad (1.7)$$

On reconnaît dans cette expression la célérité  $c$  de la lumière valant

$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 299792458 \text{ m.s}^{-1}$  (dans les unités du Système International) ainsi que l'indice de

réfraction linéaire de la silice.

La pulsation et le vecteur d'onde de l'onde acoustique sont liés entre eux par la relation de dispersion faisant intervenir la vitesse du son  $v$  à laquelle se propage l'onde acoustique dans la silice ( $5960 \text{ m.s}^{-1}$ ) [AGRA. 01] :

$$\omega_A = v \cdot \left| \vec{k}_A \right| \quad (1.8)$$

Puisque dans les fibres optiques le photon Stokes n'est émis que dans la direction contre-propagative, on peut écrire :

$$\left| \vec{k}_A \right| = \left| \vec{k}_P - \vec{k}_S \right| = \frac{n_0(\lambda)}{c} (\omega_P + \omega_S) \quad (1.9)$$

En utilisant les relations 1.6 et 1.9, l'expression de la pulsation de l'onde acoustique donnée par l'expression 1.8 devient :

$$\omega_A = \frac{2v \cdot \frac{n_0(\lambda)}{c} \omega_P}{1 + v \cdot \frac{n_0(\lambda)}{c}} \quad (1.10)$$

En considérant que dans tous les matériaux (et donc en particulier dans la silice) on a :

$$v \ll \frac{c}{n_0(\lambda)} \quad (1.11)$$

l'expression 1.10 peut s'écrire finalement comme suit (en faisant apparaître la longueur d'onde de pompe) :

$$\omega_A = 2v \frac{n_0(\lambda)}{c} \omega_P = \frac{4\pi v n_0(\lambda)}{\lambda_P} \quad (1.12)$$

Cette dernière expression permet de calculer le décalage fréquentiel de l'onde Stokes par rapport à l'onde de pompe. Donnons deux exemples numériques pour fixer l'ordre de grandeur de ce décalage Brillouin :

Longueur d'onde de pompe $\lambda_p$ (nm)	$n_0(\lambda)$	Décalage fréquentiel Brillouin $\nu_A = \frac{\omega_A}{2\pi}$
1060 (émission laser de l'ytterbium)	1,4496	16,3 Ghz
1550 (télécom)	1,444	11,1 Ghz

### I.1.2.1.2. La diffusion Raman stimulée

L'effet Raman est un processus de diffusion inélastique de la lumière par les molécules, les ions ou les atomes. Le terme « inélastique » signifie qu'il y a un échange d'énergie entre l'onde incidente de pompe (onde de fréquence  $\nu_p$ ) et la matière. Cet échange d'énergie peut se faire de deux façons : soit une partie de l'énergie du photon incident est transférée à une molécule du matériau qui est initialement dans un état stable, soit une partie de l'énergie d'une molécule se trouvant dans un état excité est transférée au photon.

Dans le premier cas (transfert d'énergie du photon à la molécule), le photon incident rentre en collision avec une molécule du matériau se trouvant sur son niveau d'énergie le plus bas (état stable). La molécule absorbe le photon de pompe et passe ainsi de son niveau fondamental à un niveau transitoire de plus haute énergie. Par la suite la molécule peut redescendre sur un niveau de plus basse énergie (état excité) différent de son niveau fondamental. Un photon d'énergie plus faible que le photon incident est alors émis. Sa fréquence notée  $\nu_s$  (appelée fréquence Stokes) a une valeur inférieure à la fréquence de pompe  $\nu_p$ . La différence d'énergie entre le photon de pompe et le photon émis vient du fait que la molécule a conservé une partie de l'énergie du photon incident. Cela peut se traduire par l'excitation de certains degrés de liberté internes de la molécule (rotation, vibration). En d'autres termes l'interaction de la lumière avec la matière engendre une vibration des atomes. L'énergie absorbée par la molécule peut s'écrire sous la forme :

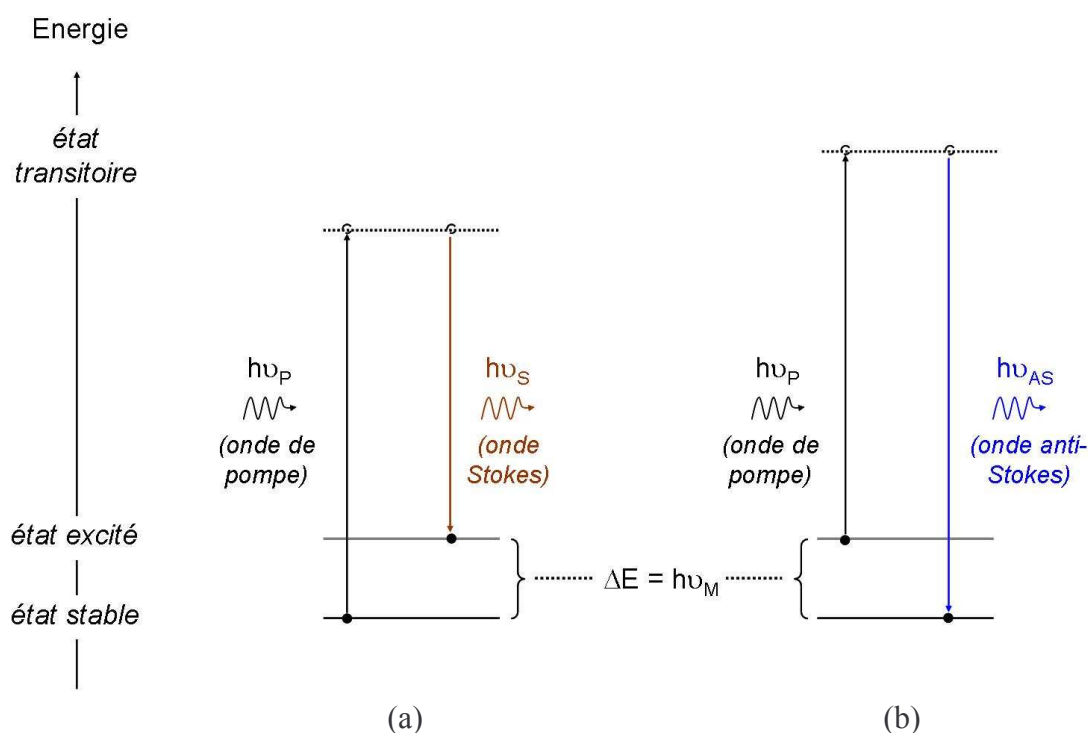
$$h \nu_M = h(\nu_p - \nu_s) \quad (1.13)$$

Le paramètre  $h$  représente la constante de Planck ( $h \approx 6,6260693 \cdot 10^{-34}$  J.s. dans les unités du Système International). La fréquence  $\nu_M$  correspond alors à la fréquence de vibration de la molécule.

Dans le deuxième cas (transfert d'énergie de la molécule excitée au photon incident), la molécule ne se trouve pas initialement sur son niveau de plus basse énergie mais sur un niveau excité. La collision entre une telle molécule et un photon incident fait passer la molécule sur un état transitoire de plus haute énergie. Elle peut ensuite redescendre directement sur son niveau de plus basse énergie en émettant un photon. Ce dernier possède alors une fréquence (notée  $\nu_{AS}$  et appelée fréquence anti-Stokes) plus élevée que celle du photon de pompe. La molécule cède par conséquent une partie de son énergie au photon émis :

$$h \nu_{AS} = h(\nu_P + \nu_M) \quad (1.14)$$

Le processus de l'effet Raman est résumé sur la **figure 1.3** :



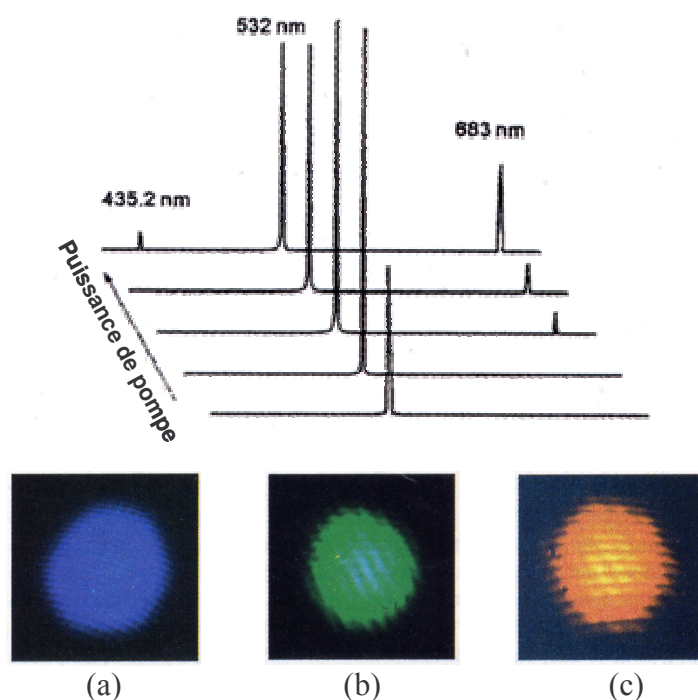
**Figure 1.3** : Diagramme d'énergie illustrant la diffusion Raman. (a) émission d'une onde Stokes (la molécule absorbe de l'énergie). (b) émission d'une onde anti-Stokes (la molécule cède de l'énergie).

Lorsque la puissance de pompe envoyée dans une fibre optique est suffisamment élevée pour engendrer l'effet Raman, le spectre de transmission de la fibre n'est plus monochromatique. Il est composé de la fréquence de l'onde de pompe entourée de deux autres fréquences, l'une décalée vers le rouge (onde Stokes), l'autre décalée vers le bleu (onde anti-Stokes). Les deux fréquences générées par l'effet Raman sont symétriques par rapport à la fréquence de pompe

étant donné qu'elles sont issues de la même différence d'énergie  $\Delta E = h \nu_M$  caractérisant l'écart entre l'état stable et l'état excité des molécules composant le matériau. Cette différence d'énergie définissant le décalage Raman est donc propre aux états vibrationnels (ou rotationnels) du matériau utilisé. Dans la silice, le décalage en fréquence dû à la diffusion Raman est d'environ 13 THz [AGRA. 01]. L'intensité du pic Raman, quant à elle, est différente selon que l'on considère l'onde Stokes ou l'onde anti-Stokes. Cette différence provient du nombre de molécules occupant les différents états vibrationnels lorsque la puissance de pompe est envoyée dans la fibre. La distribution statistique de Boltzmann montre qu'un plus grand nombre de molécules occupent le niveau de plus faible énergie. Par conséquent l'intensité du pic lié à l'onde Stokes est plus intense que celle du pic correspondant à l'onde anti-Stokes. De plus, il est à noter que les ondes générées (Stokes et anti-Stokes) peuvent également, si elles sont suffisamment intenses, induire des ordres Stokes supérieurs. Si la puissance de pompe envoyée dans la fibre est très élevée, il peut même être envisageable d'avoir une déplétion totale de l'onde de pompe en sortie de la fibre. La puissance de pompe est alors entièrement échangée avec les ondes Stokes d'ordre supérieur. Des calculs faits par Stolen et collaborateurs sur une fibre conventionnelle à saut d'indice (aire effective autour de  $10 \mu\text{m}^2$ , longueur de fibre égale à 50 m et longueur d'onde de pompe valant 532 nm) mettent en évidence ce phénomène [STOL. 84]. La pompe, pour une puissance en entrée de la fibre supérieure à 20 W, est absente du spectre de transmission.

La **figure 1.4** montre un exemple expérimental de l'effet Raman obtenu dans une fibre à cristal photonique exhibant un cœur creux rempli de gaz hydrogène sous pression [BENA. 02]. La longueur d'onde de pompe est égale à 532 nm. L'augmentation de la puissance de pompe entraîne l'apparition d'une raie correspondant au premier ordre Stokes à  $\lambda = 683\text{nm}$  ainsi que l'apparition d'une raie correspondant au premier ordre anti-Stokes à  $\lambda = 435,2\text{nm}$  au détriment de la raie incidente.





**Figure 1.4 :** Influence de la puissance de pompe sur le spectre de transmission de la fibre sous test. Le champ proche a également été observé en sortie de fibre : a) pour le pic à  $\lambda = 435,2\text{nm}$  dû au premier ordre anti-Stokes, b) pour la pompe à  $\lambda = 532\text{nm}$  et c) pour le pic à  $\lambda = 683\text{nm}$  dû au premier ordre Stokes. Ces images sont extraites de la référence [BENA. 02].

La diffusion Raman stimulée présente des similitudes avec l'effet Brillouin comme la possibilité pour un photon de pompe de créer un photon Stokes ayant une énergie plus faible (décalage dans le rouge du point de vue des longueurs d'onde). La diffusion Raman stimulée entraîne elle aussi une déplétion de la pompe en faveur de l'onde Stokes créée. Cependant plusieurs points différencient ces deux diffusions stimulées. Le plus important vient du fait que la création de l'onde Stokes se fait par le biais d'un changement d'état vibrationnel du matériau s'accompagnant de la création d'un phonon optique et non par la création d'un phonon acoustique.

#### I.1.2.1.3. Seuil des diffusions stimulées

Concernant l'effet Raman, il est possible d'obtenir par le calcul la puissance critique de pompe (notée  $P_R^{cr}$ ) pour laquelle il devient important. Ce seuil correspond à la valeur de la puissance de pompe pour laquelle la puissance de la raie due au premier ordre Stokes est équivalente à la puissance de pompe en sortie de fibre. Une valeur approchée de ce seuil peut être obtenue en utilisant l'équation suivante [AGRA. 01] :

$$P_R^{cr} \approx \frac{16 \cdot A_{eff}}{g_R \cdot L_{eff}} \quad (1.15)$$

Dans cette relation le terme  $A_{eff}$  est l'aire effective de la fibre. Cette surface représente la zone sur laquelle la puissance optique est distribuée et dépend donc de la répartition transverse du champ modal :

$$A_{eff} = \frac{\left( \iint |\vec{E}|^2 dS \right)^2}{\iint |\vec{E}|^4 dS} \quad (1.16)$$

avec  $dS$  un élément de surface élémentaire de la section droite de la fibre considérée. Le terme  $g_R$  représente le gain Raman dans la silice. Pour une longueur d'onde de  $1 \mu\text{m}$  ce gain est évalué à  $10^{-13} \text{ m/W}$  [AGRA. 01]. Le terme  $L_{eff}$  représente la longueur effective de la fibre. Cette longueur, qui peut être différente de la longueur physique (notée  $L$ ) de la fibre, tient compte des pertes intrinsèques d'absorption du matériau  $\alpha(\lambda)$  que l'on a présenté en introduisant la susceptibilité linéaire d'ordre 1 du matériau (cf. équation 1.3) :

$$L_{eff}(\lambda) = [1 - \exp(-\alpha(\lambda) \cdot L)] / \alpha(\lambda) \quad (1.17)$$

Pour la diffusion Brillouin stimulée, on peut également obtenir par le calcul une valeur approchée de la puissance critique de pompe (notée  $P_B^{cr}$ ) pour laquelle cet effet devient important [AGRA. 01] :

$$P_B^{cr} \approx \frac{21 \cdot A_{eff}}{g_B \cdot L_{eff}} \quad (1.18)$$

Le terme  $g_b$  représente le gain Brillouin dans la silice (estimé à  $5 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$ ).

Le gain Brillouin est de deux ordres de grandeur supérieur au gain Raman. Par conséquent la puissance seuil de pompe à fournir pour que la diffusion Brillouin stimulée apparaisse est beaucoup plus faible que celle relative à l'effet Raman. Pour une source de pompe fonctionnant en régime continu, l'effet Raman est donc négligeable devant l'effet Brillouin

qui devient l'effet handicapant pour la montée en puissance dans les fibres optiques. Cependant la diffusion Brillouin stimulée s'estompe pour des sources de pompe fonctionnant en régime impulsionnel générant des impulsions de faible largeur temporelle (<10 ns). Pour ce type de source, l'effet Raman est donc celui qui limite la montée en puissance.

En outre les seuils des diffusions stimulées sont proportionnels à l'aire effective du mode guidé et inversement proportionnels à la longueur effective de la fibre. Accroître la surface sur laquelle se répartit la puissance transportée apparaît comme une solution évidente pour repousser ces seuils. Dans le cas où le transport se fait dans une fibre optique, cela revient à augmenter la taille de son cœur. Si l'on considère une fibre dopée avec des ions terres rares utilisée en tant que source laser ou milieu amplificateur, l'augmentation de la taille du cœur autorise une augmentation du volume d'ions dopants. La longueur d'interaction peut alors être réduite, ce qui permet également de repousser les seuils des diffusions.

#### I.1.2.2. L'effet Kerr optique

Lorsqu'un champ électromagnétique de forte intensité parcourt un milieu diélectrique, le champ électrique oscillant de l'onde est à l'origine de l'apparition de dipôles électriques induits. Les dipôles électriques présentant les moments dipolaires les plus élevés sont alors susceptibles de s'orienter dans le sens du champ électrique, créant ainsi une biréfringence locale du matériau. L'indice de réfraction du matériau n'est plus constant à une longueur d'onde  $\lambda$  donnée mais devient dépendant de l'intensité du champ électrique appliqué. Cet indice est alors dit non linéaire et son expression devient :

$$n(\lambda, |E|^2) = n_0(\lambda) + n_2(\lambda)|E|^2 \quad (1.19)$$

On reconnaît dans cette expression l'indice de réfraction linéaire  $n_0(\lambda)$  défini dans le paragraphe précédent. Le terme  $n_2(\lambda)$  quant à lui représente l'indice de non linéarité d'ordre 3. Il dépend de la longueur d'onde du champ électrique appliqué et de la susceptibilité d'ordre 3  $\chi^{(3)}$ . Par conséquent sa valeur n'est pas la même d'un matériau diélectrique à un autre. Une des premières mesures de cet indice dans les fibres optiques faites de silice a été réalisée en 1978 par Stolen et collaborateurs [STOL. 78]. Pour la silice pure et à la longueur d'onde de 1550 nm,  $n_2$  vaut  $3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ . Cependant la valeur expérimentale de cet indice

dans les fibres optiques dépend des éventuelles impuretés ou dopants (comme  $\text{GeO}_2$ ) qui y sont présents et également de la technique utilisée pour effectuer la mesure. Les valeurs obtenues varient donc d'une mesure à l'autre.

La dépendance de l'indice de réfraction du matériau vis-à-vis de l'intensité du champ électrique incident se traduit par l'effet Kerr optique. Certains des effets non linéaires d'ordre 3 dont l'automodulation de phase et l'autofocalisation découlent directement de ce dernier [STOL. 78].

Il existe un coefficient de nonlinéarité noté  $\gamma$  exprimant le seuil d'apparition des effets non linéaires d'ordre 3 dérivant de l'effet Kerr optique dans une fibre optique donné par l'expression [AGRA. 01] :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2(\lambda)}{\lambda A_{\text{eff}}} \quad (1.20)$$

Dans cette relation,  $\lambda$  est la longueur d'onde de travail,  $n_2(\lambda)$  est l'indice de non linéarité d'ordre 3 (cf. équation 1.19) et  $A_{\text{eff}}$  représente l'aire effective du mode fondamental guidé dans la fibre.

On peut également définir une longueur de fibre dite longueur non linéaire et notée  $L_{\text{NL}}$ . Ce terme donne un ordre de grandeur de la longueur de fibre au bout de laquelle les effets non linéaires découlant de l'effet Kerr optique deviennent importants :

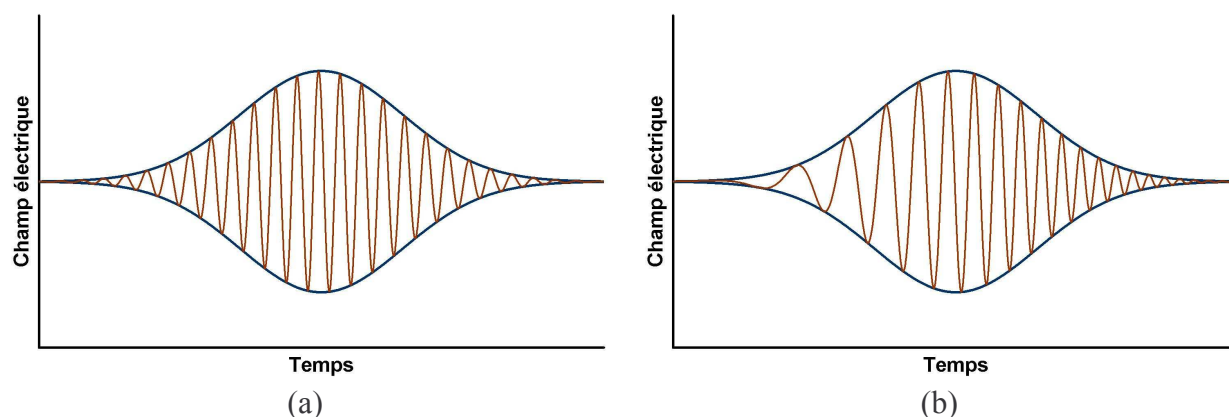
$$L_{\text{NL}} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (1.21)$$

Cette longueur non linéaire dépend du coefficient non linéaire  $\gamma$  de la fibre optique ainsi que de la puissance incidente (puissance crête de l'impulsion incidente dans le cas de sources pulsées).

### I.1.2.3. L'automodulation de phase

Afin de donner une explication simple et concise de ce qu'est l'automodulation de phase, il est préférable de prendre un exemple. Considérons une impulsion d'allure gaussienne

envoyée dans une fibre optique. Le champ électrique d'un tel signal peut se représenter par une série d'oscillations comme le montre la **figure 1.5.a** ci-dessous :



**Figure 1.5 :** Oscillations du champ électrique d'une impulsion laser. La variation d'intensité lumineuse étant représentée par l'enveloppe de l'impulsion. a) à l'extérieur de la fibre,  $z = 0$  . b) dans la fibre,  $z = z_0$ .

L'amplitude du champ électrique passe par un maximum au sommet de l'impulsion et décroît sur ses flancs. L'enveloppe des oscillations correspond à la variation régulière de l'intensité lumineuse au cours de l'impulsion. L'indice de réfraction non linéaire du matériau, dépendant de l'intensité de l'impulsion, décroît donc continûment du sommet de l'impulsion jusqu'à sa base. Il en va de même pour la phase du signal, noté  $\Phi$ , qui est directement proportionnelle à l'indice de réfraction que voit l'impulsion :

$$\Phi(z, t) = n(\lambda, |E(z, t)|^2) k_0 L = \{ n_0(\lambda) + n_2(\lambda) |E(z, t)|^2 \} k_0 L \quad (1.22)$$

$$\text{avec} \quad \Phi_{NL}(z, t) = n_2(\lambda) |E(z, t)|^2 k_0 L \quad (1.23)$$

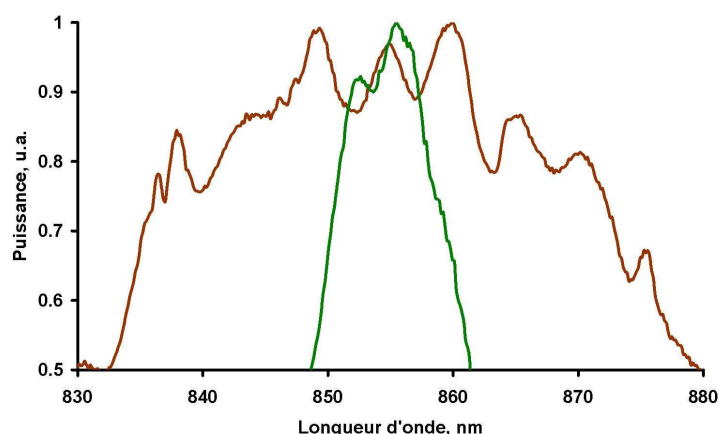
Dans l'expression de la phase du signal ci-dessus,  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$  est le vecteur d'onde et  $L$  la longueur de la fibre.

Cette variation de la phase non linéaire  $\Phi_{NL}(z, t)$  entraîne un décalage des extrema des oscillations du champ électrique comme cela est montré sur la **figure 1.5.b**. En effet à l'avant de l'impulsion l'indice de réfraction non linéaire et donc la phase non linéaire augmentent continûment, ce qui entraîne un retard dans la position des extrema. La fréquence de l'onde diminue. Inversement, à l'arrière de l'impulsion, l'indice de réfraction (ainsi que la phase non

linéaire) diminue entraînant une augmentation de la fréquence de l'onde. La modulation de phase  $\Phi_{NL}$ , caractérisant le mécanisme appelé « automodulation de phase », entraîne donc un élargissement spectral des oscillations associées à l'impulsion. Ce résultat se retrouve aisément en considérant la génération d'une fréquence instantanée, décalée par rapport à la fréquence centrale de l'impulsion d'une quantité  $\delta\omega(t)$  définie par :

$$\delta\omega(t) = -\frac{d\Phi_{NL}(z,t)}{dt} \quad (1.24)$$

A titre d'exemple, l'élargissement spectral d'une impulsion envoyée dans une fibre optique a été observé expérimentalement et est montré sur la **figure 1.6**. La fibre optique considérée est une fibre conventionnelle à saut d'indice ( $L = 150$  cm) et ayant une longueur d'onde de coupure égale à 780 nm. L'impulsion, délivrée par un laser Titane-Saphir en régime femtoseconde, a une longueur d'onde centrale de 850 nm et une largeur temporelle de 240 fs.

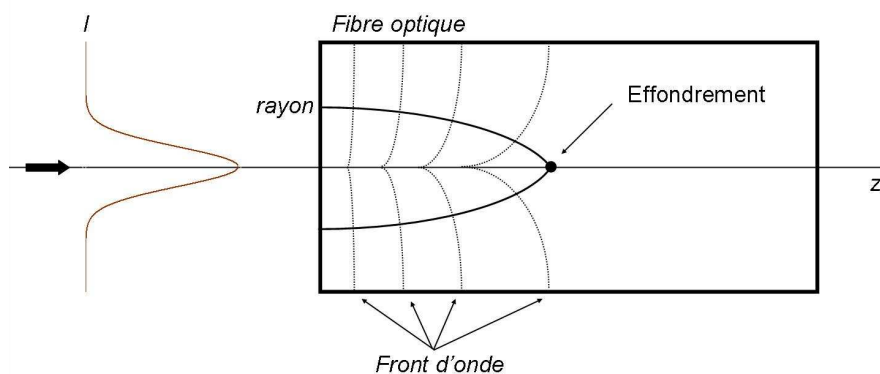


**Figure 1.6 :** Elargissement spectral d'une impulsion envoyée dans une fibre optique conventionnelle. En vert est reportée la mesure du spectre de l'impulsion à l'entrée de la fibre,  $z = 0$ . En rouge est montrée la mesure du spectre de l'impulsion en sortie de la fibre,  $z = L$ .

Les oscillations présentes sur le spectre de l'impulsion en sortie de fibre (courbe rouge) sont caractéristiques de l'automodulation de phase [AGRA. 01]. La largeur à mi-hauteur du spectre de l'impulsion à l'entrée de la fibre ( $z = 0$ ) vaut 12 nm. Elle est égale à 47 nm en sortie de la fibre ( $z = L$ ).

### I.1.2.4. L'autofocalisation par effet Kerr

Le phénomène d'autofocalisation, apparaissant lorsqu'une onde de très forte puissance se propage dans un milieu transparent, découle directement de l'effet Kerr optique décrit précédemment [SHEN 84]. Reprenons ici l'exemple d'une impulsion d'allure gaussienne envoyée dans une fibre optique. La distribution de l'intensité du faisceau incident n'étant pas uniforme, l'effet Kerr génère une variation de l'indice de réfraction présentant une distribution similaire (profil d'indice parabolique). Le front d'onde du faisceau traversant le milieu subit alors une déformation. Cela tend à le comprimer radialement (cf. **figure 1.7**). La modification de l'indice du milieu agit comme une lentille convergente (appelée lentille de Kerr) dont la distance focale dépend de l'intensité de l'onde incidente. L'impulsion gaussienne, lors de sa propagation dans le milieu, est alors focalisée par cette lentille virtuelle. Ceci génère une augmentation de l'intensité et en retour un raccourcissement de la distance focale. La répétition de ce processus aboutit à l'effondrement du faisceau sur lui-même. Dans ce cas, l'effet d'autofocalisation peut prévaloir sur le phénomène de diffraction du faisceau et ainsi être source de dommage pour le matériau.



**Figure 1.7 :** Représentation schématique de l'autofocalisation d'un faisceau gaussien par la lentille de Kerr.

Le phénomène d'autofocalisation d'un faisceau dans un milieu solide tel qu'une fibre optique n'apparaît que si la puissance crête de l'impulsion est supérieure à une certaine valeur appelée puissance critique d'autofocalisation  $P_{\text{autofocalisation}}^{\text{cr}}$ . Cette puissance critique, indépendante du diamètre du faisceau, est caractéristique du milieu propagatif traversé et peut s'écrire sous la forme [JULL. 06] :

$$P_{\text{autofocalisation}}^{\text{cr}} = \frac{\pi(0,61)^2 \lambda^2}{8n_0(\lambda)n_2(\lambda)} \quad (1.25)$$

Par exemple, si l'on considère un laser impulsif en régime femtoseconde délivrant des impulsions à  $\lambda = 800\text{nm}$  (largeur temporelle de 130 fs, énergie transportée valant 1  $\mu\text{J}$ ) dans une fibre optique de silice, on a :

$$n_0(800\text{nm}) = 1,45331$$

$$n_2(800\text{nm}) = 2,7 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 / \text{W}$$

La valeur de la puissance critique est donc  $P_{\text{autofocalisation}}^{\text{cr}} \approx 2,38\text{MW}$ . Si l'on compare cette valeur à la puissance crête  $P$  des impulsions délivrées par le laser ( $P = 1 \mu\text{J}/130 \text{ fs} = 7,7 \text{ MW}$ ), on constate que le phénomène d'autofocalisation par effet Kerr est susceptible d'apparaître.

Contrairement à l'automodulation de phase ou aux diffusions stimulées, le seuil d'apparition de l'autofocalisation dépend uniquement du matériau constituant le guide. Il semble inévitable de s'en approcher en augmentant la puissance dans les fibres optiques.

Toutefois, de récents travaux théoriques montrent que le profil d'indice de réfraction d'une fibre peut jouer un rôle dans l'apparition de l'autofocalisation [YABL. 07].

## I.2. Le claquage diélectrique (ou optique)

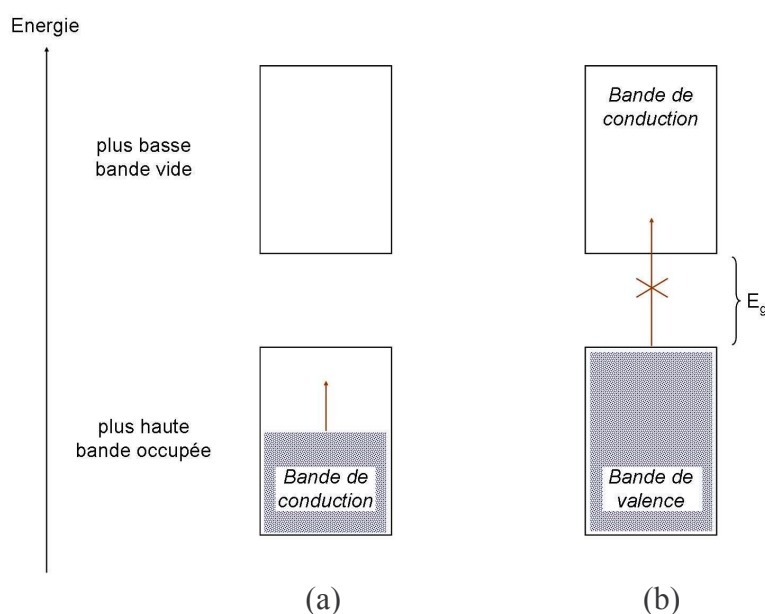
### I.2.1. Origine physique du claquage diélectrique

La silice est transparente à la lumière visible et même au-delà (pour des longueurs d'onde allant de 300 nm à 2000 nm). Autrement dit, il n'y a pas d'échange d'énergie entre la lumière et la matière. L'émergence des lasers a donné accès à des champs lumineux intenses permettant de rendre possible un tel échange. Un des exemples les plus étudiés de la physique du solide est l'apparition du claquage diélectrique (ou claquage optique). Ce dernier consiste en l'apparition d'un dommage macroscopique et irréversible sur un matériau diélectrique soumis à un rayonnement laser intense [QUERE 00]. Il est important de distinguer le claquage optique dit extrinsèque, dû à l'absorption d'énergie par des défauts du matériau (impuretés par exemple), du claquage optique dit intrinsèque provenant d'une interaction



entre la lumière et le matériau diélectrique. On ne s'intéressera ici qu'à ce dernier processus. La compréhension de ce phénomène de claquage pose des questions qui restent encore ouvertes à l'heure actuelle notamment dans le régime impulsionnel subpicoseconde. La description succincte faite ci-dessous n'a pas la prétention de résumer d'une manière exhaustive tous les mécanismes mis en jeu. Le but ici est de donner certaines informations sur les mécanismes fondamentaux permettant de mieux appréhender le claquage optique.

En ce qui concerne les fibres optiques, le matériau les constituant majoritairement est la silice de formule chimique  $\text{SiO}_2$  et le motif de base de la matrice vitreuse est l'ion  $\text{SiO}_4^{4-}$ . La configuration spécifique des atomes implique que les niveaux électroniques, qui sont discrets dans le cas d'un atome isolé, deviennent des bandes dans le cas d'un solide. La répartition des électrons de la structure se fait donc au travers de bandes d'énergie permises séparées par des bandes d'énergie interdites. Le principe d'exclusion de Pauli limite la capacité d'accueil de chaque bande. De plus les bandes se remplissent « par le bas », les électrons occupant les différents niveaux dans l'ordre croissant de leur énergie. La théorie des bandes permet de décrire et d'expliquer assez simplement le caractère conducteur ou isolant d'un solide cristallin comme le montre la **figure 1.8**.



**Figure 1.8 :** Représentation schématique du remplissage des bandes d'énergies pour un matériau (a) conducteur et (b) diélectrique ou isolant.

Les électrons participant au transport du courant électrique sont des électrons qui ont gagné un supplément d'énergie sous la forme d'énergie cinétique due à l'application d'un champ

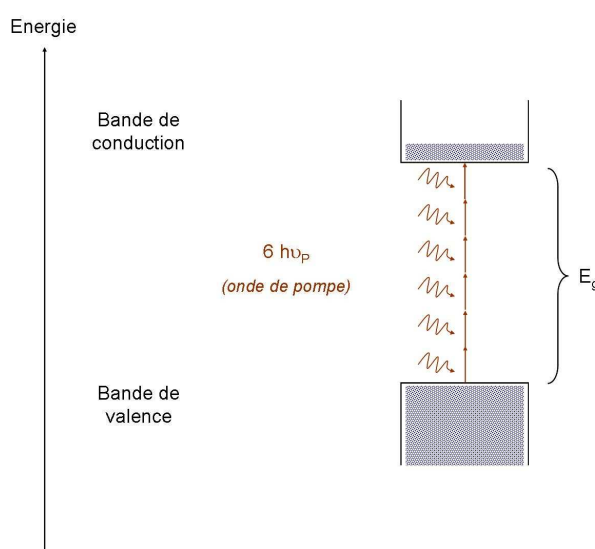
électrique. Il ne peut donc y avoir conduction que si certains électrons peuvent passer sur un niveau d'énergie plus élevé que celui où ils se trouvent en tant qu'électrons de liaison. Deux conditions doivent alors être remplies. La première est qu'il y ait effectivement de la place sur un niveau d'énergie supérieur. La seconde est que l'énergie nécessaire pour permettre à un électron de passer sur un niveau supérieur ne soit pas trop importante. La **figure 1.8.a** décrit le remplissage des bandes d'énergie pour un matériau conducteur. La plus haute bande d'énergie occupée n'est pas complètement remplie. Les électrons qui s'y trouvent peuvent alors atteindre les niveaux d'énergie directement supérieurs sous l'action d'un champ électrique. La **figure 1.8.b** montre schématiquement que pour les matériaux diélectriques (appelés aussi isolants) toutes les bandes occupées sont pleines y compris la plus haute de ces bandes occupées (appelée bande de valence). La première bande vide (appelée bande de conduction) se trouve au-delà d'une certaine zone interdite où aucun état électronique n'est autorisé. La largeur de cette bande interdite (notée  $E_g$ ) varie en fonction du réseau. Elle est égale à 9 eV pour la silice  $\text{SiO}_2$  (avec  $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ) [GAUD. 05]. Les électrons situés dans la bande de valence n'ont donc pas de niveaux libres facilement accessibles. Ils ne pourront pas être mis en mouvement par l'application d'un champ électrique faible.

Du fait de la présence de la bande interdite séparant la bande de valence et la bande de conduction, les processus d'excitation des électrons dépendent nécessairement de l'énergie des photons incidents. Dans le cas d'un champ électrique intense l'effet Stark induit peut modifier la structures des bandes et notamment la position des niveaux d'énergie. L'ionisation peut ainsi se faire par effet tunnel. Par contre, dans le cas où l'énergie du photon incident est inférieure à  $E_g$ , un électron issu de la bande de valence peut malgré tout être excité et passer dans la bande de conduction par un processus non linéaire. Concernant ce dernier cas deux mécanismes, développés théoriquement et observés expérimentalement, permettent d'expliquer ce transfert d'énergie du champ électromagnétique vers les électrons. Il s'agit de l'absorption multiphotonique et de l'avalanche électronique. Dans la littérature chacun de ces deux mécanismes est souvent présenté comme étant celui qui prédomine pour engendrer le claquage optique.

#### 1.2.1.1. Ionisation par absorption multiphotonique

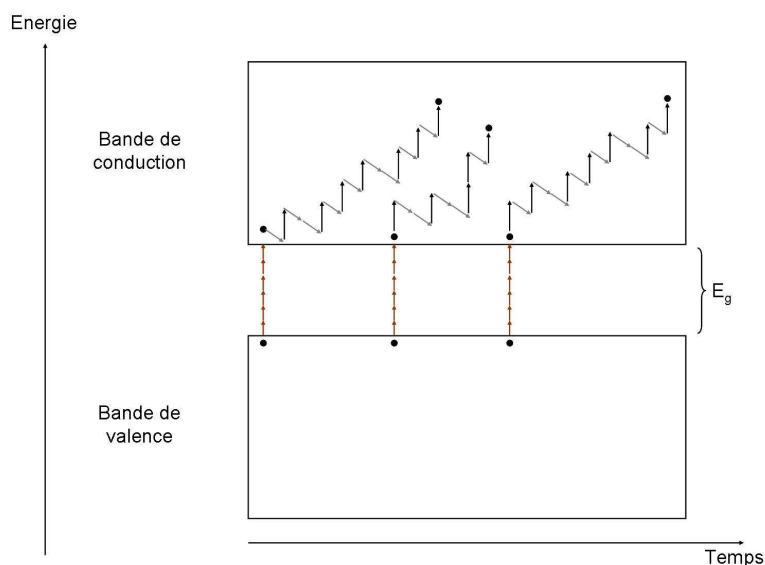
Un électron situé dans la bande de valence peut franchir la barrière de la bande interdite et ainsi être injecté dans la bande de conduction par une absorption multiphotonique

correspondant à l'absorption simultanée de plusieurs photons (cf. **figure 1.9**) [JONES 77 – DUAN 98]. Si on considère un laser impulsionnel fonctionnant en régime femtoseconde à  $\lambda = 800\text{nm}$ , l'énergie transportée par un photon est 1,55 eV. Comme pour la silice  $E_g = 9\text{ eV}$ , il est donc nécessaire d'absorber 6 photons. Ce processus d'excitation non linéaire est considéré comme l'effet prédominant aboutissant au claquage optique dans de nombreux travaux relatifs à des impulsions lasers brèves et intenses [QUERE 00 – GAUD. 05]. Son apparition nécessite bien entendu des sources lasers permettant d'atteindre des éclaircements élevés (de l'ordre de quelques  $\text{MW}/\text{cm}^2$ ). Les électrons ainsi injectés dans la bande de conduction ont gagné de l'énergie sous forme d'énergie cinétique.



**Figure 1.9** : Ionisation du matériau diélectrique par un processus de transitions multiphotoniques. Dans le cas de la silice, un électron de la bande de valence absorbe 6 photons incidents pour franchir la bande interdite.

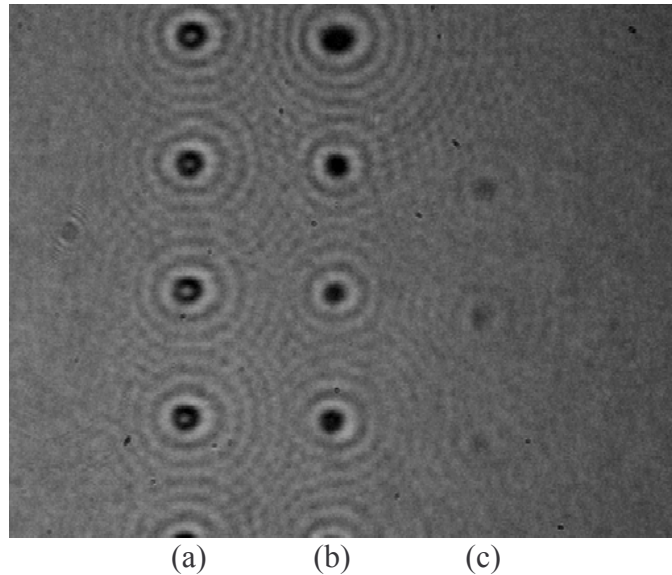
Des processus électroniques de relaxation s'opèrent alors pour les électrons situés dans la bande de conduction [GAUD. 05]. Le solide est composé d'atomes susceptibles de modifier leur trajectoire autour de leur position d'équilibre (modes de vibrations du réseau). Ceci entraîne l'apparition de phonons optiques et acoustiques dans le matériau. Certains des électrons injectés dans la bande de conduction perdent de l'énergie en interagissant avec les phonons optiques, d'autres continuent à absorber des photons en interagissant avec des phonons optiques et acoustiques (on parle alors d'interaction « électron/photon/phonon ») et ce tant que l'impulsion lumineuse est présente [DAGU. 94 – DAGU. 95]. Il apparaît alors pour les électrons injectés dans la bande de conduction une compétition entre une perte ou un gain d'énergie au vu de ces différentes interactions (cf. **figure 1.10**).



**Figure 1.10** : Schéma du processus d'excitation des électrons par absorption multiphotonique. Les flèches  $\uparrow$  symbolisent le gain d'énergie par absorption de photons par collisions « électron/photon/phonon » et les flèches  $\downarrow$  symbolisent la perte d'énergie par émission de phonons.

Dans la littérature, de nombreuses incertitudes persistent concernant les processus de relaxation aboutissant à la détérioration du matériau. Une manière assez simpliste de voir les choses est de considérer que les électrons injectés dans la bande de conduction transfèrent de l'énergie au réseau vitreux au cours de leur relaxation (collisions électron/photon/phonon) provoquant ainsi des élévations locales de pression et de température [SHEN 89]. La température du matériau diélectrique peut alors atteindre et même dépasser la température de fusion du solide, entraînant une détérioration à l'échelle macroscopique (cf. **figure 1.11**). Ce phénomène peut être assimilé pour la compréhension à l'effet Joule dans les métaux. Ces effets thermiques peuvent également être couplés à une modification structurale du matériau et en particulier à une densification (angle Si-O-Si plus faible par exemple) impliquant une modification de l'indice de réfraction de la zone irradiée [CHAN 03 – EATON 05].

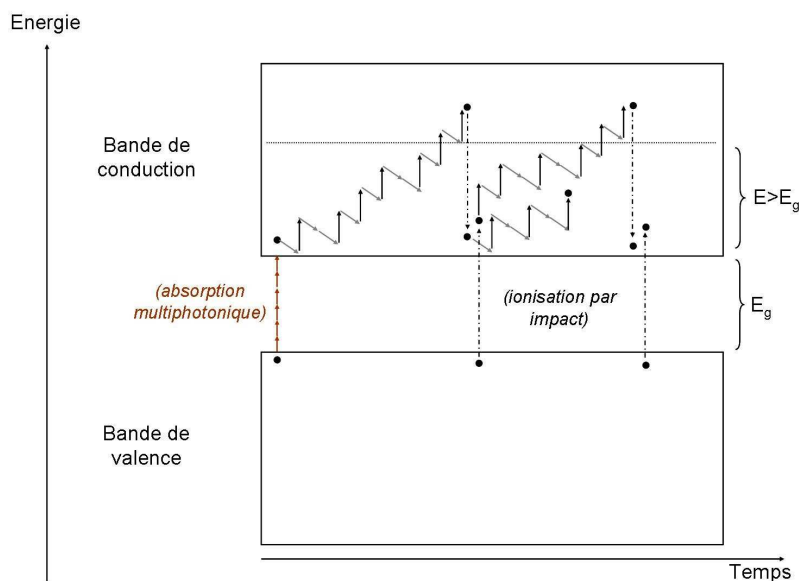
De plus, du fait de l'absorption des photons incidents le faisceau laser ne peut plus pénétrer dans le milieu diélectrique et éventuellement y être guidé comme c'est le cas pour les fibres optiques. Le claquage optique se produit donc la plupart du temps sur la surface du matériau.



**Figure 1.11** : Visualisation du dommage produit à la surface d'un matériau diélectrique (quartz) par focalisation d'un laser femtoseconde ( $\lambda = 800\text{nm}$ , impulsion de 60 fs) pour différentes énergies d'impulsions laser : (a) 25  $\mu\text{J}$ , (b) 15  $\mu\text{J}$  et (c) 7  $\mu\text{J}$ . Cette image est extraite de la référence [QUERE 00].

#### I.2.1.2. Ionisation par impact ou avalanche électronique

De nombreux travaux considèrent que l'absorption multiphotonique joue un rôle secondaire dans l'excitation électronique et que celle-ci n'est donc pas responsable du claquage optique. Ces modèles sont basés sur le fait que l'ionisation des atomes du réseau est engendrée au travers d'une collision entre un électron de conduction et un électron de valence (ionisation par impact). Ce processus nécessite que quelques électrons soient initialement injectés dans la bande de conduction par des transitions multiphotoniques et aient gagné une énergie suffisante par des collisions électron/photon/phonon (énergie supérieure à  $E_g$ ). Un nouveau processus de relaxation apparaît alors pour l'électron de conduction. En effet ce dernier peut alors rentrer en collision avec un électron de valence et ainsi lui transférer une partie de son énergie lui permettant de franchir la bande interdite et de devenir un électron de conduction. On comprend aisément que chaque électron de conduction (en mesure d'exciter un électron de valence) peut donc produire un deuxième électron de conduction susceptible à son tour d'en produire un autre et ainsi de suite (cf. **figure 1.12**).



**Figure 1.12 :** Schéma du processus d'excitation des électrons de valence due à une ionisation par impact provoquant une avalanche électronique. Les flèches  $\uparrow$  symbolisent le gain d'énergie par absorption de photons par collisions « électron/photon/phonon » et les flèches  $\downarrow$  symbolisent la perte d'énergie par émission de phonons.

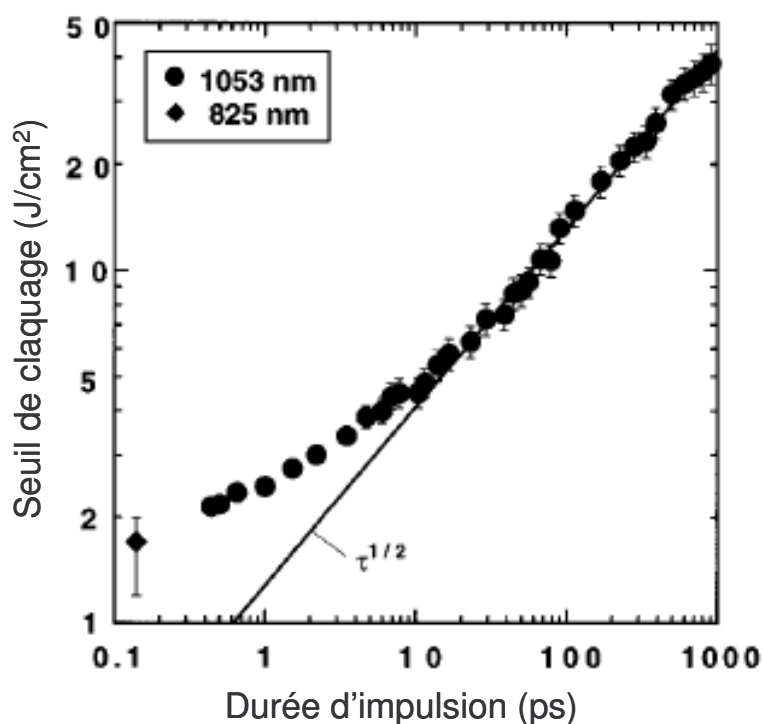
Cela aboutit à une avalanche électronique qui persiste tant que le laser « chauffant » les électrons est présent. On assiste alors à une augmentation drastique du nombre d'électrons conducteurs. Ces électrons transfèrent également une partie de leur énergie aux ions du matériau sous forme d'un mouvement de vibration (interaction « électron/photon/phonon »). La dégradation du matériau peut alors être due à l'augmentation de température provenant de la forte densité d'électrons conducteurs excités ou au fait que les niveaux électroniques où se trouvent les électrons assurant la liaison des atomes entre eux peuvent même être affectés.

Le débat sur l'importance relative des processus fondamentaux d'excitation électronique que sont l'avalanche électronique et l'absorption multiphotonique reste ouvert. La question est de savoir si l'avalanche électronique est le processus majoritaire entraînant la destruction du matériau et ce même pour des impulsions lasers courtes (régime pico- et femtoseconde). Fabien Quéré a démontré expérimentalement lors de son doctorat que l'absorption multiphotonique est le seul processus d'excitation électronique étant à l'origine du claquage optique pour des impulsions picosecondes et sub-picosecondes. Des travaux expérimentaux et théoriques récents abondent dans ce sens [RETH. 04 - TEMN. 06]. Les conclusions de ces derniers sont que pour des impulsions longues l'avalanche électronique semblerait être le processus fondamental d'ionisation du milieu, alors que pour des impulsions subpicoseconde le phénomène majoritaire d'excitation électronique serait l'absorption multiphotonique (la

durée relativement courte de l'impulsion ne laisserait pas le temps à l'avalanche électronique de s'établir).

### 1.2.2. Mesure du seuil de dommage

Depuis les années 90 les seuils de dommage de différents matériaux diélectriques ont été mesurés et ce pour des impulsions lasers de plus en plus courtes (jusqu'à quelques fs). Une loi de dépendance en  $\sqrt{\tau}$  du seuil de dommage intrinsèque du matériau diélectrique avec  $\tau$  la durée de l'impulsion laser a ainsi été montrée [STUA. 96]. A titre d'exemple la mesure faite par Stuart et collaborateurs concernant le seuil de destruction de la silice (de type a-SiO<sub>2</sub>) est présentée sur la **figure 1.13** :



**Figure 1.13** : Mesure du seuil de dommage (exprimée en J/cm<sup>2</sup>) de la silice de type a-SiO<sub>2</sub> en fonction de la durée de l'impulsion pour deux longueurs d'onde (1053 nm et 825 nm) effectuée par Stuart et collaborateurs. La loi de dépendance en  $\sqrt{\tau}$  est représentée en traits pleins. Cette image est extraite de la référence [STUA. 96].

On peut effectivement voir la dépendance en  $\sqrt{\tau}$  du seuil de claquage de la silice de type a-SiO<sub>2</sub> en fonction de la largeur temporelle de l'impulsion pour  $\tau > 10$  ps. Pour des impulsions plus courtes ( $\tau < 10$  ps) on observe une déviation par rapport à cette loi de variation. Le seuil de claquage du matériau décroît toujours mais à une vitesse moindre

lorsque l'impulsion devient ultra-brève. Dans leur publication Stuart et collaborateurs expliquent notamment que cette loi de dépendance pour les impulsions longues (>10ps) est imposée par la diffusion de la chaleur (transfert d'une partie de l'énergie cinétique de l'électron de conduction au matériau) et ce pendant toute la durée de l'impulsion.

Il n'existe pas réellement de critère universel permettant de définir le seuil de dommage du matériau. Ce seuil est la plupart du temps défini de manière subjective par l'observation au microscope de la surface du matériau diélectrique. Une modification permanente de cette surface indique que le claquage optique a eu lieu.

### I.2.3. Claquage diélectrique dans les fibres optiques

La montée en puissance dans les fibres optiques est donc limitée par le claquage diélectrique détériorant la surface de la fibre et empêchant tout transport de s'effectuer. Le seuil de destruction de la fibre dépend du régime dans lequel le laser émet son rayonnement. Celui-ci peut fonctionner en régime continu ou impulsionnel et dans ce dernier cas la durée de l'impulsion va également modifier la hauteur du seuil. Une manière de simplifier les choses est de considérer que le seuil de claquage dépend de l'éclairement de la face d'entrée de la fibre. Cet éclairement qui correspond à celui du laser est exprimé en  $W/cm^2$  et correspond au flux de photons par unité de surface. Son calcul requiert deux informations que sont l'aire effective du mode fondamental de la fibre si l'on considère une fibre monomode à la longueur d'onde de travail (ou bien la surface du cœur de la fibre dans le cas d'une fibre multimode) et l'énergie délivrée par le laser (énergie d'une impulsion si l'on considère un laser fonctionnant en régime impulsionnel). Dans le cas d'une impulsion, on rappelle ci-dessous les relations permettant de calculer l'énergie  $\varepsilon$  (exprimée en Joule) qu'elle transporte :

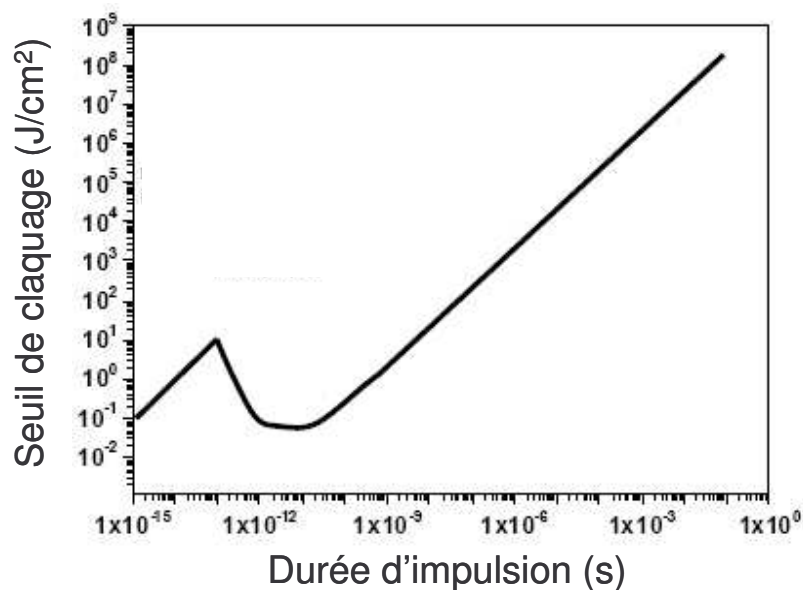
$$\varepsilon[J] = \frac{P_{\text{moy}}(W)}{f_{\text{rep}}(s^{-1})} \quad (1.26)$$

$$\varepsilon[J] = P_c(W) * \tau(s) \quad (1.27)$$

Dans ces expressions,  $P_{\text{moy}}$  et  $P_c$  représentent respectivement la puissance moyenne et la puissance crête de l'impulsion (exprimée en Watt),  $\tau$  la durée de l'impulsion (en seconde) et  $f_{\text{rep}}$  la fréquence de répétition du laser (en Hertz).



Le seuil de dommage des fibres optiques peut varier en fonction du type de silice les constituant. Il dépend également des éventuelles impuretés (claquage extrinsèque dans ce cas) et des dopants qui peuvent y être insérés. Par exemple l'ajout d'ions germanium dans le cœur de la fibre pour augmenter son indice de réfraction engendre une modification du seuil de dommage. La **figure 1.14** présente le seuil de claquage de la silice employée dans la fabrication des fibres pour une longueur d'onde de 1064 nm [WOOD 03] :



**Figure 1.14** : Seuil de dommage de la silice entrant dans la fabrication des fibres optiques à 1064 nm extrait de la référence [WOOD 03].

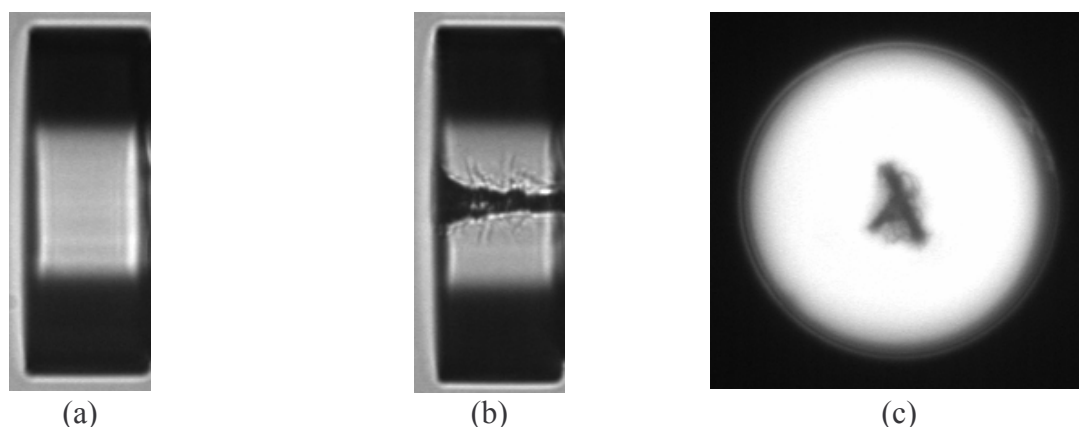
En outre, dans le régime nanoseconde, le seuil de dommage de la silice à  $\lambda = 1064\text{nm}$  peut également être calculé en utilisant la relation suivante [LIMP. 02] :

$$\text{seuil} = 22(\Delta\tau)^{0.4} \text{ (J/cm}^2\text{)} \quad (1.28)$$

avec  $\Delta\tau$  la durée de l'impulsion exprimée en nanoseconde.

La **figure 1.15** montre un exemple de claquage diélectrique réalisé sur une fibre optique au laboratoire. La fibre utilisée est une fibre conventionnelle à gradient d'indice multimode (50/125) exhibant un large cœur de diamètre égal à 50  $\mu\text{m}$ . Les impulsions lasers envoyées dans cette fibre proviennent d'un laser Nd:YAG émettant à 1064 nm et dont les caractéristiques sont les suivantes :  $P_c = 1\text{kW}$ ,  $f_{\text{rep}} = 7\text{kHz}$ ,  $\tau = 0,7\text{ns}$ . En se reportant à la **figure 1.14**, on obtient un seuil de claquage pour la silice pure autour de  $1\text{ J.cm}^{-2}$ . D'après la

relation I.27, l'énergie transportée par chaque impulsion est de  $7,7 \mu\text{J}$ . En ne tenant pas compte de l'éventuel rôle joué par les ions germanium dans le cœur de la fibre et en considérant une répartition de la puissance de l'impulsion sur toute la surface du cœur (soit une surface proche de  $1,96 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$ ) on obtient une densité surfacique d'énergie de  $0,39 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$ , inférieure au seuil donné par la **figure 1.14**. Le fait que le claquage du diélectrique est malgré tout observé peut s'expliquer par la présence des ions germanium (abaissement du seuil par un claquage extrinsèque) et par l'approximation que nous avons fait de la répartition de la surface sur l'ensemble du cœur.



**Figure. 1.15 :** Visualisation de l'effet du claquage diélectrique sur une fibre optique conventionnelle multimode (diamètre de cœur valant  $50 \mu\text{m}$ ) sous l'impact d'un train d'impulsions d'énergie  $\varepsilon = 7,7 \mu\text{J}$  délivré par un laser Nd :YAG (la gaine optique de silice pure est en noir et le cœur est en gris). (a) avant l'interaction laser/matière (coupe longitudinale). (b) après l'interaction laser/matière (coupe longitudinale). (c) claquage optique (coupe transverse).

Hand et collaborateurs ont montré expérimentalement le transport d'impulsions de longue durée ( $0,125 \text{ ms}$ ) et de puissance crête de l'ordre de  $250 \text{ W}$  à une longueur d'onde de  $1064 \text{ nm}$  dans une fibre conventionnelle à saut monomode [HAND 98]. La fibre utilisée exhibait un diamètre de cœur de  $6,4 \mu\text{m}$ , une ouverture numérique de  $0,11$ , une longueur d'onde de coupure égale à  $970 \text{ nm}$  et un diamètre de champ de mode valant  $7,7 \mu\text{m}$ . D'après la courbe précédente (cf. **figure 1.14**), une telle largeur temporelle correspond à un seuil de claquage diélectrique autour de  $2 \cdot 10^5 \text{ J/cm}^2$ . En considérant une énergie transportée par impulsion de  $31 \text{ mJ}$  et une répartition de la puissance correspondant à la surface du faisceau collimaté sur la face d'entrée de la fibre (soit  $1,767 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$ ), on obtient une densité d'énergie sur la face de la fibre proche de  $0,175 \cdot 10^5 \text{ J/cm}^2$ . Cette dernière est bien inférieure au seuil de claquage de la fibre.

Toutefois la puissance moyenne transportée reste faible ( $\sim 3 \text{ W}$ ) et la largeur temporelle des impulsions n'est pas idéale pour des applications industrielles (découpe...). En effet les

sources lasers fréquemment utilisées délivrent des impulsions dans le régime nanoseconde. Des travaux ont montré qu'une fibre conventionnelle monomode à saut d'indice dans laquelle est envoyé un train d'impulsions de largeur temporelle de 65 ns est systématiquement endommagée pour une énergie par impulsion supérieure à 15  $\mu\text{J}$  [SHEP. 04]. Pour des impulsions de même durée temporelle Shephard et collaborateurs ont montré qu'une fibre à cristal photonique exhibant un cœur d'air peut transporter des impulsions de 380  $\mu\text{J}$  sans claquage optique soit une énergie délivrée 25 fois supérieure [SHEP. 04].

Dans des structures de fibres plus innovantes qui seront détaillées ultérieurement le claquage optique reste un problème limitant la montée de la puissance transportée.

## **II. LES SOLUTIONS APPORTEES POUR CONTRER LES LIMITATIONS A L'AUGMENTATION DE LA PUISSANCE**

Les limitations principales de la montée en puissance délivrée ou générée dans une fibre optique sont les effets non linéaires (diffusions stimulées, automodulation de phase notamment) et la dégradation physique du matériau (claquage diélectrique, autofocalisation par effet Kerr). Comme on vient de le détailler, les seuils d'apparition de ces effets indésirables sont proportionnels à la densité surfacique de puissance dans le cœur et inversement proportionnels à la longueur effective de la fibre. Ces barrières peuvent donc être levées en augmentant l'aire effective du mode guidé dans la structure et en réduisant la longueur physique de la fibre. Toutefois la qualité du faisceau émis en sortie de la fibre doit être conservée en restant proche de la limite de diffraction. Cette condition est en effet requise pour de nombreuses applications nécessitant de forte puissance. Dans cette partie, nous détaillons succinctement trois solutions développées en parallèle pour accroître la puissance délivrée ou générée par les fibres optiques. La première est une technique de recombinaison de faisceaux et nécessite l'utilisation de plusieurs fibres conventionnelles. La deuxième restreint le nombre de fibres à l'unité mais consiste en l'augmentation du nombre de cœurs au sein de la même structure. La troisième technique, quant à elle, est basée sur l'augmentation drastique de la taille du cœur de la fibre (allant de paire avec une réduction de la longueur d'interaction).

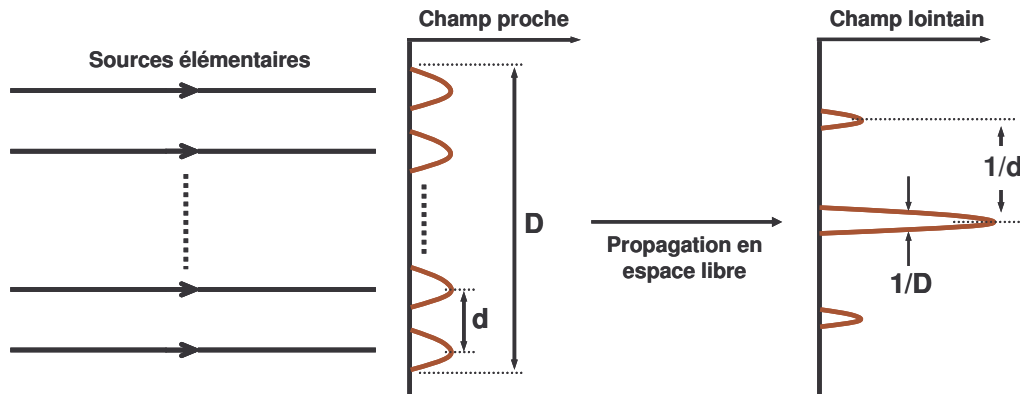
## II.1. La recombinaison de faisceaux issus de plusieurs fibres

L'idée de cette méthode est assez simple : au lieu d'augmenter la puissance délivrée en sortie d'une seule fibre, on répartit la puissance transportée sur N fibres sans risque de se confronter aux limitations décrites précédemment et on s'arrange au final pour sommer les faisceaux de sortie de ces N fibres. Les avantages des fibres optiques pour le transport de forte puissance sont alors conservés (faible volume, excellente dissipation thermique, flexibilité du guide,...). Classiquement la recombinaison des faisceaux en sortie des N sources élémentaires peut se faire soit de manière incohérente, soit de manière cohérente. Le premier cas est la superposition spatiale des N faisceaux légèrement décalés en longueur d'onde à l'aide d'un milieu dispersif. L'absence de contrainte sur le déphasage relatif de chaque source est à l'origine du terme « incohérent ». On ne s'attardera pas plus dans ce qui suit sur ce type de recombinaison. La recombinaison cohérente, quant à elle, est basée sur le verrouillage (actif ou passif) des phases relatives des sources élémentaires (même phase requise pour les champs électriques de chacune des sources). Ce verrouillage est dit passif lorsqu'il est basé sur l'auto-organisation de l'émission sur une même longueur d'onde et sur un lobe de rayonnement principal. Une recombinaison cohérente est alors possible en champ proche ou en champ lointain. Il est au contraire dit actif lorsqu'il nécessite un contrôle de la phase par un système électronique. Ceci peut être obtenu dans une architecture « MOPA » (oscillateur maître et amplificateur de puissance) avec une recombinaison ayant lieu essentiellement en champ lointain [DEMO. 06]. Dans tous les cas, les interférences constructives des faisceaux en sortie des N sources conduisent à une recombinaison cohérente de la puissance en un unique lobe de rayonnement. Un paramètre important permettant de caractériser une source élémentaire émettant un faisceau dans une direction orthogonale à sa surface S et d'intensité uniforme I est la luminance notée L et décrite par la relation [DEMO. 06] :

$$L = \frac{I}{S} \quad (1.29)$$

La recombinaison cohérente de N sources élémentaires juxtaposées permet dans un cas idéal (absence de pertes de propagation, efficacité maximale de recombinaison) d'atteindre une luminance N fois plus importante.

La **figure 1.16** décrit schématiquement le principe de la recombinaison cohérente [BOUL. 06] :

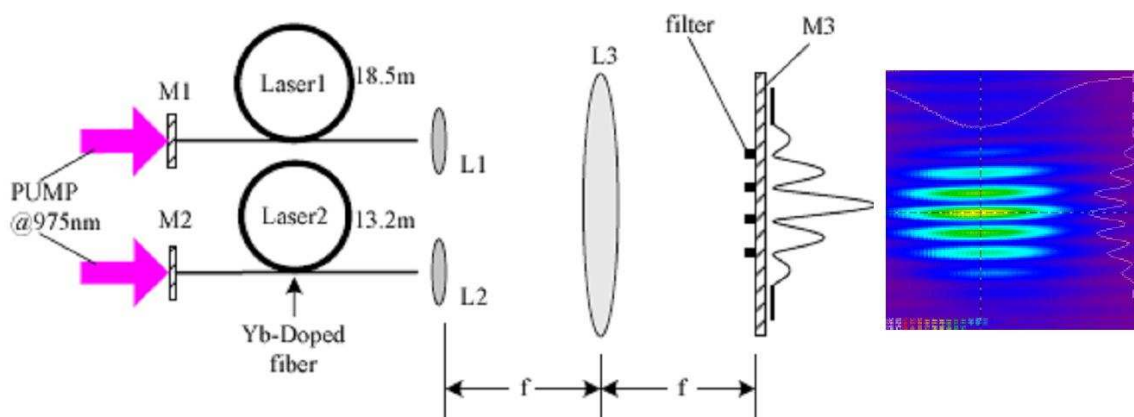


**Figure 1.16** : Représentation schématique de la recombinaison cohérente en espace libre.

Dans le cas de la recombinaison cohérente, les  $N$  sources élémentaires peuvent être considérées comme une source virtuelle équivalente ayant une surface  $N$  fois plus grande et une divergence  $N$  fois plus petite. La **figure 1.16** montre bien les deux paramètres importants de la recombinaison cohérente : le nombre de sources élémentaires permettant d'obtenir une recombinaison de l'énergie des  $N$  sources sur un lobe unique et leur proximité impliquant une forte intensité du lobe central.

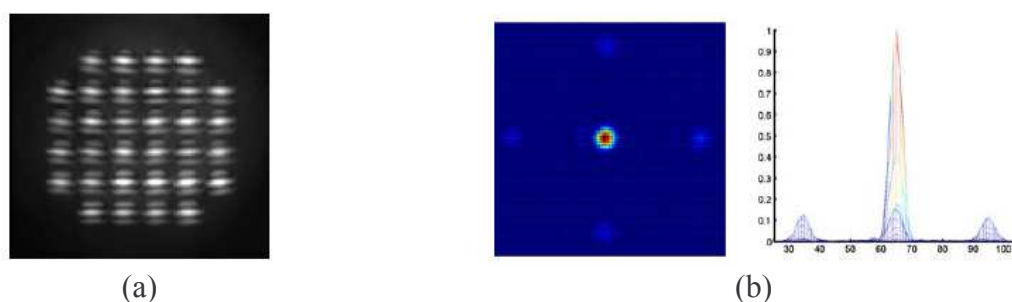
La juxtaposition des  $N$  sources élémentaires peut se faire soit en 1 dimension (en ligne), soit en deux dimensions (matrice 2-D).

He et collaborateurs ont montré récemment la combinaison cohérente de deux lasers à fibres dopées ytterbium monomodes (fibre à double gaine en D et ayant un diamètre de cœur de  $16\ \mu\text{m}$ ) délivrant une puissance de 12,3 W avec une efficacité de recombinaison de 88% (cf. **figure 1.17**) [HE 06]. Les deux lasers sont couplés par le miroir de sortie (noté M3 sur la **figure 1.17**) sur lequel est posé un filtre permettant de sélectionner le mode spatial recherché.



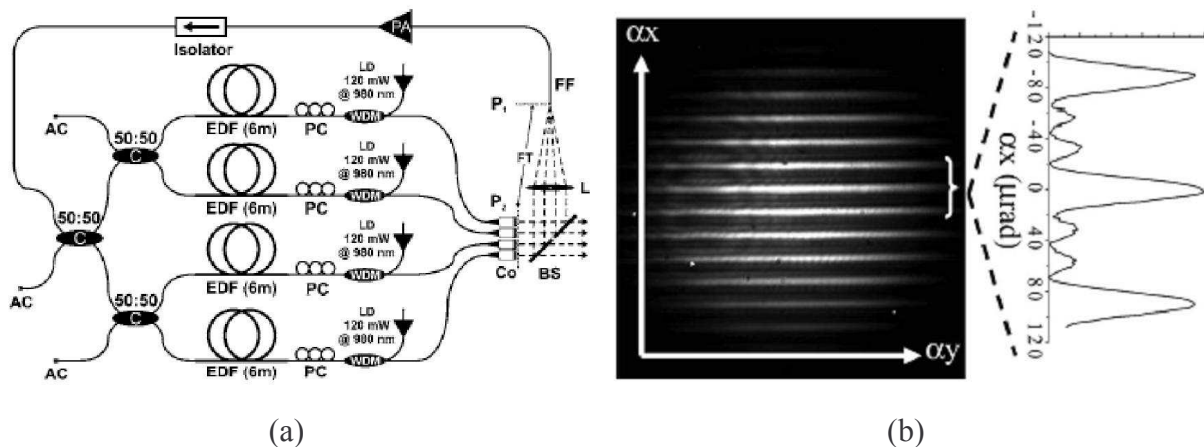
**Figure 1.17** : Schéma du dispositif expérimental et observation du champ proche en sortie proposés par He et collaborateurs [HE 06].

En outre, la recombinaison cohérente de 32 fibres à maintien de polarisation (fibres PANDA) a récemment été démontrée expérimentalement [YU 06]. Les fibres sont disposées dans une configuration assez complexe sur une matrice 2-D (cf. **figure 1.18**). Cette démonstration ouvre la voie pour effectuer des combinaisons avec un très grand nombre de fibres.



**Figure 1.18** : Observation de la matrice 2D où sont arrangées les 32 fibres dans les deux espaces de Fourier. (a) champ proche, (b) champ lointain. Ces images sont extraites de la référence [YU 06].

Les deux exemples montrés précédemment utilisent un asservissement électronique pour verrouiller les phases des sources élémentaires. Récemment une technique de recombinaison cohérente en espace libre avec une auto-organisation du système a été mise en œuvre au sein de notre laboratoire [LHER. 07]. Ce système effectue une recombinaison cohérente de quatre fibres conventionnelles à saut d'indice dopées erbium (cf. **figure 1.19**). Il s'agit ici d'une démonstration de principe.



**Figure 1.19 :** (a) schéma expérimental des quatre fibres émettrices (BS : séparatrice, FF : fibre de rétroaction, Co : collimateur, FT : transformée de Fourier, LD : diode laser, AC : clivage en angle, PC : contrôleur de polarisation). Une lentille de collimation est intégrée en sortie de chaque fibre. (b) observation du champ lointain. Ces images sont extraites de la référence [LHER. 07].

La recombinaison cohérente de faisceaux issus de  $N$  sources élémentaires reste une méthode contraignante en regard de la qualité des faisceaux mais surtout de l'alignement, de la polarisation et du contrôle de la phase des différentes sources élémentaires. Toutes ces contraintes physiques proviennent du fait que la recombinaison cohérente consiste en la sommation des champs électriques des  $N$  sources élémentaires.

Des travaux ont alors été menés dès le début des années 2000 pour recombinaison cohérente plusieurs sources élémentaires au sein d'une même fibre optique. Ainsi le développement des fibres à cœurs multiples a permis de palier le problème d'alignement des sources élémentaires et de pouvoir diminuer fortement la distance entre ces sources.

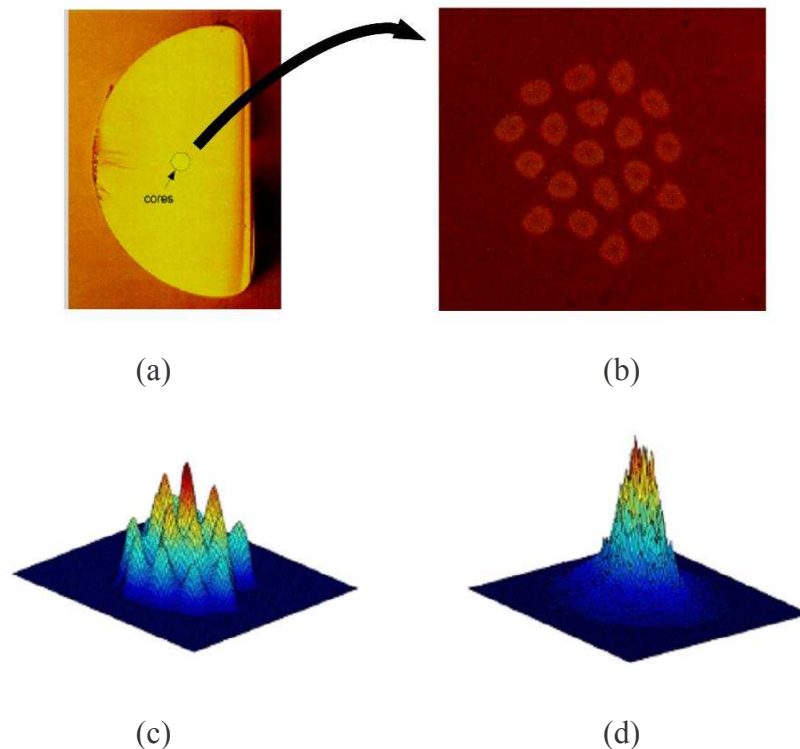
## II.2. Les fibres à cœurs multiples

Ce type de structure est utilisé pour la réalisation de sources laser tout fibré. Les multiples cœurs de la fibre sont donc dopés à l'aide de terres rares. Ces fibres bénéficient du développement des doubles gaines permettant d'accéder à des puissances de pompe très élevées du fait du fort caractère multimode des diodes. Les différents cœurs de la fibre étant imbriqués au sein de la même gaine optique, ils sont donc pompés par le même faisceau de pompe. Si l'on considère des cœurs suffisamment éloignés les uns des autres pour qu'aucun couplage entre les modes pouvant s'y propager ne soit possible, le mécanisme de recombinaison est le même que celui décrit précédemment. Les cœurs de la fibre peuvent être vus comme une juxtaposition de sources élémentaires uniques.

Cependant la majorité des travaux réalisés propose des structures dans lesquelles les cœurs sont suffisamment proches pour qu'il y ait des couplages intermodaux via les ondes évanescentes des modes fondamentaux de chaque coeur. Dans la plupart des cas le système s'auto-organise et une compétition entre les supermodes pouvant exister s'opère [HUO 05]. Celui présentant l'ordre le plus bas est alors majoritairement observé en sortie de la fibre (champ lointain). Il s'agit de celui se présentant sous la forme d'un lobe principal unique correspondant au supermode d'ordre le plus bas pour lequel tous les cœurs de la fibre sont en phase.

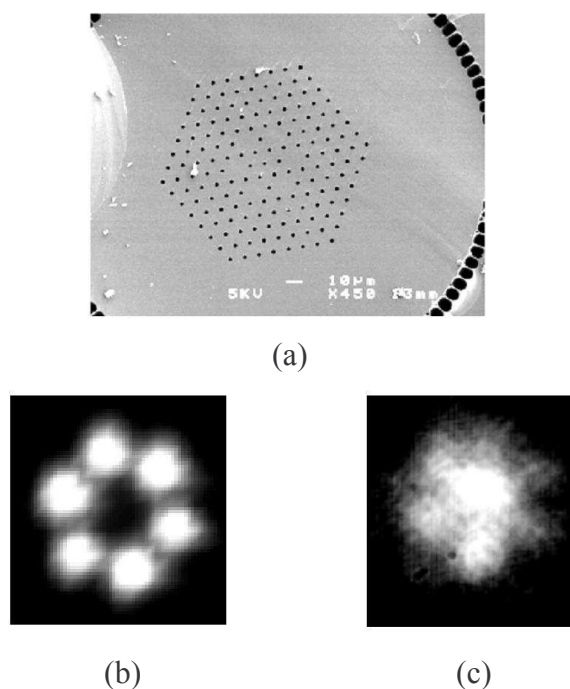
A titre d'exemple, Huo et collaborateurs ont démontré la modélisation et la fabrication d'une fibre exhibant 19 cœurs dopés Yb (diamètre moyen de cœur de 7  $\mu\text{m}$ , distance moyenne entre deux cœurs juxtaposés de 10,5  $\mu\text{m}$  et fréquence spatiale normalisée moyenne pour chaque cœur de 1,4) (cf. **figure 1.20**) [HUO 04]. A noter que le diamètre externe de la fibre est supérieur à 700  $\mu\text{m}$ . La fibre multicœur est utilisée comme fibre amplificatrice dans une architecture « MOFA » (oscillateur maître et fibre amplificatrice). Le champ proche et le champ lointain ont été observés en sortie de 5,8 m de fibre (cf. **figure 1.20**). La répartition inhomogène de l'énergie observée notamment sur les cœurs disposés en anneau est attribuée à l'irrégularité de la structure fabriquée. Le supermode d'ordre le plus bas est identifié dans les deux cas. Le facteur de qualité spatiale du faisceau  $M^2$  a été mesuré et est proche de 1,5. Des impulsions transportant une énergie de 0,65 mJ ont ainsi pu être obtenues. Les auteurs précisent qu'aucune diffusion Brillouin stimulée n'est observée même à ce niveau de puissance.





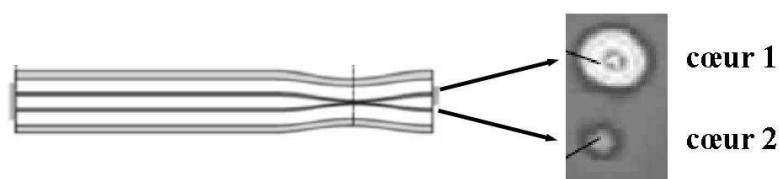
**Figure 1.20** : Fibre amplificatrice à 19 cœurs dopés Yb d'après [HUO 04]. (a) : image de la section droite de la fibre ayant une gaine en D. (b) : zoom sur la partie centrale de la gaine interne : image des 19 cœurs. (c) : champ proche en 3D en sortie de la fibre. (d) : champ lointain en 3D en sortie de la fibre ( $M^2 \sim 1,5$ ). La longueur de la fibre amplificatrice est de 5,8 m.

Une autre réalisation de fibre amplificatrice multicœur est celle proposée par Michaille et collaborateurs utilisant la technologie des fibres microstructurées air/silice [MICH. 05]. La structure exhibe six cœurs dopés Yb disposés sur une même couronne. Un des intérêts majeur de cette structure est la taille importante des cœurs (diamètre moyen de  $14 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ ) tout en conservant un caractère monomode pour chacun d'eux pris isolément. L'espacement moyen entre deux cœurs juxtaposés est de  $20 \mu\text{m}$ . La fibre conçue présente également une double gaine (gaine d'air ici) et présente un diamètre externe supérieur à  $300 \mu\text{m}$ . Une image de la section droite de la fibre est montrée sur la **figure 1.21**. Une puissance de  $42 \text{ W}$  a ainsi pu être extraite en sortie de cette fibre en configuration laser. Seul le supermode d'ordre le plus bas a pu être excité (cf. les images de champ proche et de champ lointain montrées sur la **figure 1.21**). Il est également à noter que le mode en sortie présente une aire affective mesurée proche de  $1150 \mu\text{m}^2$ . En comparaison avec un mode gaussien cela correspond à un diamètre de champ de mode proche de  $38 \mu\text{m}$ . Les auteurs précisent également que le rayon de courbure critique de la structure est très faible, autour de  $5 \text{ cm}$ .



**Figure 1.21** : Fibre à six cœurs dopés Yb d'après [MICH. 05]. (a) : image de la face d'entrée de la fibre. (b) : observation du champ proche en sortie de la fibre. (c) : observation du champ lointain. La longueur de la fibre utilisée est de 10 m.

La conception et la fabrication de fibres multicœur a également fait l'objet de recherche au sein de notre laboratoire. Ainsi une combinaison cohérente a été observée sur une fibre à deux cœurs parallèles dopés Yb [BOUL. 05]. Un amincissement local de la fibre a été réalisé afin d'améliorer le couplage des zones guidantes. La fibre utilisée dans une architecture laser a permis d'obtenir plus de 96% de la puissance de sortie sur le mode fondamental d'un des deux cœurs (cf. **figure 1.22**).



**Figure 1.22** : Fibre à deux cœurs parallèles dopés Yb développée au laboratoire [BOUL. 05]. Le champ proche observé en sortie de fibre est montré. Lorsqu'une rétroaction est effectuée sur le cœur 1, 96% de la puissance est collectée en sortie sur ce même cœur.

Les fibres optiques exhibant plusieurs cœurs couplés permettent donc d'accéder à des niveaux de puissance relativement élevés (en architecture laser ou amplificateur). Concernant l'étape de la fabrication, l'augmentation du nombre de cœurs (notamment par la technique de l'assemblage/étirage ou stack and draw) peut être une limitation technologique. Le diamètre

externe des structures ainsi fabriquées (permettant d'augmenter le confinement de la lumière dans chacun des cœurs, d'augmenter la taille de la gaine accueillant la puissance de pompe et de limiter les pertes par courbure) peut s'avérer être aussi un facteur limitant l'utilisation de ce type de structure. De plus des résultats similaires peuvent être obtenus en développant des fibres exhibant un seul cœur (fabrication ainsi facilitée) ayant un diamètre très supérieur à celui des fibres conventionnelles. On parle alors de fibre LMA pour l'anglicisme « Large Mode Area », autrement dit des fibres permettant le guidage d'un mode unique (mode fondamental de type gaussien) ayant une très grande aire effective. Toutefois le développement des fibres LMA n'est en aucun cas à opposer aux deux procédés indiqués précédemment (recombinaison cohérente de plusieurs fibres ou fibres multicoeurs). Au contraire le développement des fibres LMA est complémentaire de ces autres techniques. Par exemple la fibre à six cœurs développée par Michaille et collaborateurs ouvre la voie à la combinaison de deux techniques permettant la montée en puissance : l'utilisation de plusieurs cœurs au sein d'une même structure et l'augmentation de la taille d'un cœur unique (LMA). A terme l'augmentation drastique de la puissance laser obtenue dans une architecture toute fibrée se fera en mixant nécessairement ces techniques.

## **II.3. Les fibres à un coeur**

Le fait de n'avoir plus qu'un seul cœur dans la structure implique alors de trouver un compromis entre la taille du cœur et la qualité du faisceau émis en sortie de fibre. En effet l'augmentation de la puissance transportée ou générée dans les fibres optiques est requise sous la condition de rester proche de la limite de diffraction.

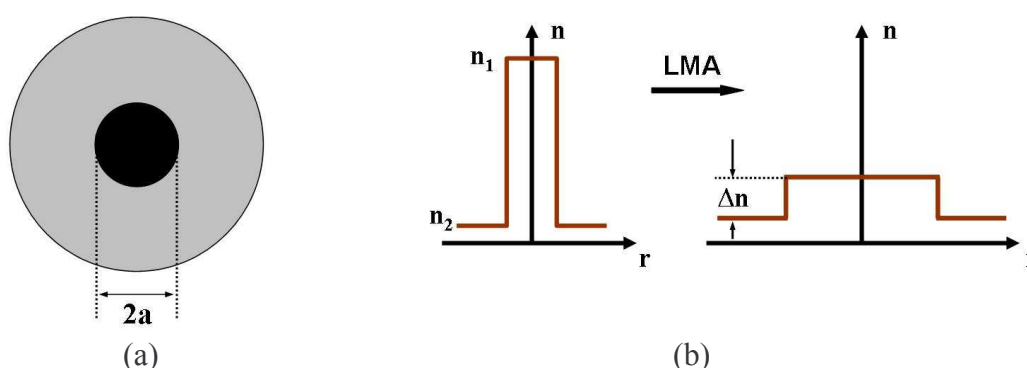
### **II.3.1. Fibres conventionnelles à saut d'indice**

#### **II.3.1.1. Fibre monomode**

Pour une telle fibre à saut, le diamètre du cœur (défini par  $2a$ ) est typiquement inférieur à  $10\ \mu\text{m}$  et l'ouverture numérique ON est de l'ordre de 0,16. L'aire effective  $A_{\text{eff}}$  du mode fondamental est alors proche de  $50\ \mu\text{m}^2$ . L'augmentation de la puissance dans la fibre est rapidement limitée par l'apparition d'effets non linéaires et en particulier par l'apparition de la diffusion Brillouin stimulée. A titre d'exemple, une fibre à saut (cœur dopé au néodyme défini par  $2a = 11\ \mu\text{m}$ ,  $\text{ON} = 0,16$  et  $A_{\text{eff}} = 57\ \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 1064\text{nm}$ ) présentant une double gaine en D

(diamètre égal à  $400\ \mu\text{m}$  et  $\text{ON} = 0,38$ ) utilisée en tant que fibre amplificatrice a une puissance en sortie limitée à  $5\ \text{W}$  [ZAWI. 99].

L'augmentation de la taille du cœur tout en conservant une qualité acceptable du faisceau de sortie ( $M^2 \sim 1$ ) implique nécessairement une diminution de la différence indicielle  $\Delta n$  entre le cœur et la gaine optique comme le montre la **figure 1.23**. En effet la relation d'unimodalité donnée par la valeur de la fréquence spatiale normalisée impose  $V = \frac{2\pi}{\lambda} a \text{ON} \leq 2,405$  (où  $a$  et  $\text{ON}$  sont respectivement le rayon et l'ouverture numérique du cœur).



**Figure 1.23** : Représentation schématique d'une fibre conventionnelle à saut d'indice. (a) : section droite avec  $a$  le rayon de cœur. (b) : profil d'indice avec  $\Delta n = n_1 - n_2$ .

Ainsi Richardson et collaborateurs ont proposé en 1997 une fibre à saut d'indice monomode exhibant une aire effective de  $310\ \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 1550\text{nm}$  ( $V \sim 2,2$  avec  $\text{ON} \sim 0,066$  et  $2a \sim 14\ \mu\text{m}$ ) [RICH. 97]. Le cœur de cette fibre est dopé avec des ions erbium et des impulsions transportant une énergie de  $180\ \mu\text{J}$  ont ainsi pu être obtenues (durée d'impulsion égale à  $45\ \text{ns}$  et fréquence de répétition de  $200\ \text{Hz}$ ). Toutefois on atteint ici les limites de ce qui est réalisable dans ces conditions. D'abord la très forte diminution de l'ouverture numérique autorisant l'augmentation de la taille du cœur (et donc de  $A_{\text{eff}}$ ) entraîne une très forte sensibilité aux courbures de la fibre. Le rayon de courbure critique est estimé autour de  $15\ \text{cm}$ . Ensuite la méthode de fabrication de ces fibres par des procédés de dépôt gazeux de silice dopée (technique MCVD) ne permet pas d'atteindre des ouvertures numériques plus faibles sans encourir le risque d'augmenter drastiquement les pertes de confinement.

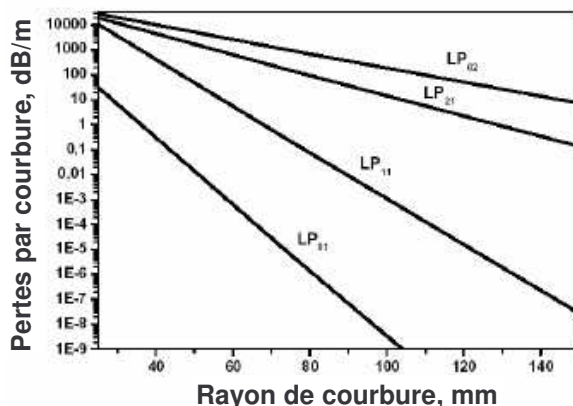
### II.3.1.2. Fibre multimode

Une fibre à saut monomode dite LMA a donc une taille de cœur limitée autour de 10/15  $\mu\text{m}$  correspondant à  $A_{\text{eff}} < 400 \mu\text{m}^2$ . La puissance pouvant y être transportée reste par conséquent limitée. Comme la diminution de l'ouverture numérique devient critique d'un point de vue technologique, l'augmentation de la taille du cœur conduit à la propagation de modes d'ordre élevés. Un filtrage modal est alors nécessaire pour assurer malgré tout un guidage monomode dans ces structures multimodes. Plusieurs solutions sont utilisées. Il est possible par exemple de modifier la zone du cœur devant accueillir les ions terres rares de manière à optimiser le recouvrement de cette zone dopée avec le seul mode fondamental. L'amplification du signal est ainsi favorisée sur ce mode. La méthode couramment utilisée reste l'évacuation des modes d'ordre élevés par l'application d'une courbure.

#### II.3.1.2.1. Filtrage spectral par courbure

Reprenant les travaux menés par D. Marcuse dans les années 1970, des équipes proposent alors des fibres à saut multimodes permettant d'avoir accès à des diamètres de cœur plus importants (30-40  $\mu\text{m}$ ) en s'affranchissant de la condition restrictive d'unimodalité ( $V < 2,405$ ). L'avantage d'utiliser de telles structures est que l'on peut avoir accès à des volumes d'ions dopants beaucoup plus élevés. Il est alors possible de réduire la longueur de fibre utile et donc de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires (notamment les effets Brillouin et Raman). Concernant la qualité du faisceau en sortie de fibre, un filtrage spatial des modes d'ordre élevé est possible en appliquant à la fibre un rayon de courbure choisi permettant ainsi de ne conserver que le mode fondamental en sortie. Cette technique est basée sur deux constats théoriques, le premier étant que le mode fondamental est le moins sensible aux courbures, le deuxième étant que les pertes additionnelles par courbure de chaque mode varient exponentiellement en fonction du rayon de courbure [MARC. 76].

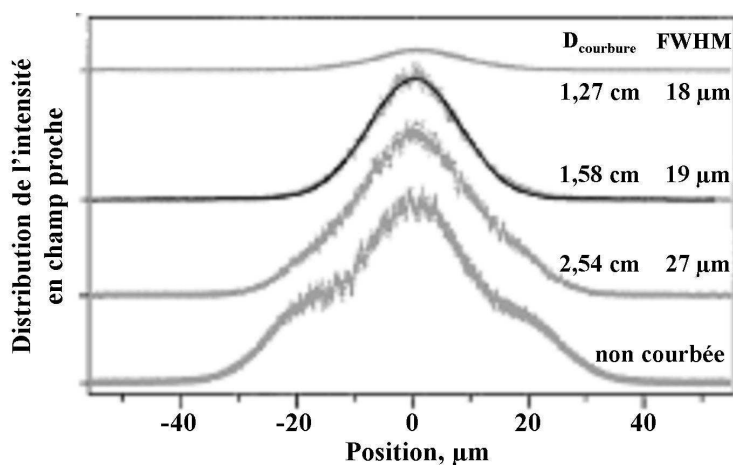
La **figure 1.24** ci-dessous présente les pertes additionnelles calculées en fonction du rayon de courbure pour le mode fondamental et les trois premiers modes d'ordre élevé d'une telle structure ( $2a = 30 \mu\text{m}$ ,  $ON = 0,06$  et  $V \sim 5$  à  $\lambda = 1060\text{nm}$  donnant 4 modes guidés) [LIMP. 03a]. On constate bien que le choix d'un rayon de courbure approprié permet de discriminer le mode fondamental des modes d'ordre élevé. Par exemple, pour un rayon de courbure de 5 cm, les pertes additionnelles du mode fondamental ( $LP_{01}$ ) sont de 0,01 dB/m, bien inférieures à celles du premier mode d'ordre élevé ( $LP_{11}$ ) valant 52 dB/m.



**Figure 1.24** : Pertes aux courbures du mode fondamental et des trois premiers modes d'ordre élevé en fonction du rayon de courbure, d'après la référence [LIMP. 03a].

Expérimentalement le filtrage spatial est distribué sur l'ensemble de la fibre, autrement dit toute la longueur de la fibre utilisée est enroulée sur un tambour ayant un rayon de courbure approprié pour ne permettre qu'au seul mode fondamental d'être guidé.

Koplow et collaborateurs ont proposé une fibre à saut fortement multimode ( $V \sim 7,4$  à  $\lambda = 1064\text{nm}$  avec  $ON \sim 0,1$  et  $2a \sim 25 \mu\text{m}$ ) ayant un cœur dopé Yb et une double gaine de forme hexagonale (diamètre de  $200 \mu\text{m}$  et une ouverture numérique de  $0,47$ ) [KOPL. 00]. L'observation en champ proche de la distribution de l'énergie en sortie de six mètres de fibre a été faite pour différents diamètres de courbure (cf. **figure 1.25**). La qualité du faisceau est grandement améliorée en courbant la fibre et un diamètre de courbure de  $1,58 \text{ cm}$  induit une distribution d'allure gaussienne.



**Figure 1.25** : Observation de la répartition d'énergie en sortie de la fibre multimode testée par Koplow et collaborateurs pour divers diamètres de courbure (d'après [KOPL. 00]).

L'émission, très multimode pour une fibre tendue, devient en effet monomode. Le facteur de qualité spatiale du faisceau  $M^2$  en sortie de fibre a été mesuré et vaut  $1,09 \pm 0,09$ .

Dans cet exemple le rayon de courbure appliqué à la fibre (7,9 mm) pour obtenir une propagation monomode est très faible. Cela provient de la valeur élevée de la fréquence spatiale normalisée  $V$  définissant le nombre de modes guidés. Plus le nombre de modes est important, plus petit devra être le rayon de courbure pour faire fuir par effet tunnel les modes indésirables. Ceci peut s'avérer être une limitation technologique à l'utilisation de ces fibres multimodes. En effet elles présentent généralement une double gaine ayant un diamètre externe important (de  $200 \mu\text{m}$  à  $600 \mu\text{m}$  en moyenne) pour pouvoir accueillir une très forte puissance de pompe et le fait de devoir les enrouler sur un tambour pour éliminer les modes d'ordres élevés peut entraîner une cassure de la fibre.

Toutefois, des fibres légèrement multimodes nécessitant des rayons de courbure plus grands pour réaliser le filtrage spatial ont permis d'obtenir de très bons résultats, aussi bien en régime impulsionnel qu'en régime continu.

#### II.3.1.2.2. Montée en puissance en régime impulsionnel

Une fibre légèrement multimode utilisée comme milieu amplificateur a ainsi permis de générer des impulsions dans le régime nanoseconde transportant des énergies de 4 mJ (fréquence de répétition de 3 kHz) [**LIMP. 02**]. Cette énergie transportée est d'un ordre de grandeur supérieure à celle obtenue avec une fibre conventionnelle monomode ( $180 \mu\text{J}$ ). Une puissance moyenne de 100 W a également pu être extraite (fréquence de répétition de 50 kHz). La fibre dopée Yb ( $V \sim 5$  donnant 4 modes transverses guidés, avec  $2a = 30 \mu\text{m}$ ,  $ON = 0,06$  à  $\lambda = 1064\text{nm}$ ) est entourée d'une double gaine en D (diamètre de  $400 \mu\text{m}$  et ouverture numérique de 0,38). Les modes d'ordre élevés ont été éliminés en appliquant un rayon de courbure proche de 5 cm et le facteur  $M^2$  vaut 1,1 (les 25 m de fibre étant enroulés). L'aire effective calculée du mode fondamental est proche de  $415 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 1064\text{nm}$  [**LIEM 03**]. Toutefois les auteurs soulignent que l'amplification de telles impulsions dans la fibre est proche du seuil de claquage diélectrique de la silice. Ce dernier est en effet observé expérimentalement pour des impulsions de durée 100 ns et d'énergie 0,5 mJ. Un court tronçon de fibre dépourvue de cœur (de longueur 1,5 mm) a alors été soudé à la face de sortie de la fibre amplificatrice afin de réduire la densité surfacique de puissance du faisceau. De plus

l'observation du spectre de transmission de la fibre montre une faible apparition ( $\sim 20$  dB sous le signal) de certains effets non linéaires (effet Raman et automodulation de phase).

Plus récemment une fibre exhibant un diamètre de cœur de  $80 \mu\text{m}$  a été proposée (ON = 0,06) [CHENG 06]. Elle présente une double gaine de diamètre  $400 \mu\text{m}$  et d'ouverture numérique 0,46. Cette fibre, utilisée en tant que milieu amplificateur, a permis d'obtenir des impulsions en régime nanoseconde (durée  $\sim 0,7$  ns) ayant une puissance crête extrêmement élevée (1,56 MW) avec une fréquence de répétition de 50 Hz. L'énergie transportée par les impulsions vaut 1,1 mJ. En outre, une puissance moyenne de 85 W correspondant à une puissance crête de 1 MW (fréquence de répétition de 100 kHz) a également été mesurée. Afin d'éliminer les modes d'ordre élevé, les trois mètres de fibre utilisés ont été enroulés sur un tambour de 10 cm de diamètre. La qualité du faisceau en sortie de fibre est alors caractérisée par une valeur de  $M^2$  égale à 1,2. L'aire effective du mode fondamental est relativement élevée, proche de  $2750 \mu\text{m}^2$ .

### II.3.1.2.3. Montée en puissance en régime continu

De nombreux travaux font état de la montée en puissance dans les fibres à saut légèrement multimodes. L'augmentation de la taille du cœur a notamment permis de dépasser le seuil du kilowatt. Trois exemples, représentatifs de cette évolution, sont présentés sur la courbe ci-dessous et décrits succinctement par la suite.

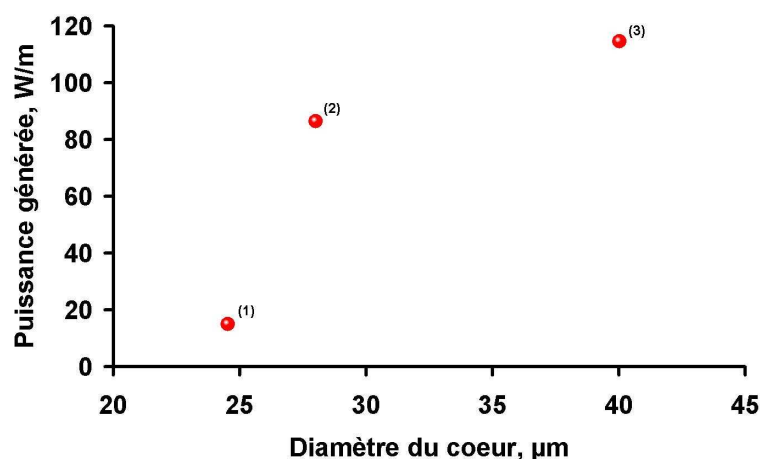


Figure 1.26 : Evolution de la montée en puissance générée dans une fibre à saut légèrement multimode en fonction de l'augmentation de la taille du cœur.



- Exemple 1 [**LIMP. 03b**] :

<i>coeur (dopé Nd et Yb)</i>				<i>gaine interne (en D)</i>		<i>configuration laser</i>		
2a ( $\mu\text{m}$ )	ON	MFD ( $\mu\text{m}$ )	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	ON	$P_{\text{extraite}}$ (W/m)	efficacité $\eta$ (en %)	$M^2$
<b>24,5</b>	0,086	20	-	400	0,38	<b>15</b>	72	<b>&lt; 1,5</b>

**Tableau 1.1:** Description de la fibre multimode proposée par Limpert et collaborateurs en 2003 [**LIMP. 03b**].

Une puissance de 500 W a été obtenue en sortie de 35 m de fibre (15 W/m) avec une pente d'efficacité de 72 %. L'émission monomode autour de  $\lambda = 1100\text{nm}$  est obtenue en effectuant un filtrage spectral en courbant la fibre. Les auteurs précisent qu'aucun effet non linéaire n'est observé et que la cassure de la fibre ne représente pas une limitation à l'augmentation du cœur.

- Exemple 2 [**JEONG 04a**] :

<i>coeur (dope Yb)</i>				<i>gaine interne (en D)</i>		<i>configuration laser</i>		
2a ( $\mu\text{m}$ )	ON	MFD ( $\mu\text{m}$ )	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	ON	$P_{\text{extraite}}$ (W/m)	efficacité $\eta$ (en %)	$M^2$
<b>28</b>	0,09	-	512	400	0,48	<b>87</b>	80	<b>1,3</b>

**Tableau 1.2:** Description de la fibre multimode proposée par Jeong et collaborateurs en 2004 [**JEONG 04a**].

Une puissance de 610 W a été obtenue en sortie de 7 m de fibre (87 W/m) avec une pente d'efficacité relativement importante (80 %). La fréquence spatiale normalisée a une valeur de 7,3 à  $\lambda = 1100\text{nm}$ . Toutefois les auteurs soulignent le fait qu'ils n'ont pas pris de précaution particulière pour évacuer les modes d'ordre élevé. En outre la densité surfacique de puissance reste faible, autour de  $1,2 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ .

- Exemple 3 [JEONG 04b] :

<i>coeur (dope Yb)</i>				<i>gaine interne (en D)</i>		<i>configuration laser</i>		
2a ( $\mu\text{m}$ )	ON	MFD ( $\mu\text{m}$ )	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	ON	$P_{\text{extraite}}$ (W/m)	efficacité $\eta$ (en %)	$M^2$
<b>40</b>	0,05	-	900	600	0,48	<b>115</b>	83	<b>1,4</b>

**Tableau 1.3:** Description de la fibre multimode proposée par Jeong et collaborateurs en 2004 [JEONG 04b].

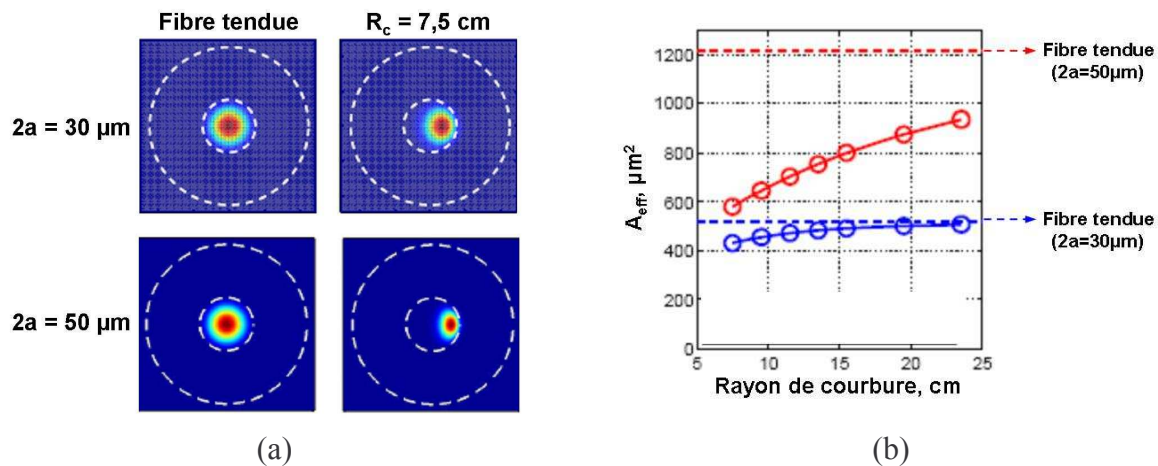
Une puissance de 1,36 kW a pu être extraite en sortie de 12 m de fibre (115 W/m). Le paramètre  $V$  vaut 5,7 à  $\lambda = 1100\text{nm}$ . Un pompage par la gaine a été effectué simultanément aux deux extrémités de la fibre et des précautions ont été prises pour éviter un échauffement thermique dû à des pertes de la puissance de pompe. Les modes d'ordre élevé ont été évacués par courbure, les 12 m de fibre utilisée étant enroulés sur un tambour de 10 cm de rayon. Les auteurs précisent qu'aucune diffusion stimulée n'a été observée, le seuil de ces dernières étant très loin d'être atteint. De plus les faces des deux extrémités de la fibre ne présentent aucun signe de dommage du fait de la faible densité surfacique de puissance ( $1,5 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ ).

#### II.3.1.2.4. Impact de la courbure

Atteindre des aires effectives supérieures à  $400 \mu\text{m}^2$  dans les fibres conventionnelles nécessite comme on l'a décrit précédemment le recours à des fibres multimodes. Le défi est alors de concevoir une fibre avec un large cœur et une ouverture numérique la plus faible possible ( $\sim 0,05$  par la méthode de fabrication MCVD) pour limiter le nombre de modes guidés. Un filtrage spectral, basé sur les pertes différentielles des modes, est effectué en appliquant une courbure distribuée sur l'ensemble de la fibre. Seul le mode fondamental est alors guidé en exhibant une aire effective élevée.

Toutefois, les travaux théoriques menés par John Fini (OFS Laboratories, New Jersey) insistent sur l'importance de prendre en compte l'influence de la courbure sur l'aire effective du mode fondamental [FINI 06]. En effet ce paramètre est souvent mesuré pour des fibres droites (rayon de courbure infini) alors qu'expérimentalement ces dernières sont la plupart du temps courbées. La valeur de l'aire effective à prendre en considération vis-à-vis du seuil des effets indésirables (non linéaires et dommage du matériau) est donc celle de la fibre courbée et non de la fibre droite. Dans la référence [FINI 06], l'auteur montre l'influence d'un rayon

de courbure usuel ( $R = 7,5$  cm) sur la répartition de l'énergie du mode fondamental dans deux fibres à saut d'indice ayant un diamètre de coeur de  $30 \mu\text{m}$  et de  $50 \mu\text{m}$  (cf. **figure 1.27**). Dans les deux cas l'ouverture numérique de la fibre est prise égale à  $0,053$ . Les paramètres ainsi choisis correspondent à ceux que l'on retrouve dans la littérature concernant l'accroissement de la puissance délivrée dans une telle fibre.



**Figure 1.27** : Résultats de calcul extraits de la référence [FINI 06]. (a) influence d'un rayon de courbure ( $R = 7,5$  cm) sur la distribution de l'intensité du mode fondamental dans deux fibres à saut d'indice LMA (diamètre de cœur de  $30 \mu\text{m}$  et de  $50 \mu\text{m}$ ). (b) évolution de l'aire effective du mode fondamental des deux fibres à saut en fonction du rayon de courbure appliqué à la fibre.

La courbure tend à distordre et à délocaliser la distribution de l'énergie du mode fondamental dans le cœur. Cette modification est d'autant plus marquée pour la fibre ayant un diamètre de cœur important. La **figure 1.27.b** montre que l'aire effective s'en trouve directement affectée et ce même pour des rayons de courbure usuels. Pour un rayon de courbure de  $10$  cm, l'aire effective de la fibre ayant un diamètre de cœur de  $30 \mu\text{m}$  est faiblement affectée alors qu'elle est divisée par deux pour la fibre ayant un cœur de  $50 \mu\text{m}$  ( $1200 \mu\text{m}^2$  pour la fibre droite et  $600 \mu\text{m}^2$  pour la fibre courbée). Cette compression spatiale du mode fondamental accroît la puissance sur une faible zone, ce qui va à l'encontre du bénéfice apporté par les structures LMA.

En outre, l'évacuation des modes d'ordre élevé par l'application d'une courbure n'est pas complète (comme le montrent les valeurs de  $M^2$  obtenues dans les exemples précédents). Un autre phénomène est alors à prendre en considération, à savoir les couplages intermodaux. Ces derniers impliquent une dégradation du signal le long de la fibre. Parmi ces couplages, le plus handicapant est celui susceptible d'avoir lieu entre le mode fondamental que l'on veut guider et le mode antisymétrique le plus proche de lui, à savoir le premier mode d'ordre élevé

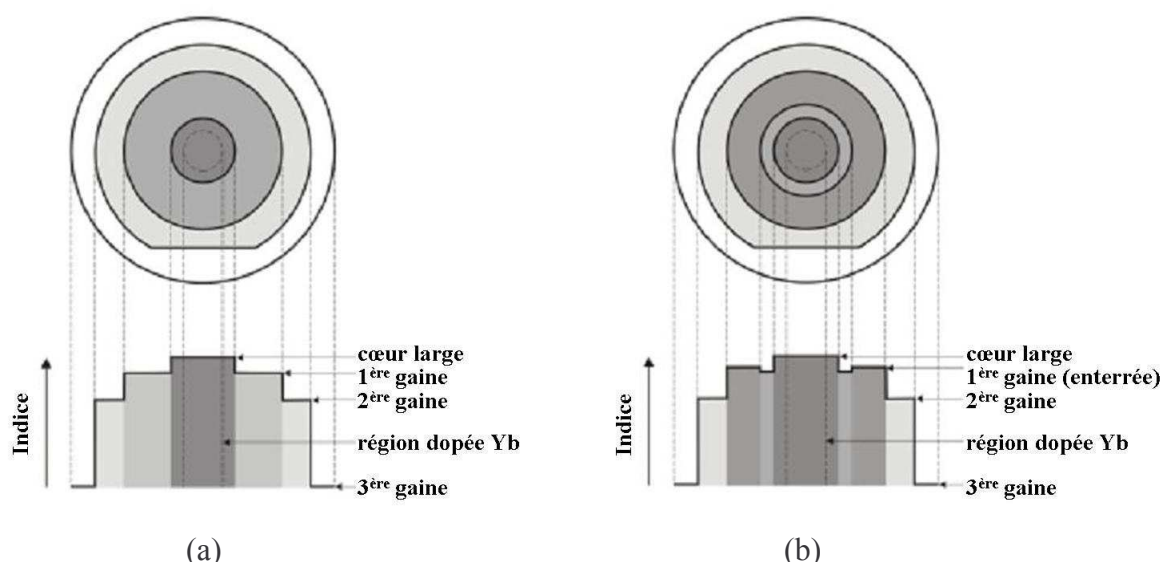
(appelé  $LP_{11}$ ). Deux conditions permettent de limiter ce couplage, la première consistant à optimiser la qualité de l'injection sur le mode fondamental, la deuxième étant de concevoir une fibre pour laquelle la différence des indices effectifs  $n_{01} - n_{11}$  est la plus grande possible. Toutefois l'augmentation de la taille du cœur, permettant l'accroissement de l'aire effective du mode fondamental, va de paire avec une diminution de cette différence d'indices effectifs. Des solutions alternatives sont proposées pour avoir un meilleur contrôle du couplage intermodal.

### II.3.1.3. Exemples de solutions alternatives

#### II.3.1.3.1. Les fibres à triple gaine

Doper fortement le cœur d'une fibre optique avec des ions terres rares implique nécessairement une augmentation proportionnelle de son indice de réfraction. Habituellement un codopage est réalisé (F,  $B_2O_3$ ,...) pour rabaisser l'indice du cœur et conserver ainsi une faible ouverture numérique. Un compromis est alors à faire entre la concentration des ions terres rares et la différence indicielle cœur/gaine.

L'utilisation d'une fibre dite « triple gaine » permet d'apporter une réponse efficace. En effet, dans une telle structure, la gaine la plus proche du cœur (appelée première gaine) a pour rôle de conserver une ouverture numérique faible pour le cœur tout en ayant un fort niveau de dopage en ions terres rares. La deuxième gaine, quant à elle, accueille la pompe et a donc classiquement une forme en D. La troisième gaine est le polymère bas indice recouvrant la fibre et la protégeant des contraintes mécaniques. La description schématique d'une telle fibre est faite sur la **figure 1.28.a**.



**Figure 1.28** : Description schématique d'une fibre triple gaine. (a) structure classique. (b) structure proposée par Laperle et collaborateurs en 2007 incluant une dépression d'indice. Ces images sont extraites de la référence [LAPE. 07].

L'augmentation de la taille du cœur le rend multimode et, comme pour les fibres conventionnelles à deux gaines, un filtrage spectral en courbant la fibre est généralement effectué. Le problème du couplage intermodal reste alors posé, même dans ces structures.

Pour le surmonter, P. Laperle et collaborateurs ont proposé récemment d'inclure entre le cœur et la première gaine une dépression d'indice comme cela est montré sur la **figure 1.28.b** ci-dessus [LAPE. 07]. Le but est de diminuer l'ouverture numérique du cœur permettant ainsi d'une part de restreindre le nombre des modes d'ordre élevé et d'autre part d'augmenter leur sensibilité aux courbures. Il est à noter que le mode fondamental voit lui aussi sa sensibilité aux courbures augmenter mais dans des proportions moindres avec un ajustement convenable des dimensions de la dépression (indice de réfraction et largeur). Le filtrage spectral permettant d'obtenir un mode gaussien en sortie de fibre requiert alors des rayons de courbure plus grands. La diminution des contraintes mécaniques (micro-courbures par exemple) apportées à la fibre permet alors d'éviter des couplages intermodaux.

Deux fibres basées sur ce principe ont été fabriquées [LAPE. 07]. Leurs paramètres optogéométriques sont résumés dans le tableau ci-dessous.

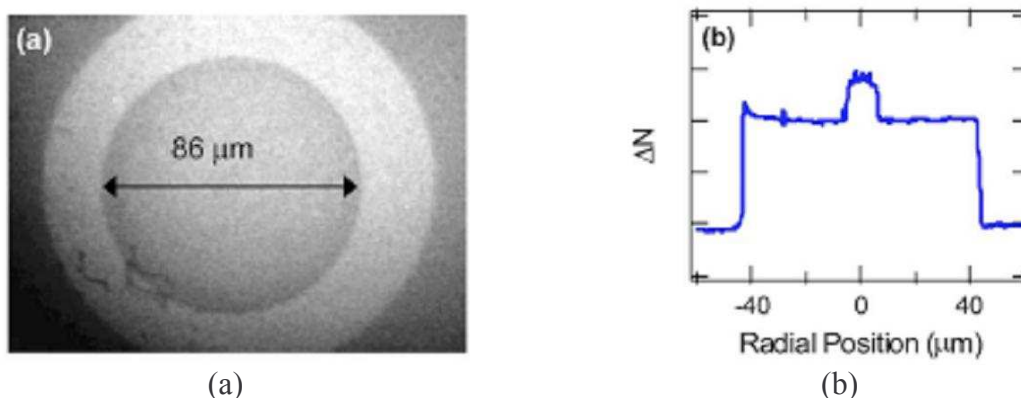
cœur	1 <sup>ère</sup> gaine	2 <sup>ème</sup> gaine	dépression d'indice	
2a (μm)	∅ (μm)	∅ (μm)	$\Delta n$	largeur (μm)
25	112	200	$5 \cdot 10^{-4}$	9
34	160	280	$5 \cdot 10^{-4}$	13

**Tableau 1.4**: Description des deux fibres à triple gaine proposées par Laperle et collaborateurs en 2007 [LAPE. 07].

Ces deux fibres ont été testées en tant que milieu amplificateur. Le rayon de courbure appliqué aux deux fibres (de longueur 3,5 m) pour être proche de la limite de diffraction en sortie de fibre est 20 cm ( $M^2 \sim 1,05$  et  $M^2 \sim 1,07$ ). Il est relativement important comparé à celui attendu en l'absence de la dépression d'indice ( $< 10$  cm).

### II.3.1.3.2. Les modes d'ordre élevé

Toujours dans l'objectif de répondre à ce problème de couplage intermodal posé par l'application d'une courbure sur la fibre, S. Ramachandran et collaborateurs ont proposé d'effectuer le transport du signal non pas sur le mode fondamental mais sur un mode d'ordre élevé ( $LP_{0m}$  avec  $m > 1$ ) [RAMA. 06]. La structure proposée est une fibre intentionnellement multimode dont une image de la section droite ainsi que le profil d'indice correspondant sont montrés sur la **figure 1.29** suivante.

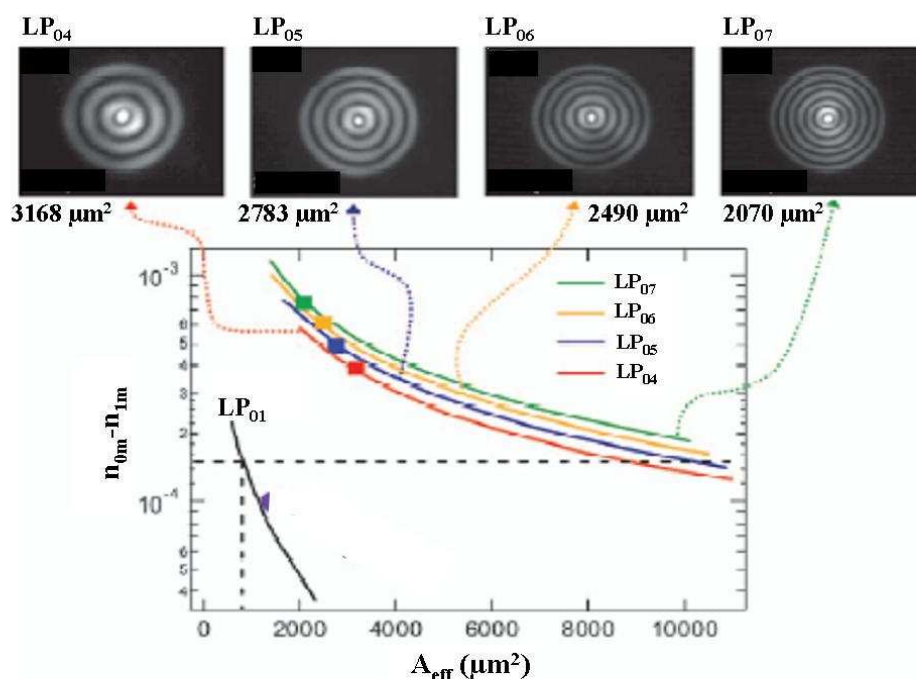


**Figure 1.29 :** (a) image de la section droite de la fibre multimode proposée par Ramachandran et collaborateurs. (b) profil d'indice mesuré correspondant. Ces images sont extraites de la référence [RAMA. 06].

La fibre est constituée d'un cœur de taille similaire à celle d'une fibre conventionnelle monomode ( $< 10 \mu\text{m}$ ) entouré d'une gaine ayant un diamètre de  $86 \mu\text{m}$ . Cette dernière est recouverte d'une gaine dopée fluor autorisant ainsi le guidage des modes d'ordre élevé dans la structure. Un réseau à longue période (de longueur totale 2 cm) est alors gravé sur chaque extrémité de la fibre. Ainsi le mode fondamental  $LP_{01}$  injecté dans la fibre est converti en un mode d'ordre élevé de type  $LP_{0m}$  (préalablement choisi au travers des paramètres du réseau gravé) et le processus inverse s'opère en sortie de la fibre.

Le choix d'opérer le transport du signal sur un mode d'ordre élevé  $LP_{0m}$  se justifie par les quatre points fondamentaux suivants :

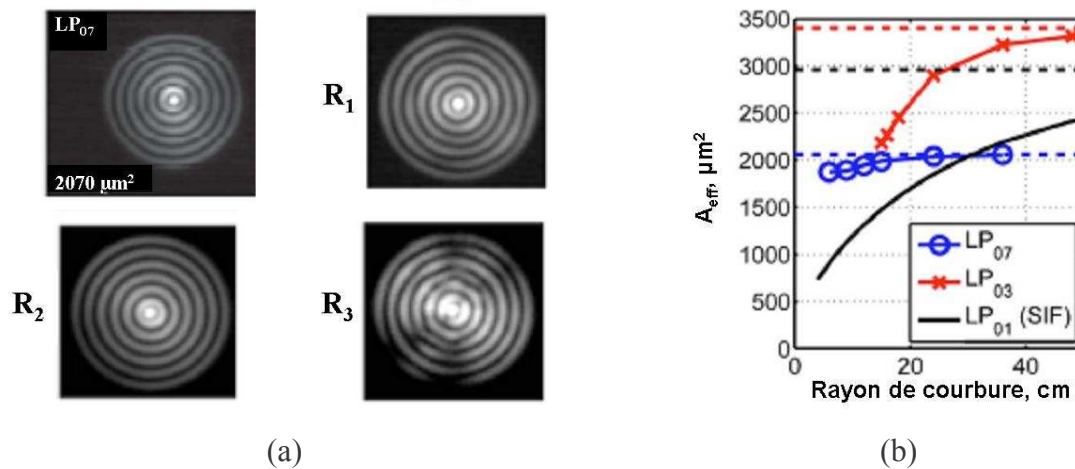
- la différence d'indices effectifs entre le mode d'ordre élevé  $LP_{0m}$  et le mode antisymétrique le plus proche de lui ( $LP_{1m}$ ) est de un ordre de grandeur supérieur à celle des modes des fibres LMA conventionnelles ( $n_{01} - n_{11}$ ) (cf. **figure 1.30**).
- l'ordre élevé de ces modes leur confère des aires effectives extrêmement importantes ( $> 2000 \mu\text{m}^2$ ) comme le montre la **figure 1.30**.
- le diamètre externe de la fibre n'est pas excessif. Le cœur peut avoir la même taille qu'une fibre conventionnelle monomode.
- ces modes d'ordre élevé ont une très faible sensibilité aux courbures (l'aire effective du mode est conservée même pour de faibles rayons de courbure) [FINI 07].



**Figure 1.30** : Evolution de la différence d'indice  $n_{0m} - n_{1m}$  en fonction de l'aire effective du mode  $LP_{0m}$  pour  $m = 1, 4, 5, 6$  et  $7$ . Les images des champs proches mesurés sont également présentés pour les modes  $LP_{04}$ ,  $LP_{05}$ ,  $LP_{06}$  et  $LP_{07}$  (l'aire effective correspondante est indiquée). Ces résultats sont extraits de la référence [RAMA. 06].

Comme le montre la **figure 1.30** ci-dessus, la différence indicielle  $n_{0m} - n_{1m}$  augmente avec l'ordre du mode. Les couplages intermodaux sont ainsi fortement atténués. Il n'y a donc pas de limitation concernant l'ordre du mode pouvant être utilisé. Ainsi la propagation d'un unique mode d'ordre élevé dans la structure a permis d'accéder à des aires effectives allant de  $2070 \mu\text{m}^2$  (mode  $LP_{07}$ ) à plus de  $3100 \mu\text{m}^2$  (mode  $LP_{04}$ ) à  $\lambda = 1600\text{nm}$ . Ces modes ont été obtenus en sortie d'une fibre de longueur supérieure à 2 mètres enroulée sur un tambour ayant un diamètre de 14 cm.

En outre, l'augmentation de l'ordre du mode lui confère une résistance aux courbures comme le montre la **figure 1.31** [FINI 07].



**Figure 1.31** : Résultats extraits de [FINI 07]. (a) Observation du champ proche du mode LP<sub>07</sub> en sortie de trois mètres de la fibre multimode proposée par Ramachandran et collaborateurs pour différents rayons de courbure : fibre droite, R<sub>1</sub> = 7 cm, R<sub>2</sub> = 4,5 cm et R<sub>3</sub> = 3,8 cm. Le mode LP<sub>07</sub> est insensible aux courbures pour R > 4 cm. Pour R < 4 cm, des couplages intermodaux apparaissent. (b) Evolution de l'aire effective des modes LP<sub>01</sub>, LP<sub>03</sub> et LP<sub>07</sub> en fonction du rayon de courbure (résultats théoriques).

En effet le mode d'ordre élevé LP<sub>07</sub> n'est pas distordu par l'application d'un rayon de courbure sur la fibre, sauf pour des rayons de courbure extrêmement petits (< 4 cm) (cf. **figure 1.31.a**). La répartition de l'énergie de ce mode n'est pas modifiée (aucune délocalisation comme c'est le cas pour le mode fondamental). Par conséquent son aire effective est faiblement affectée par l'application d'un rayon de courbure. La **figure 1.31.b** compare la sensibilité de l'aire effective vis-a-vis d'une courbure pour trois modes : deux modes d'ordre supérieur (LP<sub>03</sub> et LP<sub>07</sub>) de la structure proposée et le mode fondamental d'une fibre à saut ayant des paramètres optogéométriques identiques. Les trois modes présentent des aires effectives relativement importantes pour des fibres droites (> 2000 μm<sup>2</sup>). Il s'avère que l'aire effective du mode fondamental chute dramatiquement pour des rayons de courbure usuels (divisée par 2 pour R = 20 cm). Le mode LP<sub>07</sub>, quant à lui, maintient son aire effective élevée même pour des rayons de courbure autour de 5 cm.

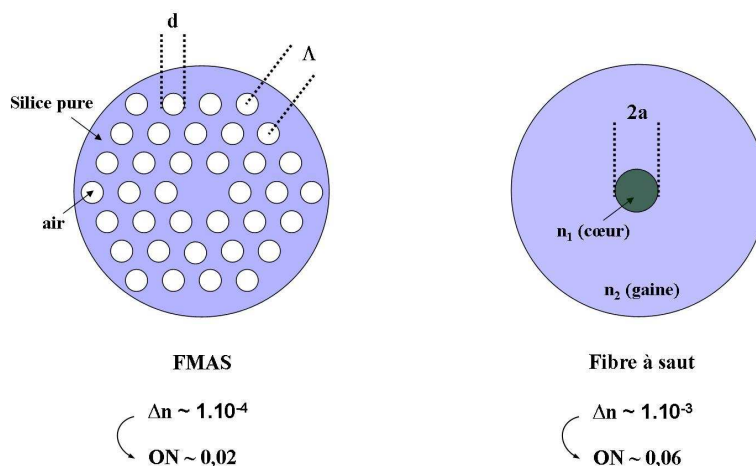
On arrive ici aux limites de ce qui peut être fait avec des fibres conventionnelles à saut d'indice pour transporter ou générer des fortes puissances. La condition restrictive du caractère unimodal de la fibre limite l'augmentation de la taille du cœur. La différence indicielle entre le cœur et la gaine de la fibre ne peut en effet être trop abaissée (limitation



technologique et apparition de pertes aux courbures drastiques). L'aire effective de  $310 \mu\text{m}^2$  ( $2a = 14 \mu\text{m}$ ,  $ON \sim 0,066$ ) donnant lieu à des pertes aux courbures extrêmement élevées (rayon de courbure critique proche de 15 cm) apparaît comme une valeur seuil. Le filtrage spatial des modes autres que le fondamental obtenu en courbant la fibre est incompatible avec une taille de cœur et de gaine trop importante. Il peut induire un risque de cassure de la fibre. Il ne se fait donc que pour des fibres faiblement multimodes. De très bons résultats ont été obtenus avec ce genre de structure et des puissances continues dépassant le kW ont été propagées sans dommages. Toutefois, la courbure appliquée à la fibre tend à accroître les contraintes mécaniques et provoque l'apparition de couplages intermodaux incompatibles avec une émission proche de la limite de diffraction. En outre, même pour des structures multimodes, l'augmentation de la taille du cœur tout en limitant le nombre de modes guidés aboutit à la même limitation que pour les fibres monomodes : les pertes aux courbures (excepté pour les structures telles que celles de la référence [RAMA. 06]).

### II.3.2. Fibres à cristal photonique

L'apparition des fibres microstructurées air/silice (FMAS) a constitué l'élément majeur à un développement massif de structures donnant lieu à des puissances en sortie de fibre dépassant le kW en régime continu (1,53 kW [BONA. 05]). Une telle structure est présentée sur la **figure 1.32**. Elle se compose d'un réseau périodique en deux dimensions de trous d'air distribués parallèlement à l'axe de propagation dans une matrice de silice. Classiquement, le motif élémentaire est une maille triangulaire ou hexagonale. Les paramètres définissant le cristal photonique sont alors le diamètre  $d$  des trous d'air et la distance  $\Lambda$  entre les centres de deux trous adjacents. La présence d'un défaut dans le réseau, comme l'omission d'un trou d'air, autorise le confinement et le guidage de la lumière le long de la fibre. L'indice de réfraction moyen de la gaine est inférieur à celui de la silice pure du fait de l'inclusion des trous d'air. Le guidage de la lumière dans le défaut (silice pure) se fait alors par réflexion totale interne comme pour les fibres conventionnelles à saut.

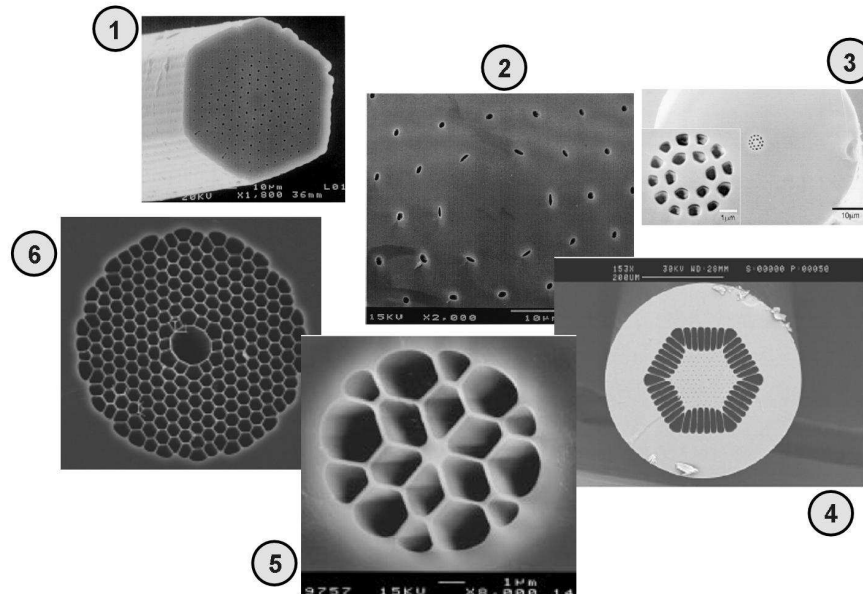


**Figure 1.32** : Représentation schématique d’une coupe transverse d’une FMAS et d’une fibre à saut. Un ordre de grandeur sépare la différence indicielle possible entre le cœur et la gaine de la fibre. Une FMAS peut exhiber une ouverture numérique beaucoup plus faible.

Comme on l’a évoqué précédemment, la diminution de la différence indicielle dans une fibre à saut est limitée autour de  $10^{-3}$  entraînant une ouverture numérique ne pouvant descendre au-dessous de 0,06. Pour ce qui est des FMAS, la fraction d’air présente dans la gaine microstructurée permet de contrôler la différence indicielle entre le cœur et la gaine de la fibre, autrement dit de contrôler son ouverture numérique. Ainsi la différence indicielle dans une FMAS peut être diminuée d’un ordre de grandeur par rapport aux fibres conventionnelles ( $\Delta n \sim 10^{-4}$ ) donnant accès à des ouvertures numériques extrêmement faibles (proches de 0,02). La taille du cœur d’une FMAS peut par conséquent être fortement augmentée tout en conservant un caractère monomode.

### II.3.2.1. Propriétés originales des FMAS

La rapide montée en puissance dans les FMAS provient de leurs propriétés originales. Certaines sont montrées au travers des fibres dont les images des faces d’entrée sont rassemblées dans la **figure 1.33** :



**Figure 1.33** : Images de faces d'entrée de diverses fibres microstructurées air/silice (d'après [BIRKS 97], [KNIG. 98], [WADS. 00], [LIMP. 03c], [KNIG. 00] et [HUMB. 04]).

- Fibre 1 : caractère « endlessly singlemode »

La fibre n°1 est monomode quelle que soit la longueur d'onde de travail [BIRKS 97]. Cette propriété, démontrée en 1997 par Tim Birks et collaborateurs, apparaît atypique en regard d'une fibre conventionnelle. En effet, pour une fibre à saut, le nombre de modes guidés est, comme on l'a mentionné précédemment, défini par la fréquence spatiale normalisée  $V$ . Seul le mode fondamental est guidé si  $V = \frac{2\pi}{\lambda} aON \leq 2,405$ . En considérant que les différents paramètres optogéométriques ( $a$  et  $ON$ ) de la fibre sont posés, le fait de diminuer la longueur d'onde de travail autorise alors le guidage de plusieurs modes dans le cœur. Pour une FMAS, la condition d'unimodalité est indépendante du rapport rayon du cœur sur longueur d'onde  $a/\lambda$ . Ce critère est uniquement lié au rapport diamètre des trous d'air sur distance entre deux trous  $d/\Lambda$  ( $< 0,45$  [MORT. 03 – KUHL. 02]). Un choix judicieux des paramètres optogéométriques d'une FMAS permet donc au seul mode fondamental d'être guidé dans le cœur de la fibre et ce quelle que soit la longueur d'onde. L'intérêt majeur de ce type de structure apparaît alors évident pour le transport ou la génération de très fortes puissances. En théorie, le diamètre du cœur de la structure peut ainsi être arbitrairement augmenté à la longueur de travail sans avoir de contrainte d'unimodalité comme c'est le cas pour les fibres

conventionnelles. Toutefois, l'augmentation de la taille du cœur s'accompagne d'une augmentation des pertes (de propagation et de courbure).

- *Fibre 2* : structure LMA

Partant de ce constat, la fibre n°2 a été fabriquée et constitue la première fibre FMAS dite LMA [KNIG. 98]. Le rayon du cœur est de  $22,5 \mu\text{m}$  ( $d = 1,2 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 9,7 \mu\text{m}$  et  $d/\Lambda = 0,12$ ). Cette fibre est monomode pour toute longueur d'onde supérieure à  $450 \text{ nm}$ . Elle a ouvert la voie à l'augmentation croissante de la taille du cœur. Toutefois, les pertes aux courbures de cette fibre sont extrêmement élevées. Le rayon de courbure critique est proche de  $50 \text{ cm}$  à  $\lambda = 458 \text{ nm}$  et vaut  $4 \text{ cm}$  à  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ . Les auteurs soulignent d'ailleurs le fait que combattre les pertes aux courbures sera l'enjeu majeur pour l'élaboration de sources laser de très fortes puissances.

- *Fibre 3* : milieu à gain

Le fait de remplacer le capillaire plein constituant le cœur de la fibre par un capillaire dopé aux terres rares permet d'obtenir un effet laser. La fibre n°3 a permis de mettre en évidence pour la première fois un tel effet [WADS. 00]. Son cœur, extrêmement petit (diamètre égal à  $1,6 \mu\text{m}$ ), est dopé avec des ions  $\text{Yb}^{3+}$ . La fibre utilisée en configuration laser a permis d'en extraire une puissance de l'ordre d'une dizaine de mW. Le but ici était uniquement de mettre en évidence la possibilité de réaliser une telle source avec ce type de structure.

- *Fibre 4* : gaine d'air (air-clad)

La montée en puissance nécessite un large cœur pour repousser les effets limitants (effets non linéaires et claquage optique) et également la présence d'une double gaine pour pouvoir accueillir de très fortes puissances de pompe multimode. Pour les fibres conventionnelles, le guidage de la pompe dans la gaine optique est obtenu la plupart du temps en utilisant un revêtement polymère bas indice. L'utilisation de puissance de pompe élevée peut alors entraîner un échauffement au niveau de la transition gaine/polymère induisant une dégradation physique de la structure. Un des avantages majeurs des FMAS vient du fait que le confinement de la pompe dans la gaine optique peut se faire en utilisant une couronne d'air.

L'ajout d'une telle couronne, appelée gaine d'air, joue ainsi deux rôles primordiaux pour le transport de fortes puissances. Dans un premier temps elle confine fortement la pompe dans la gaine optique en induisant une très forte différence d'indice. On a alors accès à des ouvertures numériques pour la gaine optique beaucoup plus élevées que pour les fibres à saut. Une ouverture numérique de 0,8 a été démontrée [WADS. 03]. Dans un deuxième temps, la gaine d'air isole le revêtement polymère de la fibre du rayonnement de la pompe. A titre d'exemple, la fibre n°4 exhibe une gaine d'air de forme hexagonale, constituée de 42 ponts de silice ayant une épaisseur moyenne de 400 nm (bien inférieure à la longueur d'onde) et une longueur moyenne de 50  $\mu\text{m}$  [LIMP. 03c]. La gaine optique (ayant un diamètre de 150  $\mu\text{m}$ ) présente ainsi une ouverture numérique de 0,55.

- *Fibre 5* : ajustement de la dispersion de la vitesse de groupe

Une autre propriété attractive offerte par les FMAS concerne la possibilité d'ajuster la dispersion de vitesse de groupe en jouant sur la géométrie du cristal. Il est ainsi possible de décaler le zéro de la dispersion chromatique vers les basses longueurs d'onde (600-800 nm). Cette caractéristique est impossible avec les fibres conventionnelles pour lesquelles le zéro de dispersion chromatique est autour de 1,3  $\mu\text{m}$  (proche de celui de la dispersion du matériau qu'est la silice). Abaisser le zéro de dispersion chromatique vers les courtes longueurs d'onde nécessite d'avoir une dispersion de guide positive. Or ceci implique d'avoir un guide d'onde pour lequel le mode guidé ne voit pas son rayon de champ de mode varier spectralement (étalement de la distribution d'intensité du mode avec l'augmentation de la longueur d'onde par exemple) [SANS. 82]. Le guide d'onde doit donc permettre un confinement extrêmement fort du mode guidé au travers, par exemple, d'une très forte différence indicielle entre le cœur et la gaine. Ceci est réalisable avec les FMAS puisque les inclusions d'air dans la gaine de la fibre permettent d'en abaisser l'indice. Par conséquent augmenter fortement la proportion d'air dans la gaine (autrement dit avoir un rapport  $d/\Lambda$  important, très supérieur à 0,4) entraîne une dispersion de guide positive pouvant compenser la dispersion négative du matériau pour  $\lambda \leq 1,27\mu\text{m}$  [KNIG. 00]. En outre, afin de conserver une propagation monomode, la taille du cœur ne peut être élevée ( $< 5 \mu\text{m}$ ). La fibre n°5 présente un diamètre de cœur proche de 1  $\mu\text{m}$  et le zéro de dispersion de la vitesse de groupe mesuré est à  $\lambda = 565\text{nm}$ . Cette propriété caractéristique des FMAS n'est donc pas compatible avec l'augmentation de la taille du cœur de la fibre nécessitant une très faible fraction d'air

(autrement dit un faible rapport  $d/\Lambda$ , très inférieur à 0,4) dans la gaine pour conserver un caractère monomode.

- *Fibre 6* : fibre à cœur creux

Une des possibilités non négligeables permises par les FMAS est de pouvoir guider la lumière dans l'air. Pour ce faire, il suffit que le défaut du cristal photonique constituant le cœur soit l'absence d'un trou d'air non remplacé par un barreau de silice. Un arrangement adéquat du cristal photonique permet alors à la gaine optique de jouer le rôle d'un miroir métallique parfait. Ainsi la propagation d'un faisceau est interdite dans une direction perpendiculaire à l'axe optique. Le faisceau envoyé dans le cœur de la fibre s'y retrouve piégé. Le mécanisme de guidage de la lumière ne repose plus sur la différence indicielle de la structure. Il ne se fait plus par réflexion totale interne mais par effet de bande interdite photonique. La fibre n°6 est un exemple de ce type de structure. Son cœur a été obtenu en supprimant 7 capillaires (7 trous d'air) lors de la fabrication de la préforme [HUMB. 04].

La combinaison des quatre premiers points détaillés ci-dessus au sein d'une même fibre a permis de voir apparaître en quelques années une augmentation croissante de la puissance délivrée en régime impulsionnel et en régime continu.

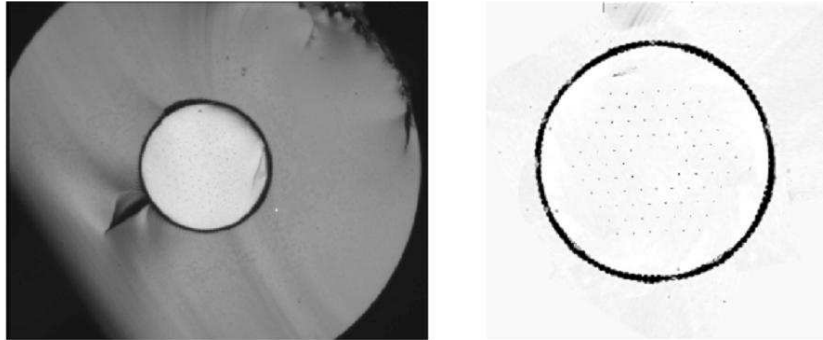
### II.3.2.2. Montée en puissance en régime impulsionnel

Une FMAS, ayant un cœur de 40  $\mu\text{m}$  de diamètre (correspondant à une aire effective de 1000  $\mu\text{m}^2$ ) dopé Yb et utilisée en tant qu'amplificateur, a permis la génération d'impulsions de durée temporelle de 10 ns et de puissance crête de 60 kW (fréquence de répétition égale à 80 MHz) [LIMP. 04]. Cela correspond à une puissance moyenne proche de 48 W. Les caractéristiques de la fibre utilisée sont résumées dans le **tableau 1.5** suivant.

cœur dopé Yb (hexagonal)				gaine interne (hexagonale)				configuration amplificateur		
2a ( $\mu\text{m}$ )	ON	MFD( $\mu\text{m}$ )	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	ON	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$d/\Lambda$	$P_{\text{extraite}}$ (W/m)	efficacité $\eta$ (en %)	$M^2$
<b>40</b>	0,03	35	<b>1000</b>	170	0,62	12,3	0,09	<b>32</b>	74	<1,2

**Tableau 1.5:** Description de la structure proposée par Limpert et collaborateurs en 2004 [LIMP. 04].

Le cœur a été créé en remplaçant sept trous d'air par des barreaux dopés Yb et est entouré de quatre couronnes de trous d'air. La fibre possède un diamètre externe assez important de  $590\ \mu\text{m}$  (cf. **figure 1.34**). Une puissance moyenne de  $48\ \text{W}$  a été obtenue au bout de  $1,5\ \text{m}$  de fibre. La densité surfacique de puissance est de  $0,048\ \text{W}/\mu\text{m}^2$ .



**Figure 1.34** : Image de la section droite de la FMAS proposée par Limpert et collaborateurs et zoom sur la microstructure. La gaine d'air a une forme circulaire. Ces images sont extraites de la référence [LIMP. 04].

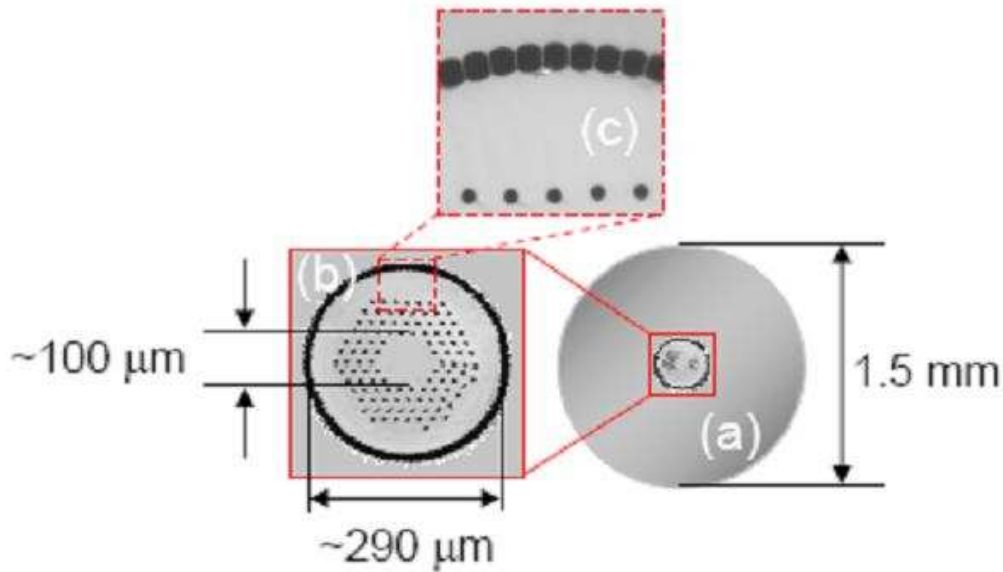
Une autre équipe de recherche, utilisant une fibre FMAS similaire comme milieu amplificateur, a pu délivrer des impulsions en régime nanoseconde ( $0,45\ \text{ns}$ ) transportant une énergie de  $0,5\ \text{mJ}$  [DITE. 05]. La puissance crête, extrêmement élevée, est proche de  $1,1\ \text{MW}$  correspondant à une puissance moyenne de  $7,2\ \text{W}$  (fréquence de répétition de  $13,4\ \text{kHz}$ ). Une longueur de  $2,5\ \text{m}$  de fibre a été nécessaire. La distribution de l'énergie en sortie de la fibre est gaussienne ( $M^2 \sim 1,04 \pm 0,02$ ). Les auteurs soulignent que le niveau de diffusion Raman stimulée est largement inférieur au niveau du signal ( $< 35\ \text{dB}$ ). Dans le but d'éviter une destruction du matériau, ils précisent également que les trous d'air ont été refermés aux deux extrémités de la fibre et ce sur une longueur de  $2\ \text{mm}$ . La densité surfacique de puissance est ainsi abaissée avant d'être en contact avec les interfaces silice/air de la gaine.

L'énergie de ces impulsions a récemment pu être augmentée d'un ordre de grandeur en multipliant la taille du cœur par un facteur  $2,5$  [DITE. 07]. Ainsi le diamètre de ce dernier atteint  $100\ \mu\text{m}$ , donnant accès à une densité surfacique de puissance extrêmement basse. Cette structure, utilisée dans une architecture MOPA en tant que milieu amplificateur, a permis d'obtenir des impulsions en régime nanoseconde (durée  $\sim 1\ \text{ns}$ ) ayant une puissance crête extrêmement élevée ( $4,5\ \text{MW}$ ) avec une fréquence de répétition multi kHz. L'énergie transportée par les impulsions vaut  $4,3\ \text{mJ}$ . En outre, une puissance moyenne de  $42\ \text{W}$  a été

mesurée. La pente d'efficacité de l'amplificateur est autour de 60 % et la qualité du faisceau en sortie de fibre est caractérisée par une valeur de  $M^2$  égale à 1,3. On est proche de la limite de diffraction. Les auteurs précisent également que la largeur de l'impulsion à -3 dB est 5 fois supérieure à celle des impulsions initiales. Cet élargissement est la signature de l'automodulation de phase. Toutefois la largeur des impulsions reste inférieure à 20 Ghz, ce qui est satisfaisant pour les applications visées.

On se confronte alors à deux contraintes physiques. La première provient des pertes par courbure qui sont nécessairement très élevées au vu de la taille du cœur (allant de paire avec une faible ouverture numérique pour conserver un caractère monomode) et du faible nombre de couronnes d'air (seulement 4). La deuxième contrainte provient de la dissipation de la chaleur engendrée par le rayonnement de la pompe dans la gaine optique [LIMP. 03d]. Une solution commune à ces deux problèmes est d'augmenter fortement l'épaisseur de la gaine de silice pure recouvrant la gaine d'air. En effet tendre vers une rigidité de la structure permet d'annuler les pertes aux courbures. De plus, une zone importante de silice permet un bon flux de convection de chaleur. Les auteurs ont alors placé la microstructure dans un tube de maintien, rendant la fibre parfaitement rigide (cf. **figure 1.35**). Le diamètre externe de la structure ainsi conçue est de 1,5 mm. Par conséquent, il est difficile de continuer de parler de fibre pour décrire ce genre de structure puisqu'une propriété intrinsèque d'une fibre optique est justement sa flexibilité. Les auteurs utilisent d'ailleurs un autre terme, ils parlent de « rod-type fibre ». On atteint ici les limites de ce qu'il est possible d'obtenir avec une FMAS.





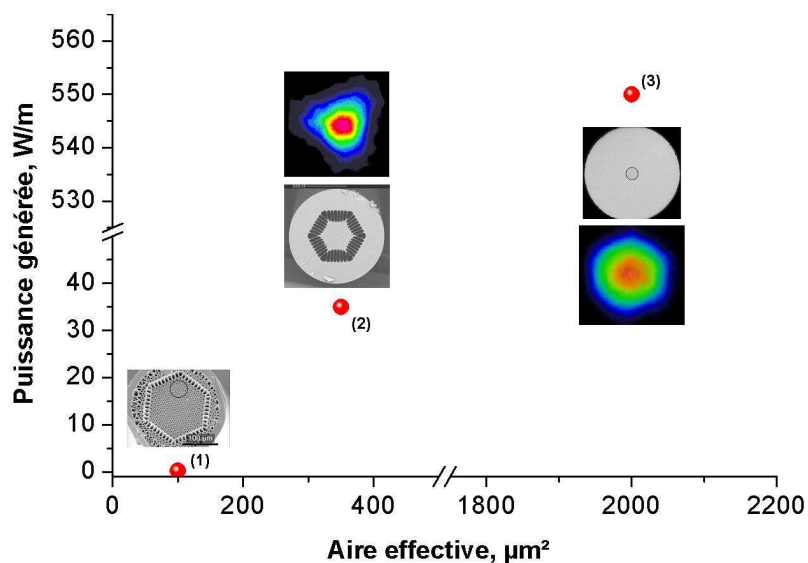
**Figure 1.35** : Caractéristiques de la structure proposée par Di Teodoro et Brooks. Ces informations sont extraites de la référence [DITE. 07].

En outre, le fait d'avoir une structure rigide implique de diminuer considérablement la longueur utilisée afin de respecter les contraintes d'encombrement. Pour le moment cela constitue l'inconvénient majeur de ce type de structure. En effet la longueur du « rod-type fibre » utilisé ici est de 90 cm.

Les auteurs soulignent que l'augmentation de la puissance crête dans une telle structure sera limitée par l'autofocalisation par effet Kerr entraînant une destruction du guide, dont la puissance seuil est autour de 5,5 MW.

### II.3.2.3. Montée en puissance en régime continu

L'augmentation de l'aire effective du mode fondamental a permis d'atteindre des puissances supérieures au kW. La **figure 1.36** suivante montre trois exemples caractéristiques de ces FMAS.



**Figure 1.36 :** Evolution de la montée en puissance générée dans une FMAS en fonction de l'aire effective du mode fondamental.

- Exemple 1 [WADS. 03] :

<i>coeur dopé Yb (circulaire)</i>			<i>gaine interne (hexagonale)</i>				<i>ponts de silice (gaine d'air)</i>		<i>configuration laser</i>	
2a (µm)	ON	$A_{\text{eff}}$ (µm <sup>2</sup> )	∅ (µm)	ON	Λ (µm)	$d/\Lambda$	épaisseur (µm)	longueur (µm)	$P_{\text{extraite}}$ (W/m)	efficacité η (en %)
<b>10</b>	-	<b>100</b>	155	0,8	10,5	0,4	350	13	<b>0,25</b>	31

**Tableau 1.6:** Description de la FMAS proposée par Wadsworth et collaborateurs en 2003 [WADS. 03].

Le diamètre externe de la fibre est de 280 µm. Il est à noter que le cœur de la fibre n'est pas au centre de la gaine interne. Il est situé à proximité d'un sommet de la gaine hexagonale (cf. cercle noir sur l'image de la **figure 1.36**). Le but est d'améliorer le couplage entre le rayonnement de pompe et la zone absorbante du cœur. Une puissance de 3,9 W a été obtenue en sortie de 17 m de fibre (0,25 W/m) avec une pente d'efficacité assez faible ( $\eta = 31\%$ ). L'émission est monomode et l'aire effective du mode est autour de 100 µm<sup>2</sup>. Les pertes aux courbures pour une fibre identique ne présentant pas de gaine d'air sont assez faibles. Le rayon de courbure critique mesuré est en effet égal à 1,5 cm à  $\lambda = 1\mu\text{m}$ .

- Exemple 2 [LIMP. 03c] :

coeur dopé Yb (triangulaire)			gaine interne (hexagonale)				ponts de silice (gaine d'air)		configuration laser	
2a ( $\mu\text{m}$ )	ON	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	ON	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$d/\Lambda$	épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	longueur ( $\mu\text{m}$ )	$P_{\text{extraite}}$ (W/m)	efficacité $\eta$ (en %)
<b>28</b>	0,05	<b>350</b>	150	0,55	11,5	0,18	390	50	<b>35</b>	31

**Tableau 1.7:** Description de la FMAS proposée par Limpert et collaborateurs en 2003 [LIMP. 03c].

Le cœur, de forme triangulaire, est obtenu par la suppression de trois trous d'air. Le diamètre externe de la fibre est  $450 \mu\text{m}$ . L'émission est monomode et l'aire effective du mode est autour de  $350 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 1070\text{nm}$  (MFD  $\sim 21 \mu\text{m}$ ). Les auteurs précisent qu'un deuxième mode est obtenu théoriquement (dû au léger saut d'indice dans le cœur de  $5.10^{-5}$ ). Toutefois celui-ci est proche de sa coupure et est facilement éliminé en courbant la fibre. Une puissance de  $80 \text{ W}$  a été obtenue en sortie de  $2,3 \text{ m}$  de fibre ( $35 \text{ W/m}$ ) avec une pente d'efficacité relativement importante ( $\eta = 78\%$ ). Malgré l'allure triangulaire du mode en sortie de fibre une valeur de  $1,2 \pm 0,1$  a été obtenue pour le paramètre  $M^2$ .

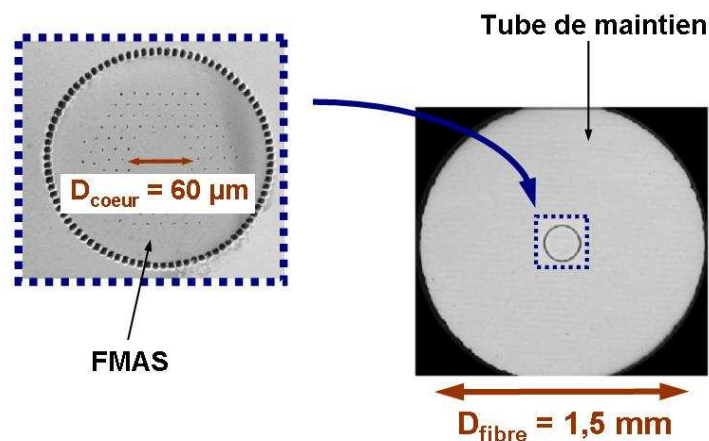
- Exemple 3 [LIMP. 06] :

coeur dopé Yb (hexagonal)			gaine interne (hexagonale)				ponts de silice (gaine d'air)		configuration laser	
2a ( $\mu\text{m}$ )	ON	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	ON	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$d/\Lambda$	épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	longueur ( $\mu\text{m}$ )	$P_{\text{extraite}}$ (W/m)	efficacité $\eta$ (en %)
<b>60</b>	-	<b>2000</b>	175	0,6	-	0,19	400	10	<b>550</b>	78

**Tableau 1.8:** Description de la structure proposée par Limpert et collaborateurs en 2006 [LIMP. 06].

Le cœur est formé par l'omission de 19 trous d'air entouré de quatre couronnes de trous. Malgré sa taille importante, la structure proposée présente un caractère monomode et l'aire effective du mode fondamental est relativement élevée, proche de  $2000 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 1080\text{nm}$ . Le seuil d'apparition des effets non linéaires s'en retrouve fortement repoussé. Une puissance de  $320 \text{ W}$  a pu être extraite pour une longueur de  $58 \text{ cm}$ , ce qui correspond à une puissance générée de  $550 \text{ W/m}$ . Si l'on compare ce résultat à celui obtenu par Jeong et collaborateurs avec une fibre à saut légèrement multimode ( $1,36 \text{ kW}$  en régime continu en sortie de  $12 \text{ m}$  de fibre, donnant une puissance générée de  $115 \text{ W/m}$ ), la structure proposée ici permet de générer une puissance 5 fois plus importante par unité de longueur.

Toutefois, la très forte sensibilité aux courbures de cette fibre ainsi que la nécessité de dissiper la chaleur induite par la pompe requiert l'augmentation de l'épaisseur de la gaine de silice pure recouvrant la gaine d'air comme cela a été évoqué précédemment [DITE. 07]. La microstructure a été placée dans un tube de maintien afin de la rendre rigide (cf. **figure 1.37**). Le diamètre externe de cette « rod-type fibre » ainsi conçue est de 1,5 mm.



L'encombrement de la source laser est un facteur important entrant en considération dans la conception des fibres à fabriquer. Utiliser des structures rigides nécessite donc des longueurs raisonnables. Toutefois, cela a pour conséquence de restreindre la puissance accessible en sortie. Concernant la comparaison faite précédemment avec la fibre à saut légèrement multimode proposée par Jeong et collaborateurs (puissance de 1,36 kW extraite en sortie de 12 m de fibre) on peut donc en conclure que cette structure atypique, bien que délivrant une très forte puissance, ne supplante pas les résultats obtenus avec des fibres conventionnelles. La montée en puissance de ce genre de structure ne pouvant se faire en jouant sur la longueur d'interaction, la seule solution est donc, encore une fois, l'augmentation de la taille du cœur. Les auteurs annoncent d'ailleurs qu'une structure similaire, non dopée aux terres rares, a été fabriquée avec un diamètre de cœur de 100 µm. L'aire effective pour le mode fondamental atteint une valeur proche de 4500 µm<sup>2</sup>. Il s'avère toutefois que la fibre n'est pas monomode malgré un rapport  $d/\Lambda$  de 0,2. On atteint également ici les limites du caractère « endlessly singlemode ». Le cœur est suffisamment grand pour autoriser le guidage de plusieurs modes avec des pertes pouvant être de l'ordre de celles du mode fondamental.

### II.3.2.4. Autre exemple de structure originale

Partant du constat établi ci-dessus sur l'augmentation drastique des pertes aux courbures dans des structures ayant un très gros cœur, des équipes de recherche ont alors développé de nouvelles structures originales. Les résultats les plus prometteurs ont été publiés récemment par Dong et collaborateurs. La FMAS proposée ne possède qu'une seule couronne comprenant six gros trous d'air (diamètre  $\sim 41 \mu\text{m}$ ) comme le montre la **figure 1.38 [DONG 06]**. Ces trous délimitent un cœur relativement large ( $2a \sim 50 \mu\text{m}$ ) qui est par conséquent multimode. Cependant les auteurs précisent que les modes d'ordre élevé peuvent être évacués à travers la silice séparant les six gros trous d'air. Ainsi seul le mode fondamental est guidé. Remarquons qu'une distorsion de l'arrangement des six trous a eu lieu lors de l'étape de fabrication donnant un cœur légèrement elliptique.



**Figure 1.38 :** (a) section droite de la fibre 1 à six trous. (b) champ proche mesuré en sortie de 3 m de la fibre 1. Le cœur est elliptique (problème lors de la fabrication). Le mode n'est donc pas circulaire. Ces images sont extraites de la référence [DONG 06].

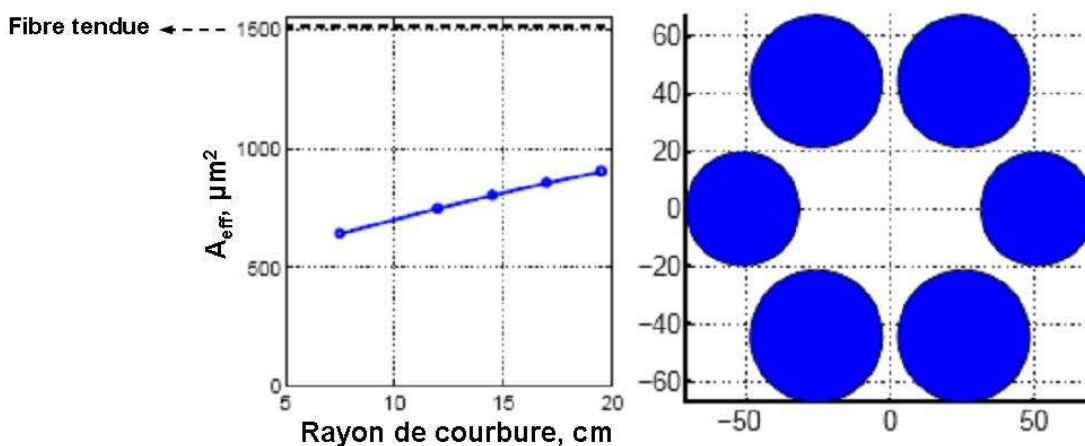
Deux fibres présentant un cœur dopé ytterbium ont alors été fabriquées. Elles sont issues de la même préforme. Pour le deuxième fibrage, le diamètre externe de la fibre est augmenté pour accroître la taille du cœur. Les caractéristiques des deux fibres sont résumées dans le tableau suivant.

Fibre 1									
coeur (dopé Yb)			gaine interne (circulaire)				configuration laser		
2a ( $\mu\text{m}$ )	MFD ( $\mu\text{m}$ )	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	ON	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	d ( $\mu\text{m}$ )	efficacité $\eta$ (en %)	$M^2$	$R_c$ (dB/m)
50	<b>43,7</b>	<b>1500</b>	260	0,46	50	41	60	1,26	<b>5</b>
Fibre 2									
coeur (dopé Yb)			gaine interne (circulaire)				configuration laser		
2a ( $\mu\text{m}$ )	MFD ( $\mu\text{m}$ )	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	ON	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	d ( $\mu\text{m}$ )	efficacité $\eta$ (en %)	$M^2$	$R_c$ (dB/m)
80	<b>63,4</b>	<b>3160</b>	350	0,46	67	55	60	1,3	<b>11</b>

**Tableau 1.9:** Description des deux fibres proposées par Dong et collaborateurs en 2006 [DONG 06].

Ces deux fibres exhibent des tailles de cœurs relativement élevées donnant accès à des aires effectives pour le mode fondamental supérieures à  $3000 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 1020\text{nm}$ . Elles ont été testées dans une configuration laser (revêtement bas indice avec  $n = 1,37$ ) et présentent une pente d'efficacité moyenne de 60 %. Les auteurs précisent que dans les deux cas, une attention particulière a été portée sur les deux extrémités de la fibre (trous collapsés et réalisation d'un amincissement local de la structure pour faciliter l'injection). Pour les deux fibres (Fibre 1 :  $L = 3 \text{ m}$  ; Fibre 2 :  $L = 5 \text{ m}$  enroulé sur un tambour de 40 cm de diamètre), la valeur du paramètre  $M^2$  ( $\sim 1,3$ ) atteste du caractère quasi-monomode en sortie de la cavité laser. En outre les pertes par courbure ont été mesurées. Les valeurs des rayons de courbure critiques (correspondant à des pertes de 3 dB/m) obtenues apparaissent très faibles au vu de la taille du cœur de la fibre. Pour des aires effectives du même ordre de grandeur, l'abaissement de la sensibilité aux courbures en comparaison de la structure rigide proposée par Limpert et collaborateurs (« rod-type fibre ») est indéniable. Toutefois les pertes aux courbures de la deuxième fibre restent importantes et ne permettent pas de réaliser une source laser compacte.

Dans la référence [FINI 06], l'auteur reprend la structure proposée par Dong et collaborateurs (fibre 1 de la partie ci-dessus). Il retrouve bien par le calcul l'aire effective de  $1500 \mu\text{m}^2$  pour la fibre droite comme le montre la **figure 1.39** ci-dessous. Par contre, il montre que l'aire effective du mode fondamental chute fortement pour des rayons de courbure usuels. En effet elle vaut  $800 \mu\text{m}^2$  pour un rayon de courbure de 15 cm, qui est bien supérieur au rayon de courbure critique annoncé.



**Figure 1.39** : Résultat de calcul extrait de [FINI 06] montrant l'évolution de l'aire effective du mode fondamental guidé dans la structure montrée ci-dessus de Dong et collaborateurs (fibre 1 précédente) en fonction du rayon de courbure.

## CONCLUSION

Les trois voies évoquées ici pour repousser le seuil d'apparition des effets limitant la montée en puissance (effets non linéaires et claquage diélectrique en particulier) ont obtenu de très bons résultats. Des niveaux de puissance relativement élevés ont été atteints. Les seuils du kW en régime continu ainsi que celui du MW en régime impulsionnel ont été largement dépassés dans des structures ne comprenant qu'un seul cœur. C'est donc cette solution que nous avons retenue pour notre étude. En outre, elle apparaît moins contraignante à mettre en œuvre que la recombinaison de faisceaux issus de plusieurs fibres (alignement parfois fastidieux, contrôle rigoureux de la phase et de la polarisation des sources) et plus facile à concevoir sur le plan technologique qu'une fibre intégrant plusieurs cœurs.

Les limitations des fibres conventionnelles à saut d'indice ne sont plus à prouver en regard des résultats obtenus avec les fibres à cristal photonique (fibres microstructurée air/silice). Toutefois leur méthode de fabrication par un procédé de dépôt gazeux de silice dopée (technique MCVD) continue de les rendre très attractives. Ainsi des aires modales parmi les plus élevées ont été atteintes dans ce type de structure. La propagation unimodale ne se fait cependant plus sur le mode fondamental mais sur un mode d'ordre élevé de type  $LP_{0,m}$ . La très forte insensibilité aux courbures de ces modes les rend incontestablement plus compétitifs.

Une autre propriété originale offerte par les fibres à cristal photonique est de guider la lumière dans un cœur n'ayant pas l'indice de réfraction le plus élevé de la structure. Cette possibilité a été évoquée précédemment avec les fibres à cœur creux. Le mécanisme de guidage n'est plus basé sur la réflexion totale interne comme cela a été précisé mais sur un effet de bande interdite photonique. Les fibres à cristal photonique basées sur ce mécanisme regroupent quelques unes des propriétés atypiques des FMAS en comparaison des fibres conventionnelles. Elles permettent notamment d'augmenter fortement la taille du cœur tout en conservant une émission monomode sur le mode fondamental  $LP_{01}$ . En outre, elles présentent également des possibilités nouvelles comme le fait de combiner une aire effective élevée et un zéro de dispersion chromatique décalé vers les basses longueurs d'onde. Un autre attrait de ce type de structure est qu'elle peut être réalisée entièrement en silice et ce par la méthode traditionnelle de fabrication des fibres conventionnelles à saut d'indice (procédé MCVD).

Dans la suite de ce manuscrit, on s'attachera à décrire ces fibres à cristal photonique « tout solide », toujours dans le but d'accroître la montée en puissance délivrée par une fibre optique. Au vu de ce qui vient d'être présenté sur les performances déjà atteintes, il apparaît nécessaire de s'attarder sur trois points en particulier relatifs à l'augmentation de l'aire effective : les pertes de confinement, la sensibilité aux courbures et les propriétés de dispersion offertes par ces structures. Mais dans un premier temps il est nécessaire de se familiariser avec le mécanisme de guidage mis en œuvre ici. Le prochain chapitre présente donc les diverses caractéristiques d'un cristal photonique constituant l'élément majeur de ces fibres et tente de décrire succinctement la façon dont la lumière se retrouve confinée dans le cœur.



# **Références bibliographiques**

## A

---

- [AGRA. 01] GOVIND P. AGRAWAL, “Nonlinear Fiber Optics”, *Academic Press*, San Diego, Third edition, 2001

## B

---

- [BENA. 02] F. BENABID, J. C. KNIGHT, G. ANTONOPOULOS and P. St. J. RUSSELL, “Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber”, *Science*, vol.**298**, p.399, 2002
- [BIRKS 97] T. A. BIRKS, J. C. KNIGHT and P. St. J. RUSSELL, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber”, *Optics Letters*, vol.**22**, n°13, p.961, 1997
- [BONA. 05] BONATI *et al.*, “1,53 kW from a single Yb-doped photonic crystal fiber”, *Proceedings of Photonics West*, SPIE, (Etats-Unis), 2005
- [BOUL. 06] JOHAN BOULLET, “Lasers à fibres à profil de gain discrétisé adaptés à l’émission de fortes puissances”, *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2006
- [BOUL. 05] J. BOULLET, D. SABOURDY, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE, D. PAGNOUX, Ph. ROY, B. DUSSARDIER and W. BLANC, “Coherent combining in an Yb-doped double-core fiber laser”, *Optics Letters*, vol.**30**, n°15, p.1962, 2005

## C

---

- [CHAN 03] J. W. CHAN, T. R. HUSER, S. H. RISBUD and D. M. KROL, “Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses”, *Applied Physics A*, vol.**76**, p.367, 2003
- [CHENG 06] M.-Y. CHENG, K.-C. HOU, A. GALVANAUSKAS, D. ENGIN, R. CHANGKAKOTI and P. MAMIDIPUDI, “High Average Power Generation of Single-Transverse Mode MW-peak Power Pulses using 80- $\mu$ m Core Yb-doped LMA Fibers”, *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics, CLEO US CThAA3*, Long Beach (Etats-Unis), 2006

## D

---

- [DAGU. 94] Ph. DAGUZAN, S. GUIZARD, K. KRASSTEV, P. MARTIN, G. PETITE, A. DOS SANTOS and A. ANTONETTI, “Direct observation of multiple photon absorption by free electrons in a wide band-gap insulator under strong laser irradiation”, *Physical Review Letters*, vol.**73**, n°17, p.2352, 1994
- [DAGU. 95] Ph. DAGUZAN, P. MARTIN, S. GUIZARD and G. PETITE, “Electron relaxation in the conduction band of wide-band-gap oxides”, *Physical Review B*, vol.**52**, n°24, p.17099, 1995
- [DEMO. 06] SEBASTIEN DEMOUSTIER, “Recombinaison cohérente de fibres laser”, *Thèse de doctorat*, Université de Paris XI Orsay, 2006
- [DIAN. 06] E. M. DIANOV, V. V. DVOYRIN, V. M. MASHINSKY and O. I. MEDVEDKOV, “Yellow frequency-doubled bismuth fibre laser”, *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC Th2.3.1.*, Cannes (France), 2006

- [DITE. 05] FABIO DI TEODORO and CHRISTOPHER D. BROOKS, “1.1 MW peak-power, 7 W average-power, high-spectral-brightness, diffraction-limited pulses from a photonic crystal fiber amplifier”, *Optics Express*, vol.**30**, n°20, p.2694, 2005
- [DITE. 07] FABIO DI TEODORO and CHRISTOPHER D. BROOKS, “Multi-MW peak power, single transverse mode operation of a 100 micron core diameter, Yb-doped photonic crystal rod amplifier”, *Proceedings of Photonics West*, SPIE **6454-44**, San Jose (Etats-Unis), 2007
- [DONG 06] L. DONG, J. LI and X. PENG, “Bend-resistant fundamental mode operation in ytterbium-doped leakage channel fibers with effective areas up to 3160  $\mu\text{m}^2$ ”, *Optics Express*, vol.**14**, n°24, p.11512, 2006
- [DUAN 98] C.-G. DUAN, Z.-Q. GU, J. LI, D.-S. WANG and S.-F. REN, “Application of Green’s-function technique to the calculation of multiphoton absorption coefficients of crystalline solids”, *Physical Review B*, vol.**57**, n°1, p.10, 1998

## E

---

- [EATON 05] S. EATON, H. ZHANG, P. HERMAN, F. YOSHINO, L. SHAH, J. BOVATSEK and A. ARAI, “Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate”, *Optics Express*, vol.**13**, n°12, p.4708, 2005

## F

---

- [FINI 06] JOHN M. FINI, “Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area”, *Optics Express*, vol.**14**, n°1, p.69, 2006

- [FINI 07] JOHN M. FINI and SIDDHARTH RAMACHANDRAN, “Natural bend-distortion immunity of higher-order-mode large-mode-area fibers”, *Optics Letters*, vol.**32**, n°7, p.748, 2007

## G

---

- [GAUD. 05] JEROME GAUDIN, “Processus électroniques d’excitation et de relaxation dans les solides diélectriques excités par des impulsions IR et XUV ultracourtes”, *Thèse de doctorat*, Université de Bordeaux I, 2005

## H

---

- [HAND 98] D. P. HAND and J. D. C. JONES, “Single-mode fiber delivery of Nd:YAG light for precision machining applications”, *Applied Optics*, vol.**37**, n°9, p.1602, 1998
- [HE 06] B. HE, Q. LOU, J. ZHOU, J. DONG, Y. WEI, D. XUE, Y. QI, Z. SU, L. LI and F. ZHANG, “High power coherent beam combination from two fiber lasers”, *Optics Express*, vol.**14**, n°7, p.2721, 2006
- [HUMB. 04] G. HUMBERT, J. C. KNIGHT, G. BOUWMANS, P. St. J. RUSSELL, D. WILLIAMS, P. ROBERTS and B. MANGAN, “Hollow core photonic crystal fibers for beam delivery”, *Optics Express*, vol.**12**, n°8, p.1477, 2004
- [HUO 05] Y. HUO and P. K. CHEO, “Analysis of transverse mode competition and selection in multicore fiber lasers”, *Journal of Optical Society of America B*, vol.**22**, n°11, p.2345, 2005
- [HUO 04] Y. HUO P. K. CHEO and G. G. KING, “Fundamental mode operation of a 19-core phase-locked Yb-doped fiber amplifier”, *Optics Express*, vol.**12**, n°25, p.6230, 2004

---

## J

---

- [JEONG 04a] Y. JEONG, J. K. SAHU, D. N. PAYNE and J. NILSSON, “Ytterbium-doped large-core fibre laser with 610 W of near diffraction-limited output power”, *Electronics Letters*, vol.**40**, n°24, p.1527, 2004
- [JEONG 04b] Y. JEONG, J. K. SAHU, D. N. PAYNE and J. NILSSON, “Ytterbium-doped large-core fibre laser with 1,36 kW continuous-wave output power”, *Optics Express*, vol.**12**, n°25, p.6088, 2004
- [JONES 77] H. D. JONES and H. R. REISS, “Intense-field effects in solids”, *Physical Review B*, vol.**16**, n°6, p.2466, 1977
- [JULL. 06] AURELIE JULLIEN, “Génération d’impulsions laser ultra-brèves et ultra-intenses à contraste temporel élevé”, *Thèse de doctorat*, Ecole Polytechnique, 2006

---

## K

---

- [KNIG. 98] J. C. KNIGHT, T. A. BIRKS, R. F. CREGAN, P. St. J. RUSSELL and J.-P. DE SANDRO, “Large mode area photonic crystal fibre”, *Electronics Letters*, vol.**34**, n°13, p.1347, 1998
- [KNIG. 00] 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*, vol.**12**, n°7, p.807, 2000
- [KOPL. 00] J. P. KOPLOW, D. A. V. KLINER and L. GOLDBERG, “Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier”, *Optics Letters*, vol.**25**, n°7, p.442, 2000

- [KUHL. 02] B. T. KUHLMEY, R. C. MCPHEDRAN and C. MARTIJN DE STERKE, “Modal cutoff in microstructured optical fibers”, *Optics Letters*, vol.27, n°19, p.1684, 2002

---

## L

---

- [LAPE. 07] P. LAPERLE, C. PARE, H. ZHENG and A. CROTEAU, “Yb-Doped LMA Triple-Clad Fiber for Power Amplifiers”, *Proceedings of Photonics West*, SPIE **6453-08**, San Jose (Etats-Unis), 2007
- [LESV. 06] C. LESVIGNE, V. COUDERC, Ph. LEPROUX, V. TOMBELAINE, L. LABONTE, A. BARTHELEMY, J.-L. AUGUSTE, X. DAXHELET, S. LACROIX and Y. JAOUEN, “Second harmonic generation in a highly birefringent nonlinear microstructured fibre”, *Proceedings of European Conference on Optical Communication*, ECOC **We3.P.188**, Cannes (France), 2006
- [LHER. 07] J. LHERMITE, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE and A. BARTHELEMY, “Passive phase locking of an array of four fiber amplifiers by an all-optical feedback loop”, *Optics Letters*, vol.32, n°13, p.1842, 2007
- [LIEM 03] A. LIEM, J. LIMPert, H. ZELLMER and A. TÜNNERMANN, “100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier”, *Optics Letters*, vol.28, n°17, p.1537, 2003
- [LIMP. 02] J. LIMPert, S. HÖFER, A. LIEM, H. ZELLMER, A. TÜNNERMANN, S. KNOKE and H. VOELCKEL, “100-W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier”, *Applied Physics B*, vol.75, n°4-5, p.477, 2002
- [LIMP. 03a] J. LIMPert *et al.*, *Proceedings of Photonics West*, SPIE, (Etats-Unis), 2003

- [LIMP. 03b] J. LIMPERT, A. LIEM, H. ZELLMER and A. TÜNNERMANN, “500 W continuous-wave fibre laser with excellent beam quality”, *Electronics Letters*, vol.**39**, n°8, p.645, 2003
- [LIMP. 03c] J. LIMPERT, T. SCHREIBER, S. NOLTE, H. ZELLMER and A. TÜNNERMANN, “High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser”, *Optics Express*, vol.**11**, n°7, p.818, 2003
- [LIMP. 03d] J. LIMPERT, T. SCHREIBER, A. LIEM, S. NOLTE, H. ZELLMER, T. PESCHEL, V. GUYENOT and A. TÜNNERMANN, “Thermo-optical properties of air-clad photonic crystal fiber lasers in high power operation”, *Optics Express*, vol.**11**, n°22, p.2982, 2003
- [LIMP. 04] J. LIMPERT, A. LIEM, M. REICH, T. SCHREIBER, S. NOLTE, H. ZELLMER, A. TÜNNERMANN, J. BROENG, A. PETERSSON and C. JAKOBSEN, “Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier”, *Optics Express*, vol.**12**, n°7, p.1313, 2004
- [LIMP. 06] J. LIMPERT, O. SCHMIDT, J. ROTHHARDT, F. RÖSER, T. SCHREIBER, A. TÜNNERMANN, S. ERMENEUX, P. YVERNAULT and F. SALIN, “Extended single-mode photonic crystal fiber lasers”, *Optics Express*, vol.**14**, n°7, p.2715, 2006

## M

---

- [MARC. 76] DIETRICH MARCUSE, “Curvature loss formula for optical fibers”, *Journal of Optical Society of America*, vol.**66**, n°3, p.216, 1976
- [MICH. 05] L. MICHAILLE, C. R. BENNETT, D. M. TAYLOR, T. J. SHEPHERD, J. BROENG, H. R. SIMONSEN and A. PETERSSON, “Phase locking and supermode selection in multicore photonic crystal fiber lasers with a large doped area”, *Optics Letters*, vol.**30**, n°13, p.1668, 2005



- [MORT. 03] N. A. MORTENSEN, J. R. FOLKENBERG, M. D. NIELSEN and K. P. HANSEN, “Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers”, *Optics Letters*, vol.**28**, n°20, p.1879, 2003

## O

---

- [ÖSTE. 86] U. ÖSTERBERG and W. MARGULIS, “Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber”, *Optics Letters*, vol.**11**, n°8, p.516, 1986

## Q

---

- [QUERE. 00] FABIEN QUERE, “Etude des mécanismes d’excitation électronique associés au claquage des diélectriques induit par un champ laser intense”, *Thèse de doctorat*, Université de Paris VI, 2000

## R

---

- [RAMA. 06] S. RAMACHANDRAN, J. W. NICHOLSON, S. GHALMI, M. F. YAN, P. WISK, E. MONBERG and F. V. DIMARCELLO, “Light propagation with ultralarge modal areas in optical fibers”, *Optics Letters*, vol.**31**, n°12, p.1797, 2006
- [RETH. 04] B. RETHFELD, “Unified model for the free-electron avalanche in laser-irradiated dielectrics”, *Physical Review Letters*, vol.**92**, n°18, p.187401-1, 2004
- [RICH. 97] D. J. RICHARDSON, P. BRITTON and D. TAVERNER, “Diode-pumped, high-energy, single transverse mode Q-switch fibre laser”, *Electronics Letters*, vol.**33**, n°23, p.1955, 1997

---

**S**

---

- [SANS. 82] PIERRE SANSONETTI, “Modal dispersion in single-mode fibres : simple approximation issued from mode spot size spectral behaviour”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.**18**, n°1, p.647, 1982
- [SHEN 78] Y. R. SHEN, “The principles of nonlinear optics”, *John Wiley and Sons*, New York, 1984
- [SHEN 89] X. A. SHEN, S. C. JONES and P. BRAUNLICH, “Laser heating of free electrons in wide-gap optical materials at 1064 nm”, *Physical Review Letters*, vol.**62**, n°23, p.2711, 1989
- [SHEP 04] J. D. SHEPHARD, J. D. C. JONES, D. P. HAND, G. BOUWMANS, J. C. KNIGHT, P. St. J. RUSSELL and B. J. MANGAN, “High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core PBG fibers”, *Optics Express*, vol.**12**, n°4, p.717, 2004
- [STOL. 84] R. H. STOLEN, C. LEE and R. K. JAIN, “Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode silica fibers”, *Journal of Optical Society of America B*, vol.**1**, n°4, p.652, 1984
- [STOL. 78] R. H. STOLEN and C. LEE, “Self-phase-modulation in silica optical fibers”, *Physical Review A*, vol.**17**, n°4, p.1448, 1978
- [STUA. 96] B. C. STUART, M. D. FEIT, S. HERMAN, A. M. RUBENCHIK, B. W. SHORE and M. D. PERRY, “Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics”, *Physical Review B*, vol.**53**, n°4, p.1749, 1996

## T

---

- [TEMN. 06] V. V. TEMNOV, K. SOKOLOWSKI-TINTEN, P. ZHOU, A. EL-KHAMHAWY and D. VON DER LINDE, “Multiphoton ionization in dielectrics: comparison of circular and linear polarization”, *Physical Review Letters*, vol.**97**, n°23, p.237403-1, 2006

## W

---

- [WADS. 00] W. J. WADSWORTH, J. C. KNIGHT, W. H. REEVES, P. St. J. RUSSELL and J. ARRIAGA, “Yb<sup>3+</sup> - doped photonic crystal fibre laser”, *Electronics Letters*, vol.**36**, n°17, p.1452, 2000
- [WADS. 03] W. J. WADSWORTH, R. PERCIVAL, G. BOUWMANS, J. C. KNIGHT, and P. St. J. RUSSELL, “High power air-clad photonic crystal fibre laser”, *Optics Express*, vol.**11**, n°1, p.48, 2003
- [WOOD 03] R. M. WOOD, “The power and energy handling capabilities of optical materials, components, and systems”, *SPIE Press*, Bellingham, 2003

## Y

---

- [YABL. 07] ANDREW D. YABLON and JAYESH JASAPARA, “Fiber designs for exceeding the bulk-media self-focusing threshold”, *Proceedings of Photonics West*, SPIE **6453-49**, San Jose (Etats-Unis), 2007
- [YU 06] C. X. YU, J. E. KANSKY, S. E. J. SHAW, D. V. MURPHY and C. HIGGS, “Coherent beam combining of a large number of PM fibers in a 2D fiber array”, *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics*, CLEO US **CThAA6**, Long Beach (Etats-Unis), 2006

## Z

---

- [ZAWI. 99] I. ZAWISCHA, K. PLAMANN, C. FALLNICH, H. WELLING, H. ZELLMER and A. TÜNNERMANN, “All-solid-state neodymium-based single-frequency master-oscillator fiber power-amplifier system emitting 5.5 W of radiation at 1064 nm”, *Optics Letters*, vol.**24**, n°7, p.469, 1999





**Chapitre 2.**

**Guidage de la lumière dans  
les fibres à cristal photonique**

## **INTRODUCTION**

L'implantation des cristaux photoniques dans les fibres optiques est relativement récente. Ils constituent la gaine optique de la fibre, le cœur de cette dernière étant obtenu en créant un défaut dans le cristal. Selon que le cœur de la fibre a un indice de réfraction supérieur ou inférieur à celui de la gaine environnante, le mécanisme de guidage de la lumière est différent. Dans le premier cas de figure, il est basé sur une réflexion totale interne modifiée similaire à celle connue pour les fibres conventionnelles à saut d'indice. Ainsi les fibres microstructurées air/silice, bien qu'ayant une gaine constituée d'un cristal photonique 2D, effectue un guidage de la lumière par l'indice.

Dans le deuxième cas de figure, il est basé sur un effet de bande interdite photonique. La manière dont les photons se trouvent piégés et guidés dans ces structures demande d'être expliquée.

Ainsi, la première partie de ce chapitre montre le parallèle existant entre les bandes interdites électroniques et les bandes interdites photoniques. Une description de la loi de Bragg, à l'origine des cristaux photoniques, est également faite.

Deux types de cristaux photoniques peuvent être insérés dans une fibre optique. Ils se distinguent par la périodicité uni- ou bi-dimensionnelle de l'indice de réfraction. La deuxième et la troisième partie de ce chapitre décrivent succinctement ces deux types de cristaux et présentent les différentes formes sous lesquelles ils peuvent apparaître dans les fibres.

Il s'avère que seule une fibre présentant un cristal photonique 1D peut être fabriquée par le procédé MCVD. La quatrième partie de ce chapitre est donc dédiée à ces fibres appelées fibres de Bragg (du fait du miroir de Bragg constituant le cristal 1D). Le mécanisme de guidage de la lumière dans ce type de structure, pouvant s'expliquer par deux modèles différents, est alors détaillé dans la dernière partie de ce chapitre. L'analyse qui en est faite peut toutefois être extrapolée aux fibres présentant un cristal photonique 2D en faisant les modifications nécessaires.

## **I. NOTIONS DE BANDE INTERDITE PHOTONIQUE**

### **I.1. Origine physique**

Une part importante de la physique du solide est consacrée à l'étude des cristaux dont les caractéristiques physico-chimiques (conductivité, résistance mécanique...) dépendent

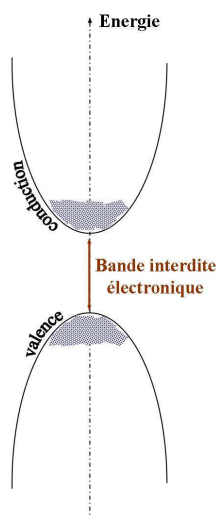


directement de leur structure géométrique. Ainsi la cristallographie s'attache à décrire géométriquement la disposition dans l'espace des éléments constituant le cristal (atomes, électrons). Un cristal idéal est une structure ordonnée et périodique, basé sur la répétition d'une unité de base contenant un ou plusieurs atomes. Il peut être décrit simplement par un réseau. Ce dernier est une distribution régulière de points fictifs dans une, deux ou trois dimensions représentant la distribution périodique des atomes au sein du cristal. Chaque réseau est défini par une maille élémentaire qui est l'unité de base à partir de laquelle le cristal peut être reconstruit par translation dans une, deux ou trois directions.

La répartition des électrons au sein d'un tel environnement atomique périodique peut être assimilée à celle d'une particule dans un puits de potentiel périodique [MERLE 03]. Par conséquent, la probabilité de présence des électrons décrite au travers d'une fonction d'onde  $\Psi(x, y, z)$  est régie par l'équation de Schrödinger (indépendante du temps) suivante :

$$\nabla^2 \Psi(x, y, z) = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(x, y, z)) \Psi(x, y, z) \quad (2.1)$$

Dans cette équation,  $m$  représente la masse de l'électron,  $E$  l'énergie totale de l'électron et  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  la constante de Planck modifiée. Le terme  $V(x, y, z)$  représente le potentiel électrique périodique dans lequel est plongé l'électron. La résolution de cette équation met en évidence l'absence de solutions pour certaines valeurs de l'énergie  $E$  [MERLE 03]. La répartition des électrons se fait donc au travers de bandes d'énergie permises (bandes de valence et de conduction) séparées par des intervalles présentant aucun niveau d'énergie possible (cf. **figure 2.1**).



**Figure 2.1 :** Représentation schématique d'une bande interdite électronique dans un matériau. Cette zone représente des niveaux d'énergie non autorisés pour les électrons.

La position ainsi que la largeur de ces bandes interdites dépend du matériau considéré et également de la périodicité des structures cristallines. Par exemple, les bandes interdites sont d'autant moins larges que les distances interatomiques dans le solide sont petites. La théorie des bandes est un modèle très utilisé pour décrire la structure électronique des solides. Elle permet notamment d'appréhender le caractère isolant ou conducteur d'un matériau.

La dualité onde-corpuscule, mise en évidence avec l'avènement de la mécanique quantique au début du XX<sup>ème</sup> siècle, permet de transposer certains concepts de la physique du solide à l'électromagnétisme. Par exemple, l'équation d'onde scalaire (dérivée des équations de Maxwell) décrivant la propagation d'un champ électromagnétique  $E(x, y, z)$  dans un milieu de permittivité électrique relative  $\epsilon(x, y, z)$  s'écrit comme suit :

$$\nabla^2 E(x, y, z) = -\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(x, y, z) E(x, y, z) \quad (2.2)$$

Dans cette équation,  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$  représente la pulsation de l'onde électromagnétique et  $c$  la célérité de la lumière dans le vide.

Il apparaît que l'écriture de cette équation est très proche de celle de l'équation de Schrödinger (cf. équation 2.1). Par analogie, le champ électromagnétique  $E(x, y, z)$  peut être

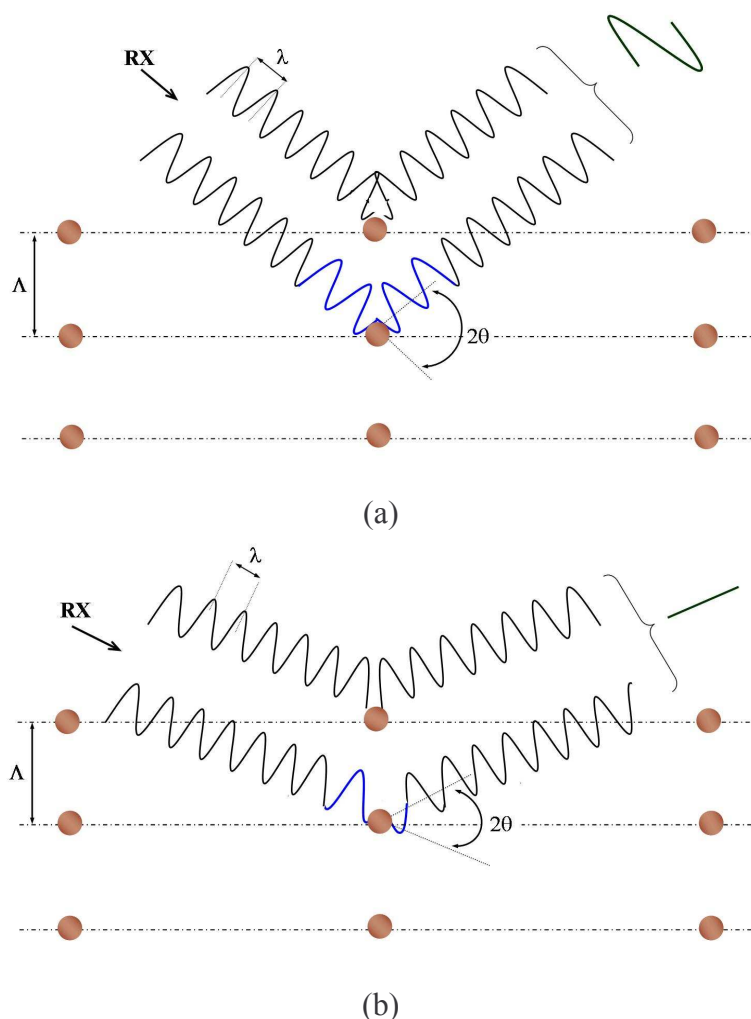
identifié à la fonction d'onde  $\Psi(x, y, z)$  et le terme  $\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(x, y, z)$  peut être rapproché du terme  $\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(x, y, z))$ . De la même manière que le potentiel électrique périodique  $V(x, y, z)$  donne lieu à des bandes interdites électroniques, une permittivité électrique relative  $\varepsilon(x, y, z)$  périodique devrait entraîner l'absence de solutions pour l'équation 2.2 pour certaines valeurs de la pulsation  $\omega$ . La notion de bande interdite observée pour les électrons est alors abordée pour les photons. En se basant sur la périodicité d'un solide cristallin, il apparaît possible de créer une structuration périodique des matériaux optiques afin de contrôler le flux des photons en leur sein en fonction de la longueur d'onde. De telles structures, appelées cristaux photoniques, présentent une variation périodique de l'indice de réfraction dans une, deux ou trois dimensions de l'espace.

Les premiers travaux relatifs à ce sujet ont été menés par Sir William Henry Bragg et William Lawrence Bragg sur la diffraction des rayons X par une structure cristalline (prix Nobel de physique en 1915) [BRAGG 22].

## I.2. Loi de Bragg : naissance des cristaux photoniques

Dans les solides cristallins, les atomes sont répartis sur des plans imaginaires appelés plans réticulaires (ou cristallographiques). Selon la symétrie de la maille élémentaire de la structure (hexagonale, cubique, rhomboédrique...), il existe plusieurs types de plans ayant des orientations diverses. Pour les distinguer, on les regroupe sous forme de familles (plans réticulaires parallèles les uns aux autres et équidistants). Chaque famille est différenciée par la distance inter-réticulaire notée  $\Lambda$  entre deux plans consécutifs. Il est possible de les déterminer dans un matériau par la méthode de diffractométrie de rayons X basée sur la loi de Bragg énoncée en 1915 par W. H. et W. L. Bragg. Ainsi, un échantillon du cristal à analyser est irradié par des ondes électromagnétiques, ce qui provoque un déplacement du nuage électronique des atomes. Le mouvement oscillant induit du nuage électronique autour du noyau donne lieu à une réémission d'ondes électromagnétiques de même fréquence. Cette diffusion élastique, c'est à dire sans échange d'énergie entre la lumière incidente et la matière, est appelée diffusion Rayleigh. Afin d'observer ce phénomène de diffraction de la lumière sur un matériau, les ondes électromagnétiques doivent avoir une longueur d'onde proche de la distance inter-atomique, c'est-à-dire de l'ordre de l'Ångström. Les rayonnements utilisés sont

donc les rayons X. La **figure 2.2** montre de manière schématique le principe de la loi de Bragg sur laquelle est basée la méthode de diffractométrie.



**Figure 2.2** : Représentation schématique de la méthode de diffractométrie de rayons X basée sur la loi de Bragg. (a) les ondes réémises par les atomes interfèrent constructivement et donnent lieu à un maximum d'intensité dans la direction  $2\theta$ . (b) les ondes réémises par les atomes interfèrent de manière destructives impliquant une absence de signal dans la direction  $2\theta$ .

Les rayons X frappent l'échantillon avec un angle d'incidence  $\theta$  variant tout au long de la mesure. Un détecteur mesure alors l'intensité obtenue dans la direction  $2\theta$ . Les vecteurs d'onde de l'onde incidente et de l'onde diffusée par les atomes sont ainsi symétriques par rapport à la normale à l'échantillon (géométrie de Bragg-Brentano). Dans la direction d'observation, les ondes peuvent interférer soit de manière destructive (aucun signal détecté), soit de manière constructive (présence d'un pic d'intensité). Sur la **figure 2.2**, on considère deux ondes incidentes ayant des vecteurs d'onde parallèles frappant deux atomes situés sur une même droite perpendiculaire à l'échantillon. Ces deux atomes appartiennent à deux plans

espacés de  $\Lambda$ . D'après la loi de Bragg, les directions  $2\theta$  de l'espace pour lesquelles on aura des pics d'intensités (c'est-à-dire des interférences constructives) vérifient la relation suivante :

$$2\Lambda \sin \theta = n\lambda \quad (2.3)$$

avec  $n$  l'ordre de la diffraction ( $n \in \mathbb{N}$ ) et  $\lambda$  la longueur d'onde des rayons X.

Une manière simple de retrouver la loi de Bragg est de considérer la différence de trajet parcouru (représentée en bleu sur la **figure 2.2** et valant  $2\Lambda \sin \theta$ ). Les ondes émises par les atomes interféreront de manière constructive si cette différence de marche est proportionnelle à  $\lambda$ .

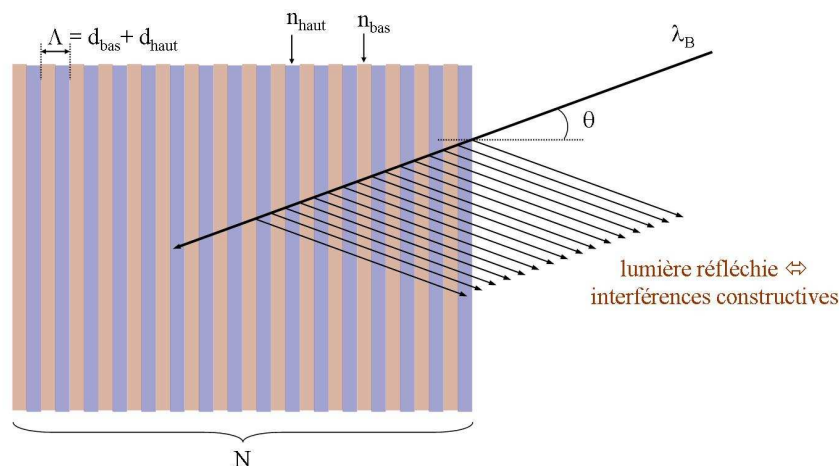
La détection des positions de diffraction  $2\theta$  (présence d'un pic d'intensité) permet alors, en utilisant la loi de Bragg, de remonter à la distance inter-réticulaire  $\Lambda$  et d'identifier les familles de plans présentes dans l'échantillon.

Le problème peut être inversé. Il apparaît possible de concevoir une structure périodique ayant un pas  $\Lambda$  connu et étant diffractante pour certaines longueurs d'onde pour une incidence donnée.

## II. LES CRISTAUX PHOTONIQUES 1D

### II.1. Miroir de Bragg

Partant de ce constat, W. L. Bragg a proposé un miroir diélectrique quasi-parfait constitué d'une succession de couches planes d'indices de réfraction différents comme le montre la **figure 2.3**.



**Figure 2.3 :** Représentation schématique d'un miroir de Bragg. Ce dernier est défini par le pas  $\Lambda$  du réseau, les indices de réfraction des couches planes  $n_{\text{haut}}$  et  $n_{\text{bas}}$  (avec  $n_{\text{haut}} > n_{\text{bas}}$ ) et le nombre  $N$  de couches.

Comme cela a été évoqué précédemment pour justifier l'utilisation des rayons X pour la caractérisation des solides cristallins, les ondes électromagnétiques utilisées ici doivent avoir des longueurs d'onde du même ordre de grandeur que la périodicité du miroir diélectrique.

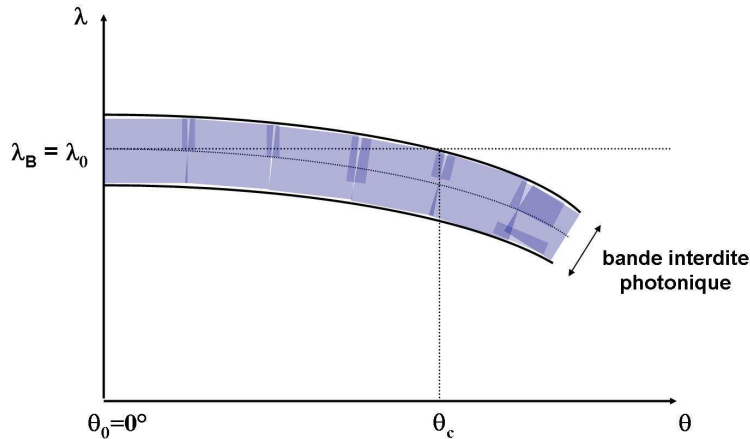
Un tel miroir, appelé miroir de Bragg, est défini par trois paramètres :

- le pas du réseau  $\Lambda = d_{\text{haut}} + d_{\text{bas}}$
- les indices de réfraction des couches planes  $n_{\text{haut}}$  et  $n_{\text{bas}}$  avec  $n_{\text{haut}} > n_{\text{bas}}$
- le nombre  $N$  de couches.

Un choix judicieux de ces paramètres empêche la propagation d'une onde plane de longueur d'onde  $\lambda_B$  dans la structure. Les multiples réflexions sur chaque interface dues aux discontinuités périodiques de l'indice peuvent interférer constructivement et réfléchir le faisceau incident. On peut ainsi obtenir une réflectivité de l'énergie incidente supérieure à 99% (avec une épaisseur du miroir suffisante) pour un domaine spectral  $\Delta\lambda$  centré autour de  $\lambda_B$ . Toutefois, la longueur d'onde d'accord de phase permettant d'avoir ces interférences constructives doit appartenir à  $\Delta\lambda$ . Un tel empilement de couches d'indices de réfraction différents crée donc une bande interdite pour les photons.

La bande interdite photonique dans une telle structure (cristal photonique 1D) n'est pas omnidirectionnelle. La périodicité (autrement dit le pas du réseau  $\Lambda$ ) « vue » par l'onde électromagnétique tombant sur le miroir diffère selon l'angle d'incidence. La position spectrale de la bande interdite photonique dépend donc de l'angle  $\theta$  du faisceau incident.

Ainsi une onde plane de longueur d'onde  $\lambda_0$  qui est parfaitement réfléchi par le miroir de Bragg pour  $\theta = \theta_0 = 0^\circ$  pourra se propager dans la structure périodique pour un angle  $\theta$  suffisamment important (l'onde incidente n'appartenant plus à la bande interdite) comme le montre la **figure 2.4 [WILD 06]** :



**Figure 2.4 :** Représentation schématique de l'évolution spectrale de la bande interdite photonique en fonction de l'angle incident  $\theta$ . Pour une incidence normale sur le miroir de Bragg, la bande interdite est centrée sur  $\lambda_0$ . L'augmentation de l'angle d'incidence décale la bande interdite vers les basses longueurs d'onde. Pour  $\theta > \theta_c$ , l'onde électromagnétique de longueur d'onde  $\lambda_0$  n'appartient plus à la bande interdite. Elle peut se propager dans le cristal 1D.

Dans le cas où le faisceau incident tombe perpendiculairement sur la structure ( $\theta = 0^\circ$ ) et où les chemins optiques des couches sont égaux ( $n_{\text{haut}} \cdot d_{\text{haut}} = n_{\text{bas}} \cdot d_{\text{bas}}$ ), la largeur  $\Delta\omega$  de la bande interdite peut être calculée en utilisant la relation suivante [WILD 06] :

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_B \sin^{-1} \left( \frac{n_{\text{haut}} - n_{\text{bas}}}{n_{\text{haut}} + n_{\text{bas}}} \right) \quad (2.4)$$

avec  $\omega_B = \frac{2\pi c}{\lambda_B}$  la pulsation associée à l'onde incidente de longueur d'onde  $\lambda_B$ .

On peut ainsi élargir la bande interdite photonique autour de  $\lambda_B$  en augmentant le contraste d'indice entre les couches. De plus, pour une incidence normale, l'efficacité de la réflexion cohérente sur le miroir est maximum si les chemins optiques des couches sont égaux au quart de la longueur d'onde de travail ( $n_{\text{haut}} \cdot d_{\text{haut}} = n_{\text{bas}} \cdot d_{\text{bas}} = \lambda_B/4$ ) [JOHN. 01a].

Un contraste indiciel suffisamment élevé ( $n_{\text{haut}} - n_{\text{bas}} > 1,5$ ) combiné à des valeurs pour ces mêmes indices très supérieures à celle  $n_0$  du milieu dont provient l'onde incidente permet

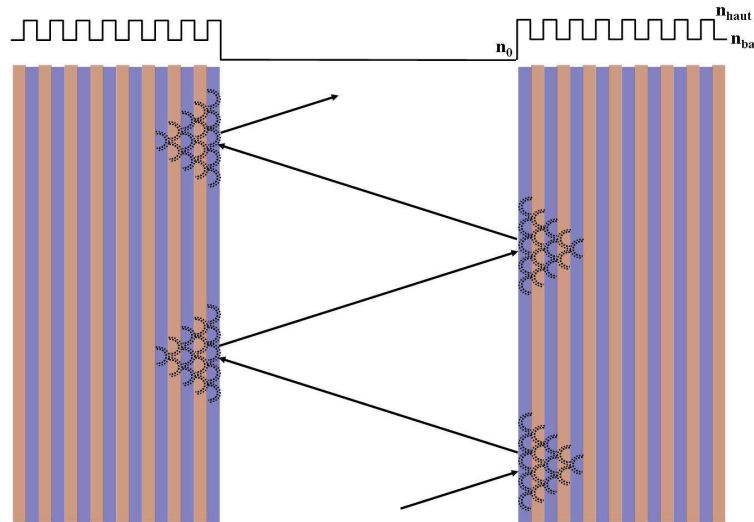
d'avoir une réflexion omnidirectionnelle (c'est-à-dire quel que soit l'angle  $\theta$  du faisceau incident).

## II.2. Guides basés sur le miroir de Bragg

### II.2.1. Guide planaire

On peut envisager le guidage de la lumière en plaçant en vis-à-vis deux miroirs de Bragg comme le montre la **figure 2.5**. L'onde incidente, ne pouvant pas se propager dans la structure d'indice périodique, se retrouve piégée dans la zone centrale. On obtient un guide d'onde planaire à une dimension (1D) [YEH 76]. A. Y. Cho et collaborateurs ont ainsi montré expérimentalement qu'il était possible de guider un mode unique dans un cœur ayant un indice de réfraction inférieur au plus petit des indices de la structure périodique ( $n_{\text{bas}}$ ) [CHO 77]. Les auteurs précisent que les pertes de propagation restent très importantes du fait d'un nombre fini de couches périodiques constituant le miroir de Bragg. Cependant ils observent expérimentalement une décroissance rapide de ces pertes en augmentant le nombre de périodes du miroir. Ce travail ouvre la voie à de nombreuses perspectives très intéressantes. La plus importante et la plus originale est le transport de la lumière dans l'air. On peut ainsi envisager de guider des rayonnements à des gammes de longueurs d'onde pour lesquelles les matériaux couramment utilisés présentent de forte perte (longueurs d'onde situées dans l'UV et dans le proche IR).

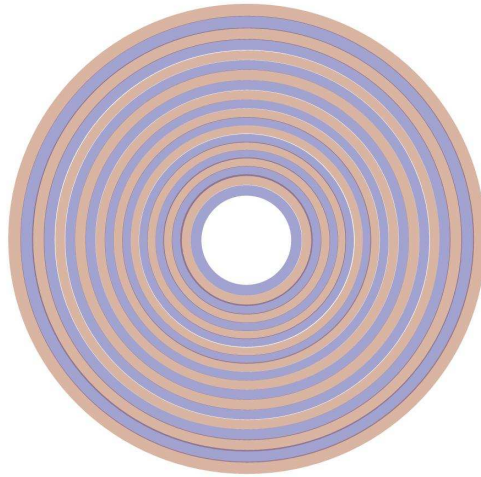




**Figure 2.5 :** Représentation schématique du guidage de la lumière par bande interdite photonique dans un guide plan constitué de deux miroirs de Bragg. Les interférences constructives engendrées par la structure d'indice périodique permettent de réfléchir la lumière incidente et de la piéger dans la zone centrale. L'indice de réfraction de cette dernière peut être plus petit que  $n_{\text{bas}}$ .

### II.2.2. Guide cylindrique (fibre de Bragg)

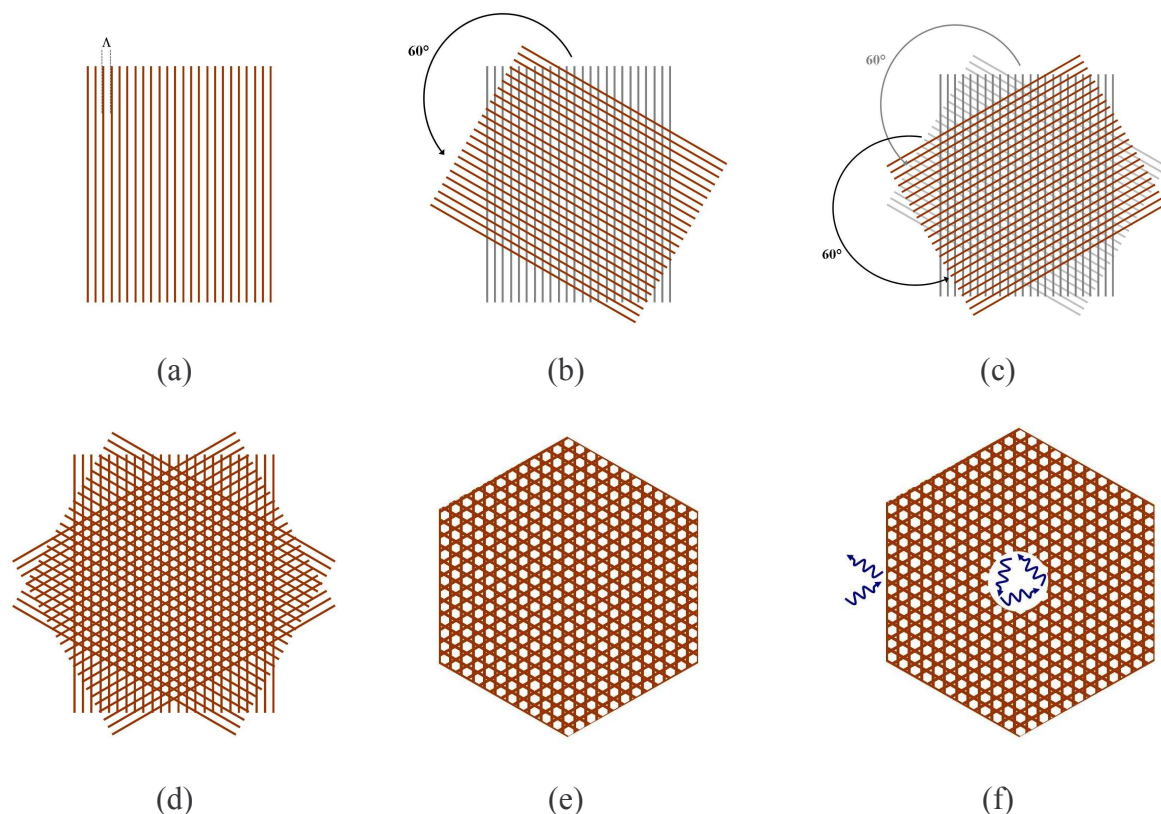
En 1978, Yeh et collaborateurs ont proposé d'étendre le guidage des ondes électromagnétiques dans un guide planaire à un guide cylindrique [YEH 78]. Ils ont suggéré d'enrouler un miroir de Bragg sur lui-même pour former un guide cylindrique s'apparentant à une fibre optique (cf. **figure 2.6**). Le principe de guidage est le même que celui du guide planaire 1D. Si l'onde électromagnétique envoyée dans le cœur de la structure appartient à une bande interdite photonique du miroir de Bragg, elle ne peut pas s'y propager et est donc quasi-totalement réfléchi. L'onde incidente se trouve par conséquent guidée dans la troisième dimension apportée à la structure (perpendiculaire à la périodicité du miroir de Bragg).



**Figure 2.6 :** Représentation schématique de la fibre de Bragg proposée par Yeh et collaborateurs en 1978 [YEH 78].

Les auteurs soulignent que des précautions doivent être prises quant au choix des épaisseurs des couches concentriques afin de limiter la pénétration de l'onde incidente dans le réseau périodique (et donc les pertes de confinement). De plus, plusieurs modes pourront se propager dans le cœur de la structure. Toutefois les auteurs précisent que le guidage d'un seul mode peut être favorisé en choisissant convenablement les paramètres optogéométriques des couches concentriques. Les modes d'ordre élevé bénéficient alors de pertes de confinement beaucoup plus importantes.

Un autre type de fibres optiques guidant la lumière par le même processus existe. Leur gaine est également constituée d'un cristal photonique mais celui-ci présente un indice de réfraction périodique suivant deux dimensions. Il est possible de faire une analogie avec le miroir de Bragg comme cela est montré sur la **figure 2.7**. En effet la superposition de trois miroirs de Bragg identiques (mêmes matériaux diélectriques, même différence indicielle et même pas  $\Lambda$ ), ayant un angle de  $60^\circ$  l'un par rapport à l'autre, permet d'obtenir un cristal photonique 2D.



**Figure 2.7 :** Représentation schématique du passage d'un cristal photonique 1D à un cristal photonique 2D par une superposition de trois miroirs de Bragg. (a)-(d) les trois miroirs de Bragg superposés présentent un angle de  $60^\circ$  les uns par rapport aux autres. (e) isolement de la zone centrale de forme hexagonale et présentant une variation périodique de l'indice de réfraction dans deux dimensions. (f) une onde électromagnétique envoyée sur le cristal ou dans un défaut de ce dernier est totalement réfléchi si elle appartient à une bande interdite du miroir.

Une telle structure réfléchit totalement une onde électromagnétique appartenant à une bande interdite photonique ouverte par le miroir de Bragg, et ce quel que soit le côté de la structure hexagonale. L'onde incidente voit le même réseau (même pas  $\Lambda$ ). Si l'on crée un défaut dans ce cristal, il est alors possible d'y piéger une onde électromagnétique dans les deux dimensions de la structure périodique.

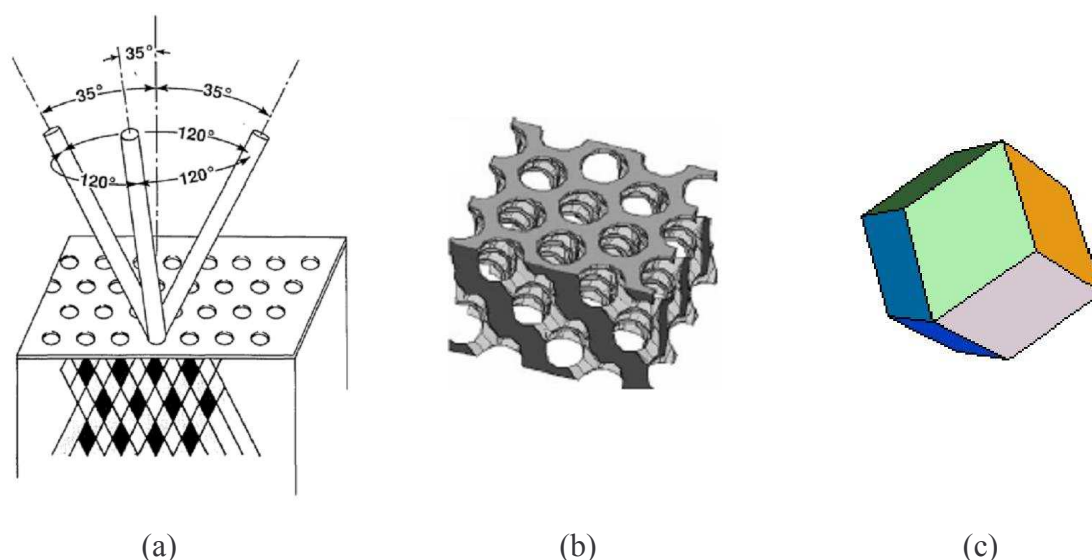
### III. LES CRISTAUX PHOTONIQUES 2D

#### III.1. Préambule : les travaux sur les cristaux photoniques 3D

En 1987, E. Yablonovitch et S. John, menant des travaux sur la réduction de l'émission spontanée de lumière dans les lasers et les semiconducteurs [YABL. 87 – JOHN 87],

proposent d'étendre le concept du miroir de Bragg à une structure plus complexe en trois dimensions. L'objectif est d'obtenir une bande interdite photonique élargie, quelle que soit la direction incidente des photons. L'idée de départ a été de concevoir une structure périodique en 3D permettant de recréer artificiellement pour les photons l'environnement naturel des électrons au sein de structures cristallines parfaitement ordonnées telles que le diamant (maille cubique à faces centrées).

En 1991, E. Yablonovitch et collaborateurs ont présenté deux expériences pionnières mettant en évidence l'effet de bande interdite photonique dans une structure périodique à trois dimensions. La première est l'observation d'une bande interdite électromagnétique dans un échantillon de plexiglas présentant une microstructuration par forage de trous cylindriques comme le montre la **figure 2.8 [YABL. 91a]**.



**Figure 2.8 :** La Yablonovite, cristal photonique 3D portant le nom de son inventeur. (a) méthode de fabrication de la structure périodique en 3D proposée par Yablonovitch et collaborateurs en 1991 (d'après [YABL. 91a]). (b) exemple d'une Yablonovite. (c) représentation schématique de la zone de Brillouin dans l'espace réciproque de la structure. Cette zone s'apparente à une maille cristallographique dodécaèdre rhombique.

L'échantillon de plexiglas est recouvert d'un masque ayant des trous disposés sur une maille triangulaire. Dans chacun de ses trous, trois opérations de forage ont été réalisées avec un angle de  $35^\circ$  par rapport à la normale au substrat et avec une rotation de  $120^\circ$  entre deux forages consécutifs (cf. **figure 2.8.a**). La **figure 2.8.c** montre une représentation schématique de la zone de Brillouin de l'espace réciproque de la structure. Cette zone, décrite dans l'espace de Fourier (espace réciproque), est une notion importante rentrant en jeu dans l'étude

des cristaux photoniques. Sa détermination permet notamment de décrire les propriétés optiques de l'ensemble du cristal et en particulier les bandes interdites ouvertes par ce dernier. Son étude ne sera pas plus développée dans ce manuscrit. Dans le cas de la Yablonovite, cette zone de Brillouin s'apparente à une maille cristallographique nommée « dodécaèdre rhombique » (cf. **figure 2.8.c**). La forme de cette maille élémentaire se rapprochant de celle d'une sphère, la structure photonique autorise l'existence de bandes interdites omnidirectionnelles. L'arrangement des atomes dans cette maille cristallographique est ici remplacé par un arrangement de zones d'air apparaissant après le forage de la structure. Pour des raisons de fabrication, la périodicité de cette structure est fixée à l'échelle du centimètre. Les ondes électromagnétiques utilisées pour mettre en évidence l'effet de bande interdite photonique ont par conséquent des longueurs d'onde du même ordre de grandeur (domaine des micro-ondes). Les auteurs précisent toutefois qu'une réduction homothétique de la taille de la structure permettrait d'observer le même phénomène pour des longueurs d'onde optiques (de l'ordre du micromètre). Trois structures ont été fabriquées avec un volume de matière retiré du substrat différent. Il apparaît que la structure périodique ayant le plus grand volume de matière enlevé est celle qui permet l'ouverture de la plus large bande interdite photonique à la fréquence de 12 GHz. Ainsi les ondes électromagnétiques autour de cette fréquence ne peuvent pas pénétrer le matériau.

La seconde expérience décisive menée par Yablonovitch et collaborateurs a permis de mettre en évidence le rôle d'un défaut introduit dans la structure [**YABL. 91b**]. En effet, les ondes électromagnétiques appartenant à la bande interdite photonique envoyées dans ce défaut s'y retrouvent piégées.

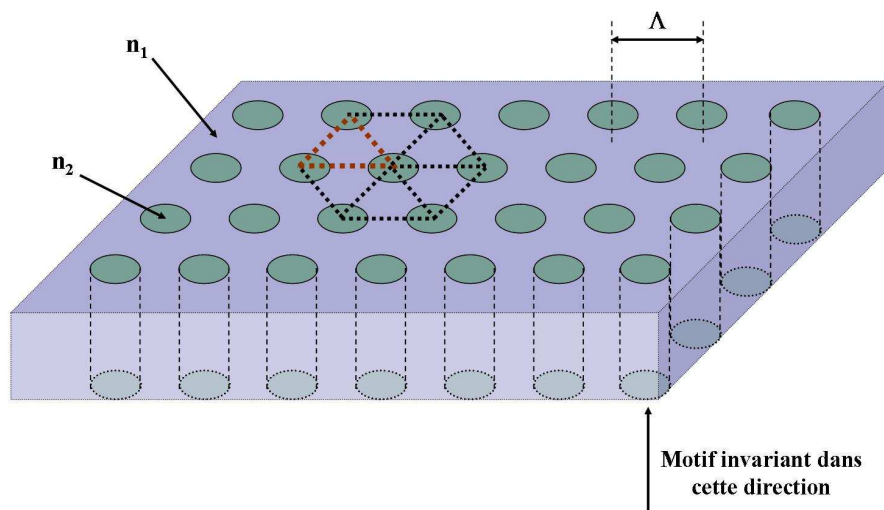
Ces travaux ont été décisifs dans les années suivantes pour le développement des cristaux photoniques artificiels 2D implantés dans les fibres optiques.

### III.2. Les cristaux photoniques 2D

La **figure 2.9** montre schématiquement un exemple d'un cristal photonique 2D. Ce dernier est constitué d'un arrangement périodique de barreaux diélectriques d'indice de réfraction  $n_2$  (en vert) disposés dans une matrice diélectrique d'indice de réfraction  $n_1$  (en bleu). Les barreaux sont disposés sur un réseau triangulaire (ou hexagonal). L'espacement entre deux nœuds consécutifs du réseau est constant (noté  $\Lambda$ ). P. R. Villeneuve et M. Piché ont fait une étude comparative de deux agencements de barreaux d'air ( $n_2 = 1$ ) dans une matrice diélectrique,

l'un avec un motif hexagonal (ou triangulaire), et l'autre avec un motif carré [VILL. 92]. Ils ont constaté que la répartition hexagonale des barreaux d'air permettait l'ouverture de bandes interdites photoniques pour des contrastes d'indice relativement faibles (autour de 2,66) comparés à un motif carré (3,51). Les auteurs soulignent également qu'une répartition hexagonale donne accès à des bandes interdites beaucoup plus larges spectralement tout en étant moins sensibles à des perturbations opto-géométriques comme l'ellipticité des barreaux d'air.

Comme pour les bandes interdites électroniques, les largeurs et les positions des bandes interdites photoniques (et donc des bandes autorisées) sont fixées par les paramètres géométriques du réseau, à savoir son pas ( $\Lambda$ ), le diamètre des barreaux (autrement dit le taux de remplissage de la matrice diélectrique), le motif élémentaire (forme triangulaire, carrée,...) et le contraste d'indice [JAFF. 05].



**Figure 2.9** : Représentation schématique d'un cristal photonique 2D.

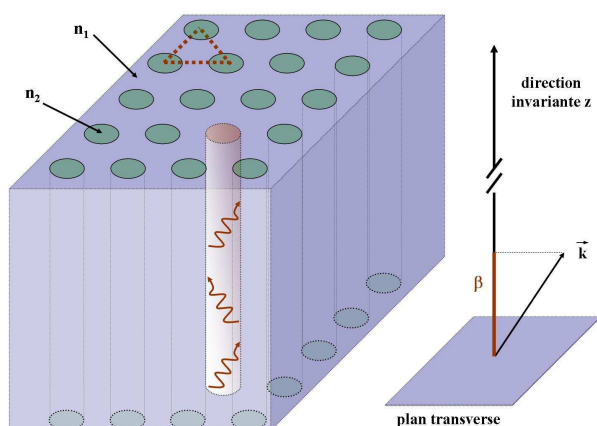
Quel que soit l'angle d'incidence avec lequel elle arrive sur le cristal de la **figure 2.9**, l'onde électromagnétique « voit » une structure périodique. Pour chaque angle d'incidence, on peut associer une bande interdite photonique unidimensionnelle. La plage spectrale commune à toutes les bandes interdites photoniques unidimensionnelles constitue alors la bande interdite bidimensionnelle. Il en découle nécessairement que le recouvrement des bandes interdites unidimensionnelles sera meilleur si elles sont centrées sur des longueurs d'onde proches les unes des autres. La situation optimale correspond à celle où la zone irréductible de Brillouin

de l'espace réciproque est isotrope. Ce qui s'en rapproche le plus est le réseau triangulaire pour les cristaux 2D et le réseau cubique à faces centrées pour les cristaux 3D (structure cristalline du diamant) [WILD 06].

La bande interdite d'un cristal 2D varie tout de même spectralement selon l'angle d'incidence comme cela a été observé pour les miroirs de Bragg. Une onde électromagnétique totalement réfléchie pour un angle d'incidence  $\theta$  pourra se propager dans le cristal si son angle d'attaque devient trop éloigné de  $\theta$ .

### III.3. Les fibres à cristal photonique 2D

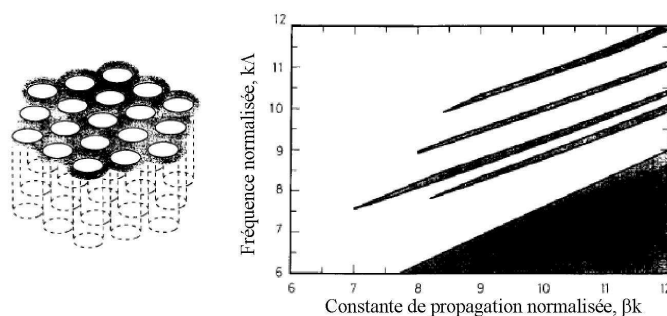
Contrairement aux cristaux photoniques 3D pouvant empêcher la propagation d'une onde électromagnétique dans toutes les directions de l'espace, les cristaux photoniques 2D ont un champ d'action limité à leur plan transverse (plan présentant un indice de réfraction périodique). Plusieurs travaux ont cependant montré qu'il est possible de reproduire les propriétés d'un cristal photonique 3D avec un cristal photonique 2D ayant une grande longueur dans la troisième direction invariante en indice (cf. **figure 2.10**) [BIRKS 95 – ROBE. 96]. Une telle structure peut donc présenter des bandes interdites photoniques semblables à celles d'un cristal photonique 3D pour une onde électromagnétique n'étant pas envoyée dans son plan transverse ( $\vec{k} \notin$  plan transverse, cf. **figure 2.10**). L'introduction d'un défaut (omission par exemple d'un ou plusieurs barreaux diélectriques  $n_2$ ) rompt la périodicité du cristal. Une onde électromagnétique envoyée dans ce défaut avec une constante de propagation (notée  $\beta$ ) non nulle ne peut pas se propager dans le cristal et est donc piégée dans le défaut.



**Figure 2.10 :** Représentation schématique d'un cristal photonique 2D de maille triangulaire ayant une grande dimension dans la troisième direction (noté  $z$ ). Un plan transverse, correspondant à une coupe du cristal perpendiculaire aux barreaux diélectriques, est présenté à côté.

Le défaut inséré dans la structure périodique peut avoir un indice de réfraction quelconque. Afin d'éviter un guidage par réflexion totale interne, son indice a une valeur inférieure à l'indice moyen du cristal. Dans la plupart des cas, sa valeur est égale à celle du plus petit indice du cristal.

T. A. Birks et collaborateurs ont montré qu'il est possible d'ouvrir des bandes interdites photoniques dans un tel cristal 2D avec un faible contraste indiciel entre les deux matériaux diélectriques (cf. **figure 2.11**). La structure proposée est composée d'un arrangement périodique de trous d'air ( $n_2 = 1$ ) dans une matrice de silice ( $n_1 = 1,45$ ) [BIRKS 95].

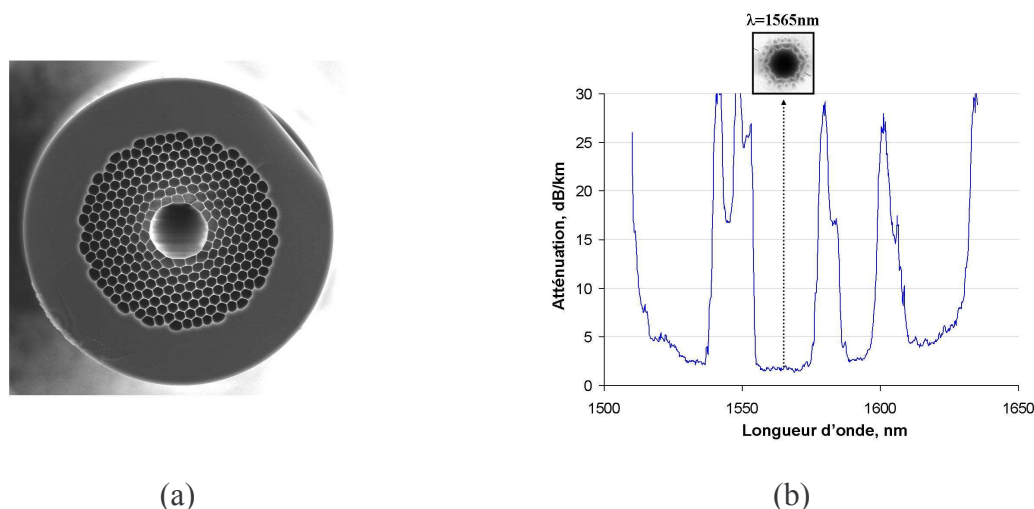


**Figure 2.11 :** Calcul des bandes interdites photoniques (zones en noir) apparaissant dans le cristal photonique 2D représenté à gauche. Ces images sont extraites de la référence [BIRKS 95].

Deux exemples, représentatifs de l'évolution des fibres optiques à cristal photonique 2D, sont montrés succinctement ci-dessous.



○ Exemple 1 [MANG. 04] :



**Figure 2.12** : Fibre à cristal photonique 2D proposée par Mangan et collaborateurs [MANG. 04]. (a) image de la section droite de la fibre. Le cœur est formé par l'omission de 19 canaux d'air. (b) atténuation linéique mesurée (technique « cut-back » effectuée sur un tronçon de 800 m). Une bande de transmission se dessine de 1510 nm à 1640 nm. Cette bande est ponctuée par trois zones de forte perte expliquées par des couplages entre le mode du cœur et des modes de surface. En insert se trouve une image du mode fondamental guidé par effet de bande interdite photonique dans le cœur de la fibre ( $L_{\text{fibre}} = 500$  m,  $\lambda = 1565$  nm). On distingue l'effet de résonance sur les ponts de silice entourant le cœur.

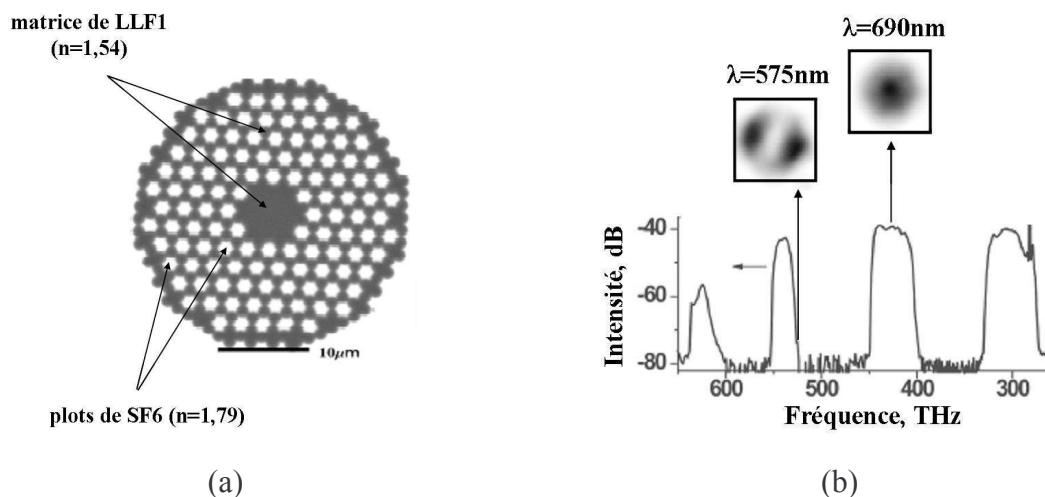
cœur				cristal photonique		fibre	
2a ( $\mu\text{m}$ )	n	$A_{\text{eff}}/\lambda^2$	ON	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$d/\Lambda$	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	$\alpha_{\text{propagation}}$ (dB/km)
20	1	54	0,13 +/- 0,03	3,9	0,98	-	1,7

**Tableau 2.1:** Description de la fibre à cœur creux proposée par Mangan et collaborateurs en 2004 [MANG. 04].

Le cristal photonique 2D de la fibre est constitué d'inclusions de trous d'air dans une matrice de silice pure (réseau triangulaire). Le cœur creux est obtenu par la suppression de 19 capillaires lors de l'étape de fabrication. Des pertes de propagation égales à 1,7 dB/km ont été mesurées, soit seulement un ordre de grandeur supérieures à celles des fibres conventionnelles faite entièrement en silice et guidant la lumière par réflexion totale interne ( $\sim 0,15$  dB/km à  $\lambda = 1550$  nm). En outre la lumière est parfaitement confinée dans le cœur creux par effet de bande interdite photonique ( $> 98\%$ ). Le guidage de la lumière ne se faisant plus dans un matériau solide mais dans l'air, le seuil d'apparition des effets non linéaires est fortement repoussé. Les auteurs soulignent tout de même que les couplages entre le mode guidé dans le

cœur et les modes de surface présents à l'interface cœur/cristal sont un facteur à prendre en considération étant donné qu'ils réduisent la bande de transmission. Une telle fibre représente incontestablement un compromis entre les performances atteintes et les difficultés de fabrication.

○ Exemple 2 [LUAN 04] :



**Figure 2.13** : Fibre à cristal photonique 2D proposée par Luan et collaborateurs [LUAN 04]. (a) image de la section droite de la fibre. Pour former le cœur de la structure, 7 plots de SF6 et 12 plots de LLF1 ont été remplacés par un seul barreau de LLF1. (b) spectre de transmission mesuré en sortie de 20 cm de fibre. On distingue 4 bandes interdites photoniques. Deux images de champ proche obtenues à 690 nm et à 575 nm sont montrées.

cœur		cristal photonique					fibre	
		plots de SF6		plots de LLF1		différence d'indice relative		
2a (µm)	n	Λ (µm)	n <sub>2</sub>	Λ (µm)	n <sub>1</sub>	$\frac{n_2 - n_1}{n_1}$	∅ (µm)	α <sub>propagation</sub> (dB/m)
6,7	1,54	1,83	1,79	-	1,54	16 %	-	18

**Tableau 2.2**: Description de la fibre composite à cristal photonique 2D proposée par Luan et collaborateurs en 2004 [LUAN 04].

Le cristal photonique 2D de la fibre est composé de deux verres différents ayant une température de fusion voisine. Ce cristal est constitué d'inclusions de plots haut indice dans une matrice diélectrique d'indice de réfraction plus faible. Pratiquement, il a été obtenu en entourant chaque plots de SF6 ( $n_2 = 1,79$ ) par 6 plots de LLF1 ( $n_1 = 1,54$ ). Le réseau des plots haut indice est ainsi basé sur une maille triangulaire. Un défaut est créé en remplaçant 7 plots de SF6 et 12 plots de LLF1 par un seul barreau de LLF1. La fibre ainsi fabriquée présente des

bandes interdites photoniques. Afin de les observer, les auteurs ont mesuré le spectre de transmission pour une longueur de fibre égale à 20 cm. Une lumière blanche issue d'un supercontinuum est injectée dans le cœur de la fibre en entrée et l'énergie issue du cœur en sortie de la fibre est envoyée dans un analyseur de spectre optique. Comme le montre la **figure 2.13**, quatre bandes interdites photoniques sont visibles. On peut observer une différence supérieure à 30 dB entre le sommet des bandes interdites et le bruit de fond. Les auteurs précisent que lors de la fabrication de la fibre, la géométrie circulaire des plots de SF6 a varié. Ces derniers ont une forme légèrement hexagonale. Toutefois cette variation optogéométrique a une influence mineure sur la position spectrale et sur l'allure (largeur et profondeur) des bandes interdites photoniques. Les auteurs rapportent également des pertes de propagation extrêmement élevées (autour de 18 dB/m) justifiées par la présence d'imperfections macroscopiques aux interfaces entre les deux verres utilisés (bulles notamment). Les auteurs précisent que ces pertes peuvent être ramenées autour de 1 dB/m en optimisant les processus de fabrication. En outre, la fibre présente un caractère légèrement multimode (cf. **figure 2.13**).

Plus récemment, A. Argyros et collaborateurs ont fabriqué une fibre optique dont la gaine est composée d'un cristal photonique 2D (inclusions de plots très faiblement dopés au germanium dans une matrice de silice) [ARGY. 05a]. Ils ont montré que des bandes interdites photoniques peuvent être ouvertes pour une différence d'indice relative ( $\frac{n_2 - n_1}{n_1}$ ) extrêmement faible, autour de 1 %. Cette valeur est relativement basse comparée à la différence d'indice relative proche de 160 % des cristaux photoniques 2D étudiés par Villeneuve et Piché [VILL. 92].

Les fibres présentant un cœur d'indice bas par rapport à la gaine environnante (cristal 1D ou 2D) exhibent des bandes de transmission discrètes en fonction de la longueur d'onde. Cette réponse à une excitation polychromatique du cœur est la signature d'un guidage par effet de bande interdite photonique. Le mécanisme de guidage de la lumière dans ce type de structure est décrit succinctement dans la partie suivante. Notre étude se porte uniquement sur les fibres ayant une gaine périodique 1D (fibres de Bragg). Ce choix est dicté par plusieurs raisons. Premièrement, la fabrication de ces structures peut faire appel au procédé MCVD moins contraignant que la technique d'assemblage-étirage. De plus, une irrégularité dans la symétrie de la gaine optique peut arriver plus souvent pour un cristal 2D (position d'une inclusion haut

indice légèrement décalée par exemple). La biréfringence des fibres à cristal photonique 2D peut donc être plus facilement exacerbée. En outre, le champ proche d'une fibre de Bragg a une allure gaussienne contrairement à celui d'une fibre à cristal photonique 2D ayant une forme hexagonale.

## **IV. MECANISME DE GUIDAGE DE LA LUMIERE DANS LES FIBRES DE BRAGG**

Le cristal photonique 1D ouvre des bandes interdites permettant de piéger certaines longueurs d'onde dans un défaut de la structure. Deux modèles permettent de décrire le mécanisme de guidage de la lumière dans ces conditions : le modèle basé sur la réflexion cohérente d'un rayonnement par un miroir de Bragg et le modèle ARROW (pour l'anglicisme Anti-Resonant Reflective Optical Waveguides). Le premier considère l'ensemble du cristal photonique 1D tandis que le deuxième ne considère qu'un élément de ce cristal.

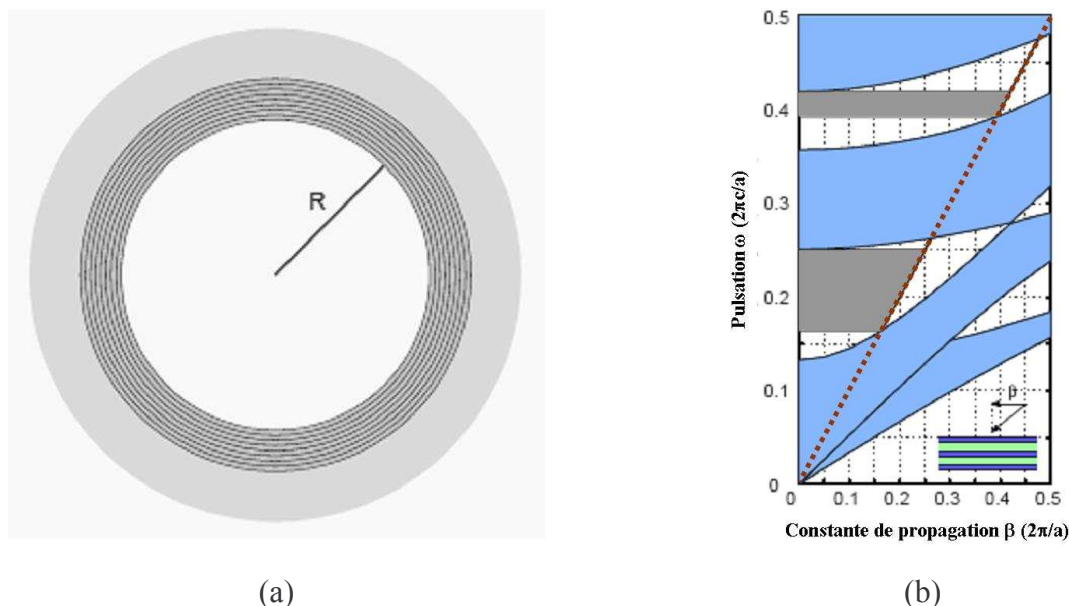
### **IV.1. Modèle basé sur l'effet réflecteur du miroir de Bragg ( $\lambda \gg \Lambda$ )**

Le guidage de la lumière dans le cœur s'explique par une réflexion cohérente du rayonnement sur le miroir de Bragg. Les longueurs d'onde piégées dans le cœur dépendent donc des paramètres optogéométriques de l'ensemble du réseau périodique. On a évoqué précédemment les divers points importants contrôlant les bandes interdites dans un miroir de Bragg :

- la différence indicielle dans le cristal 1D doit être suffisamment importante pour permettre l'ouverture des bandes interdites,
- le pas du réseau  $\Lambda$  permet de fixer la position spectrale des bandes interdites,
- les épaisseurs optiques des couches sont identiques et égales à  $\lambda/4$ ,
- l'épaisseur du cristal (nombre de couches diélectriques) permet d'optimiser la réflexion cohérente du rayonnement et donc de réduire les pertes de confinement.

En se basant sur ces constatations, S. G. Johnson et collaborateurs ont modélisé une fibre de Bragg permettant de guider le mode  $TE_{01}$  (le moins à pertes) dans un cœur d'air

[JOHN. 01a]. Une des particularités de cette fibre, lui valant d'ailleurs son nom (« OmniGuide fiber »), est d'exhiber des bandes interdites omnidirectionnelles. La **figure 2.14** montre la structure proposée ainsi que les bandes interdites calculées. Le **tableau 2.3** regroupe les paramètres optogéométriques de la fibre.



**Figure 2.14** : Description de la fibre de Bragg présentant des bandes interdites omnidirectionnelles modélisée par Johnson et collaborateurs [JOHN. 01a]. (a) coupe transverse de la fibre. Le cœur de rayon  $R$  est entouré par une succession de couches diélectriques d'indice de réfraction alternativement haut (en noir) et bas. Un polymère (gris clair) recouvre la structure. (b) diagramme montrant les deux premières bandes interdites ouvertes par le cristal 1D (zones blanches situées au-dessus de la ligne d'air représentée en rouge et correspondant à  $\omega = c\beta$ ). Les zones bleues représentent les fréquences pouvant se propager dans le cristal. Les deux zones grises montrent les plages de fréquence pour lesquelles les bandes interdites sont omnidirectionnelles.

cœur		cristal photonique : 9 bi-couches					paramètres	
		couches indice haut		couches indice bas		différence d'indice relative		
$R$ ( $\mu\text{m}$ )	$n_{\text{cœur}}$	$n_{\text{haut}}$	$d_{\text{haut}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$n_{\text{bas}}$	$d_{\text{bas}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\frac{n_{\text{haut}} - n_{\text{bas}}}{n_{\text{bas}}}$	$x$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )
$30x$	1	4,6	$0,22x$	1,6	$0,78x$	187,5 %	0,434	1,55

**Tableau 2.3**: Description de la fibre de Bragg (OmniGuide fiber) modélisée par Johnson et collaborateurs en 2001 [JOHN. 01a].

D'après le **tableau 2.3**, le diamètre du cœur de la fibre à cœur creux est proche de  $26 \mu\text{m}$  pour  $x = 0,434$ . Concernant les épaisseurs des couches d'indice haut et bas, la condition vue précédemment pour le miroir de Bragg ( $n_{\text{haut}} \cdot d_{\text{haut}} = n_{\text{bas}} \cdot d_{\text{bas}} = \frac{\lambda_B}{4}$ ) ne peut plus être appliquée.

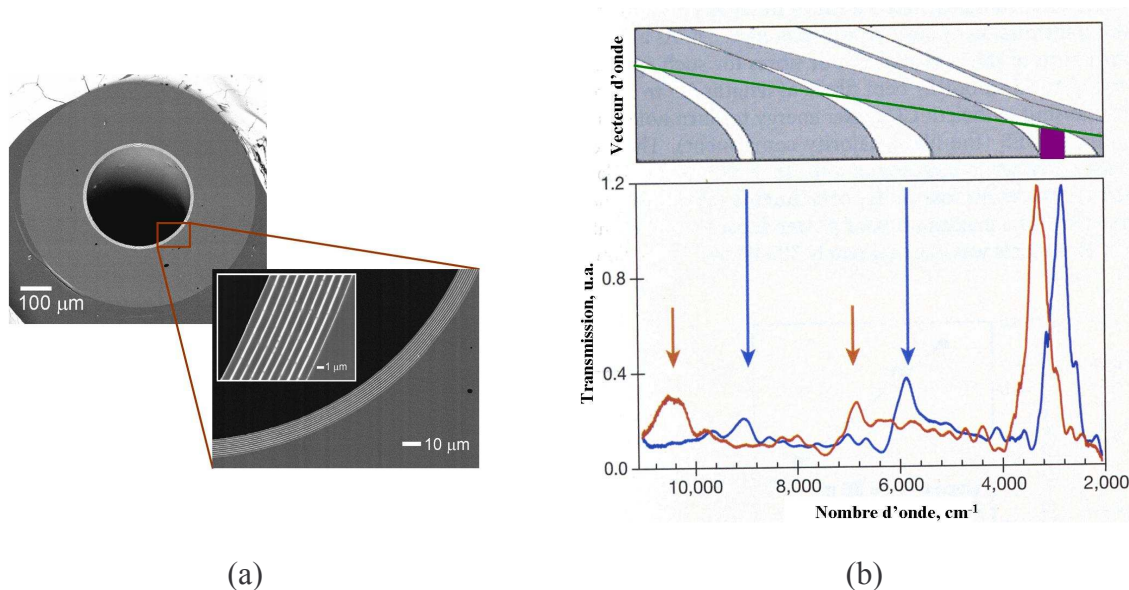
Elle est en effet valable pour une incidence normale, ce qui correspond à une constante de propagation  $\beta$  nulle. Or les modes recherchés ici sont ceux ayant une constante de propagation proche de la ligne d'air ( $\beta = \frac{\omega}{c}$ ). Une approximation peut cependant être faite.

Les épaisseurs des couches d'indice haut et bas sont ainsi calculées en utilisant la relation suivante [JOHN. 01a] :

$$\frac{d_{\text{haut}}}{d_{\text{bas}}} = \frac{\sqrt{n_{\text{bas}}^2 - 1}}{\sqrt{n_{\text{haut}}^2 - 1}} \quad (2.5)$$

La très forte différence indicielle du cristal photonique ( $\Delta n = 3$ ) autorise l'ouverture de bandes interdites omnidirectionnelles comme le montrent les zones grisées sur la **figure 2.14**. Les fréquences appartenant à ces zones restent comprises dans les bandes interdites du cristal quelle que soit la valeur de la composante  $\beta$  du vecteur d'onde (c'est à dire quel que soit l'angle d'incidence). La valeur très élevée de  $\Delta n$  confère à la structure des propriétés similaires à celles d'un guide d'onde métallique. Le réseau périodique et en particulier la première couche d'indice haut exhibe un coefficient de réflexion extrêmement important. L'énergie du mode guidé présentant le moins de perte ( $\alpha_{\text{confinement}}(\text{TE}_{01}) \approx 10^{-3} \text{ dB/km}$ ) est très fortement confinée dans le cœur d'air. La part d'énergie radiative du mode dans la gaine est alors négligeable. Cela ouvre la voie à de nombreuses perspectives comme l'utilisation de matériaux peu courants en optique du fait de leur forte absorption et de leur forte nonlinéarité pour réaliser le miroir de Bragg.

Un exemple issu de ces résultats théoriques est décrit succinctement ci-dessous [TEME. 02].



**Figure 2.15 :** (a) image de la section droite de la structure fabriquée. Le diamètre du cœur est supérieur à  $300 \mu\text{m}$ . Un zoom est fait sur un détail du cristal 1D. Il est constitué d'une alternance de couches d'indice haut (apparaissant en blanc) et de couches d'indice bas. La gaine entourant le miroir de Bragg est constitué du même matériau que celui constituant les couches d'indice bas. (b) en haut : diagramme  $\beta$ - $\omega$  montrant les bandes interdites ouvertes dans le cristal considéré infini. La ligne d'air est tracée en vert. La zone représentée en violet met en évidence une plage de fréquences pour laquelle la bande interdite est omnidirectionnelle. En bas : spectre de transmission mesuré pour deux guides issus de la même préforme. L'un (en bleu) a un diamètre externe de  $670 \mu\text{m}$  (correspondant au diagramme de bandes), l'autre (en rouge) a un diamètre externe de  $600 \mu\text{m}$ . Ces images sont extraites de la référence [TEME 02].

cœur		cristal photonique : 10 bi-couches					guide d'onde	
		couches indice haut (triséléniure d'arsenic $\text{As}_2\text{Se}_3$ )		couches indice bas (polyethersulfone PES)		différence d'indice relative		
$2a$ ( $\mu\text{m}$ )	$n_{\text{cœur}}$	$n_{\text{haut}}$	$d_{\text{haut}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$n_{\text{bas}}$	$d_{\text{bas}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\frac{n_{\text{haut}} - n_{\text{bas}}}{n_{\text{bas}}}$	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{\text{centrale}}$ de la 1 <sup>ère</sup> BIP ( $\mu\text{m}$ )
307	1	2,8	0,27	1,55	0,9	80 %	670	3,55

**Tableau 2.4:** Description de la structure proposée par Temelkuran et collaborateurs en 2002 [TEME 02].

Etant donné la taille de la structure (taille de cœur et diamètre externe) il devient difficile encore une fois de voir la structure comme une fibre optique au sens où on l'entend (flexibilité, caractère monomode...). On parlera d'une manière générale de guide d'onde. Ce guide est fabriqué en effectuant un dépôt d' $\text{As}_2\text{Se}_3$  (par une évaporation thermique) sur un film de polymère thermoplastique (PES). Le film obtenu est alors enroulé sur lui-même. On obtient ainsi une préforme présentant un cœur creux entouré d'une succession de couches d'indice alternativement haut et bas. La préforme est ensuite étirée pour donner accès au

guide souhaité. Ce dernier présente un cœur creux ayant un diamètre moyen de 300  $\mu\text{m}$ . Les épaisseurs des couches diélectriques du miroir de Bragg sont relativement régulières, excepté pour la première et la dernière couches d' $\text{As}_2\text{Se}_3$  (épaisseurs plus faible autour de 135 nm). Les auteurs observent une très bonne correspondance entre la position des bandes interdites calculées et mesurées comme le montre la **figure 2.15.b** (courbe bleue). Un deuxième guide a été fabriqué à partir de la même préforme avec un diamètre externe plus faible (600  $\mu\text{m}$  au lieu de 670  $\mu\text{m}$ ). Les auteurs ont observé une translation des bandes interdites vers les basses longueurs d'onde pour cette structure (cf. **figure 2.15.b**, courbe rouge). Un troisième guide a également été fabriqué avec cette fois-ci un diamètre externe plus important, autour de 1,35 mm (donnant un diamètre de cœur supérieur à 700  $\mu\text{m}$ ). La bande interdite fondamentale est alors centrée autour de 10  $\mu\text{m}$ . Une telle structure a permis de guider la lumière issue d'un laser  $\text{CO}_2$  émettant à  $\lambda = 10,6\mu\text{m}$ . Les pertes de propagation ont été estimées à 1 dB/m. Elles sont à comparer aux pertes intrinsèques par absorption à  $\lambda = 10,6\mu\text{m}$  des matériaux constituant le miroir de Bragg (autour de 10 dB/m et  $10^5$  dB/m pour le triséniure d'arsenic  $\text{As}_2\text{Se}_3$  et le polymère thermoplastique PES respectivement). Le guidage de la lumière dans cette structure est donc nécessairement dû à une très grande réflectivité du miroir de Bragg et en particulier de la première couche d'indice haut. La pénétration de l'énergie dans la gaine est en effet très faible.

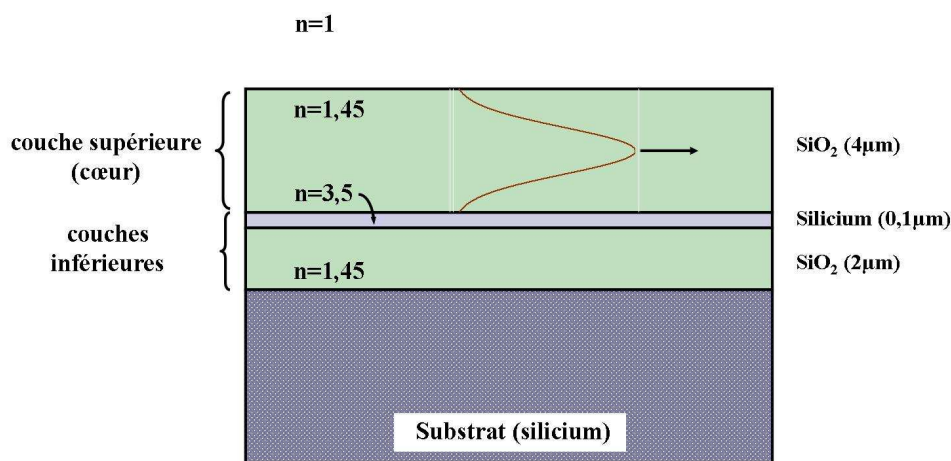
#### **IV.2. Modèle ARROW ( $\lambda < \Lambda$ ou $\lambda \sim \Lambda$ )**

Les fibres de Bragg ont été proposées par Yeh et collaborateurs dans les années 1970. Dans leur publication, les auteurs précisent que les zones entourant les bandes interdites photoniques tracées sur un diagramme  $\omega - \beta$  sont constituées de modes principalement confinés dans les couches d'indice haut. De plus ils soulignent que le nombre de ces modes (que l'on peut nommer « modes de gaine ») dépend du nombre de couches d'indice haut présentes [YEH 76 – YEH 78 – YEH 88]. Ces différentes plages spectrales encadrant les bandes interdites ouvertes par la structure peuvent être nommées « bandes autorisées » (pour contrebalancer le terme bande interdite) étant donné qu'elles correspondent à des fréquences guidées dans le cristal photonique. Les fréquences rejetées par le cristal photonique peuvent donc correspondre à des modes antirésonants dans la gaine.



### IV.2.1. Description du modèle

En 1986, M. A. Duguay et collaborateurs ont proposé un guide planaire obtenu par des dépôts successifs de couches différentes en phase gazeuse sur un substrat (technique CVD) [DUGU. 86]. Le guide plan ainsi fabriqué est schématisé sur la **figure 2.16**.



**Figure 2.16 :** Schéma du guide planaire asymétrique fabriqué par Duguay et collaborateurs. Le mode fondamental est guidé dans le cœur d'une part par réflexion totale interne entre le cœur et l'air et d'autre part par les couches inférieures jouant le rôle de réflecteur antirésonant à la longueur d'onde de travail ( $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ ).

Le guide est dit asymétrique étant donné que l'environnement est différent de part et d'autre du cœur. La partie supérieure de ce dernier est directement en contact avec l'air alors que sa partie inférieure est en contact avec une couche de silicium ( $n = 3,5$ ) déposée sur une couche de SiO<sub>2</sub> ( $n = 1,45$ ) de même nature que le cœur. Les auteurs précisent que cette structure a permis de guider le mode fondamental dans le cœur avec de faibles pertes (0,255 dB/cm). Le guidage de la lumière se fait de deux manières. La différence d'indice entre le cœur et l'air (zones du cœur en contact avec l'air) permet un guidage par réflexion totale interne. Concernant la partie inférieure du cœur, les auteurs démontrent que les couches de silicium et de SiO<sub>2</sub> sont assimilables à des cavités Fabry-Perot. Ces résonateurs, s'ils sont antirésonants à la longueur d'onde de travail, peuvent alors réfléchir fortement les rayons qui les frappent. Certaines conditions sont cependant nécessaires comme le fait d'avoir un diamètre de cœur supérieur à la longueur d'onde de travail afin que le mode fondamental puisse se propager avec un angle rasant par rapport aux couches inférieures. Cet angle rasant, combiné à la forte différence d'indice entre le cœur et la couche de silicium, confère alors un très fort coefficient de réflectivité à la couche d'indice haut.

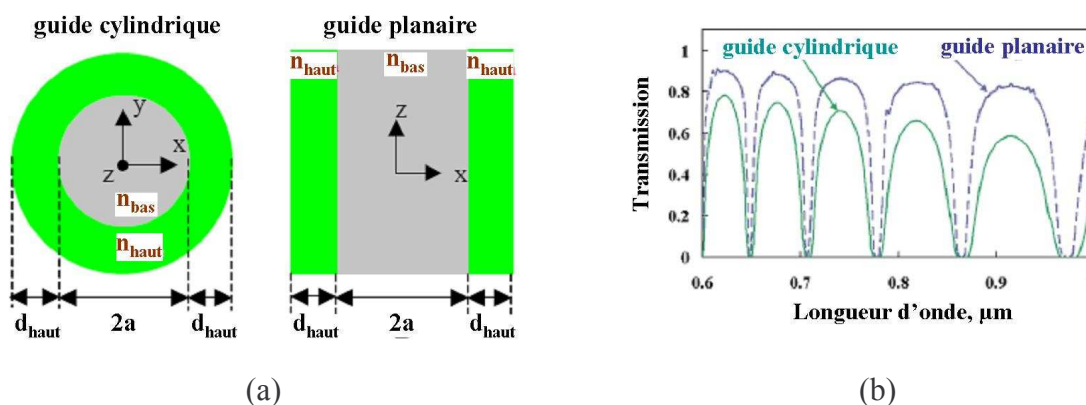
De plus, les auteurs précisent qu'une structure basée sur ce mécanisme de guidage (structure dite ARROW) permet d'obtenir une discrimination modale au niveau des pertes de confinement. Ainsi les pertes calculées valent respectivement 0,255 dB/cm, 99,2 dB/cm et 21,64 dB/cm pour le premier, le second et le troisième mode de la structure.

On peut faire un parallèle entre le guide ARROW proposée par Duguay et collaborateurs et une fibre de Bragg. L'alternance des réflecteurs d'indice haut et bas formant les couches inférieures du guide ARROW peut être assimilée à la périodicité de la gaine optique d'une fibre de Bragg. Les couches diélectriques formant le cristal photonique de la fibre peuvent donc être vues comme des résonateurs de Fabry-Perot. Cette considération permet d'expliquer le mécanisme de guidage de la lumière dans le cœur de ces fibres.

#### **IV.2.2. Application à une fibre de Bragg (cristal photonique 1D)**

##### IV.2.2.1. Equivalence guide plan/guide tubulaire

A. K. Abeeluck et collaborateurs ont mené des travaux théoriques montrant l'analogie entre une fibre de Bragg et un guide plan ayant les mêmes spécificités (matériaux diélectriques, pas  $\Lambda$  du réseau, différence indicielle, diamètre du cœur) [ABEE. 02]. Ils ont comparé dans les deux guides l'influence de la couche d'indice haut entourant le cœur. Cette dernière est tubulaire pour la fibre de Bragg et planaire pour le guide plan (schématisée en vert sur la **figure 2.17.a**). Sous certaines conditions ( $\lambda < \Lambda$  notamment), il apparaît que ces deux formes géométriques induisent la même réponse spectrale comme le montre la **figure 2.17.b**. Elles permettent de réfléchir et donc de guider dans le cœur du guide (cylindrique ou planaire) les mêmes longueurs d'onde.



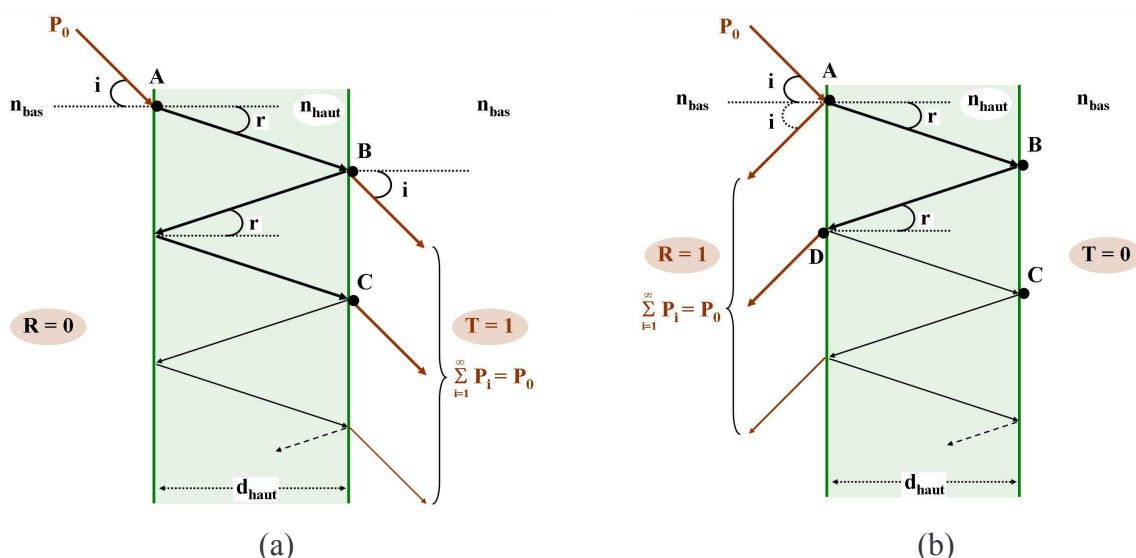
**Figure 2.17 :** Comparaison des spectres de transmission calculés de deux guides basés sur la réflectivité de la première couche d'indice haut (cœur de bas indice). (a) représentation schématique des guides planaire et cylindrique. Ces guides ont des paramètres identiques (mêmes matériaux diélectriques, indice de réfraction, épaisseur des couches et taille de cœur) Les paramètres choisis valent :  $2a = 19,131 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{haut}} = 3,437 \mu\text{m}$ ,  $n_{\text{bas}} = 1,4$ , et  $n_{\text{haut}} = 1,8$ . Ici, le miroir de Bragg entourant le cœur est constitué d'une seule couche d'indice haut. (b) spectres de transmission calculés par la méthode du faisceau propagé (Beam Propagation Method) pour les deux guides de longueur de 5 cm. Ces images sont extraites de la référence [ABEE. 02].

Les courbes de transmission des guides cylindrique et planaire ont la même allure. Elles ont des positions pour les valeurs extrêmes de transmission (minima et maxima) identiques.

Afin d'expliquer simplement le mécanisme de guidage de la lumière dans une fibre de Bragg basé sur le modèle ARROW, on peut donc assimiler les couches concentriques (guides tubulaires) à des guides planaires analogues.

#### IV.2.2.2. Rappels sur l'interféromètre de Fabry-Perot

Un interféromètre de Fabry-Perot est constitué de deux surfaces planes dont les faces en regard sont maintenues rigoureusement parallèles. Elles présentent un coefficient de réflexion  $R$  élevé tel que  $0,8 < R < 0,99$ . Arbitrairement, le milieu compris entre les deux surfaces planes a un indice de réfraction noté  $n_{\text{haut}}$  et l'interféromètre est plongé dans un milieu d'indice  $n_{\text{bas}}$  avec  $n_{\text{bas}} < n_{\text{haut}}$ . La lumière pénétrant dans la cavité Fabry-Perot effectue de multiples aller-retour entre les deux surfaces planes et ressort partiellement à chaque réflexion. Les différents rayons lumineux issus de l'interféromètre présentent un déphasage les uns par rapport aux autres étant donné qu'ils n'ont pas parcouru la même distance. Ces rayons interfèrent alors entre eux et peuvent ainsi donner lieu à des interférences constructives ou destructives. La **figure 2.18** représente schématiquement un tel interféromètre en considérant deux situations particulières : la résonance (**figure 2.18.a**) et l'anti-résonance de la cavité (**figure 2.18.b**).



**Figure 2.18** : Représentation schématique d'un interféromètre de Fabry-Perot. (a) cavité en résonance : les rayons tombant sur le résonateur sont totalement transmis. (b) cavité en antirésonance : les rayons frappant la cavité sont totalement réfléchis.

#### IV.2.2.2.1. Cavité résonante (figure 2.18.a)

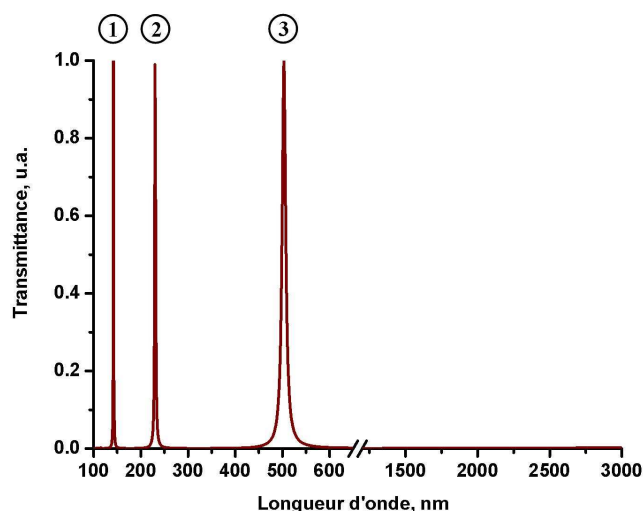
Sur la **figure 2.18.a**, le rayon lumineux tombant sur l'interféromètre au point A entraîne l'apparition de rayons parallèles en sortie de la cavité. Considérons uniquement pour simplifier les choses les rayons transmis aux points B et C. Ces deux rayons présentent un déphasage  $\Delta\Phi_T$  l'un par rapport à l'autre valant :

$$\Delta\Phi_T = \frac{2\pi}{\lambda} 2 n_{\text{haut}} d_{\text{haut}} \cos r \quad (2.6)$$

Ces deux rayons peuvent interférer entre eux ainsi qu'avec tous les rayons transmis. Selon la valeur du déphasage  $\Delta\Phi_T$  il est possible d'avoir des interférences constructives ou destructives. Dans le premier cas on dit que la cavité est en résonance. Les rayons arrivant sur l'interféromètre en A sont totalement transmis. Dans le deuxième cas, l'intensité en transmission est nulle. Les rayons arrivant en A sont alors tous réfléchis par la cavité Fabry-Perot (cavité antirésonante). Comme le montre la relation 2.6, le déphasage  $\Delta\Phi_T$  dépend de l'angle d'incidence interne « r ». Il en découle que certaines valeurs de cet angle permettent de créer des interférences constructives et donc de transmettre les rayons. Le problème peut être inversé comme cela a déjà été vu pour la loi de Bragg. Ainsi, pour un angle « r » donné, seules certaines longueurs d'onde  $\lambda$  autorisent la transmission des rayons. Un tel exemple est

montré sur la **figure 2.19**, le calcul de la transmittance de la cavité Fabry-Perot étant donné par la relation suivante :

$$T = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\Delta\Phi_T}{2}\right)} \quad (2.7)$$



**Figure 2.19** : Exemple numérique montrant les longueurs d'onde pour lesquelles la transmittance de la cavité est maximale. Pour ces longueurs d'onde, les rayons transmis interfèrent constructivement. Les paramètres de l'interféromètre sont les suivants :  $d_{\text{haut}} = 1,186 \mu\text{m}$ ,  $R = 0,95$ ,  $n_{\text{haut}} - n_{\text{bas}} = 0,015$  et  $i = 86^\circ$ .

Le choix des paramètres de l'interféromètre de la **figure 2.19** sera justifié ultérieurement. Ils correspondent en effet aux caractéristiques de la première couche d'indice haut de la fibre de Bragg modélisée dans la dernière partie de ce chapitre. Il apparaît trois longueurs d'onde pour lesquelles la valeur de la transmittance est maximale pour  $\lambda \in [100 \text{ nm} ; \infty]$  :  $\lambda_1 = 142 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 230 \text{ nm}$  et  $\lambda_3 = 503 \text{ nm}$ .

Les interférences sont constructives si le déphasage  $\Delta\Phi_T$  est tel que :

$$\Delta\Phi_T = 2m\pi \text{ avec } m \in \mathbb{N} \quad (2.8)$$

On obtient donc un maximum d'intensité en transmission de l'interféromètre si la condition suivante est remplie (d'après 2.6 et 2.8) :

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{haut}} d_{\text{haut}} \cos r = \pi m \text{ avec } m \in \mathbb{N} \quad (2.9)$$

#### IV.2.2.2.2. Cavité antirésonante (figure 2.18.b)

Comme le montre la **figure 2.18.b**, les rayons réfléchis en entrée de la cavité peuvent également interférer entre eux. Considérons les deux rayons réfléchis aux points A et D. Ils présentent un déphasage  $\Delta\Phi_R$  l'un par rapport à l'autre valant :

$$\Delta\Phi_R = \frac{2\pi}{\lambda} 2 n_{\text{haut}} d_{\text{haut}} \cos r + \pi \quad (2.10)$$

Selon la valeur du déphasage  $\Delta\Phi_R$  il est possible d'avoir des interférences constructives ou destructives. On obtient un maximum d'intensité en entrée de l'interféromètre (interférences constructives en réflexion) si le déphasage  $\Delta\Phi_R$  est tel que :

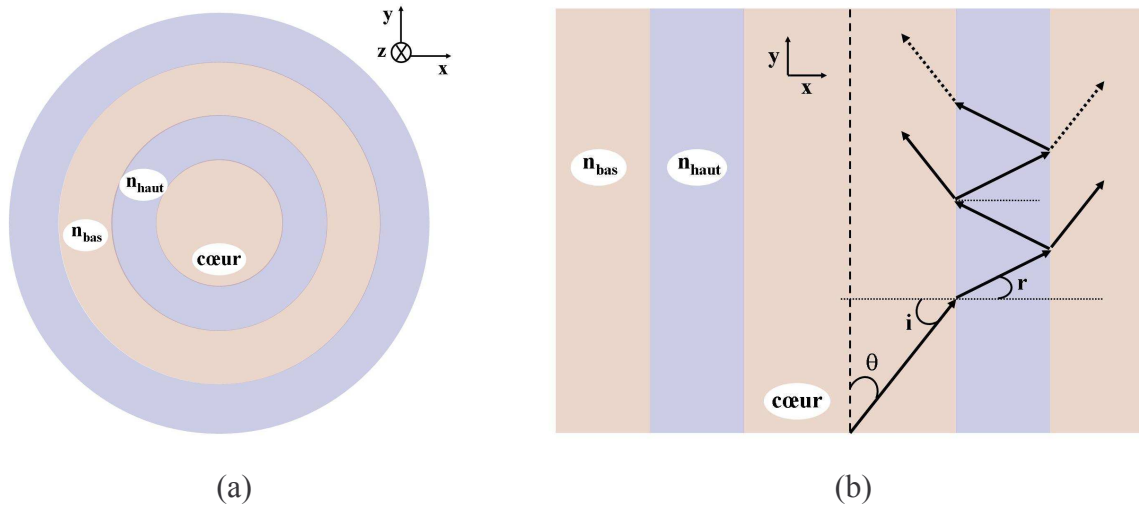
$$\Delta\Phi_R = 2m\pi \text{ avec } m \in \mathbb{N} \quad (2.11)$$

Ainsi la cavité est antirésonante si la condition suivante est remplie (d'après 2.10 et 2.11) :

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{haut}} d_{\text{haut}} \cos r = \pi \left( m + \frac{1}{2} \right) \text{ avec } m \in \mathbb{N} \quad (2.12)$$

#### IV.2.2.3. Analogie avec une fibre de Bragg

Considérons deux guides, l'un à symétrie de révolution et l'autre planaire (cf. **figure 2.20**), ayant les mêmes spécificités (matériaux diélectriques, pas du réseau  $\Lambda$ , différence indicelle, diamètre du cœur). Comme on l'a vu précédemment, le comportement spectral d'un guide tubulaire est similaire à celui d'un guide plan analogue. Afin de simplifier les démonstrations, on considérera donc, dans ce qui suit, uniquement les couches d'indice haut et bas du guide planaire.



**Figure 2.20** : Représentation schématique : (a) d'un guide cylindrique, (b) de son guide planaire analogue. Sur ce dernier est représenté le trajet d'un rayon lumineux envoyé avec un angle  $\theta$  dans le cœur.

Les couches d'indice haut et bas peuvent être assimilées à des cavités Fabry-Perot. Toutefois on ne s'intéresse ici qu'aux couches d'indice haut. Ce choix se justifiera ultérieurement. Ces couches peuvent donc être soit en résonance soit en antirésonance en fonction de l'angle incident  $\theta$  (directement relié à l'angle  $i$  ainsi qu'au vecteur d'onde  $\vec{k}$  incident) et de la longueur d'onde de travail. Ces différents états sont caractérisés par la relation suivante (cf. équations 2.9 et 2.12) :

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{haut}} d_{\text{haut}} \cos r = \pi (m + \sigma) \quad (m \in \mathbb{N}^*) \quad (2.13)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \sigma = 0 \Leftrightarrow \text{résonance} \\ \sigma = 1/2 \Leftrightarrow \text{antirésonance} \end{cases}$$

#### IV.2.2.3.1. Calcul des longueurs d'onde de résonance et d'antirésonance des couches d'indice haut

Le calcul des longueurs d'onde de résonance  $\lambda_R$  et d'antirésonance  $\lambda_{AR}$  est développé en annexe de ce manuscrit. On y retrouve les équations données par N. Litchinitser et collaborateurs pour calculer les longueurs d'onde de résonance ( $\lambda_R$ ) et d'antirésonance ( $\lambda_{AR}$ ) de la première couche d'indice haut entourant le cœur d'un guide plan tel que celui présenté sur la **figure 2.20.b** [LITC. 02] :

$$\lambda_R \approx \frac{2d_{\text{haut}}}{(m + \sigma)} \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2} \quad \text{avec } \sigma = 0 \quad (2.14)$$

$$\lambda_{AR} \approx \frac{2d_{\text{haut}}}{(m + \sigma)} \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2} \quad \text{avec } \sigma = 1/2 \quad (2.15)$$

Dans ces expressions, on constate que  $\lambda_R$  et  $\lambda_{AR}$  sont indépendantes de la taille du cœur. Les fréquences comprises dans les bandes interdites ouvertes par le cristal photonique 1D du guide (planaire ou cylindrique) sont déterminées par la seule géométrie des couches d'indice haut. Des études complémentaires menées sur des fibres présentant une gaine périodique 2D (inclusions de plots haut indice dans une matrice diélectrique) ont de la même manière démontré que la position des bandes interdites est dictée par la géométrie d'un plot unique [WHITE 02 – LITC. 04].

#### IV.2.2.3.2. Calcul de l'épaisseur des couches d'indice haut et bas

On peut également calculer les épaisseurs des couches d'indice haut et bas pour que celles-ci soient en antirésonance à la longueur d'onde de travail. Ces calculs sont également détaillés en annexe de ce manuscrit. On obtient les relations 2.16 et 2.17 suivantes :

$$d_{\text{haut}} = \frac{\lambda}{4n_{\text{haut}}} (2m + 1) \quad \text{avec } (m \in \mathbb{N}) \quad (2.16)$$

L'épaisseur de la couche d'indice haut se rapproche d'un multiple impair du rapport  $\frac{\lambda}{4n_{\text{haut}}}$  qui est l'épaisseur optimale d'une couche correspondante d'un miroir de Bragg avec un rayon incident perpendiculaire à sa surface.

$$d_{\text{bas}} = a(2m + 1) \quad \text{avec } (m \in \mathbb{N}) \quad (2.17)$$

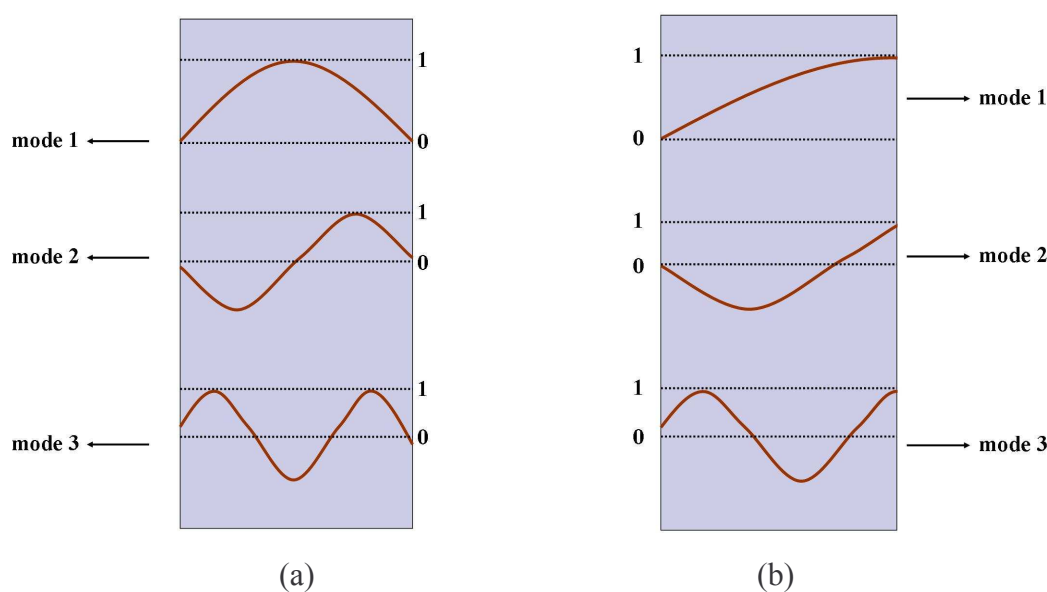
La couche d'indice bas est alors antirésonante pour une épaisseur égale à un nombre impair de fois le rayon du cœur de la structure (noté  $a$ ). En particulier, pour  $m = 1$ , l'épaisseur de la couche d'indice bas est égale à la moitié du cœur de la structure.



Les résultats obtenus ci-dessus (calcul de  $\lambda_R$  et de  $\lambda_{AR}$  ainsi que  $d_{haut}$  et  $d_{bas}$ ) sont basés sur l'analogie entre un guide tubulaire et un guide planaire équivalent. Ils correspondent à un guide plan tel que celui présenté sur la **figure 2.20.b**. Ils ne sont pas tout à fait exacts dans le cas d'une fibre de Bragg. En effet les expressions qui viennent d'être posées sont valables si l'on considère des ondes planes (cas d'un guide plan). Or le cœur de la fibre est, contrairement au cœur du guide plan, circulaire. Le mode guidé dans ce dernier n'est plus décrit par des fonctions cosinus mais par des fonctions de Bessel. Toutefois, on admettra que ces expressions restent valides pour une fibre 1D. On verra par la suite que cette approximation est correcte.

#### IV.2.2.3.3. Comportement modal

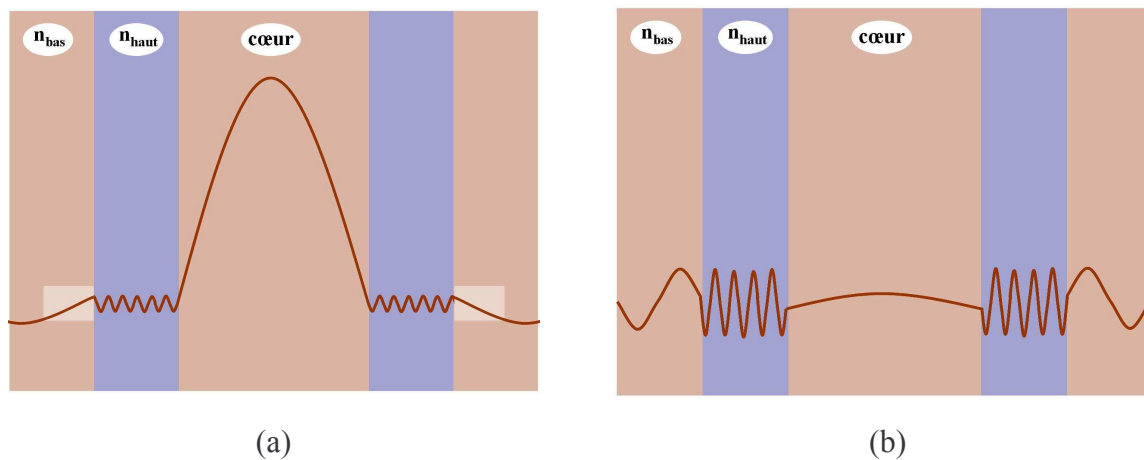
Dans un guide d'onde, la notion de résonance et d'antirésonance correspond à l'installation ou non d'un mode guidé. Si l'on considère un mode dont l'allure est décrit par des fonctions cosinus, les conditions de résonance et d'antirésonance peuvent être schématisées comme suit :



**Figure 2.21** : Exemple d'une couche d'indice haut ( $n_{haut}$ ) : (a) résonante pour les trois premiers modes. (b) antirésonante pour ces trois mêmes modes.

Le mode excité dans le cœur de la fibre (défini par un vecteur d'onde  $\vec{k}$ , un angle  $\theta$  et une constante de propagation  $\beta$ ) est guidé à la longueur d'onde de travail si les différentes couches entourant le cœur sont antirésonantes. Autrement dit ces couches ne doivent pas

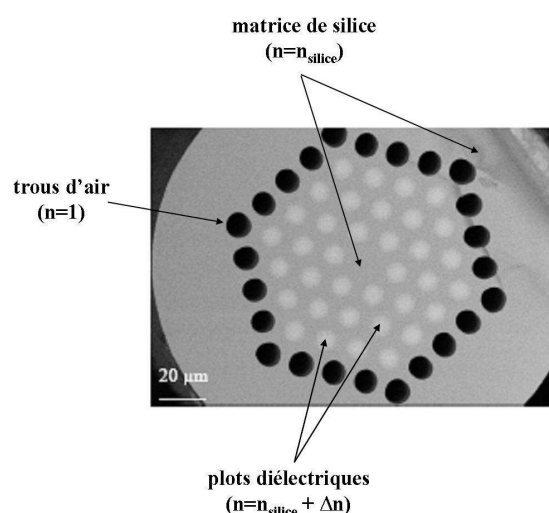
permettre l'installation d'un mode qui, couplé avec le mode du cœur, permettrait l'évacuation de l'énergie contenue dans le cœur (cf. **figure 2.22**) [LITC. 04].



**Figure 2.22** : Représentation schématique du mode fondamental dans le cœur de la fibre. (a) les couches concentriques sont antirésonantes (aucun mode ne peut s'y installer). Le mode est guidé dans le cœur. (b) les couches constituant le miroir de Bragg sont résonantes : des modes d'ordre élevé s'y installent. L'énergie présente dans le cœur est alors évacuée par couplage avec ces modes de gaine.

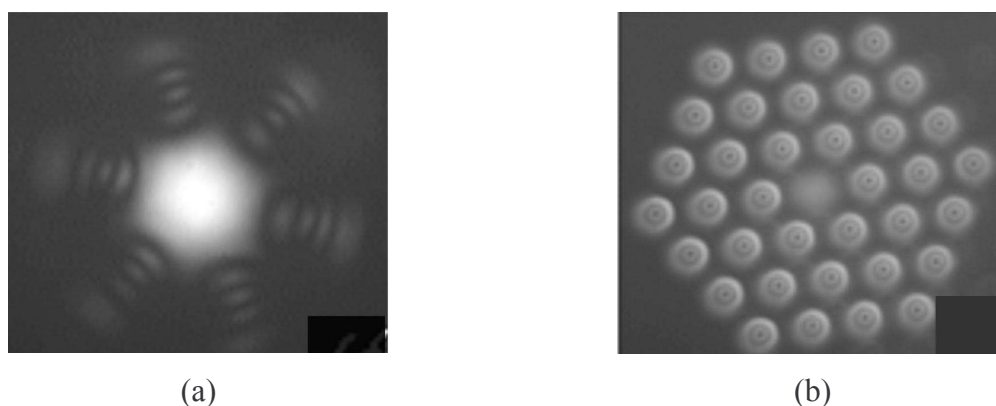
Les conditions de résonance et d'antirésonance des couches concentriques sont donc directement liées aux modes que celles-ci sont susceptibles de guider si elles sont isolées du reste de la structure (entourée d'une gaine infinie de silice pure). Considérons le cas le plus simple où le cœur et les couches d'indice bas sont faites de silice pure ( $n_{cœur} = n_{bas} = n_{silice} < n_{haut}$ ). L'indice effectif du mode guidé dans le cœur est légèrement inférieur à l'indice de la silice. Les indices effectifs des modes résonants dans les couches d'indice haut peuvent donc croiser l'indice effectif du mode guidé dans le cœur uniquement à leur coupure. Chaque  $\lambda_R$ , séparant les bandes interdites de la structure, correspond donc à la longueur d'onde de coupure d'un mode des couches d'indice haut [ARGY. 05b]. L'énergie présente dans le cœur et évacuée par un couplage avec un mode des résonateurs haut indice n'est donc pas guidée dans ces résonateurs mais est piégée. En outre, il est possible de justifier ici le choix que nous avons fait précédemment de ne pas calculer les longueurs d'onde de résonance et d'antirésonance des résonateurs bas indice. Les modes guidés dans ces couches ont en effet des indices effectifs bien inférieurs à celui du mode guidé dans le cœur. Le couplage entre le mode du cœur et un mode de ces couches est par conséquent relativement difficile et moins probable que celui entre le mode de cœur et un mode des couches haut indice.

A. Bétourné et collaborateurs ont récemment proposé une fibre dont la gaine optique est un cristal photonique 2D [BETO. 07]. Ce dernier est constitué d'inclusions de plots dopés au germanium (haut indice) et de trous d'air dans une matrice de silice pure (réseau triangulaire). Le cœur, fait de silice pure, est obtenu par la suppression d'un plot dopé au germanium (cf. **figure 2.23**).



**Figure 2.23** : Image de la section droite de la fibre à cristal photonique 2D proposée par Bétourné et collaborateurs [BETO. 07].

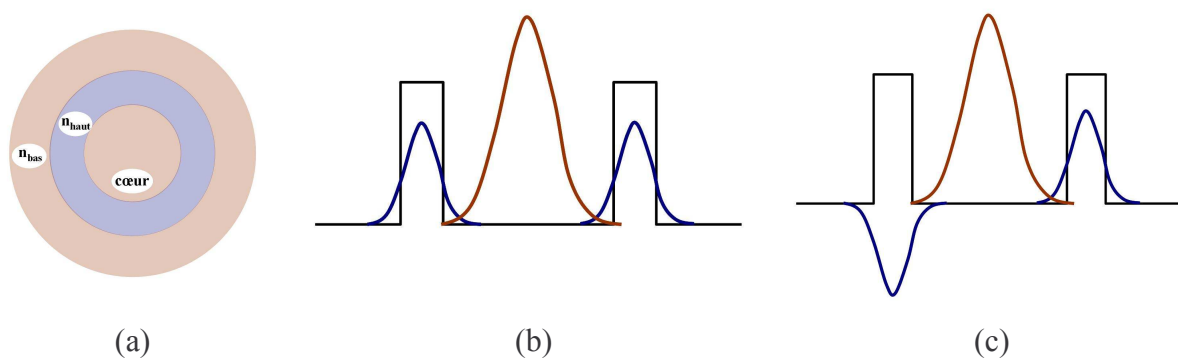
Les auteurs ont observé le champ proche à  $\lambda = 1150\text{nm}$  en sortie de la fibre pour deux longueurs différentes ( $L = 10\text{ m}$  et  $L = 460\text{ m}$ ). Ils ont pu mettre en évidence le couplage du mode guidé dans le cœur avec le mode  $LP_{1,2}$  de chacun des plots de la gaine comme le montre la **figure 2.24**.



**Figure 2.24** : Images du champ proche observé à  $\lambda = 1550\text{ nm}$  pour deux longueurs de fibre. (a)  $L = 10\text{ m}$  : le mode fondamental est guidé dans le cœur de la fibre. Il est légèrement couplé aux plots qui lui sont le plus proches. (b)  $L = 460\text{ m}$  : le mode fondamental guidé dans le cœur est couplé avec tous les plots haut indice de la gaine. Le mode résonant dans ces plots est le mode  $LP_{1,2}$ . Ces images sont extraites de la référence [BETO. 07].

La **figure 2.24.a** montre le mode fondamental guidé dans le cœur de la fibre. On distingue un effet de résonance sur les plots haut indice les plus proches du cœur (appartenant à la première couronne). En effet le mode guidé dans le cœur est légèrement couplé avec le mode d'ordre élevé de ces plots ayant un indice effectif proche du sien [ARGY. 05b]. La **figure 2.24.b** montre le couplage ayant lieu entre le mode guidé dans le cœur et le mode  $LP_{1,2}$  des plots haut indice de la gaine lorsque celui-ci arrive à sa coupure. L'énergie n'est plus guidée dans le cœur de la fibre. Ce mode de gaine (ou supermode étant donné que tous les plots sont couplés entre eux) est cependant guidé dans les inclusions haut indice bien qu'étant à sa coupure. Le guidage est réalisé par réflexion totale interne du fait de la présence de la couronne d'air entourant les plots haut indice.

Le couplage entre deux modes nécessite de remplir deux conditions. La première, évoquée ci-dessus, est d'avoir un croisement de leur indice effectif. La deuxième condition est d'avoir une intégrale de recouvrement non nulle entre les deux modes. Cette dernière condition prend toute son importance si l'on considère un guide tubulaire comme les résonateurs d'indice haut d'une fibre de Bragg. Le mode guidé dans le cœur ne peut ainsi pas se coupler avec tous les modes supportés par les couches d'indice haut comme le montre la **figure 2.25**.



**Figure 2.25** : Représentation schématique du recouvrement entre le mode fondamental guidé dans le cœur et un mode de la première couche d'indice haut. (a) schéma de la fibre, le cœur étant entouré d'une seule bi-couche. (b) recouvrement avec un mode pair de la 1<sup>ère</sup> couche d'indice haut. (c) recouvrement avec un mode impair de la 1<sup>ère</sup> couche d'indice haut : le facteur de recouvrement est nul.

Si l'on considère le mode fondamental guidé dans le cœur de la fibre, celui-ci présente une intégrale de recouvrement nulle avec tous les modes impairs susceptibles de résonner dans les couches d'indice haut (**figure 2.25.c**). Le mode fondamental peut donc se coupler (égalité des indices effectifs et intégrale de recouvrement non nulle) uniquement avec les modes pairs de ces résonateurs. En considérant les modes linéairement polarisés (modes LP), le mode

fondamental ne peut se coupler qu'avec des modes de type  $LP_{0,v}$ . Par conséquent, les modes pairs des couches d'indice haut sont les seuls modes résonants permettant de délimiter les bandes interdites photoniques de la structure.

### IV.3. Comparaison des deux modèles

Les deux modèles précédents abordent le cristal photonique d'une manière différente.

Dans le premier, le mode est confiné dans le cœur par une réflexion cohérente sur un miroir de Bragg. L'ensemble du cristal photonique joue un rôle majeur dans la détermination des bandes interdites. Une modification du pas du réseau entraîne un déplacement des bandes interdites étant donné que les ondes ne « voient » plus la même périodicité.

Dans le modèle ARROW, les couches d'indice haut sont considérées comme des résonateurs Fabry-Perot. Le mode est confiné dans le cœur tant qu'il n'est pas évacué par un couplage avec un mode  $LP_{0,v}$  d'un résonateur arrivant à sa coupure. Dans ce cas de figure, les résonateurs deviennent « transparents » et autorisent la fuite de l'énergie présente dans le cœur. Les résonances apparaissant sur le spectre de transmission de la fibre sont dictées par la seule géométrie de la première couche haut indice. Si les paramètres de cette couche ne sont pas modifiés, la position spectrale des bandes interdites est inchangée. En outre, la modification du pas du réseau agit indirectement sur les bandes interdites en modifiant leur largeur mais pas leur position. En effet, la distance entre les résonateurs d'indice haut influence les couplages entre les modes de gaine arrivant à leur coupure (et donc la largeur des bandes autorisées).

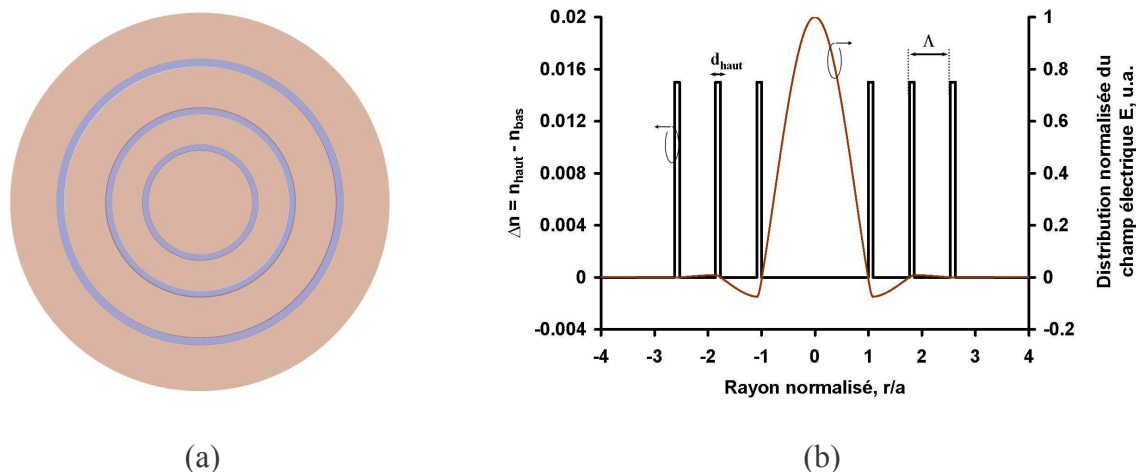
Les conclusions de plusieurs travaux théoriques menés sur ce sujet ont été de considérer le premier modèle pour des structures définies par la condition  $\lambda \gg \Lambda$  et le modèle ARROW pour celles où  $\lambda < \Lambda$  [LITC. 02 – ABEE. 02].

Toutefois, de récents travaux ont montré que le modèle ARROW pouvait être appliqué à des structures 2D pour des longueurs d'ondes supérieures au pas de la microstructure et que les ponts de silice dans la gaine d'air d'une fibre à cœur creux peuvent être considérés comme des résonateurs [STEL. 04 – COUNY 07].

Il semble donc y avoir une équivalence entre les deux effets permettant de déterminer les bandes interdites ouvertes dans une telle structure. Les deux approches sont en effet complémentaires comme le montre l'exemple suivant.

#### IV.4. Exemple de calcul des bandes interdites photoniques ouvertes dans une fibre de Bragg

La fibre de Bragg considérée ici est caractérisée par le profil d'indice de réfraction montré sur la figure 2.26.



**Figure 2.26 :** Caractéristiques de la fibre de Bragg modélisée. (a) représentation schématique de la face d'entrée. (b) profil d'indice de réfraction. La distribution du champ électrique du mode fondamental guidé dans le cœur de la fibre est également représentée pour  $\lambda = 1060$  nm.

Le cristal photonique 1D est constitué de trois couches d'indice haut ( $N = 3$ ). Le cœur a le même indice de réfraction que les couches d'indice bas. La différence d'indice dans le miroir de Bragg est arbitrairement posée à  $n_{\text{haut}} - n_{\text{bas}} = 0,015$  (différence d'indice relative proche de 1 %). La distribution du champ électrique du mode fondamental guidé dans le cœur a été calculée par une méthode classique basée sur la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 [HILD. 74 – FEVR. 02]. Cette distribution est superposée sur le profil d'indice de la figure 2.26.b. Elle est similaire à celle montrée par Yeh et collaborateurs et Duguay et collaborateurs dans leurs structures respectives [YEH 78 – DUGU. 86]. Les paramètres optogéométriques choisis sont résumés dans le tableau 2.5.

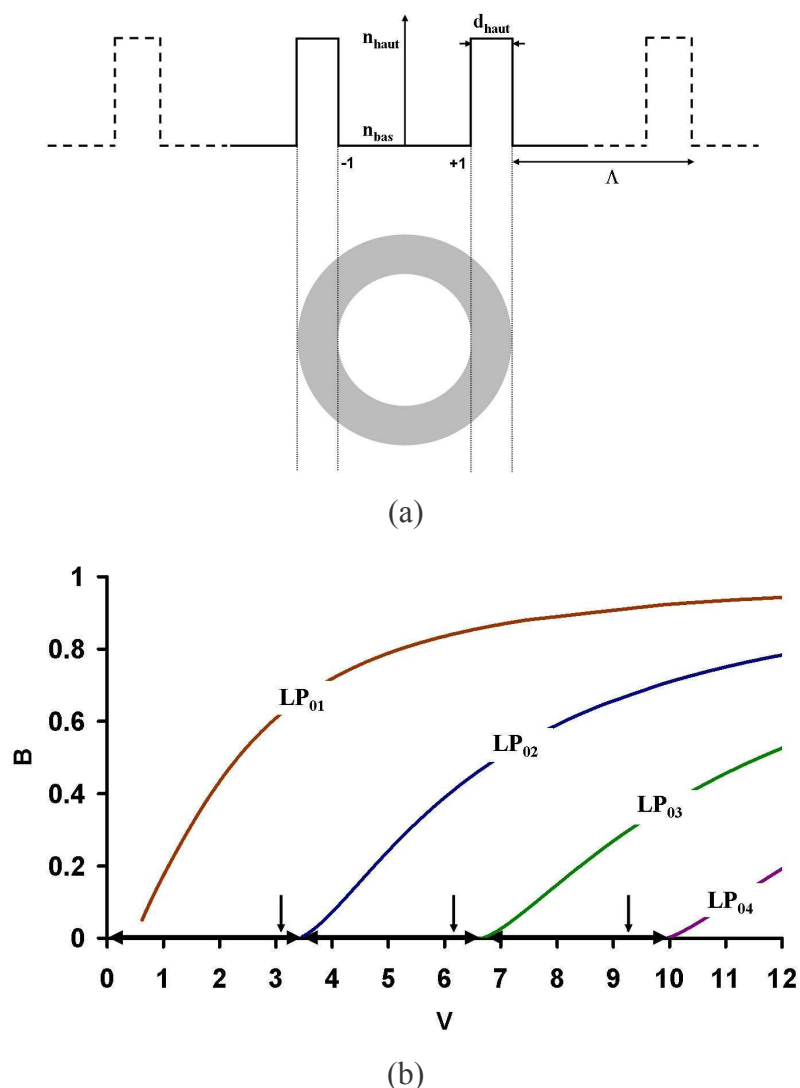
cœur	gaine optique (cristal photonique 1D)					fibre
$2a$ ( $\mu\text{m}$ )	$N$	$\Delta n = n_{\text{haut}} - n_{\text{bas}}$	$\Delta_{\text{relative}}$	$d_{\text{haut}}$	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )
13	3	0,015	$\sim 1 \%$	1,186	8,78	125

**Tableau 2.5 :** Paramètres optogéométriques choisis pour la fibre présentée sur la figure 2.26.

La **figure 2.27.b** regroupe les courbes  $B = f(V)$  des quatre premiers modes pairs de type  $LP_{0,v}$  guidés dans la première couche d'indice haut du miroir de Bragg. Pour ce calcul, cette couche est considérée comme un guide tubulaire isolé entouré de silice pure (cf. **figure 2.27.a**). On rappelle ci-dessous les expressions de la constante de propagation normalisée  $B$  et de la fréquence spatiale normalisée  $V$  pour un tel guide :

$$B = \frac{n_e^2 - n_{\text{bas}}^2}{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2} \quad (2.18) \quad \text{et} \quad V = \frac{2\pi}{\lambda} d_{\text{haut}} \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2} \quad (2.19)$$

Dans l'expression de  $B$ ,  $n_e$  représente l'indice effectif du mode guidé dans le résonateur haut indice isolé.



**Figure 2.27 :** (a) première couche d'indice haut considérée comme un guide isolé (entourée de silice pure). (b) calcul des courbes  $B = f(V)$  pour les quatre premiers modes pairs  $LP_{0,v}$  du guide tubulaire isolé présenté ci-dessus. Les flèches  $\downarrow$  représentent les fréquences spatiales normalisées  $V_R$  correspondant aux longueurs d'onde de résonance  $\lambda_R$  calculées à partir de l'expression 2.14 donnée précédemment. Les flèches  $\leftrightarrow$  délimitent les trois premières bandes interdites photoniques.

Le paramètre  $B$  s'annule lorsque l'indice effectif du mode pair  $LP_{0,v}$  devient égal à l'indice de la matrice de silice pure ( $n_e = n_{\text{bas}}$ ). Cela correspond à la coupure du mode  $LP_{0,v}$ . L'axe des abscisses de la **figure 2.27.b** permet donc de délimiter spectralement les trois premières bandes interdites ouvertes dans la fibre de Bragg.

On peut comparer les longueurs d'onde de coupure  $\lambda_{\text{coupure}}$  de ces modes aux longueurs d'onde de résonance  $\lambda_R$  de la première couche d'indice haut calculées en utilisant l'expression 2.14 établie précédemment. Les résultats sont regroupés dans le **tableau 2.6** suivant.

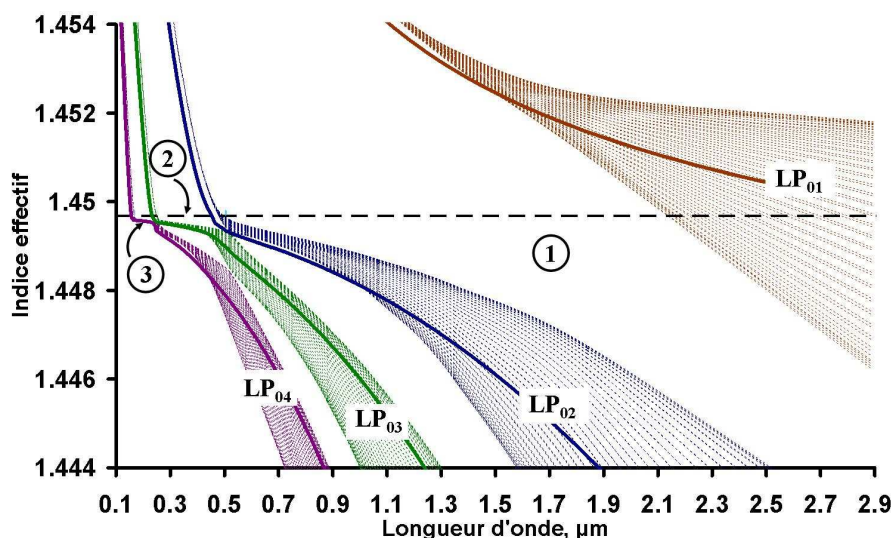


calcul de $\lambda_{\text{coupure}}$ des modes $LP_{0,v}$			calcul de $\lambda_R$ à partir de l'expression 2.14			différence relative sur $\lambda_R$
$LP_{0,v}$	$\lambda_{\text{coupure}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$V_{\text{coupure}}$	valeur de m	$\lambda_R$ ( $\mu\text{m}$ )	$V_R$	$\frac{\lambda_R - \lambda_{\text{coupure}}}{\lambda_R}$
$LP_{0,1}$	$\infty$	0	0	$\infty$	0	-
$LP_{0,2}$	<b>0,464</b>	3,358	1	<b>0,505</b>	3,083	<b>8,1 %</b>
$LP_{0,3}$	<b>0,234</b>	6,658	2	<b>0,252</b>	6,167	<b>7,1 %</b>
$LP_{0,4}$	<b>0,158</b>	9,861	3	<b>0,168</b>	9,25	<b>5,9 %</b>

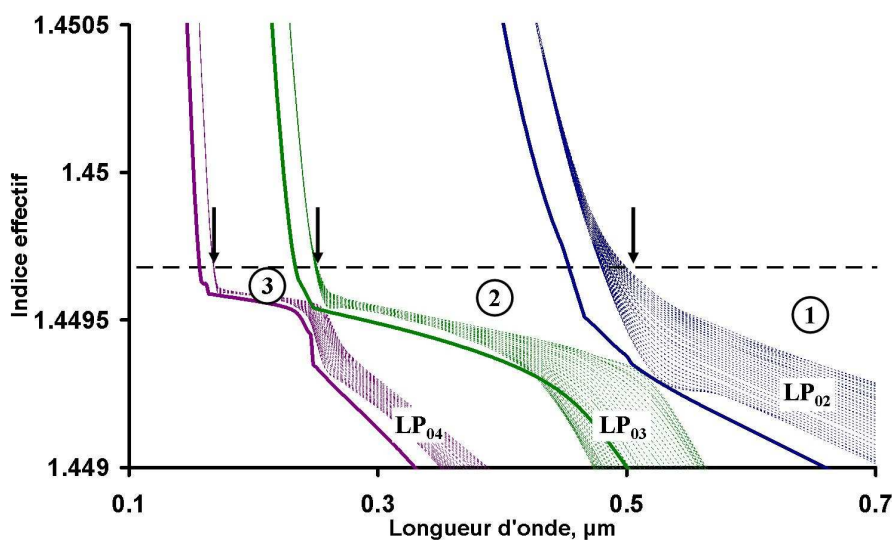
**Tableau 2.6 :** Comparaison entre les  $\lambda_{\text{coupure}}$  des modes  $LP_{0,v}$  guidés dans le premier anneau d'indice haut considéré isolé et des  $\lambda_R$  établies à partir de l'expression 2.14.

La différence relative entre les valeurs de  $\lambda_{\text{coupure}}$  et de  $\lambda_R$  est inférieure à 8 % pour les quatre premiers modes pairs  $LP_{0,v}$ . Elle n'est pas négligeable mais est tout à fait acceptable étant donné la différence entre les méthodes de calculs. En effet, l'expression 2.14 donnant  $\lambda_R$  considère la couche d'indice haut comme un résonateur de Fabry-Perot planaire. Le graphique de la **figure 2.27.b** est, quant à lui, obtenu en calculant la dispersion des modes  $LP_{0,v}$  dans un guide d'onde tubulaire.

Le diagramme de dispersion  $\beta-\omega$  (ou  $n_e-\lambda$ ) a également été établi pour le cristal photonique 1D de cette fibre de Bragg (cf. **figure 2.28**). Il est obtenu en utilisant le logiciel MPB (pour l'anglicisme MIT Photonics Bands) développé au MIT et initialement conçu pour l'étude des cristaux photoniques 3D [**JOHN. 01b**]. Ce logiciel permet de calculer les structures de bande pour un cristal infini dont la maille élémentaire est constituée d'une couche d'indice haut et d'une couche d'indice bas (cf. **figure 2.29**).



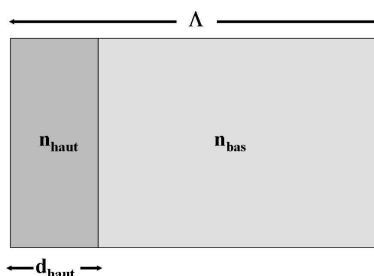
(a)



(b)

**Figure 2.28 :** Diagramme de dispersion  $n_e - \lambda$  calculé en utilisant le logiciel MPB [JOHN. 01b].

Seules les quatre premières bandes autorisées (correspondant à des couples  $\beta - \omega$  pouvant se propager dans le cristal) sont représentées. Le trait horizontal tireté noir correspond à la valeur de l'indice de la silice pure à  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$  ( $n_{\text{silice}} = 1,449674$ ). (a) les courbes de dispersion des 4 modes  $LP_{0,v}$  établis précédemment sont superposées sur le diagramme (courbes en trait plein). Chaque bande autorisée correspond à un mode pair des résonateurs haut indice. On distingue les trois premières bandes interdites de la fibre (notées 1, 2 et 3 respectivement). (b) zoom sur la 2<sup>ème</sup> et le 3<sup>ème</sup> bande interdite photonique. Les flèches  $\downarrow$  montrent les longueurs d'ondes de résonance  $\lambda_r$  de la première couche d'indice haut calculées avec l'expression 2.14. Elles sont en bon accord avec les limites des bandes interdites calculées ici.



**Figure 2.29 :** Maille élémentaire du cristal photonique 1D implantée dans le logiciel MPB.

Le diagramme de dispersion  $n_c - \lambda$  fait apparaître une série de bandes distinctes. Seules les quatre premières sont représentées sur la **figure 2.28**. Elles correspondent à des ondes caractérisées par le couple  $(\beta, \omega)$  pouvant se propager dans le cristal photonique 1D. On parle alors de bandes autorisées. Les bandes interdites, quant à elles, sont situées entre deux bandes autorisées successives. On distingue les trois premières notées 1, 2 et 3 respectivement. Les courbes de dispersion des quatre premiers modes  $LP_{0,v}$  établies précédemment (cf. **figure 2.27**) sont superposées sur ce diagramme. Chaque bande autorisée englobe un mode pair  $LP_{0,v}$ . La courbe de dispersion du mode  $LP_{0,v}$  guidé dans un résonateur isolé (entouré de silice pure) se traduit donc par une bande autorisée lorsque ce résonateur est placé dans le cristal photonique. Ce comportement est dû à des couplages entre les modes  $LP_{0,v}$  guidés dans chaque résonateur. On obtient ainsi des bandes de « modes de gaine » (ou supermodes). La largeur des bandes autorisées ainsi que leur densité dépendent du nombre de résonateurs haut indice présents dans le cristal et du nombre de couplages pouvant s'effectuer entre le mode pair guidé dans chacun de ces résonateurs. La largeur spectrale des bandes interdites photoniques s'en trouve directement affectée.

La **figure 2.28.b** permet de mieux distinguer la deuxième et la troisième bande interdite. Leur position est comparée aux longueurs d'onde de résonance  $\lambda_R$  calculées en utilisant l'expression 2.14 (cf. flèches noires sur la **figure 2.28.b**). Le **tableau 2.7** rassemble les différentes valeurs obtenues.

$\lambda_{\text{coupure}}$ des modes $LP_{0,v}$ donnée par la position des bandes autorisées		$\lambda_R$ calculé à partir de l'expression 2.14		différence relative sur $\lambda_R$
$LP_{0,v}$	$\lambda_{\text{coupure}}$ ( $\mu\text{m}$ )	valeur de m	$\lambda_R$ ( $\mu\text{m}$ )	$\frac{\lambda_R - \lambda_{\text{coupure}}}{\lambda_R}$
$LP_{0,2}$	<b>0,472</b>	1	<b>0,505</b>	<b>6,5 %</b>
$LP_{0,3}$	<b>0,245</b>	2	<b>0,252</b>	<b>2,8 %</b>
$LP_{0,4}$	<b>0,165</b>	3	<b>0,168</b>	<b>1,8 %</b>

**Tableau 2.7 :** Comparaison entre les  $\lambda_{\text{coupure}}$  des modes  $LP_{0,v}$  données par la position des bandes autorisées (cf. **figure 2.28**) et des  $\lambda_R$  données par l'expression 2.14.

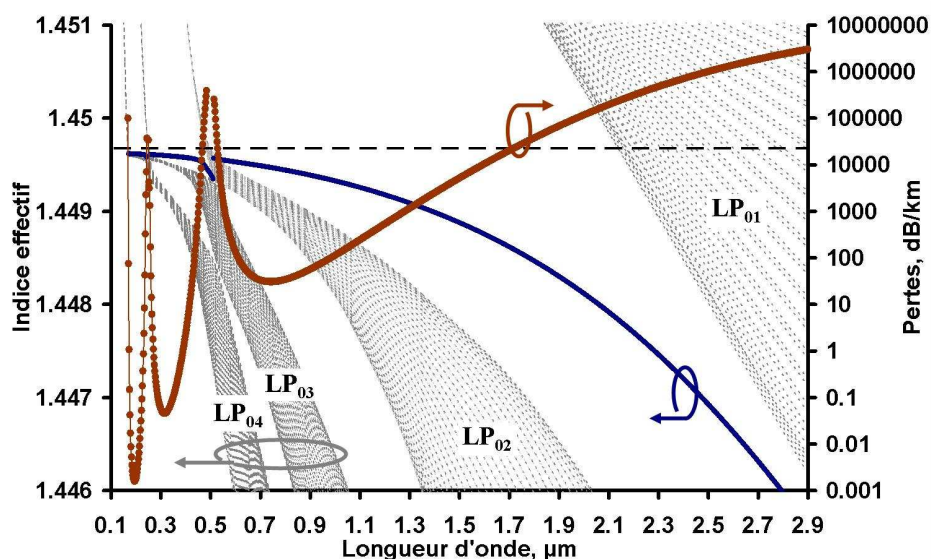
La différence relative entre les valeurs obtenues sur la position des bandes interdites est faible, en particulier pour la troisième bande. L'accord est meilleur dans ce cas (comparé aux résultats présentés dans le **tableau 2.6**) du fait de la géométrie planaire utilisée dans le logiciel MPB correspondant à celle de la cavité Fabry-Perot d'où découle l'expression 2.14.

Finalement, on obtient une bonne concordance sur la position des bandes interdites obtenue par les trois méthodes de calcul décrites précédemment et basées sur des critères différents :

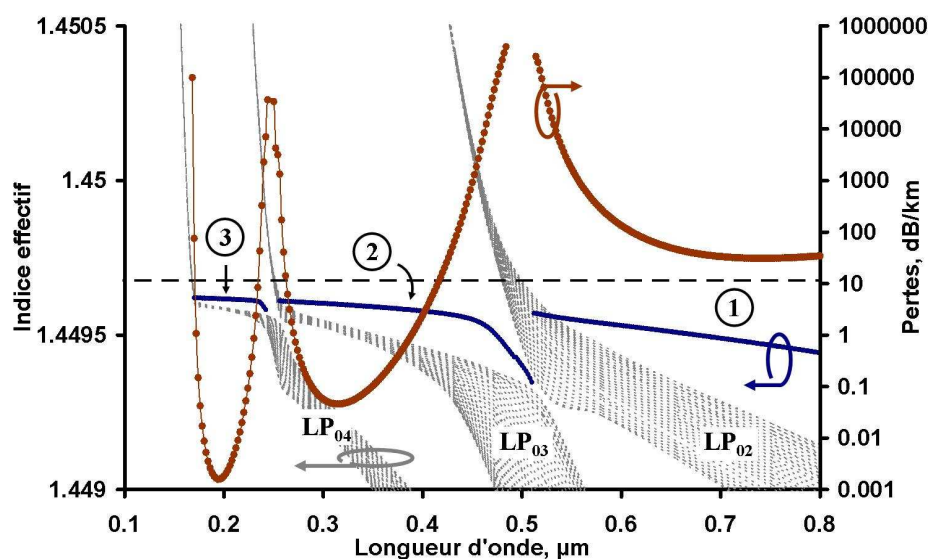
- première couche d'indice haut assimilée à un résonateur de Fabry-Perot planaire : calcul des  $\lambda_R$  en utilisant l'expression 2.14.
- première couche d'indice haut considérée comme un guide tubulaire isolé (entourée de silice pure) : calcul des  $\lambda_{\text{coupure}}$  des modes pairs  $LP_{0,v}$ .
- gaine optique de la fibre considérée comme un cristal photonique 1D planaire infini : détermination des bandes autorisées.

Ce résultat tend à montrer que les deux modèles (modèle basé sur le miroir de Bragg et modèle ARROW) décrivant le mécanisme de guidage de la lumière dans une fibre à cristal photonique 1D concordent parfaitement. On peut donc considérer le cristal dans son intégralité ou s'attacher à l'étude d'une maille élémentaire (la première couche d'indice haut entourée de silice) pour définir la position des bandes interdites ouvertes dans la structure.

Les pertes de propagation ainsi que l'évolution de l'indice effectif du mode fondamental de cette fibre ont été calculées à l'aide d'un programme basé sur la méthode des matrices [YEH 78]. Le résultat est superposé sur le diagramme de bandes établi ci-dessus (cf. **figure 2.29**).



(a)



(b)

**Figure 2.29 :** Evolution des pertes de propagation (courbe rouge) et de l'indice effectif (courbe bleue) du mode fondamental guidé dans le cœur de la fibre. Le calcul est fait en utilisant un programme basé sur la méthode des matrices. Le trait horizontal tireté noir correspond à la valeur de l'indice de la silice pure constituant le cœur et les couches d'indice bas à  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$  ( $n_{\text{silice}} = 1,449677$ ). (a) superposition des résultats sur le diagramme de bandes établi précédemment (courbe en gris). (b) zoom sur la 2<sup>ème</sup> et la 3<sup>ème</sup> bande interdite.

Au bord de chaque bande interdite photonique, l'indice effectif du mode fondamental guidé dans le cœur de la fibre se rapproche des indices des bandes autorisées. Si l'on considère une bande interdite en particulier, l'indice effectif du mode guidé dans le cœur se confond avec ceux de la bande autorisée du mode  $LP_{0,m+1}$  sur le bord bleu et avec ceux de la bande autorisée du mode  $LP_{0,m}$  sur le bord rouge. Ce comportement est la signature d'un couplage entre le

mode fondamental et les modes de gaine induisant une évacuation de l'énergie présente dans le cœur. L'évolution des pertes de propagation calculées met en évidence la fuite de l'énergie présente dans le cœur lors de ces couplages. Des remontées de pertes apparaissent en effet aux bords des bandes interdites.

## CONCLUSION

L'étude du mécanisme de guidage de la lumière dans les fibres à cristal photonique présentée ici permet d'en comprendre toute l'originalité. L'une des principales caractéristiques est la discrétisation de la bande de transmission de la fibre en fonction de la longueur d'onde, constituant une véritable signature du mécanisme mis en jeu. Ainsi un filtrage spectral peut facilement être mis en œuvre dans de telles structures.

Le rôle majeur de la gaine optique constituée par le cristal photonique a également été mis en lumière. Ce sont en effet les modes de gaine qui déterminent la position spectrale des bandes interdites apparaissant dans le cœur de la fibre. A travers eux on comprend l'importance des paramètres optogéométriques du cristal et en particulier des résonateurs d'indice haut. Ceci corrobore notre choix de conserver la méthode bien connue du procédé MCVD pour leur fabrication.

La comparaison faite entre le cristal photonique dans son intégralité et un assemblage de résonateurs pouvant se coupler entre eux permet de simplifier les étapes de modélisation de ces fibres. Une détermination rapide des propriétés de guidage de la structure entière (position spectrale des bandes interdites) peut être faite en étudiant le comportement modal d'un seul résonateur assimilé à un simple guide élémentaire (la première couche d'indice haut dans le cas des fibres 1D ou un plot haut indice dans le cas des fibres 2D). La largeur et la profondeur des bandes interdites dépendent donc du nombre de ces résonateurs et de leur distance les uns aux autres. Les couplages entre les modes de gaine (déterminant les bandes autorisées) sont alors plus ou moins favorisés.

On a également pu constater qu'un calcul plus précis des bandes interdites photoniques ouvertes par le cristal peut être obtenu en déterminant le diagramme de dispersion  $\beta - \omega$  (ou  $n_c - \lambda$ ) de ce dernier.

Le guidage de la lumière ne se faisant plus par l'indice, les modes sont guidés « à fuite » dans ce type de structure. Si l'on considère une fibre ayant une gaine constituée d'un cristal 1D, les

pertes de confinement sont négligeables si l'on considère un nombre infini de couches. Dans une fibre réalisable, ce nombre est nécessairement fini. Les pertes de confinement constituent donc un paramètre important à prendre en considération. Leur étude fait l'objet du chapitre suivant.

# **Références bibliographiques**



## A

---

- [ABEE. 02] A. K. ABEELUCK, N. LITCHINITSER, C. HEADLEY and B. EGGLETON, “Analysis of spectral characteristics of photonic bandgap waveguides”, *Optics Express*, vol.**10**, n°23, p.1320, 2002
- [ARGY. 05a] A. ARGYROS, T. A. BIRKS, S. LEON-SAVAL, C. M. CORDEIRO, F. LUAN and P. St. J. RUSSELL, “Photonic bandgap with an index step of one percent”, *Optics Express*, vol.**13**, n°1, p.309, 2005
- [ARGY. 05b] A. ARGYROS, T. A. BIRKS, S. LEON-SAVAL, C. M. B. CORDEIRO and P. St. J. RUSSELL, “Guidance properties of low-contrast photonic bandgap fibres”, *Optics Express*, vol.**13**, n°7, p.2503, 2005

## B

---

- [BETO. 07] A. BETOURNE, 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  $\mu\text{m}$ ”, *Optics Express*, vol.**15**, n°2, p.316, 2007
- [BIRKS 95] 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”, *Electronics Letters*, vol.**31**, n°22, p.1941, 1995
- [BRAGG 22] WILLIAM LAWRENCE BRAGG, “The diffraction of X-rays by crystals”, Nobel Lecture (6 septembre 1922), Physics 1901-1921, *Elsevier Publishing Company*, Amsterdam, 1967

## C

---

- [CHO 77] A. Y. CHO, A. YARIV and P. YEH, “Observation of confined propagation in Bragg waveguides”, *Applied Physics Letters*, vol.**30**, n°9, p.471, 1977
- [COUNY 07] 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*, vol.**15**, n°2, p.325, 2007

## D

---

- [DUGU. 86] M. A. DUGUAY, Y. KOKUBUN, T. L. KOCH and L. PFEIFFER, “Antiresonant reflecting optical waveguides in SiO<sub>2</sub>-Si multilayer structures”, *Applied Physics Letters*, vol.**49**, n°1, p.13, 1986

## F

---

- [FEVR. 02] SEBASTIEN FEVRIER, “Conception et réalisation de filtres spectraux à fibres optiques pour l’optimisation des systèmes de télécommunications de type WDM”, *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2002

## H

---

- [HILD. 74] FRANCIS B. HILDEBRAND, “Introduction to numerical analysis”, *Dover Publications*, New York, 1974

## J

---

- [JAFF. 05] TANGUY JAFFRE, “Caractérisation des matériaux à bande interdite électromagnétique multipériodiques et leurs applications aux antennes”, *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2005
- [JOHN 87] SAJEEV JOHN, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices”, *Physical Review Letters*, vol.**58**, n°23, p.2486, 1987
- [JOHN. 01a] S. G. JOHNSON, M. IBANESCU, M. SKOROBOGATIY, O. WEISBERG, T. D. ENGENESS, M. SOLJACIC, S. A. JACOBS, J. D. JOANNOPOULOS and Y. FINK, “Low-loss asymptotically single-mode propagation in large-core OmniGuide fibers”, *Optics Express*, vol.**9**, n°13, p.748, 2001
- [JOHN. 01b] S. G. JOHNSON and J. JOANNOPOULOS, “Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell’s equations in a planewave basis”, *Optics Express*, vol.**8**, n°3, p.173, 2001

## L

---

- [LITC. 02] N. M. LITCHINITSER, A. K. ABEELUCK, C. HEADLEY and B. J. EGGLETON, “Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides”, *Optics Letters*, vol.**27**, n°18, p.1592, 2002
- [LITC. 04] N. M. LITCHINITSER, S. DUNN, P. STEINVURZEL, B. EGGLETON, T. WHITE, R. MCPHEDRAN and C. DE STERKE, “Application of an ARROW model for designing tunable photonic devices”, *Optics Express*, vol.**12**, n°8, p.1540, 2004

- [LUAN 04] F. LUAN, A. K. GEORGE, T. D. HEDLEY, G. J. PEARCE, D. M. BIRD, J. C. KNIGHT and P. St. J. RUSSELL, “All-solid photonic bandgap fiber”, *Optics Letters*, vol.**29**, n°20, p.2369, 2004

## M

---

- [MANG. 04] B. J. MANGAN, L. FARR, A. LANGFORD, P. J. ROBERTS, D. P. WILLIAMS, F. COUNY, M. LAWMAN, M. MASON, S. COUPLAND, R. FLEA, H. SABERT, T. A. BIRKS, J. C. KNIGHT and P. St. J. RUSSELL, “Low loss (1.7 dB/km) hollow core photonic bandgap fiber”, *Proceedings of Optical Fiber Communication Conference, OFC PDP24*, Anaheim (Etats-Unis), 2004
- [MERLE 03] YANNICK MERLE, “Etude de la dispersion électromagnétique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels”, *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2003

## R

---

- [ROBE. 96] P. J. ROBERTS, T. A. BIRKS, P. St. J. RUSSELL, T. J. SHEPHERD and D. M. ATKIN, “Two-dimensional photonic band-gap structures as quasi-metals”, *Optics Letters*, vol.**21**, n°7, p.507, 1996

## S

---

- [STEI. 04] P. STEINVURZEL, B. KUHLMEY, T. WHITE, M. STEEL, C. DE STERKE and B. EGGLETON, “Long wavelength anti-resonant guidance in high index inclusion microstructured fibers”, *Optics Express*, vol.**12**, n°22, p.5424, 2004

## T

---

- [TEME. 02] B. TEMELKURAN, S. D. HART, G. BENOIT, J. D. JOANNOPOULOS and Y. FINK, “Wavelength-scalable hollow optical fibres with large photonic bandgaps for CO<sub>2</sub> laser transmission”, *Nature*, vol.**420**, p.650, 2002

## V

---

- [VILL. 92] PIERRE R. VILLENEUVE and MICHEL PICHE, “Photonic band gaps in two-dimensional square and hexagonal lattices”, *Physical Review B*, vol.**46**, n°8, p.4969, 1992

## W

---

- [WHITE 02] T. P. WHITE, R. C. MCPHEDRAN, C. M. DE STERKE, N. M. LITCHINITSER and B. J. EGGLETON, “Resonance and scattering in microstructured optical fibers”, *Optics Letters*, vol.**27**, n°22, p.1977, 2002
- [WILD 06] BARBARA WILD, “Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité”, *Thèse de doctorat*, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006

## Y

---

- [YABL. 87] ELI YABLONOVITCH, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics”, *Physical Review Letters*, vol.**58**, n°20, p.2059, 1987

- [YABL. 91a] E. YABLONOVITCH, T. J. GMITTER and K. M. LEUNG, “Photonic band structure: the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms”, *Physical Review Letters*, vol. **67**, n°17, p.2295, 1991
- [YABL. 91b] E. YABLONOVITCH, T. J. GMITTER, R. D. MEADE, A. M. RAPPE, K. D. BROMMER and J. D. JOANNOPOULOS, “Donor and acceptor modes in photonic band structure”, *Physical Review Letters*, vol. **67**, n°24, p.3380, 1991
- [YEH 76] P. YEH and A. YARIV, “Bragg reflection waveguides”, *Optics Communications*, vol. **19**, n°3, p.427, 1976
- [YEH 78] P. YEH, A. YARIV and E. MAROM, “Theory of Bragg fiber”, *Journal of Optical Society of America*, vol. **68**, n°9, p.1196, 1978
- [YEH 88] P. YEH, “Optical waves in layered media”, *John Wiley and Sons*, New York, 1988







**Chapitre 3.**  
**Etude des pertes de**  
**confinement dans les fibres à**  
**cristal photonique**

## INTRODUCTION

Ce chapitre est dédié à l'étude des pertes de confinement dans les fibres à cristal photonique 1D. L'importance de ces pertes est primordiale pour le transport ou la génération de forte puissance au sein d'une fibre. Celles-ci ne doivent pas en effet altérer l'intensité du signal propagé tout au long de la fibre. Sur ce point, les fibres conventionnelles permettent d'atteindre de très bons résultats étant donné que les pertes de confinement sont extrêmement faibles. Les pertes sont seulement induites par le matériau utilisé (la silice en l'occurrence). Il est alors intéressant de comparer la compétitivité d'une fibre à cristal photonique « tout solide » avec ces fibres conventionnelles.

Les pertes de confinement sont directement liées aux caractéristiques optogéométriques du cristal photonique. Une procédure permettant l'optimisation du cristal photonique de la fibre 1D pour limiter le rayonnement du mode guidé dans la gaine est décrite dans la première partie de ce chapitre.

La deuxième et la troisième partie présentent ensuite deux études menées pour réduire les pertes de confinement tout en garantissant une taille de cœur élevée.

La première étude concerne la réalisation d'une fibre présentant de très faibles pertes de propagation, comparables à celles d'une fibre conventionnelle. Une telle structure peut alors assurer un transport de forte puissance sur de longues distances (plusieurs centaines de mètres) sans altérer le signal.

La deuxième étude porte sur l'élaboration d'une fibre permettant un transport ou une génération de puissance sur des distances plus courtes (dizaine de mètres). L'objectif visé est une structure intégrable, pouvant servir de milieu amplificateur par exemple. L'aire effective du mode fondamental de cette fibre est souhaitée relativement importante.

Dans les deux cas, les compromis nécessaires entre la diminution des pertes de confinement, l'augmentation de la taille du cœur et la conservation d'une émission monomode sont mis en évidence.

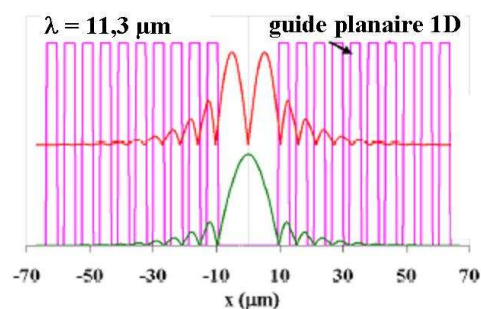
## I. PERTES DE PROPAGATION LINEIQUES DANS UNE FIBRE DE BRAGG

### I.1. Pertes dues au matériau

Une onde électromagnétique traversant un milieu matériel (la silice dans notre cas) est atténuée en puissance tout le long de sa propagation par deux phénomènes physiques majeurs que sont la diffusion et l'absorption. Les pertes intrinsèques dues à la silice sont bien connues et ne seront pas rappelées ici.

### I.2. Pertes de confinement

Les ondes électromagnétiques appartenant aux bandes interdites photoniques ouvertes par le cristal 1D peuvent être piégées dans le cœur de la fibre comme cela a été vu précédemment. Le guidage de la lumière ne se faisant plus par l'indice, les modes guidés sont donc à fuite comme le montre la **figure 3.1**.



**Figure 3.1 :** Exemples de distribution radiale du champ électrique du mode fondamental et du premier mode d'ordre élevé dans un guide planaire de type ARROW constitué de 10 bicouches. Le guide est défini par  $d_{\text{haut}} = 3,437 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 5,642 \mu\text{m}$ . Les modes ont été calculés par la méthode du faisceau propagé (Beam Propagation Method) pour un guide de longueur de 2 cm. Cette image est extraite de la référence [ABEE. 02].

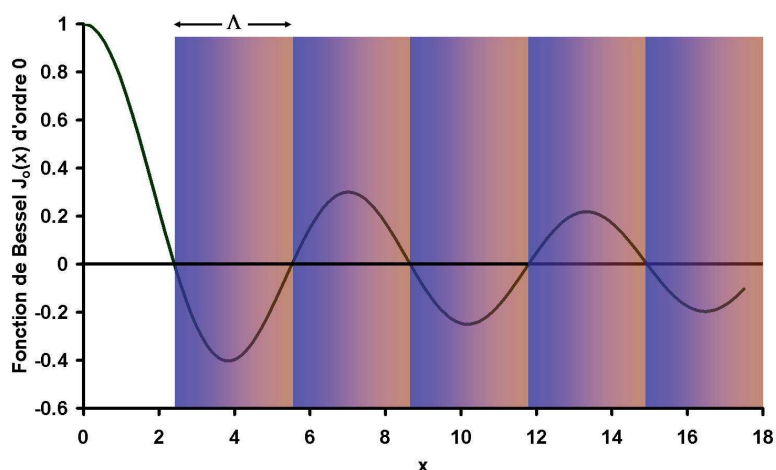
Une partie du champ du mode guidé est présente dans la gaine, il y décroît exponentiellement en oscillant. En se basant sur le modèle du miroir de Bragg, les rayons envoyés dans le cœur de la fibre s'y trouvent piégés par des recombinaisons successives sur les différentes couches. Dans le cas d'une structure idéale, le nombre de couches d'indice haut et bas tend vers l'infini. Ainsi toute l'énergie envoyée dans le cœur y est piégée et guidée. Les structures fabriquées, quant à elles, présentent nécessairement un nombre fini de périodes. Une partie de l'énergie est alors transmise dans la gaine et y est perdue. On parle de pertes de confinement.

Ces dernières sont un paramètre important à prendre en considération dans ce genre de structure [YEH 78 – GUO 04].

### I.3. Optimisation du cristal photonique 1D

#### I.3.1. Positions des couches d'indice haut et bas

Le miroir de Bragg cylindrique constituant la gaine optique doit être optimisé (pas du cristal, épaisseurs des couches, différence indicielle) afin de minimiser le flux rayonnant radialement qui s'y trouve. En se référant à l'article de Yeh et collaborateurs [YEH 78], la procédure à suivre pour définir une fibre de Bragg est de sélectionner une constante de propagation  $\beta$  et de modéliser la structure adéquate pour un confinement optimum du mode voulu. Dans notre cas le mode de propagation souhaité est le mode fondamental (appelé également mode de Bragg) noté  $LP_{01}$  et présentant un maximum d'énergie au centre du cœur. Les variations de la composante radiale du champ électrique de ce mode sont décrites par la fonction de Bessel de première espèce  $J_0(x)$  d'ordre 0. Afin de maximiser la décroissance radiale du champ électrique dans le cristal 1D, la distribution du champ électrique doit présenter un seul extremum par période du cristal (cf. **figure 3.2**).

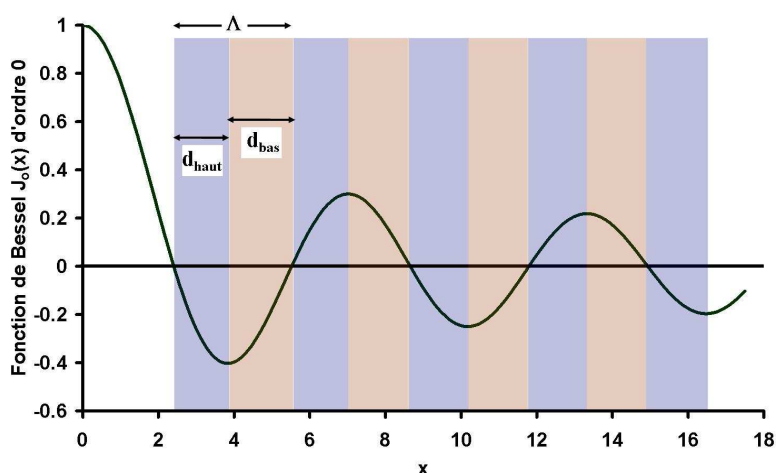


**Figure 3.2 :** Distribution de la composante radiale du champ électrique  $E_r$  du mode fondamental. La période  $\Lambda$  du cristal photonique 1D est choisie de manière à ne contenir qu'un seul extremum de  $E_r$ . La position de la première période permet d'avoir une distribution gaussienne de l'énergie dans le cœur.

Une période est donc comprise entre deux zéros successifs de la fonction de Bessel  $J_0(x)$ . La position des couches d'indice haut est ainsi fixée. L'espacement entre deux zéros successifs

de la fonction  $J_0(x)$  n'étant pas constant, le pas  $\Lambda$  de la gaine ne l'est pas non plus. Toutefois le pas du réseau tend à s'uniformiser lorsque  $x$  devient grand. Ceci est dû à la forme asymptotique des fonctions de Bessel qui approchent des fonctions cosinus et sinus.

Chaque période du cristal photonique est composée d'une couche d'indice haut et d'une couche d'indice bas. Comme cela a été évoqué dans le chapitre précédent, ces couches peuvent être considérées comme des résonateurs. Afin d'obtenir un guidage de la lumière dans le cœur de la fibre, ces résonateurs doivent être antirésonnants pour le mode considéré et pour la longueur d'onde de travail. D'un point de vue modal, ils ne doivent donc pas permettre l'installation d'un mode. Pour remplir cette deuxième condition, la position des couches d'indice bas correspond aux extrema successifs de la fonction  $J_0(x)$  (hormis le premier pour  $x = 0$ ) comme le montre la **figure 3.3**.



**Figure 3.3 :** Optimisation de l'épaisseur des couches d'indice haut et bas (notées  $d_{\text{haut}}$  et  $d_{\text{bas}}$  respectivement) permettant le guidage du mode de Bragg à la longueur d'onde de travail dans le cœur de la structure. La position des couches d'indice bas correspond aux extrema de la fonction  $J_0(x)$ .

L'épaisseur des couches d'indice bas est ainsi fixée.

La composante transverse  $E_r$  du mode fondamental s'annule donc à la transition cœur/gaine et aux transitions  $n_{\text{bas}} \rightarrow n_{\text{haut}}$  et passe par un extremum aux transitions  $n_{\text{haut}} \rightarrow n_{\text{bas}}$ .

### I.3.2. Calcul des paramètres optogéométriques de la fibre

D'une manière générale, le profil d'indice de réfraction d'une fibre de Bragg s'écrit comme suit :

$$n(r) = \begin{cases} n_{\text{coeur}} & 0 \leq r < r_{\text{coeur}} = r_1 \\ n_{\text{haut}} & r_{2p-1} \leq r < r_{2p} \\ n_{\text{bas}} & r_{2p} \leq r < r_{2p+1} \end{cases} \quad \text{avec } p \in \mathbb{N}^* \quad (3.1)$$

Dans chacune des régions de la fibre (cœur d'indice  $n_{\text{coeur}}$ , couches d'indice  $n_{\text{haut}}$  et  $n_{\text{bas}}$ ), les variations de la composante transverse  $E_r$  du champ électrique du mode de Bragg peuvent être écrites en termes de fonction de Bessel  $J_0(k_x^i r)$ . L'argument  $k_x^i r$  de cette fonction dépend de la norme de la composante transverse du vecteur d'onde dans les différentes régions et définie par :

$$k_x^i = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_i^2 - n_c^2} \quad (3.2)$$

Dans cette expression,  $\lambda$  est la longueur d'onde de travail, l'indice « i » prend une des notations du groupe (cœur, haut, bas) selon la région considérée de la fibre et  $n_c$  est l'indice effectif du mode fondamental.

Les travaux de J. Marcou et collaborateurs ont montré que la décomposition de  $E_r$  peut s'exprimer par les équations suivantes [MARC. 01] :

$$\begin{cases} E_r(r) \propto J_0(k_x^1 r) & 0 \leq r < r_{\text{coeur}} = r_1 & (3.3) \\ E_r(r) \propto J_0[k_x^2(r + \Omega)] & r_{2p-1} \leq r < r_{2p} & (3.4) \\ E_r(r) \propto J_0[k_x^3(r + \Phi)] & r_{2p} \leq r < r_{2p+1} & (3.5) \end{cases}$$

Dans ces expressions,  $\Omega$  et  $\Phi$  sont des constantes.

On peut extraire de ces expressions le rayon du cœur de la fibre ainsi que les épaisseurs des couches d'indice haut et bas successives :

$$r_{\text{coeur}} = r_1 = \frac{X_{p=1}}{k_x} \quad (3.6)$$

$$d_{\text{haut}}^p = r_{2p} - r_{2p-1} = \frac{X_p - X_{p-1}}{k_x} \quad (3.7)$$

$$d_{\text{bas}}^p = r_{2p+1} - r_{2p} = \frac{x_{p+1} - x_p}{k_x^{\text{bas}}} \quad (3.8)$$

Dans ces expressions,  $d_{\text{haut}}^p$  représente l'épaisseur de la  $p^{\text{ième}}$  couche d'indice haut et  $d_{\text{bas}}^p$  celle de la  $p^{\text{ième}}$  couche d'indice bas. De plus,  $x_p$  (respectivement  $x_p'$ ) représente le  $p^{\text{ième}}$  zéro de la fonction de Bessel d'ordre 0  $J_0(x)$  (respectivement de la fonction de Bessel d'ordre 1  $J_1(x)$ ).

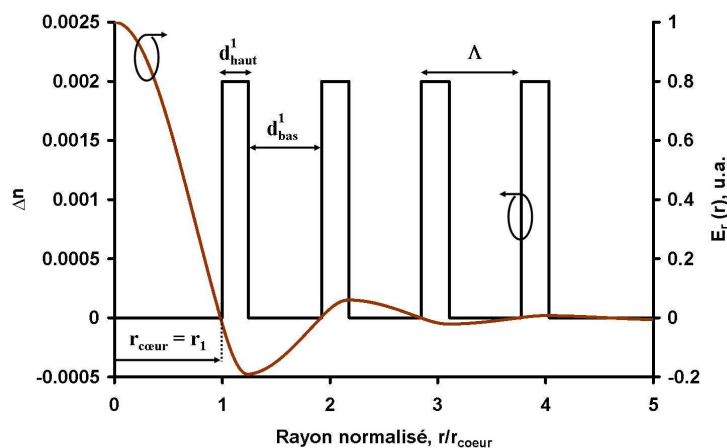
A titre d'exemple, pour  $p = 1$ , on a les relations suivantes :

$$r_{\text{coeur}} = r_1 = \frac{x_{k=1}}{k_x^{\text{coeur}}} = \frac{2,405}{k_x^{\text{coeur}}} \quad (3.9)$$

$$d_{\text{haut}}^1 = r_2 - r_1 = \frac{x_1' - x_1}{k_x^{\text{haut}}} = \frac{3,831 - 2,405}{k_x^{\text{haut}}} \quad (3.10)$$

$$d_{\text{bas}}^1 = r_3 - r_2 = \frac{x_2 - x_1'}{k_x^{\text{bas}}} = \frac{5,52 - 2,405}{k_x^{\text{bas}}} \quad (3.11)$$

La **figure 3.4** montre l'allure du champ électrique  $E_r(r)$  du mode de Bragg dans une fibre dont le cristal photonique est paramétré en suivant la procédure décrite ci-dessus. Le cristal est composé de quatre couches d'indice haut ( $N = 4$ ) et la différence indicielle  $\Delta n$  entre les couches d'indice haut et les couches d'indice bas est relativement faible ( $\Delta n = 0,002$ ). Le cœur et les couches d'indice bas sont constitués de silice pure.



**Figure 3.4 :** Décroissance du champ électrique  $E_r(r)$  du mode fondamental  $LP_{01}$  guidé dans le cœur d'une fibre de Bragg dont la gaine optique est optimisée.

Les oscillations du champ électrique sont bien atténuées lors de la traversée du cristal photonique 1D. Elles deviennent très faibles dans la zone de silice située après la dernière couche d'indice haut. Le champ est ainsi confiné dans le cœur de la fibre malgré une faible différence indicielle dans le cristal.

Dans une fibre à cristal photonique, le guidage de la lumière par effet de bande interdite photonique donne lieu à des modes guidés à fuite. Les pertes de propagation sont donc principalement imputées aux pertes de confinement du fait du rayonnement du mode guidé dans la gaine. Le cristal 1D ne pouvant être infini dans une structure réelle, son optimisation en suivant la procédure décrite ci-dessus est primordiale. Elle est mise à profit dans les deux études suivantes. La première concerne la réduction drastique des pertes de confinement dans une fibre à cristal photonique. Une amélioration du profil d'indice de la structure sera envisagée. La deuxième étude concerne l'élaboration d'une fibre présentant des pertes de propagation acceptables pour une utilisation nécessitant une faible longueur ( $L \sim 10$  m). Dans les deux cas, la taille du cœur permet d'accéder à des aires modales largement supérieures à celles des fibres conventionnelles à saut d'indice.

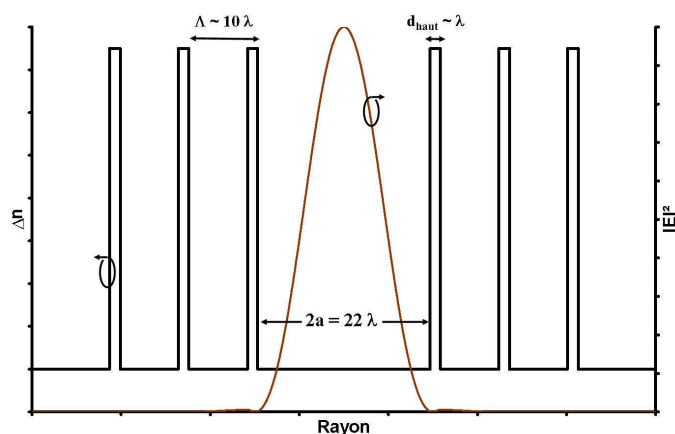


## II. ETUDE 1 : DEVELOPPEMENT D'UNE FIBRE DE BRAGG PRESENTANT DE FAIBLES PERTES DE CONFINEMENT

### II.1. Modélisation de la fibre de Bragg

#### II.1.1. Détermination du profil d'indice

Considérons le profil d'indice montré sur la **figure 3.5** ci-dessous.



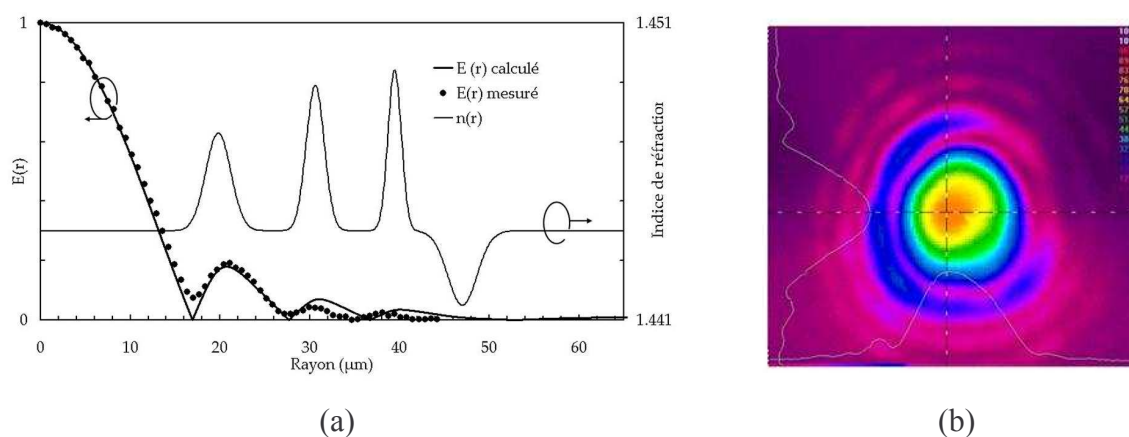
**Figure 3.5** : Profil d'indice de la fibre de Bragg étudiée. La distribution de l'énergie du mode de Bragg est également présentée.

Le diamètre du cœur est égal à  $22\lambda$ , l'épaisseur des couches d'indice haut est approximativement égale à la longueur d'onde de travail et le pas du miroir de Bragg est proche de  $10\lambda$ . Le cœur ainsi que les couches d'indice bas sont composés de silice pure. Le nombre  $N$  de couches d'indice haut est arbitrairement pris égal à 3. Dans cette situation, la longueur d'onde de travail est inférieure à la périodicité du cristal photonique (structure de type ARROW). La différence d'indice entre les couches d'indice haut et bas est notée  $\Delta n$ .

La conception et la fabrication d'une telle fibre ont déjà fait l'objet d'une étude au sein de notre laboratoire [FEVR. 03 – VIALE 06]. La préforme, fabriquée par MCVD au Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (LPMC) à Nice, comprend un cœur de silice pure entouré d'un cristal photonique 1D similaire à celui de la **figure 3.5**. Les trois couches d'indice haut sont obtenues par un dopage au germanium, les couches d'indice bas sont en silice pure. Une quatrième couche dopée au fluor ( $n_{\text{couche}} < n_{\text{silice}}$ ) a été ajoutée à la suite du miroir de Bragg lors de la fabrication (cf. **figure 3.6.a**). Le rôle de cette dépression

d'indice est de diminuer la sensibilité aux courbures de la fibre [BROD. 99 - VIALE 06]. En outre, du fait de sa présence, les pertes de confinement des différents modes susceptibles d'être guidés dans le cœur se retrouvent également abaissées. Cette propriété sera utilisée à nouveau dans notre étude.

Un fibrage de la préforme a été fait avec un diamètre externe de 200  $\mu\text{m}$ . Le profil d'indice de la fibre est montré sur la **figure 3.6.a**. Le diamètre du cœur vaut  $2a=34,1 \mu\text{m}$ . La longueur d'onde de travail est ainsi fixée à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  (comme  $2a = 22\lambda$ , cf. **figure 3.5**).



**Figure 3.6:** Fibre de Bragg fabriquée et caractérisée au sein de notre laboratoire en 2003. (a) : profil d'indice de réfraction de la fibre. La distribution mesurée du champ électrique  $E_r(r)$  est également comparée à celle calculée pour  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . (b) observation du champ proche en sortie de la fibre à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  ( $L = 5 \text{ m}$ ).

Le **tableau 3.1** résume les paramètres optogéométriques de la fibre.

cœur			cristal 1D (4 couches dopées)				fibre	
$2a$ ( $\mu\text{m}$ )	$n$	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	couche $n^{\circ i}$	$\Delta n_i$	$r_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta h_i$	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{\text{Travail}}$
34,1	$n_{\text{silice}}$	517	1 (Ge)	0,0033	19,8	1,98	200	1,55
			2 (Ge)	0,0049	30,6	1,32		
			3 (Ge)	0,0054	39,5	1,06		
			4 (F)	-0,0025	47	2,2		

**Tableau 3.1 :** Paramètres optogéométriques de la fibre de Bragg proposée en 2003 [FEVR. 03]. Les variables  $\Delta n_i$ ,  $r_i$  et  $\Delta h_i$  représentent respectivement la différence indicelle, la position centrale et la largeur à mi-hauteur de la couche  $n^{\circ i}$ .

Les distributions calculée et mesurée du champ électrique  $E_r(r)$  du mode de Bragg sont comparées sur la **figure 3.6.a**. Un accord très acceptable est trouvé entre les deux. La propagation du seul mode fondamental a été observée pour une longueur de fibre suffisante ( $L = 5 \text{ m}$ ) comme le montre le champ proche observé sur la **figure 3.6.b**. Les pertes de

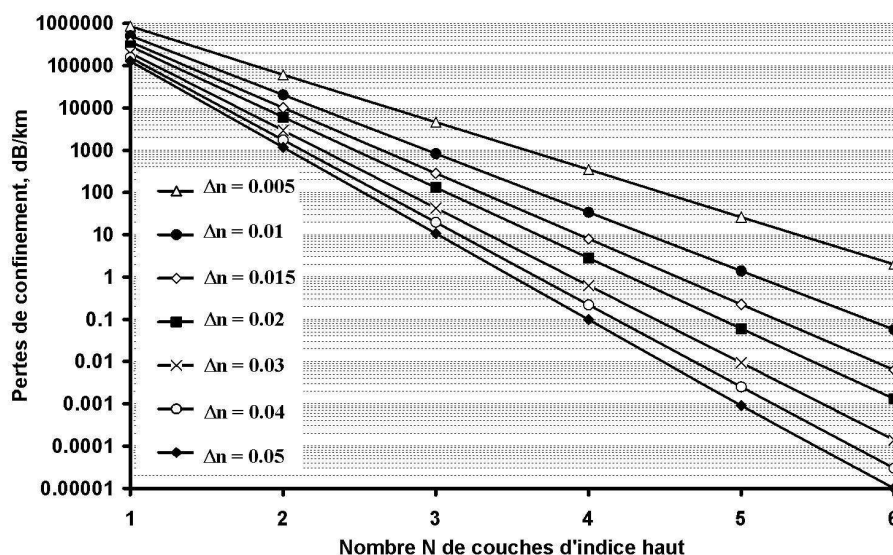
propagation du mode  $LP_{01}$  ont été mesurées et sont égales à 0,4 dB/m à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Des calculs complémentaires montrent que l'omission de la quatrième couche dopée au fluor confère à ce même mode des pertes de propagation de plusieurs dB/m. L'incidence de la dépression d'indice sur les pertes de confinement des modes est ainsi prouvée.

Les pertes de confinement restent toutefois élevées dans cette structure. Un des objectifs de cette partie est de montrer qu'elles peuvent être drastiquement réduites tout en conservant un caractère monomode. Le profil d'indice théorique montré sur la **figure 3.5** est choisi comme point de départ de notre étude.

### II.1.2. Influence des paramètres $N$ et $\Delta n$

Les pertes de confinement du mode de Bragg peuvent être limitées en jouant sur le nombre  $N$  de couches d'indice haut et sur la différence indicielle  $\Delta n$  dans le cristal comme le montre la **figure 3.7**. Ses pertes ont été calculées à l'aide d'un programme basé sur la méthode des matrices en faisant varier le nombre  $N$  de couches d'indice haut et ce pour différentes valeurs de  $\Delta n$ .

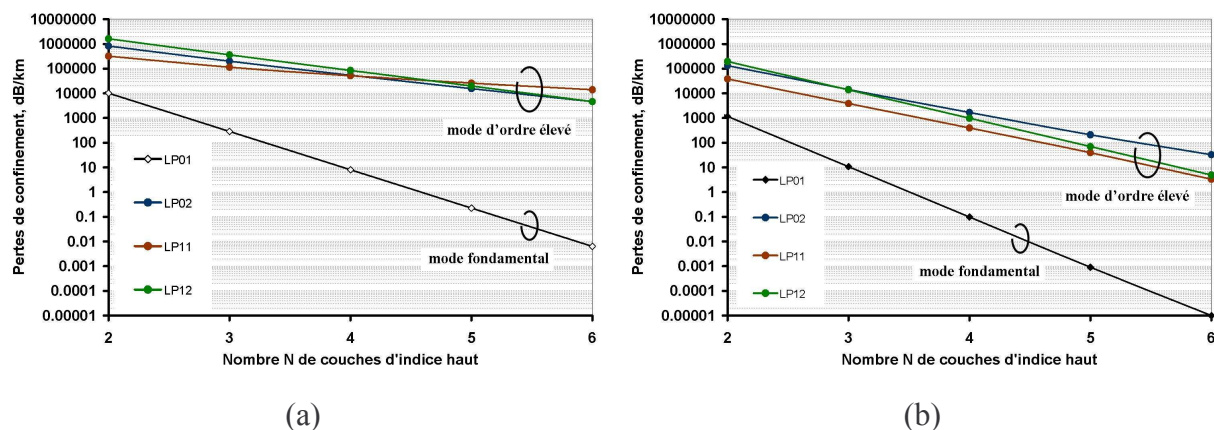
Le nombre  $N$  varie de 1 à 6 afin de conserver un diamètre externe de la fibre égal à  $125 \mu\text{m}$  (diamètre conventionnel des fibres utilisées pour des applications de télécommunications). La différence indicielle  $\Delta n$  dans le cristal photonique varie quant à elle de 0,005 à 0,05. Le choix de ces valeurs vient du fait qu'elles peuvent être facilement atteintes lors de l'étape de fabrication par le procédé MCVD. De plus, la valeur maximale de  $\Delta n$  est suffisamment faible pour que l'approximation du guidage faible reste vraie. La notation LP est donc conservée pour identifier les modes guidés dans la fibre.



**Figure 3.7 :** Influence des paramètres  $N$  et  $\Delta n$  sur les pertes de confinement du mode fondamental  $LP_{01}$  guidé dans la fibre schématisée sur la **figure 3.5**. Les pertes présentées ici sont calculées pour  $\lambda = 0,79 \mu\text{m}$ .

On constate que les pertes de confinement du mode de Bragg diminuent en augmentant le nombre  $N$  de couches d'indice haut ou en augmentant la différence d'indice  $\Delta n$  du cristal 1D. De plus l'écart entre les pertes de confinement correspondant aux valeurs extrêmes de  $\Delta n$  augmente avec le nombre  $N$  de couches d'indice haut. Choisir les valeurs les plus élevées pour  $N$  et  $\Delta n$  apparaît une manière simple de réduire les pertes de confinement du mode  $LP_{01}$ .

Toutefois, bien que le profil d'indice de la fibre soit modélisé pour favoriser le guidage du mode fondamental, les modes d'ordre supérieur sont tout de même à prendre en considération. L'augmentation des paramètres  $N$  et  $\Delta n$  permet également de mieux les confiner comme le montre la **figure 3.8**.



**Figure 3.8** : Calcul des pertes de confinement pour le mode fondamental  $LP_{01}$  et les trois premiers modes d'ordre élevé ( $LP_{11}$ ,  $LP_{02}$  et  $LP_{12}$ ) en fonction du nombre  $N$  de couches d'indice haut de la fibre présentée sur la **figure 3.5**. (a)  $\Delta n = 0,015$ . (b)  $\Delta n = 0,05$ . Les pertes présentées ici sont calculées pour  $\lambda = 0,79 \mu\text{m}$ .

Le choix des paramètres  $N$  et  $\Delta n$  doit être fait de manière à conserver un rapport entre les pertes de confinement des modes d'ordre élevé et du mode fondamental suffisamment important pour garantir une émission monomode en sortie de la fibre.

### II.1.3. Choix des paramètres $N$ et $\Delta n$

La diminution drastique des pertes de confinement du mode fondamental nécessite un cristal photonique 1D présentant un grand nombre de couches d'indice haut et bas (cf. **figure 3.7**). Cependant, l'augmentation de  $N$  rend la fabrication de la fibre par le procédé MCVD moins aisée. Il devient difficile de respecter les paramètres optogéométriques désirés pour chaque couche. On choisit donc de limiter le nombre de résonateurs haut indice à 3. Comme le montre la **figure 3.7**, l'utilisation d'un seul résonateur haut indice ne permet pas de guider la lumière ( $\alpha_{01} > 100000 \text{ dB/km}$ ). Par contre la présence de 2 ou 3 couches d'indice haut combinée à un fort niveau de dopage ( $\Delta n = 0,05$ ) permet d'atteindre des pertes respectivement de  $\alpha_{01} = 1170 \text{ dB/km}$  et de  $\alpha_{01} = 10,7 \text{ dB/km}$ . Choisir  $N = 3$  apparaît donc suffisant pour réduire drastiquement les pertes de confinement du mode fondamental.

Toujours pour des raisons de commodité lors de l'étape de fabrication, la différence indicielle  $\Delta n$  n'est pas choisie égale à sa valeur maximale (à savoir  $\Delta n = 0,05$ ). Il est en effet plus difficile d'assurer un contrôle des paramètres optogéométriques de tous les résonateurs haut indice si le dopage de ces derniers est très élevé. La différence indicielle dans le cristal photonique est alors prise égale à  $\Delta n = 0,015$ .

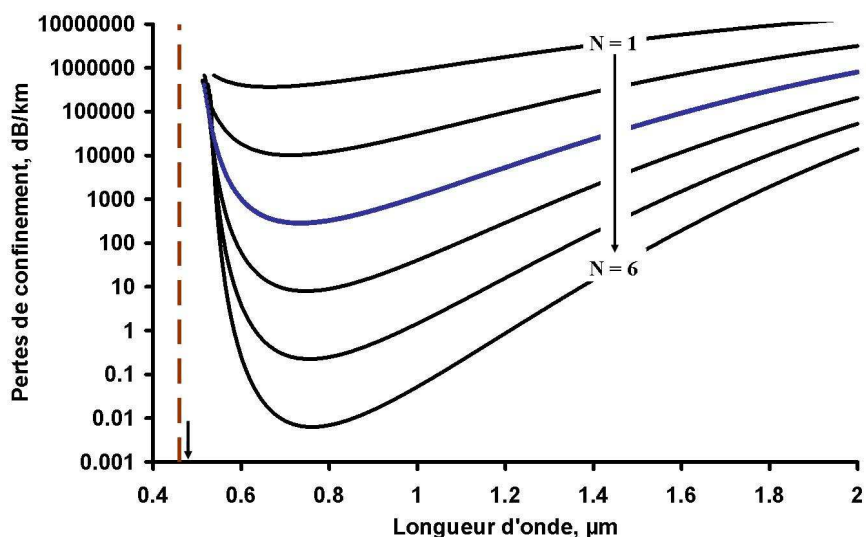
D'après la **figure 3.7**, une telle structure ( $N = 3$  et  $\Delta n = 0,015$ ) donne lieu à des pertes de confinement valant  $\alpha_{01} = 285$  dB/km. En outre le rapport d'atténuation modal  $\frac{\alpha_{01}}{\alpha_{11}}$  est supérieur à 400 (cf. **figure 3.8.a**).

Les paramètres optogéométriques de la fibre ainsi modélisée sont résumés dans le **tableau 3.2**.

cœur			cristal 1D (3 couches dopées Ge)				fibre	
2a ( $\mu\text{m}$ )	n	$A_{\text{eff}} (\mu\text{m}^2)$	couche n°	$\Delta n_i$	$r_i (\mu\text{m})$	$d_{\text{haut}}^i$	$\varnothing (\mu\text{m})$	$\lambda_{\text{Travail}} (\mu\text{m})$
19	$n_{\text{silice}}$	153	1	0,015	9,67	1,133	125	0,79
			2	0,015	17,39	1,187		
			3	0,015	25,08	1,207		

**Tableau 3.2** : Paramètres optogéométriques de la fibre de Bragg modélisée. Les variables  $\Delta n_i$ ,  $r_i$  et  $d_{\text{haut}}^i$  représentent respectivement la différence indicielle, la position et la largeur de la couche d'indice haut n°i.

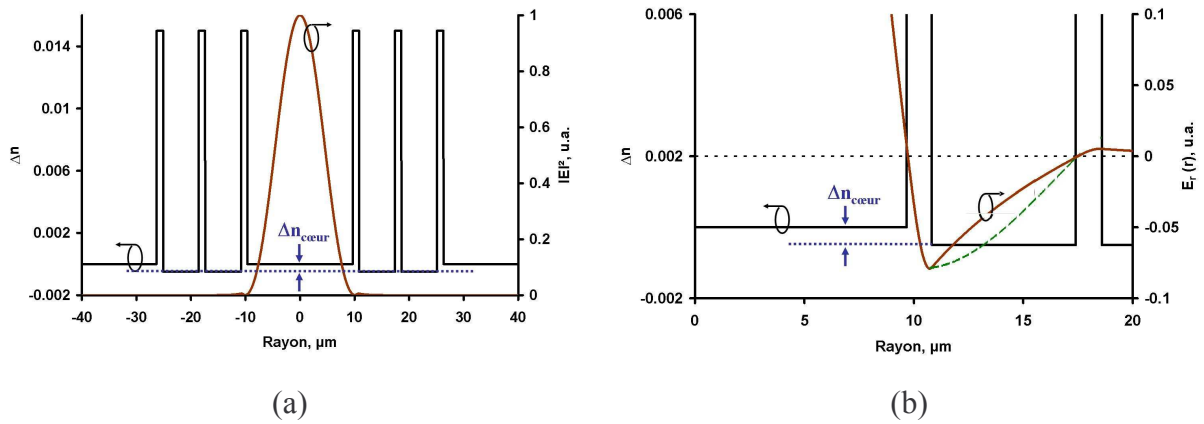
La **figure 3.9** présente les pertes de confinement du mode de Bragg calculées en fonction de la longueur d'onde pour  $1 \leq N \leq 6$ . La différence indicielle est fixée à  $\Delta n = 0,015$ . On peut ainsi visualiser la première bande interdite photonique délimitée par la coupure des deux premiers modes de type  $LP_{o,v}$  (modes  $LP_{01}$  et  $LP_{02}$ ) guidés dans la première couche d'indice haut du miroir de Bragg. Pour les paramètres suivants,  $\Delta n = 0,015$  et  $d_{\text{haut}}^1 = 1,133 \mu\text{m}$ , on obtient  $\lambda_c^{01} \rightarrow \infty$  et  $\lambda_c^{02} = 0,46 \mu\text{m}$ . La position de la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c^{02} = 0,46 \mu\text{m}$  est représentée sur la **figure 3.9** par le trait discontinu rouge. Elle correspond approximativement au bord inférieur de la première bande interdite donnée par le calcul des pertes du mode de Bragg. De plus, la longueur d'onde de résonance  $\lambda_r$  de la première couche d'indice haut calculée en utilisant l'expression 2.14 établie dans le chapitre précédent est également montrée sur la **figure 3.9** ( $\lambda_r = 0,4778 \mu\text{m}$  avec  $m = 1$  et  $p = 1$ ). La différence relative entre  $\lambda_c^{02}$  et  $\lambda_r$  est acceptable (3,9 %).



**Figure 3.9 :** Pertes de confinement du mode  $LP_{01}$  calculées en fonction de la longueur d'onde pour un nombre  $N$  de résonateurs d'indice haut variant de 1 à 6. La différence indicielle  $\Delta n$  vaut 0,015. La courbe bleue correspond à  $N = 3$ . Le minimum de pertes est égal à 285 dB/km à  $\lambda = 0,79 \mu\text{m}$ . Le trait discontinu rouge indique la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c^{02} = 0,46 \mu\text{m}$  calculée du mode  $LP_{02}$  guidé dans la première couche d'indice haut de la gaine optique. La flèche indique la longueur d'onde de résonance de la première couche haut indice ( $\lambda_r = 0,4778 \mu\text{m}$ ) calculée en utilisant l'expression 2.14 du chapitre précédent.

#### II.1.4. Optimisation du profil d'indice

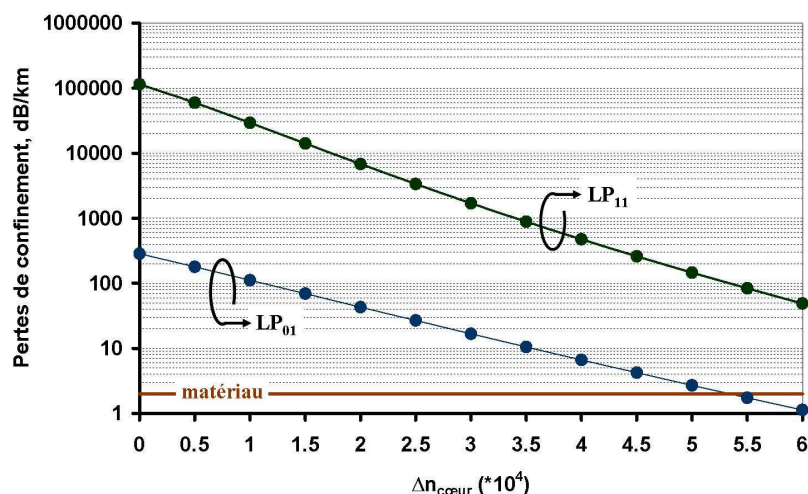
Les pertes de confinement du mode de Bragg restent importantes dans la structure modélisée ci-dessus ( $\alpha_{01} = 285 \text{ dB/km}$  à  $\lambda = 0,79 \mu\text{m}$ ). Une optimisation du profil d'indice est alors souhaitable afin de limiter ces pertes tout en conservant le couple ( $N = 3$  et  $\Delta n = 0,015$ ). La solution envisagée ici est d'abaisser légèrement l'indice de réfraction des deux premières couches d'indice bas afin de créer un saut d'indice au niveau du cœur comme le montre la **figure 3.10**. Cette dépression d'indice peut être obtenue simplement lors de la fabrication par un dopage au fluor de la silice. La différence indicielle entre le cœur fait de silice pure et les couches d'indice bas dopées fluor est notée  $\Delta n_{\text{cœur}}$ .



**Figure 3.10 :** Optimisation du profil d'indice de la fibre de Bragg proposée. La différence d'indice entre le cœur et les couches d'indice bas dopées fluor est notée  $\Delta n_{\text{cœur}}$ . (a) l'abaissement de l'indice des deux premières couches d'indice bas permet la création d'un léger saut d'indice au niveau du cœur. La distribution de l'intensité du mode de Bragg est également présentée. (b) zoom sur la transition entre le cœur et la première couche d'indice haut. La distribution du champ électrique  $E_r(r)$  du mode fondamental est calculée à  $\lambda = 0,79 \mu\text{m}$ . On constate que le champ s'annule aux transitions  $n_{\text{bas}} \rightarrow n_{\text{haut}}$  et passe par un extremum aux transitions  $n_{\text{haut}} \rightarrow n_{\text{bas}}$ . La courbe discontinue verte correspond à la distribution de  $E_r(r)$  dans la première couche d'indice bas lorsque celle-ci n'est pas dopée fluor (même indice que le cœur).

La **figure 3.11** montre l'influence du saut d'indice au niveau du cœur ( $\Delta n_{\text{cœur}}$ ) sur les pertes de confinement du mode de Bragg et du mode antisymétrique le plus proche ( $LP_{11}$ ). Ce dernier est également le mode d'ordre élevé présentant les pertes de confinement les plus faibles (cf. **figure 3.8.a**). Il convient donc de s'assurer que ce mode conserve des pertes suffisantes (rapport d'atténuation modale  $\frac{\alpha_{11}}{\alpha_{01}}$  élevé) pour garantir un guidage monomode.



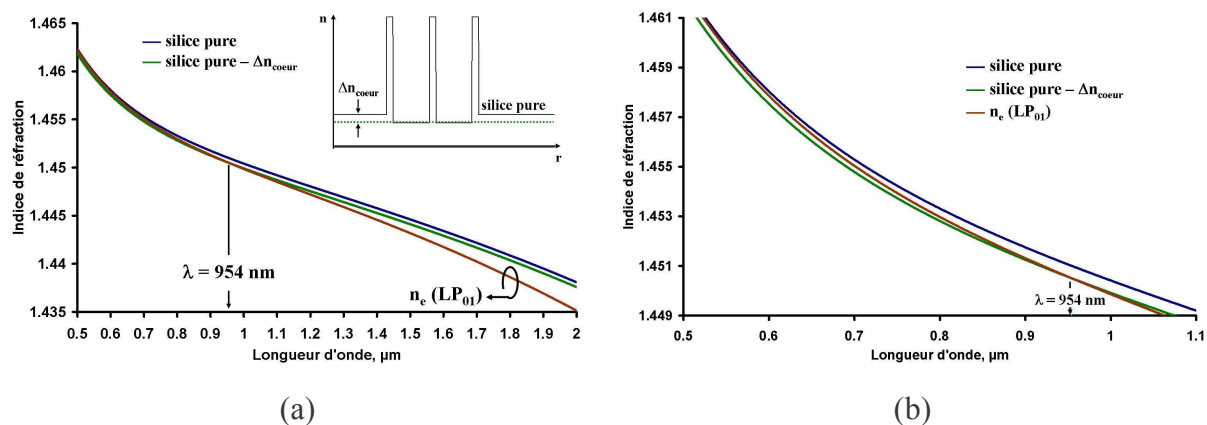


**Figure 3.11** : Influence du saut d'indice  $\Delta n_{\text{coeur}}$  sur les pertes de confinement des modes LP<sub>01</sub> et LP<sub>11</sub> à  $\lambda = 0,79 \mu\text{m}$ . Le trait continu rouge représente les pertes intrinsèques due à la silice pure, valant  $\alpha_{\text{matériau}} = 2 \text{ dB/km}$  à  $\lambda = 0,79 \mu\text{m}$ .

Les pertes de confinement des modes LP<sub>01</sub> et LP<sub>11</sub> diminuent lorsque  $\Delta n_{\text{coeur}}$  augmente. Pour  $\Delta n_{\text{coeur}} \geq 5,5 \cdot 10^{-4}$ , les pertes du mode de Bragg deviennent inférieures aux pertes intrinsèques de la silice pure ( $\alpha_{\text{matériau}} = 2 \text{ dB/km}$  à  $\lambda = 0,79 \mu\text{m}$ ). Une telle différence indiciale assure donc un confinement maximum du mode LP<sub>01</sub>. Cependant les pertes du mode LP<sub>11</sub> sont également fortement abaissées et deviennent inférieures à 0,1 dB/m. La fibre sera donc bimode pour des tronçons de plusieurs dizaines de mètres.

On choisit donc une valeur de  $\Delta n_{\text{coeur}}$  légèrement plus faible ( $\Delta n_{\text{coeur}} = 5 \cdot 10^{-4}$ ) afin d'avoir des pertes pour le mode de Bragg à la limite des pertes du matériau. Les pertes des modes LP<sub>01</sub> et LP<sub>11</sub> sont respectivement égales à 2,7 dB/km et 146 dB/km à la longueur d'onde de travail (rapport d'atténuation modale  $\frac{\alpha_{11}}{\alpha_{01}} = 54$ ).

L'ajout du saut d'indice au niveau du cœur peut induire une modification du mécanisme de guidage de la lumière. La **figure 3.12** représente l'évolution de l'indice effectif du mode de Bragg en fonction de la longueur d'onde (cf. courbe rouge). Cette évolution est comparée à celles de l'indice de réfraction du cœur fait de silice pure (cf. courbe bleue) et des couches d'indices bas dopées au fluor (cf. courbe verte).



**Figure 3.12 :** Evolution de l'indice effectif du mode de Bragg (courbe rouge). (a) cette évolution est comparée à celles de l'indice du cœur (silice pure) et de l'indice des couches d'indice bas (silice pure abaissée de  $\Delta n_{\text{coeur}}$ ). Pour  $\lambda \leq 954 \text{ nm}$ ,  $n_e(\text{LP}_{01})$  est compris entre les deux autres indices de réfraction. (b) zoom sur les basses longueurs d'onde.

Pour  $\lambda \geq 954 \text{ nm}$ , l'indice effectif du mode de Bragg est inférieur au plus petit indice de réfraction de la structure. Dans ce cas, on a un guidage par effet de bande interdite photonique.

Pour  $\lambda \leq 954 \text{ nm}$ , l'indice effectif du mode de Bragg est compris entre les indices du cœur et des couches d'indice bas. Ce comportement est caractéristique d'un guidage par l'indice. Aux faibles longueurs d'onde, les deux mécanismes de guidage semblent donc être présents. Le calcul de la distribution du champ électrique du mode de Bragg à  $\lambda = 790 \text{ nm}$  (cf. **figure 3.10.b**) confirme cette hypothèse. Le champ, s'annulant aux transitions  $n_{\text{bas}} \rightarrow n_{\text{haut}}$  et passant par un extremum aux transitions  $n_{\text{haut}} \rightarrow n_{\text{bas}}$ , est représentatif d'un guidage par effet de bande interdite photonique. Cette distribution est comparée sur la **figure 3.10.b** à celle obtenue lorsque les couches d'indice bas ne sont pas dopées fluor (courbe discontinue verte). On constate alors qu'en présence de la différence indicielle  $\Delta n_{\text{coeur}}$  le champ n'est plus oscillant à partir de la première transition  $n_{\text{haut}} \rightarrow n_{\text{bas}}$  mais décroît exponentiellement. Cette allure est similaire à celle du champ dans les fibres conventionnelle à saut d'indice après la transition cœur/gaine (le champ suit les fonctions de Hankel). Elle traduit bien la présence du guidage par réflexion totale interne.

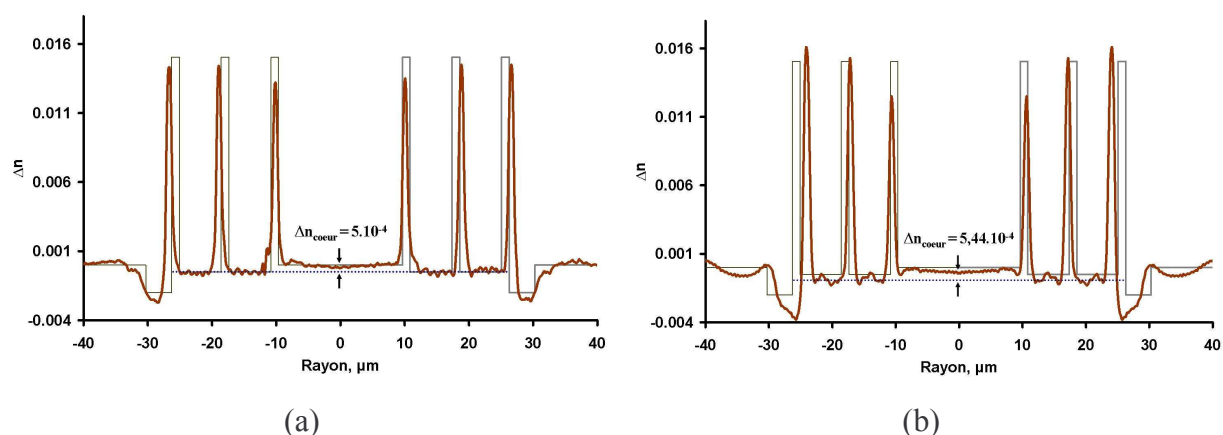
Dans une telle fibre de Bragg modifiée, on parlera alors de guidage par effet de bande interdite photonique assisté par réflexion totale interne.

## II.2. Fabrication et caractérisation de la fibre de Bragg à faibles pertes

Deux préformes (P1 et P2) ont été fabriquées par le procédé MCVD à l'Institut of Chemistry of High Purity Substances (ICHPS) en se basant sur l'étude théorique ci-dessus. Un fibrage de ces deux préformes à un diamètre externe de 125  $\mu\text{m}$  a permis d'obtenir deux fibres, notées BF1 et BF2 par la suite. Les fibrages ont été effectués au Fiber Optics Research Center (FORC).

### II.2.1. Mesure du profil d'indice

La **figure 3.13** montre une comparaison entre le profil d'indice théorique établi précédemment et le profil d'indice mesuré des deux fibres.



**Figure 3.13** : Comparaison entre le profil d'indice mesuré et le profil d'indice théorique établi précédemment pour les deux fibres fabriquées. (a) BF1 ; (b) BF2.

Les deux fibres ont un profil d'indice en accord avec celui modélisé précédemment. Elles présentent un diamètre de cœur similaire (19,32  $\mu\text{m}$  pour BF1 et 20,55  $\mu\text{m}$  pour BF2). On peut remarquer que la deuxième et la troisième couche d'indice haut de BF2 ont un niveau de dopage légèrement supérieur à celui des couches de BF1. Les couches d'indice bas, dopées au fluor, exhibent une différence indicelle au niveau du cœur valant  $\Delta n_{\text{coeur}} \approx 5.10^{-4}$  pour BF1 et  $\Delta n_{\text{coeur}} \approx 5,44.10^{-4}$  pour BF2.

Une quatrième couche dopée au fluor a été ajoutée à la suite du miroir de Bragg lors de la fabrication des préformes. L'objectif est de diminuer la sensibilité aux courbures de la fibre [BROD. 99 – VIALE 06].

Les paramètres optogéométriques de BF1 et BF2 sont résumés dans les **tableaux 3.3 et 3.4** respectivement (il est à noter que ces derniers n'intègrent pas les deux couches d'indice bas dopées au fluor).

cœur		cristal 1D				fibre
2a ( $\mu\text{m}$ )	n	couche n°	$\Delta n_i$	$r_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta h_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )
19,32	$n_{\text{silice}}$	1 (Ge)	0,0135	10,089	0,8467	125
		2 (Ge)	0,0145	18,8382	0,8466	
		3 (Ge)	0,0145	26,5992	0,8467	
		4 (F)	- 0,0026	29,7037	3,1044	

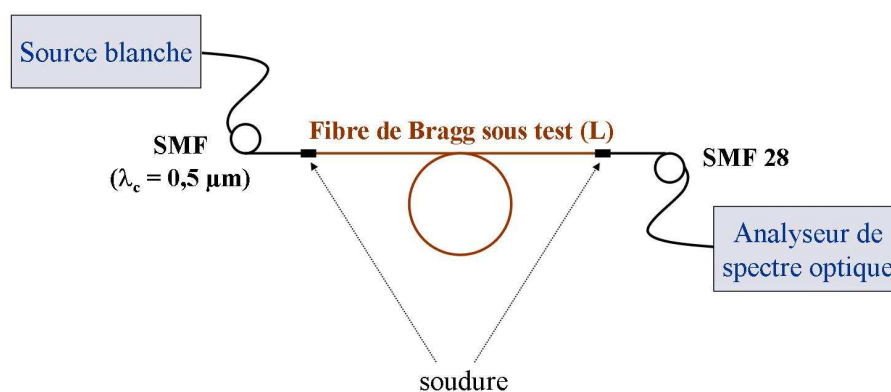
**Tableau 3.3 :** Paramètres optogéométriques de BF1.

cœur		cristal 1D				fibre
2a ( $\mu\text{m}$ )	n	couche n°	$\Delta n_i$	$r_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta h_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )
20,55	$n_{\text{silice}}$	1 (Ge)	0,0125	10,6719	0,7905	125
		2 (Ge)	0,0153	17,1937	0,9882	
		3 (Ge)	0,0161	24,1107	0,9882	
		4 (F)	- 0,0038	25,8893	3,755	

**Tableau 3.4 :** Paramètres optogéométriques de BF2. Dans les deux tableaux, les variables  $\Delta n_i$ ,  $r_i$  et  $\Delta h_i$  représentent respectivement la différence indicielle, la position centrale et la largeur à mi-hauteur de la couche n°i.

## II.2.2. Mesure des spectres d'atténuation

Les spectres d'atténuation ont été mesurés pour chacune des deux fibres (méthode du « cut-back »). Le montage expérimental utilisé est décrit sur la **figure 3.14**.



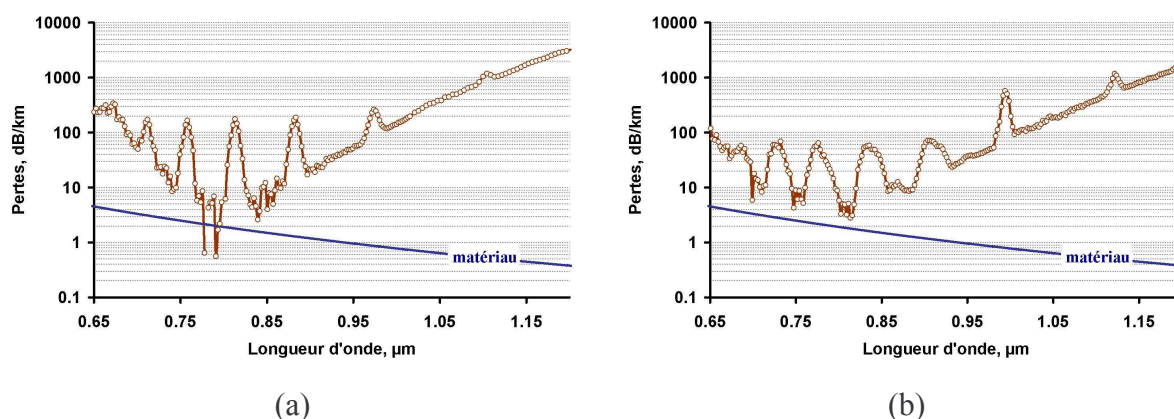
**Figure 3.14 :** Schéma du montage expérimental utilisé pour la mesure du spectre d'atténuation de BF1 et BF2. La méthode utilisée ici est celle du « cut-back ».

La source utilisée est une lampe blanche. Pour BF1 (respectivement BF2), un tronçon de 23 m (respectivement 100 m) est utilisé. Lors de la mesure, la fibre est enroulée sur un tambour de rayon 20 cm. Sa sensibilité aux courbures est suffisamment faible pour permettre l'utilisation d'un tel rayon de courbure sans induire de trop fortes pertes additionnelles. La fibre de Bragg sous test est soudée à ses deux extrémités avec une fibre conventionnelle à saut d'indice :

- en entrée : la fibre à saut d'indice utilisée présente une longueur d'onde de coupure égale à  $\lambda_c = 0,5 \mu\text{m}$ . L'injection dans la fibre de Bragg se fait donc au travers du mode fondamental de la fibre à saut d'indice pour les longueurs d'onde visées (autour de 790 nm). Cette injection est optimisée en observant la répartition de l'énergie en sortie de la fibre de Bragg à l'aide d'une caméra CCD (cf. montage expérimental de la **figure 3.17**). La soudure est réalisée lorsqu'un maximum d'énergie est présent dans le cœur de la fibre de Bragg.
- en sortie : la fibre à saut d'indice utilisée est une fibre SMF 28. Son rôle est de collecter uniquement l'énergie issue du cœur de la fibre de Bragg. Le diamètre du cœur de la SMF 28 est égal à  $9 \mu\text{m}$ . Le rapport entre le diamètre du cœur de la fibre de Bragg et de la SMF 28 est supérieur à 2.

Pour constat, la fibre de Bragg, étant entièrement constituée de silice, peut aisément être soudée à une fibre conventionnelle.

Les spectres d'atténuation obtenus pour BF1 et BF2 sont présentés sur la **figure 3.15**.

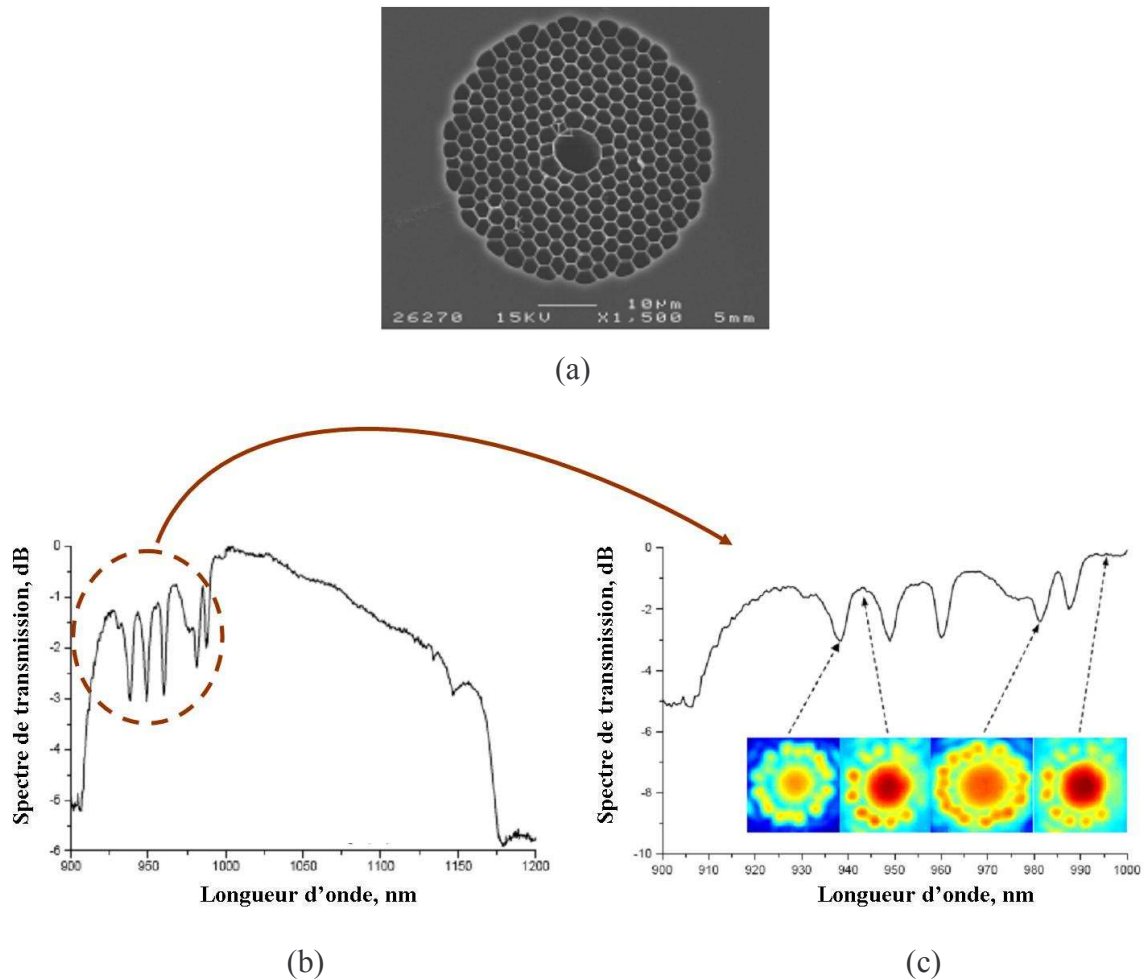


**Figure 3.15** : Spectre d'atténuation mesuré par la technique du « cut-back » par M. Likhachev (FORC). (a) BF1 ; (b) BF2. Sur les deux spectres est superposée l'évolution des pertes intrinsèques dues au matériau (silice pure).

On distingue pour chaque fibre la première bande interdite photonique ouverte par le cristal 1D. On obtient une bande de transmission allant de  $\lambda = 0,7 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  pour BF1 et de  $\lambda = 0,65 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  pour BF2 en considérant  $\alpha_{\text{propagation}} \leq 100 \text{ dB/km}$ . Concernant BF1, le minimum d'atténuation est obtenu pour  $\lambda = 0,79 \mu\text{m}$  et est proche de 3 dB/km. Ce dernier apparaît autour de  $\lambda = 0,81 \mu\text{m}$  pour BF2 et vaut 2,8 dB/km. L'incertitude de la valeur du minimum de pertes pour BF1 est attribuée à la faible longueur de fibre utilisée pour la mesure ( $L \sim 23 \text{ m}$ ). Le fait d'avoir utilisé un tronçon cinq fois plus grand pour BF2 permet de visualiser clairement cette atténuation minimale. Comme cela est montré sur la **figure 3.15**, les pertes intrinsèques dues au matériau sont proches de 2 dB/km pour ces longueurs d'onde. Les pertes de confinement dans BF1 et BF2 sont donc ramenées à 1 dB/km et sont ainsi du même ordre de grandeur que celle visée lors de l'étude théorique précédente (2,7 dB/km). L'écart entre les pertes de confinement mesurées et attendues théoriquement peut être imputé à la présence de la dépression d'indice accolée à la suite du miroir de Bragg dans la fibre fabriquée. Cette dernière, non prise en compte lors de la modélisation de la fibre, abaisse en effet le niveau des pertes de la structure [VIALE 06].

On constate cependant que le spectre de transmission de BF1 et BF2 est réduit par la présence de bandes étroites présentant de forte perte (autour de 100 dB/km).

Ce phénomène peut être rapproché des couplages apparaissant entre le mode de cœur et des modes de surface dans les fibres à cœur creux [HUMB. 04 - MANG. 04]. A titre d'exemple, G. Humbert et collaborateurs ont mis en évidence ces couplages dans la fibre à cœur creux présentée sur la **figure 3.16**. L'observation du champ proche en sortie de fibre montre clairement que les pics de perte apparaissant dans la bande spectrale correspondent à une fuite de l'énergie présente dans le cœur par un couplage avec des modes de surface [HUMB. 04].



**Figure 3.16 :** (a) image de la face d'entrée de la fibre à cœur creux étudiée par Humbert et collaborateurs. (b) spectre de transmission mesuré pour une longueur de fibre égale à 5 m. Des bandes étroites de fortes pertes apparaissent aux basses longueurs d'onde. (c) zoom sur la zone de la bande de transmission comprenant ces bandes de fortes pertes. L'observation du champ proche en sortie de fibre montre que ces pics d'atténuation correspondent à une fuite de l'énergie présente dans le cœur au travers d'un couplage avec des modes de surface. Ces images sont extraites de la référence [HUMB. 04].

Un tel comportement spectral est également observé dans les fibres à deux cœurs concentriques. Un couplage entre les modes fondamentaux guidés dans le cœur central et dans le cœur périphérique permet ainsi d'obtenir une dépression locale dans le spectre de transmission du cœur central. Une des applications de ce genre de structure est la possibilité d'accéder à des dispersions chromatiques très élevées sur une faible plage de longueurs d'onde [GERO. 06].

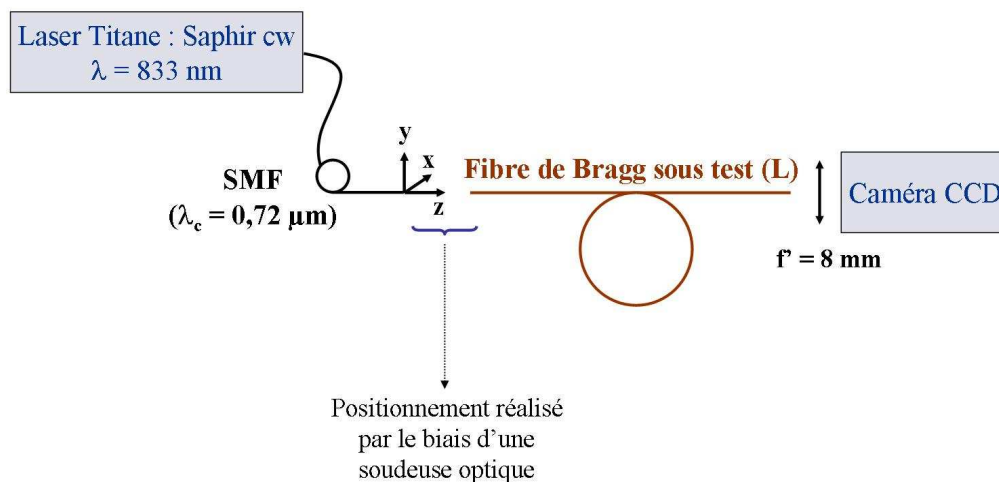
L'étude des pics de forte atténuation localisés sur les spectres d'atténuation de BF1 et BF2 est détaillée ci-après. On constate que la position, la largeur à mi-hauteur ainsi que l'amplitude des pics de forte atténuation apparaissant dans les bandes de transmission de BF1 et BF2

varient légèrement. Ceci s'explique par la faible différence entre les deux profils d'indice des deux fibres.

### II.2.3. Mise en évidence du caractère asymptotiquement monomode

L'observation du champ proche en sortie d'un tronçon de BF1 de longueur  $L$  a été faite à  $\lambda = 833 \text{ nm}$  à l'aide du montage schématisé sur la **figure 3.17**. En se référant au spectre d'atténuation mesuré précédemment (cf. **figure 3.15.a**), on constate que cette longueur d'onde est bien située dans une zone de faible atténuation.

La source laser utilisée est un laser Titane : Saphir fonctionnant en régime continu. Le champ proche est imagé à l'aide d'une caméra CCD pilotée par ordinateur.



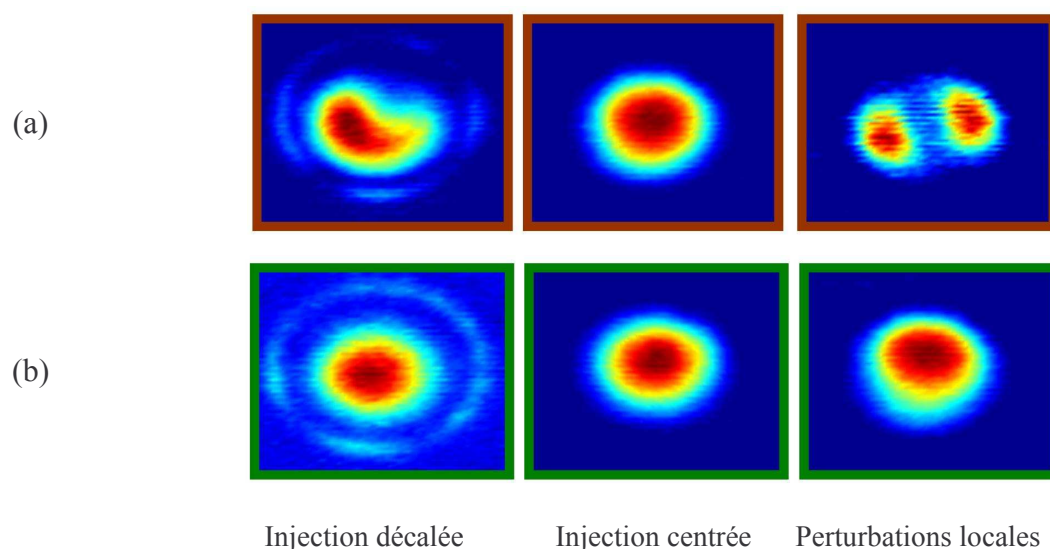
**Figure 3.17** : Schéma du montage expérimental utilisé pour l'observation du champ proche en sortie de BF1.

L'injection dans la fibre de Bragg n'est pas directe. On utilise une fibre conventionnelle monomode ( $\lambda_c = 720 \text{ nm}$ ) (cf. **figure 3.17**). L'alignement des deux fibres se fait par le biais d'une soudeuse optique équipée de micro-déplacements suivant trois axes. Deux raisons justifient ce choix. Premièrement la flexibilité et la rapidité de la mesure. En effet l'excitation de BF1 se fait ainsi par un mode d'allure gaussienne ayant un diamètre de champ de mode inférieur au diamètre du cœur de la fibre de Bragg. On évite ainsi le montage d'un système afocal. Deuxièmement, la fibre de Bragg devrait présenter une faible ouverture numérique au vu de la dimension de son cœur. L'utilisation d'une fibre d'amener monomode permet alors de maximiser le rapport d'injection dans la fibre de Bragg.



Deux tronçons de BF1 ont été utilisés, l'un de longueur  $L = 1,2$  m (fibre tendue) et l'autre de longueur  $L = 30$  m (fibre enroulée sur un tambour de rayon 7,5 cm). Pour chacun d'eux, le champ proche a été observé dans trois conditions différentes (cf. **figure 3.18**) :

- 1<sup>ère</sup> condition expérimentale : l'injection dans BF1 est décalée dans le plan  $(x, y)$ , les deux fibres ne sont pas en vis-à-vis.
- 2<sup>ème</sup> condition expérimentale : l'injection dans BF1 est centrée (fibres parfaitement en vis-à-vis).
- 3<sup>ème</sup> condition expérimentale : des perturbations locales sont appliquées à BF1 (par exemple la fibre de Bragg est courbée avec un rayon de courbure proche de 2 cm).



**Figure 3.18** : Observation du champ proche en sortie de BF1 pour trois conditions expérimentales à  $\lambda = 833$  nm. (a)  $L = 1,2$  m ; (b)  $L = 30$  m.

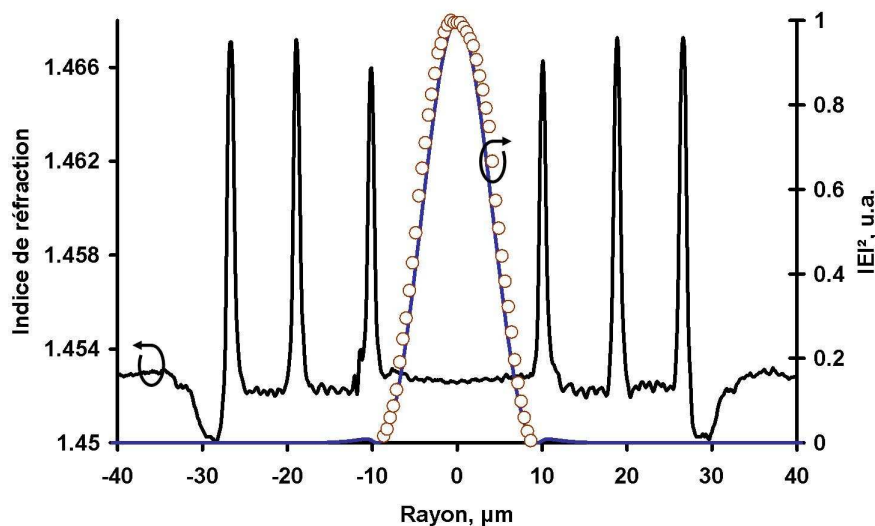
Lorsque les deux fibres sont parfaitement en vis-a-vis, seul le mode fondamental est excité dans le cœur de BF1. Pour une excitation décalée dans le plan  $(x, y)$ , le champ proche en sortie du tronçon de longueur  $L = 1,2$  m n'a pas une allure gaussienne. Ceci traduit un comportement multimode de la fibre. De plus, les modes de la première couche d'indice haut entourant le cœur peuvent être excités. Concernant le tronçon de longueur  $L = 30$  m, le champ proche du mode excité dans le cœur a une distribution circulaire quelles que soient les conditions expérimentales. L'émission en sortie de ce dernier est donc monomode. Le fait d'appliquer des perturbations locales à la fibre de Bragg permet ainsi de confirmer la présence de modes d'ordre supérieur dans le tronçon de plus courte longueur. Le mode  $LP_{11}$  est

clairement identifié. Par contre, la distribution de l'énergie dans le tronçon de longueur  $L = 30$  m n'est pas affectée, elle reste circulaire. Un léger déplacement du maximum d'intensité est toutefois observé du fait de l'application d'une très faible courbure (fibre courbée avec un rayon de courbure de 2 cm).

BF1 est donc bimode sur une courte longueur et devient monomode pour une longueur de fibre suffisante. Le mode  $LP_{11}$  est évacué au cours de sa propagation. La discrimination entre le mode fondamental et les modes d'ordre élevé est basée sur la différence des pertes de propagation. Les modes sont donc bien guidés à fuite. Cette caractéristique est la signature d'un guidage par effet de bande interdite photonique ou guidage ARROW [DUGU. 86]. Johnson et collaborateurs ont décrit ce comportement comme une propagation asymptotiquement monomode de la lumière [JOHN. 01].

#### II.2.4. Estimation de l'aire effective $A_{\text{eff}}$ du mode de Bragg

La distribution radiale de l'intensité du champ électrique du seul mode  $LP_{01}$  présent en sortie de BF1 pour  $L = 30$  m a été mesurée et est comparée sur la **figure 3.19** à celle calculée par une méthode scalaire (prenant en compte le profil d'indice mesuré).



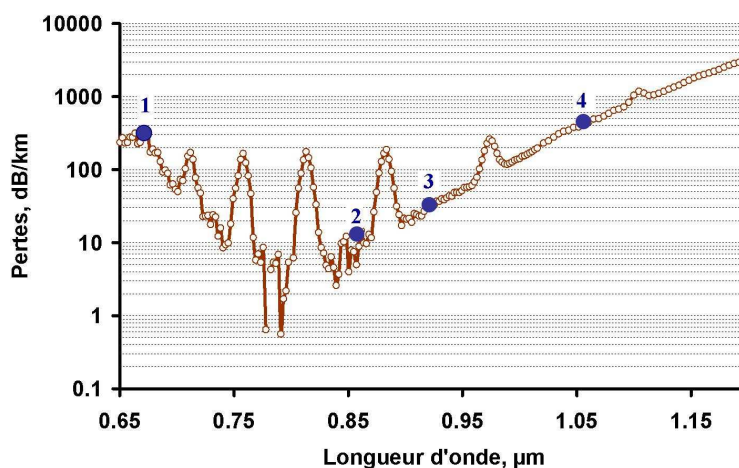
**Figure 3.19** : Distribution radiale de l'intensité du champ électrique du mode de Bragg guidé dans BF1 ( $L = 30$  m) à  $\lambda = 833$  nm. La distribution calculée est représentée en trait continu bleu. Les points de mesure sont les cercles rouges.

L'accord entre les deux distributions est acceptable. L'aire effective ( $A_{\text{eff}}$ ) calculée du mode de Bragg peut alors être assimilée à celle du mode observé. Le calcul de  $A_{\text{eff}}$  se fait en

utilisant l'expression 1.16 énoncée dans le premier chapitre. L'aire modale vaut  $140 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 833 \text{ nm}$ . Cette valeur est 1,8 fois supérieure à l'aire effective obtenue pour une fibre conventionnelle à saut d'indice définie par  $\lambda_c = 730 \text{ nm}$ ,  $ON = 0,13$ , et un diamètre de champ de mode égal à  $5 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 850 \text{ nm}$ .

### II.2.5. Observation en champ proche

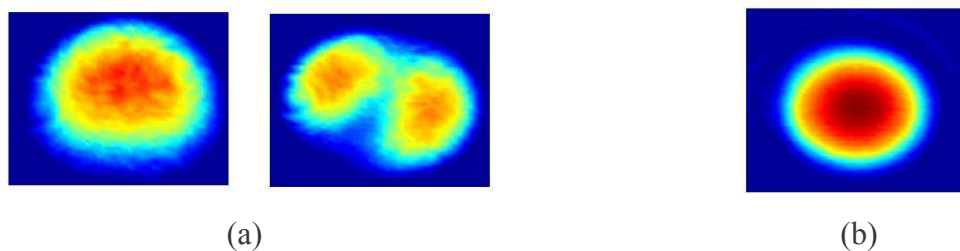
Le champ proche en sortie de BF1 a été observé pour d'autres longueurs d'onde appartenant aux zones de faible perte de son spectre d'atténuation. Quatre exemples sont montrés succinctement ci-dessous (la **figure 3.20** permet de visualiser les longueurs d'onde sur le spectre d'atténuation).



**Figure 3.20 :** Spectre d'atténuation de BF1. Les points bleus représentent les quatre longueurs d'onde pour lesquelles le champ proche a été observé.

- Observation à  $\lambda = 672 \text{ nm}$  et  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  (notées respectivement 1 et 4 sur la **figure 3.20**) :

Ces longueurs d'onde sont situées sur les bords de la bande de transmission. Les pertes de propagation sont supérieures à  $100 \text{ dB/km}$ . Le tronçon de BF1 utilisé a une longueur  $L \sim 3 \text{ m}$ . Les sources laser utilisées sont une diode (sortie fibrée) émettant à  $\lambda = 672 \text{ nm}$  et un laser Nd-YAG émettant à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ . Les champs proches observés sont montrés sur la **figure 3.21**.



**Figure 3.21** : Observation du champ proche en sortie de 3 m de BF1. (a)  $\lambda = 672$  nm. La fibre est au moins bimode. Le mode fondamental et le mode  $LP_{11}$  sont clairement identifiés. (b)  $\lambda = 1064$  nm. Seul le mode de Bragg est présent.

Sur le bord bleu de la bande interdite photonique ( $\lambda = 672$  nm), le tronçon de BF1 de longueur  $L \sim 3$  m n'est pas monomode. Le mode fondamental ainsi que le premier mode d'ordre élevé sont clairement identifiés. Par contre la distribution du champ proche à  $\lambda = 1064$  nm est circulaire et ce quelles que soient les conditions d'injection. La propagation en sortie de la fibre est monomode. Le mode  $LP_{11}$  présente donc des pertes de confinement plus faibles sur le bord bleu de la bande spectrale que sur le bord rouge.

- Observation à  $\lambda = 869$  nm et  $\lambda = 922$  nm (notées respectivement 2 et 3 sur la **figure 3.20**) :

Ces deux longueurs d'onde sont situées dans des zones de faible atténuation (entre les pics de perte présents sur le spectre d'atténuation de la fibre). Le tronçon de BF1 utilisé a une longueur égale à  $L = 30$  m. Les images des champs proches (cf. **figure 3.22**) sont obtenues en utilisant un laser Titane : Saphir fonctionnant en régime continu.



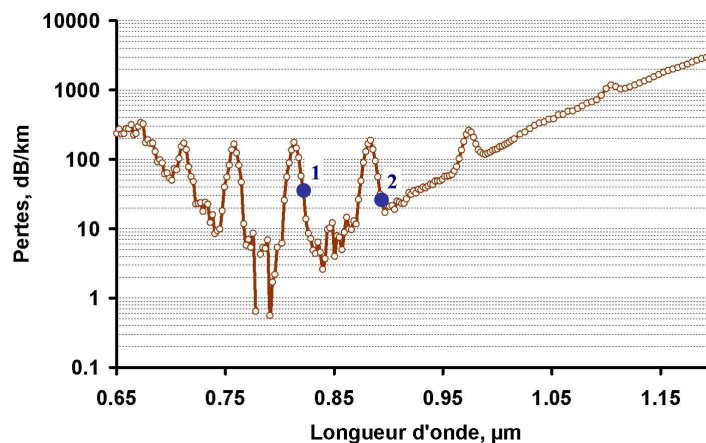
**Figure 3.22** : Observation du champ proche en sortie de 30 m de BF1. (a)  $\lambda = 869$  nm. (b)  $\lambda = 922$  nm. Dans les deux cas, seul le mode  $LP_{01}$  est propagé.

Lorsque l'on est en dehors d'une zone de forte perte, la distribution en sortie de fibre est circulaire. Seul le mode fondamental est guidé, comme cela a été évoqué précédemment pour  $\lambda = 833 \text{ nm}$ .

On va maintenant s'intéresser aux zones de forte atténuation réduisant la bande spectrale de BF1.

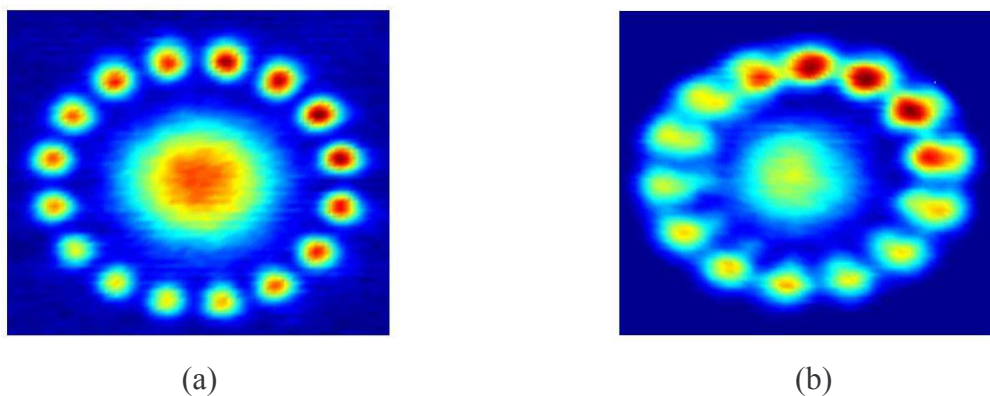
### II.2.6. Interprétation des pics de forte atténuation

Le champ proche en sortie d'un tronçon de BF1 de longueur  $L = 30 \text{ m}$  a été observé pour  $\lambda = 821 \text{ nm}$  et  $\lambda = 898 \text{ nm}$  (notées respectivement 1 et 2 sur la **figure 3.23**) (cf. **figure 3.24**). Ces deux longueurs d'onde sont situées sur des pics de forte perte présents sur le spectre d'atténuation de BF1. Lors de la mesure, la fibre de Bragg est enroulée sur un tambour de rayon  $R = 7,5 \text{ cm}$ .



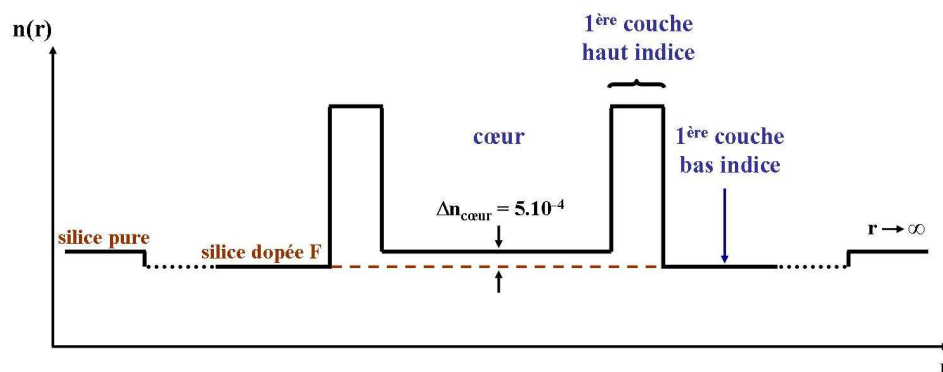
**Figure 3.23** : Spectre d'atténuation de BF1. Les points bleus représentent les deux longueurs d'onde pour lesquelles le champ proche a été observé.

Les deux longueurs d'onde appartiennent respectivement au 3<sup>ème</sup> et au 4<sup>ème</sup> pic de forte atténuation en partant du bord bleu.



**Figure 3.24** : Observation du champ proche en sortie de 30 m de BF1. (a)  $\lambda = 821$  nm. (b)  $\lambda = 898$  nm. Dans les deux cas, le mode  $LP_{0,1}$  est couplé avec un mode d'ordre élevé  $LP_{m,1}$  de la première couche d'indice haut ( $LP_{8,1}$  à  $\lambda = 821$  nm et  $LP_{7,1}$  à  $\lambda = 898$  nm).

Lorsque l'on se situe sur une zone de forte atténuation, le champ proche observé est plus complexe que précédemment. Il traduit un couplage entre le mode de Bragg et un mode d'ordre élevé de type  $LP_{m,1}$  appartenant à la première couche d'indice haut entourant le cœur. Sur la **figure 3.24**, le mode de Bragg est couplé avec le mode  $LP_{8,1}$  à  $\lambda = 821$  nm et avec le mode  $LP_{7,1}$  à  $\lambda = 898$  nm. Les modes  $LP_{m,1}$  clairement identifiés appartiennent au guide élémentaire représenté schématiquement sur la **figure 3.25**.



**Figure 3.25** : Représentation schématique du guide élémentaire composé du premier anneau d'indice  $n_{\text{haut}}$  entouré du cœur et de la première couche d'indice  $n_{\text{bas}}$ . La gaine du guide élémentaire est composée de la couche d'indice  $n_{\text{bas}}$  de dimension finie et d'une zone faite de silice pure (gaine externe de la fibre) supposée infinie.

Ce guide élémentaire est composé du premier résonateur haut indice entouré d'une part par le cœur et d'autre part par la première couche d'indice bas. Le cœur est fait de silice pure tandis que la couche d'indice  $n_{\text{bas}}$  est dopée au fluor. Par définition, un guide d'onde élémentaire possède une gaine supposée infinie. Dans notre cas, la couche d'indice  $n_{\text{bas}}$  a une dimension

finie. La gaine du guide élémentaire comprend donc également la zone de silice pure (gaine externe de la fibre) située à la suite du miroir de Bragg. Cette dernière est supposée infinie. Une conséquence directe est qu'un mode guidé dans la première couche d'indice haut arrive à sa coupure lorsque son indice effectif croise l'indice de réfraction de la silice. Comme cela a été évoqué dans le chapitre précédent, un couplage entre deux modes nécessite de remplir deux conditions :

- avoir un accord de phase (égalité des indices effectifs des modes) :

Le saut d'indice au niveau du cœur favorise cet accord de phase entre le mode de Bragg et un mode guidé dans le premier résonateur. L'indice effectif du mode de Bragg étant inférieur à l'indice de la silice (correspondant à l'indice du cœur), on comprend ici que l'accord de phase ne peut avoir lieu qu'avec un mode du guide annulaire arrivé à sa coupure. L'énergie évacuée du cœur de la structure lors d'un tel couplage n'est donc pas guidée dans le premier anneau mais est perdue (énergie radiative à l'extérieur de la fibre).

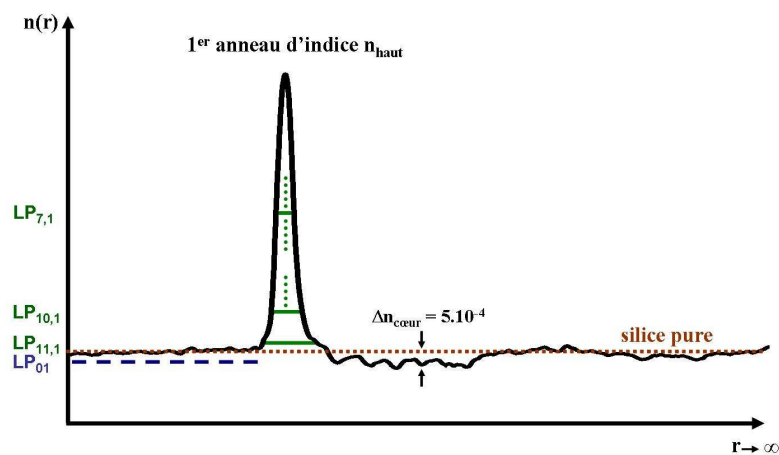
- avoir une intégrale de recouvrement entre les modes non nulle :

Un couplage entre le mode de Bragg et un mode du guide annulaire ne peut avoir lieu que si les modes ont la même parité du fait de la symétrie de révolution de la fibre. Les seuls modes du guide annulaire concernés sont donc les modes de type  $LP_{0,v}$  (cf. chapitre précédent). Toutefois les champs proches observés sur la **figure 3.24** mettent clairement en évidence un couplage entre le mode de Bragg (mode pair) et un mode impair  $LP_{m,1}$ . Si l'on s'attache à la distribution de l'énergie de ces champs proches, on constate que celle-ci n'est pas homogène. On note une légère distorsion de la répartition de l'énergie des modes  $LP_{8,1}$  et  $LP_{7,1}$ . Un maximum d'énergie apparaît dans le quart supérieur droit des deux modes impairs. Cette délocalisation de l'énergie peut être imputée aux courbures appliquées à la fibre lors de la mesure comme cela a été montré par S. Février et collaborateurs dans une fibre à deux cœurs concentriques [FEVR. 02]. Le tronçon de BF1, de longueur  $L = 30$  m, est en effet enroulé sur un tambour de 7,5 cm de rayon. Toutefois, ces mêmes couplages ont été observés pour un tronçon de quelques mètres (2/3 m) laissé « libre » (c'est-à-dire ni tendu ni enroulé sur un tambour de petit rayon). La répartition inhomogène de l'énergie des modes  $LP_{m,1}$  ne peut donc pas être imputée uniquement aux macro-courbures. Elle provient également de micro-

courbures ou de légères variations du profil d'indice tout au long de l'axe de propagation de la fibre (variations longitudinales du diamètre de la fibre lors de sa fabrication). Ces imperfections permettent ainsi à l'intégrale de recouvrement entre le mode de Bragg et un mode impair  $LP_{m,1}$  du guide annulaire d'être différente de zéro.

Les deux conditions de couplage peuvent donc être remplies.

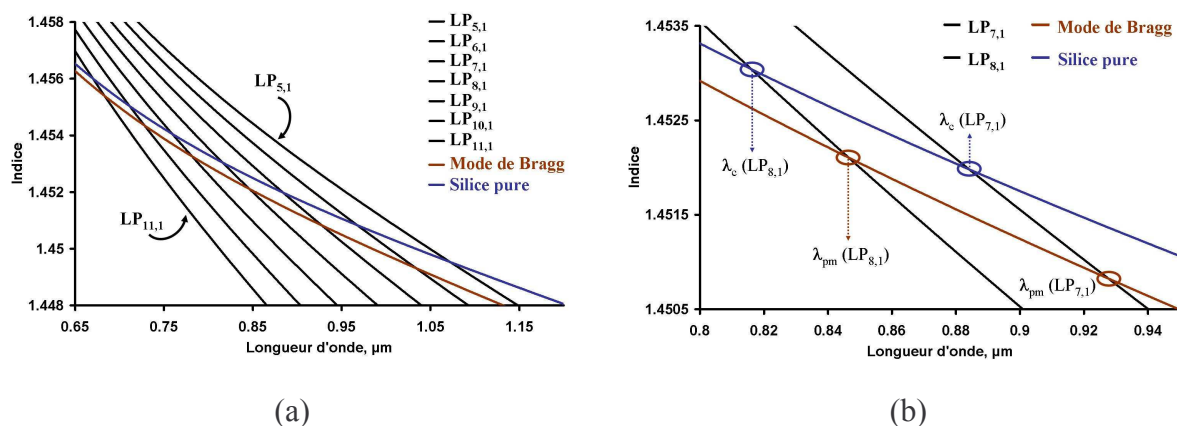
La **figure 3.26** représente le guide annulaire élémentaire étudié (profil réel).



**Figure 3.26** : Guide annulaire constitué du premier anneau d'indice  $n_{\text{haut}}$  entouré du cœur et d'une gaine infinie (première couche d'indice  $n_{\text{bas}}$  associée à la zone de silice externe). Le trait pointillé bleu montre l'indice effectif du mode de Bragg guidé dans la structure globale. Cet indice est inférieur à l'indice de la silice et ce quelle que soit la longueur d'onde de travail. Les segments verts représentent les indices effectifs de trois modes impairs de type  $LP_{m,1}$  du guide annulaire.

Les courbes de dispersion des modes impairs  $LP_{m,1}$  appartenant au guide annulaire présenté sur la **figure 3.26** ont été calculées par une méthode scalaire pour  $m \in [5; 11]$  (cf. **figure 3.27**). La dispersion de la silice pure et du mode de Bragg sont également présentées sur la **figure 3.27** (celle du mode de Bragg est également calculée en utilisant une méthode scalaire). Elles permettent de déterminer respectivement la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  et la longueur d'onde d'accord de phase  $\lambda_{\text{pm}}$  (pour l'anglicisme « phase-matching ») entre le mode de Bragg et les différents modes  $LP_{m,1}$ .





**Figure 3.27 :** (a) calcul de la dispersion des modes impairs de type  $LP_{m,1}$  appartenant au guide annulaire élémentaire de la **figure 3.26** pour  $m \in [5 ; 11]$ . La courbe rouge et la courbe bleue correspondent à la dispersion respectivement du mode de Bragg et du matériau (silice pure). (b) zoom sur les modes  $LP_{7,1}$  et  $LP_{8,1}$ . Les longueurs d'onde de coupure et d'accord de phase avec le mode de Bragg sont mises en évidence pour les deux modes impairs.

Dans tous les cas, le couplage entre un mode  $LP_{m,1}$  et le mode de Bragg se produit bien après la coupure du mode  $LP_{m,1}$  considéré ( $\lambda_c < \lambda_{pm}$ ).

Le **tableau 3.5** répertorie les valeurs calculées de  $\lambda_c$  et  $\lambda_{pm}$  des modes  $LP_{m,1}$  avec  $m \in [5 ; 11]$ . Ces valeurs sont comparées aux positions des pics de forte atténuation présents dans la bande de transmission de BF1 (cf. **figure 3.15.a**).

	$LP_{11,1}$	$LP_{10,1}$	$LP_{9,1}$	$LP_{8,1}$	$LP_{7,1}$	$LP_{6,1}$	$LP_{5,1}$
$\lambda_c$ (nm)	672	712	761	816	885	971	1074
$\lambda_{pm}$ (nm)	682	730	780	848	924	1030	1190
$\lambda_{pic}$ (nm)	674	712	758	813	884	974	1104

**Tableau 3.5 :** Comparaison entre les valeurs de  $\lambda_c$  et  $\lambda_{pm}$  des modes  $LP_{m,1}$  avec  $m \in [5 ; 11]$  (calculées sur la **figure 3.27**) et les valeurs  $\lambda_{pic}$  déterminant la position centrale de chacun des pics de forte atténuation présents dans la bande de transmission de BF1 (cf. **figure 3.15.a**).

L'écart relatif entre les valeurs de  $\lambda_c$  et  $\lambda_{pic}$  est inférieur à 0,5 % (excepté pour le mode impair  $LP_{5,1}$  où il vaut 2,8 %). Ces résultats valident le fait que les pics de forte atténuation réduisant la bande de transmission de BF1 sont dus à des couplages entre le mode de Bragg et des modes impairs  $LP_{m,1}$  de la première couche d'indice  $n_{haut}$  arrivant à leur coupure.

### II.2.7. Caractérisations supplémentaires de BF1 à $\lambda = 1064$ nm

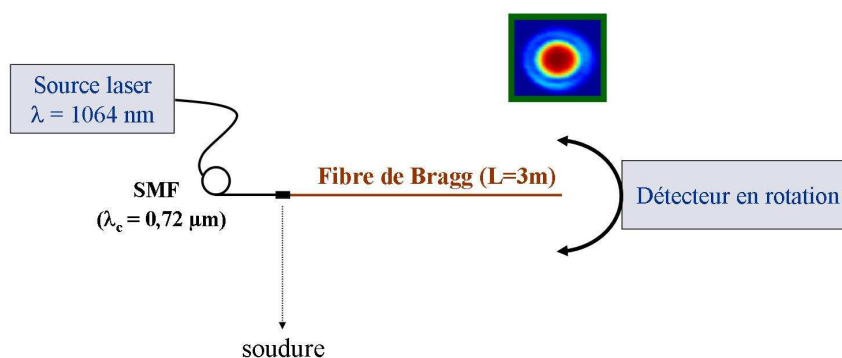
Dans l'observation du champ proche menée précédemment, on a souligné le fait que BF1 présente une émission monomode à  $\lambda = 1064$  nm pour une longueur de fibre suffisante ( $L \sim 3$  m). Deux caractérisations supplémentaires ont alors été réalisées à cette longueur d'onde : la mesure de l'ouverture numérique de la fibre de Bragg ainsi que sa sensibilité aux courbures.

#### II.2.7.1. Mesure de l'ouverture numérique

L'ouverture numérique d'une fibre optique est directement liée à l'angle de divergence maximal  $\theta_{\text{div}}^{\text{max}}$  du faisceau en sortie de fibre par la relation suivante :

$$\text{ON} = \sin\left(\frac{\theta_{\text{div}}^{\text{max}}}{2}\right) \quad (3.12)$$

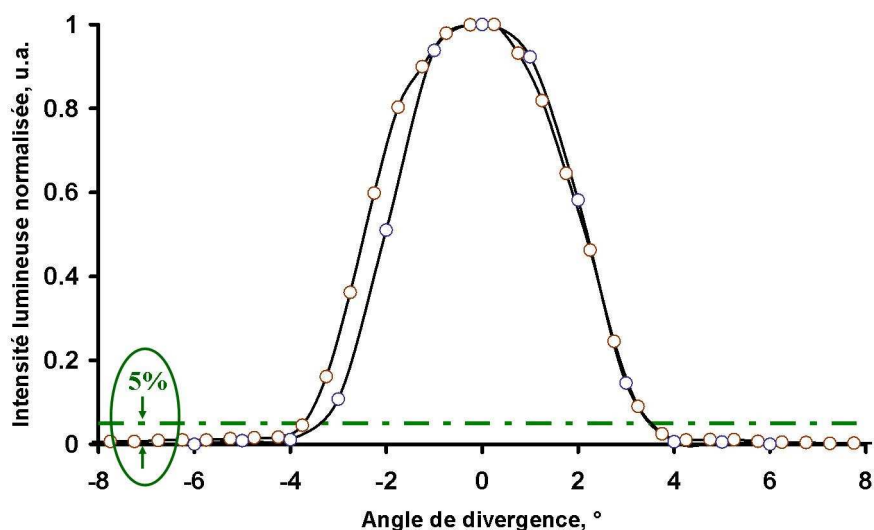
La divergence en sortie de BF1 a été mesurée à  $\lambda = 1064$  nm (longueur d'onde émise par un laser Nd-YAG) à l'aide du montage présenté sur la **figure 3.28**.



**Figure 3.28** : Schéma du montage expérimental permettant de mesurer la divergence en sortie de BF1. En insert se trouve l'image du champ proche en sortie de BF1 observée après avoir soudé les deux fibres.

L'excitation du mode fondamental de BF1 se fait encore une fois au travers d'une fibre conventionnelle à saut d'indice ( $\lambda_c = 720$  nm). Pour palier à toute modification de l'injection lors de la mesure, les deux fibres sont soudées entre elles. En outre, la fibre de Bragg ( $L = 3$  m) est tendue afin d'éviter une éventuelle délocalisation du maximum d'intensité dans le cœur due à des perturbations locales (macro- ou micro-courbures) comme cela a été

observé sur la **figure 3.18**. Un détecteur, mis en rotation autour de la sortie de BF1, permet de mesurer la puissance issue de la fibre de Bragg en fonction de l'angle de divergence (cf. **figure 3.29**).

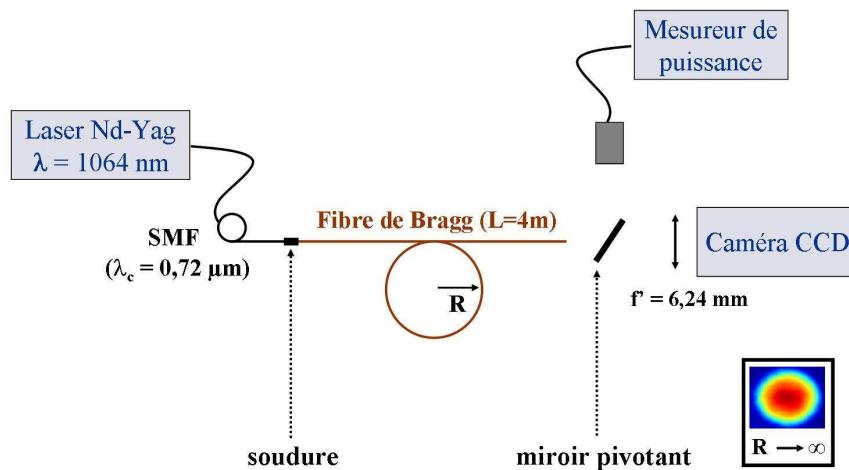


**Figure 3.29** : Mesure de la divergence de BF1 à  $\lambda = 1064$  nm. Deux séries de mesure sont effectuées (cercles bleus et rouges). Le trait discontinu vert met en évidence l'angle de divergence pour lequel la puissance maximale a chuté de 95 %.

La distribution du champ lointain donnée par les deux mesures présentées sur la **figure 3.29** a une allure gaussienne. Cette observation confirme la propagation du seul mode  $LP_{01}$  dans le cœur de la fibre. Les deux mesures sont en bon accord pour les angles de divergence positifs. Un léger décalage apparaît pour les angles négatifs. L'angle de divergence maximal, correspondant à l'angle pour lequel la puissance maximale chute de 13 dB (ou 95 % en échelle linéaire), vaut  $\theta_{div}^{max} \approx 7,125^\circ$ . En tenant compte des erreurs de mesure, on en déduit que l'ouverture numérique de BF1 est égale à  $ON = 0,062 \pm 0,002$ .

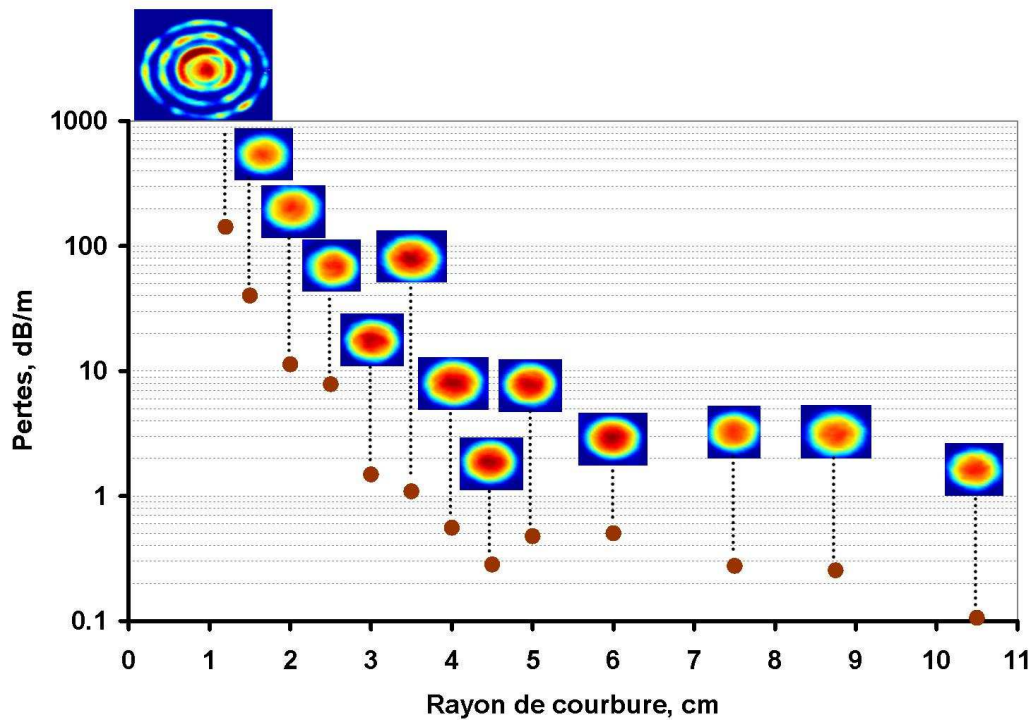
#### II.2.7.2. Mesure des pertes aux courbures

Les pertes additionnelles dues aux courbures de BF1 ( $L = 4$  m) ont été mesurées à  $\lambda = 1064$  nm à l'aide du montage décrit sur la **figure 3.30**. Le tronçon de BF1 est suffisamment long pour assurer une émission monomode en sortie de fibre.



**Figure 3.30** : Schéma du montage utilisé pour mesurer les pertes aux courbures de BF1 à  $\lambda = 1064$  nm. Un miroir pivotant est utilisé afin de pouvoir collecter la puissance issue de la fibre de Bragg à l'aide d'une caméra CCD ou d'un mesureur de puissance. En insert est montrée l'image du champ proche en sortie des 4 m du tronçon de BF1 tendu ( $R \rightarrow \infty$ ) après avoir soudé les deux fibres.

La mesure des pertes additionnelles par courbure se fait en enroulant BF1 sur différents tambours de rayon  $R$ . Un seul tour est effectué dans chacun des cas. Des précautions sont prises pour conserver une fibre tendue de part et d'autre du tambour afin de prendre uniquement en considération les pertes additionnelles dues à la courbure appliquée. Pour chaque rayon  $R$ , l'énergie issue de la fibre de Bragg est collectée à l'aide d'une caméra CCD et d'un mesureur de puissance. La **figure 3.31** présente le bilan des mesures effectuées pour  $R \in [1,2 \text{ cm} ; 10,5 \text{ cm}]$ .



**Figure 3.31** : Mesure des pertes aux courbures de BF1 à  $\lambda = 1064$  nm. Les images en insert correspondent au champ proche en sortie de la fibre de Bragg observé pour chaque R.

Pour  $R > 4$  cm les pertes additionnelles dues à la courbure de la fibre restent inférieures à 0,55 dB/m. Les points de mesure fluctuent légèrement autour d'une même valeur (0,35 dB/m). Les pertes additionnelles deviennent supérieures à 1 dB/m pour  $R \leq 3,5$  cm. En particulier le rayon de courbure critique  $R_c$  de BF1 (correspondant à des pertes égales à 3 dB/m) est tel que  $2,5 \text{ cm} \leq R_c \leq 3 \text{ cm}$ .

L'observation du champ proche en sortie de BF1 confirme une émission monomode quel que soit le rayon de courbure. La différence d'intensité apparaissant sur les images des champs vient de l'utilisation d'atténuateurs placés devant la caméra CCD pour éviter d'atteindre son seuil de saturation. L'énergie est confinée dans le cœur de la fibre excepté pour  $R = 1,2$  cm. Pour de très faibles rayons de courbure, une partie de l'énergie présente dans le cœur fuit dans le miroir de Bragg. Le mode de Bragg se couple avec des modes d'ordre élevé des résonateurs haut indice (ces modes ne sont pas identifiés ici).

En outre, aucune délocalisation du mode fondamental n'apparaît dans le cœur de la fibre. La distribution de l'intensité de ce mode ne montre pas de distortion du fait de l'application d'une courbure, même faible ( $R = 2$  cm).

### II.3. Ajustement de la longueur d'onde d'atténuation minimale

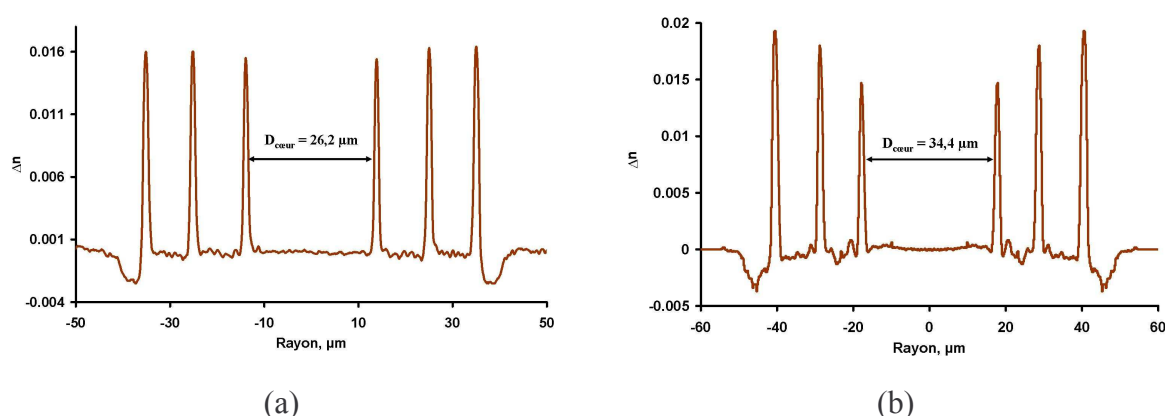
Une propriété originale d'un cristal photonique est de pouvoir modifier simplement la position spectrale des bandes interdites qu'il ouvre en lui appliquant une homothétie de rapport  $k$ . Autrement dit la longueur d'onde d'atténuation minimale de chacune des bandes interdites peut être décalée spectralement en modifiant le diamètre externe de la fibre lors du fibrage [BROE. 99 – TEME. 02]. En outre toutes les propriétés de guidage sont conservées. Ainsi, deux nouveaux fibrages des préformes P1 et P2 ont été effectués à des diamètres externes plus grands afin de décaler la longueur d'onde d'atténuation minimale vers les hautes longueurs d'onde (cf. **tableau 3.6**).

Nom de la fibre	Préforme d'origine	Ø de la fibre ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda$ d'atténuation minimale (nm)
BF3	P1	170	1064
BF4	P2	220	1550

**Tableau 3.6** : Description des deux nouvelles fibres de Bragg.

#### II.3.1. Mesure du profil d'indice de BF3 et BF4

La **figure 3.32** montre le profil d'indice mesuré des fibres BF3 et BF4. La différence indicielle  $\Delta n$  dans le cristal 1D est plus élevée dans la fibre BF4. Cela provient de la différence déjà existante entre les deux préformes (P1 et P2).



**Figure 3.32** : Profil d'indice mesuré des deux nouvelles fibres de Bragg. (a) BF3, (b) BF4.

Les diamètres de cœur de BF3 et BF4 valent respectivement 26,2  $\mu\text{m}$  et 34,4  $\mu\text{m}$ . Les caractéristiques optogéométriques des deux fibres sont résumées dans les **tableaux 3.7 et 3.8** (ces derniers n'intègrent pas les deux couches d'indice bas dopées au fluor).

cœur		cristal 1D				fibre	
2a ( $\mu\text{m}$ )	n	couche n°	$\Delta n_i$	$r_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta h_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$\emptyset$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{\text{Travail}}$ (nm)
26,2	$n_{\text{silice}}$	1 (Ge)	0,0154	13,8688	0,9878	170	1064
		2 (Ge)	0,0163	25,0165	0,9878		
		3 (Ge)	0,0164	35,0353	1,27		
		4 (F)	- 0,0025	38,1398	4,23		

**Tableau 3.7 :** Paramètres optogéométriques de la fibre BF3.

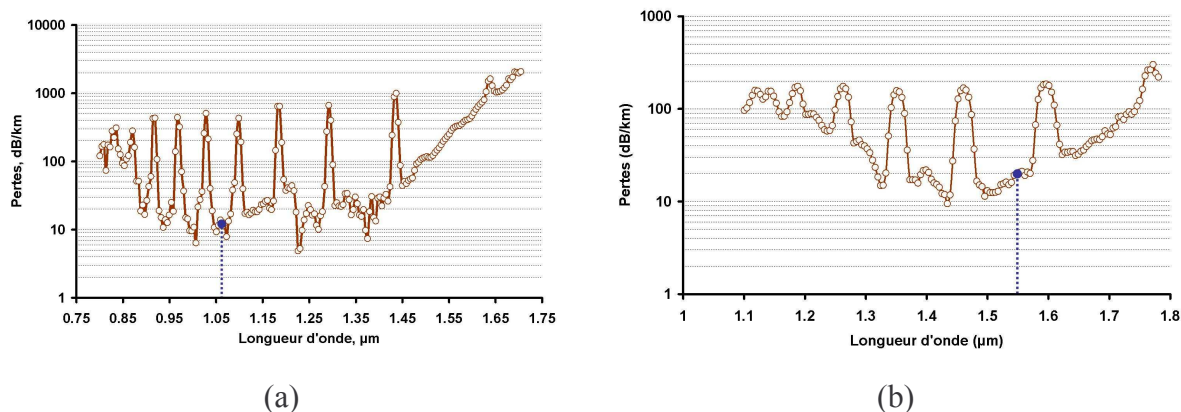
cœur		cristal 1D				fibre	
2a ( $\mu\text{m}$ )	n	couche n°	$\Delta n_i$	$r_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta h_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$\emptyset$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{\text{Travail}}$ (nm)
34,4	$n_{\text{silice}}$	1 (Ge)	0,0147	17,905	1,2	220	1550
		2 (Ge)	0,018	28,805	1,4		
		3 (Ge)	0,0193	40,505	1,79		
		4 (F)	- 0,0037	45,305	5,91		

**Tableau 3.8 :** Paramètres optogéométriques de la fibre BF4. Dans les deux tableaux, les variables  $\Delta n_i$ ,  $r_i$  et  $\Delta h_i$  représentent respectivement la différence indicielle, la position centrale et la largeur à mi-hauteur de la couche n°i.

On remarque que l'épaisseur moyenne des couches d'indice haut est proche de la longueur d'onde de travail souhaité ( $\Delta h_{\text{moyen}} = 1,08 \mu\text{m}$  pour  $\lambda_{\text{Travail}} = 1,064 \mu\text{m}$  et  $\Delta h_{\text{moyen}} = 1,46 \mu\text{m}$  pour  $\lambda_{\text{Travail}} = 1,55 \mu\text{m}$ ). Cela est en accord avec le profil modélisé dans la partie précédente (cf. **figure 3.5**).

### II.3.2. Mesure des spectres d'atténuation

Les spectres d'atténuation de BF3 et BF4 ont été mesurés par la méthode du « cut-back » (cf. **figure 3.33**).



**Figure 3.33** : Spectre d'atténuation mesuré par la technique du « cut-back » par M. Likhachev (FORC). (a) BF3, (b) BF4. La longueur d'onde de travail visée est mise en évidence sur les deux spectres ( $\lambda_{\text{Travail}} = 1,064 \mu\text{m}$  pour BF3 et  $\lambda_{\text{Travail}} = 1,55 \mu\text{m}$  pour BF4).

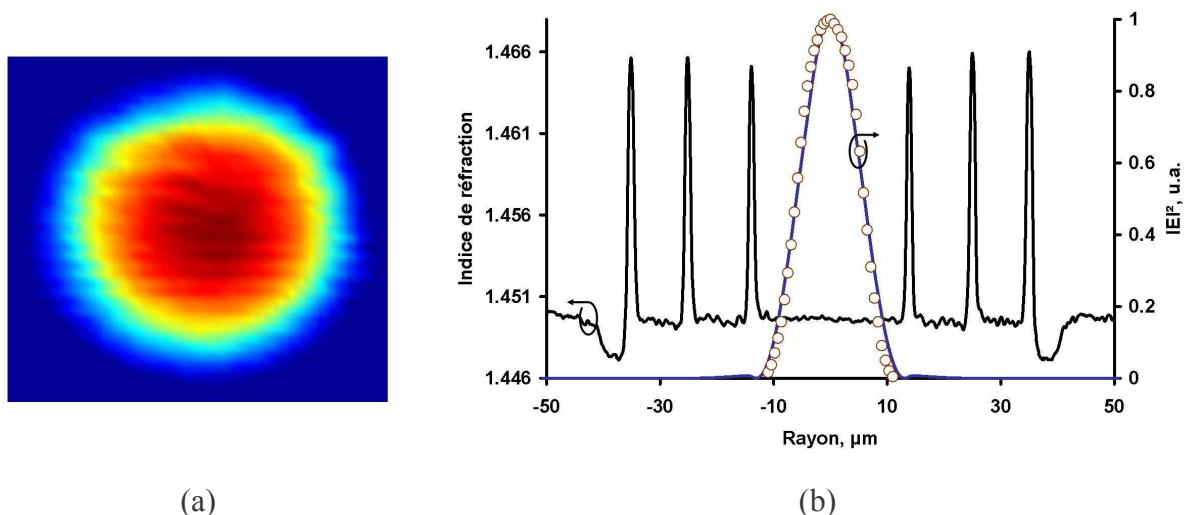
Du fait de la présence du léger saut d'indice  $\Delta n_{\text{coeur}}$  au niveau du cœur de la fibre (dopage au fluor des couches d'indice bas), le spectre d'atténuation est également réduit par des bandes de forte perte ( $> 100 \text{ dB/km}$ ) dues à des couplages entre le mode de Bragg et des modes impairs de type  $\text{LP}_{m,1}$  du premier anneau d'indice haut. La longueur d'onde de travail visée pour chaque fibre appartient bien à une zone spectrale de faible perte (située entre deux remontées successives de forte atténuation). Les pertes de propagation sont proches de  $10 \text{ dB/km}$  à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  pour BF3 et de  $20 \text{ dB/km}$  à  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  pour BF4. On obtient une bande de transmission de  $30 \text{ nm}$  de large autour de  $\lambda_{\text{Travail}}$  pour BF3 et de  $75 \text{ nm}$  pour BF4.

### II.3.3. Observation du caractère monomode et estimation de $A_{\text{eff}}$

L'émission du seul mode de Bragg a été mise en évidence dans BF3 et BF4 à leur longueur d'onde de travail respective et pour une longueur de fibre suffisante (plusieurs mètres).

A titre d'exemple, la **figure 3.34.a** montre le champ proche observé en sortie d'un tronçon de BF3 de longueur  $L = 30 \text{ m}$  (enroulé sur un tambour de rayon  $R = 7,5 \text{ cm}$ ) à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ . Celui-ci a une allure circulaire et ce quelles que soient les conditions d'injection dans la fibre. La distribution de l'intensité du mode de Bragg est mesurée et est comparée sur la **figure 3.34.b** à celle calculée par une analyse scalaire (tenant compte du profil d'indice réel).





**Figure 3.34** : Observation du mode de Bragg dans un tronçon de BF3 ( $L = 30$  m). Seul ce mode est guidé. (a) champ proche observé avec une caméra CCD. (b) comparaison entre la distribution radiale calculée et mesurée de l'intensité du champ électrique du mode de Bragg. La distribution calculée est représentée en trait continu bleu. Les points de mesure sont les cercles rouges.

L'accord entre les distributions radiales calculée et mesurée permet d'assimiler l'aire effective calculée du mode de Bragg à celle du mode observé expérimentalement. Une constatation similaire a été faite pour BF4.

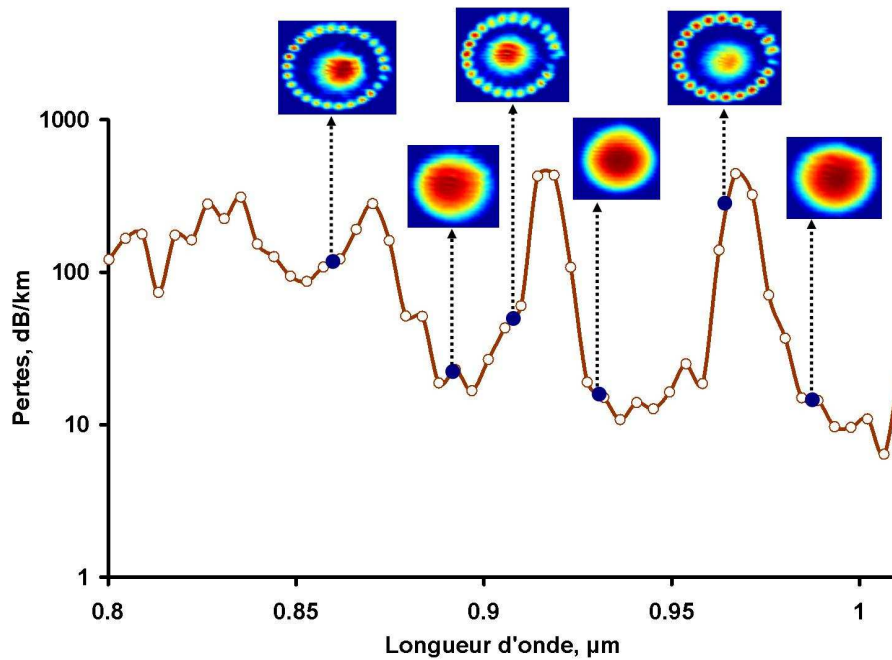
Le **tableau 3.9** résume les caractéristiques du mode de Bragg des deux fibres de Bragg.

Nom de la fibre	$\lambda_{\text{Travail}}$ (nm)	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	Rayon de champ de mode $w_0$ ( $\mu\text{m}$ )	ON (mesurée, cf. montage <b>figure 3.29</b> )
BF3	1064	240	9,5	0,053 +/- 0,02
BF4	1550	500	12,8	non mesurée

**Tableau 3.9** : Caractéristiques du mode de Bragg de BF3 et BF4.

### II.3.4. Observation en champ proche de BF3

Le champ proche a été observé en sortie d'un tronçon de BF3 de longueur  $L = 30$  m (enroulé sur un tambour de rayon  $R = 7,5$  cm) pour différentes longueurs d'onde accessibles par un laser Titane : Saphir fonctionnant en régime continu et émettant sur la plage spectrale  $\lambda \in [850 \text{ nm} ; 1010 \text{ nm}]$  (cf. **figure 3.35**).



**Figure 3.35** : Observation du champ proche en sortie d'un tronçon de BF3 ( $L = 30$  m, enroulé sur un tambour de rayon  $R = 7,5$  cm) pour six longueurs d'onde émises par un laser Titane : Saphir en régime continu : 856 nm, 891 nm, 906 nm, 930 nm, 965 nm et 986 nm.

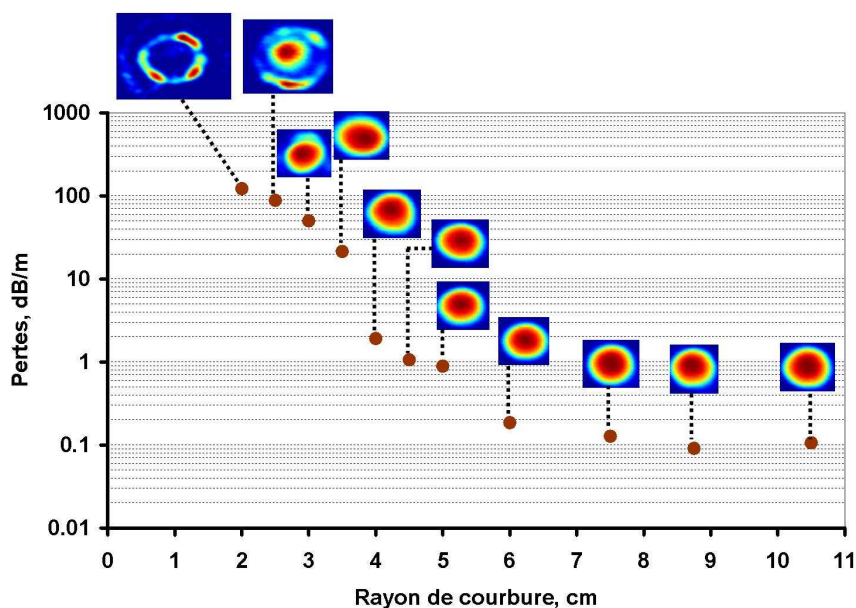
On vérifie ici que les zones de forte atténuation correspondent à un couplage entre le mode de Bragg et un mode impair  $LP_{m,1}$  appartenant à la première couche d'indice haut. A titre d'exemple, les modes impairs concernés sont les modes  $LP_{13,1}$ ,  $LP_{12,1}$  et  $LP_{11,1}$  pour les pics de forte perte comprenant respectivement les longueurs d'onde  $\lambda = 856$  nm,  $\lambda = 906$  nm et  $\lambda = 965$  nm. La répartition de l'énergie présente dans le cœur et dans le premier anneau d'indice haut n'est pas homogène. Cette dissymétrie, due à des perturbations apportées à la fibre (macro- et micro-courbures, variation longitudinale du diamètre externe de la fibre), autorise le couplage entre les deux modes.

Dans les zones de faible perte situées entre deux pics successifs de forte atténuation, une émission monomode sur le mode fondamental est observée.

### II.3.5. Mesure des pertes aux courbures de BF3

Les pertes additionnelles dues aux courbures de BF3 ( $L = 5$  m) ont été mesurées à  $\lambda = 1064$  nm à l'aide du montage décrit sur la **figure 3.30**. Le tronçon de BF3 est suffisamment long pour assurer une émission monomode en sortie de fibre. Ce dernier est enroulé sur différents tambours de rayon  $R$  avec un seul tour. Des précautions sont prises pour

conserver une fibre tendue de part et d'autre du tambour. La **figure 3.36** présente le bilan des mesures effectuées pour  $R \in [2 \text{ cm} ; 10,5 \text{ cm}]$ .



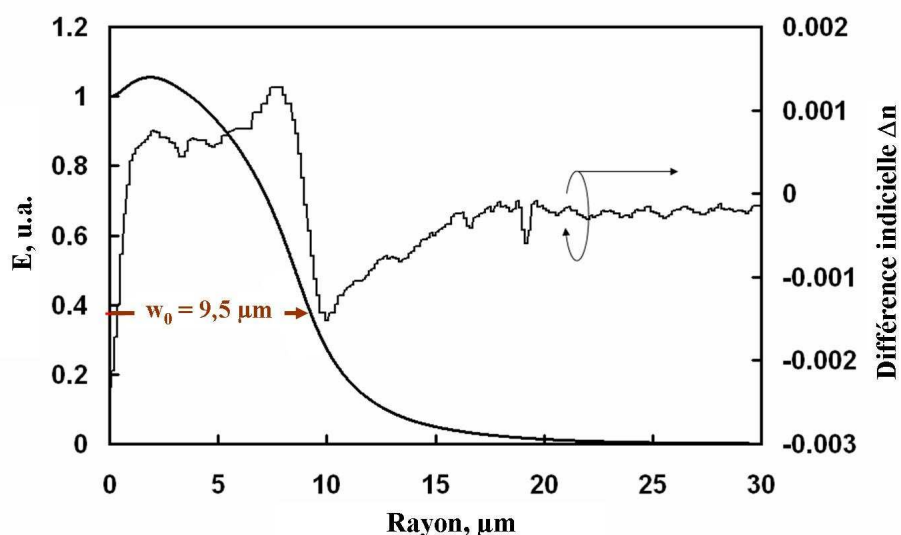
**Figure 3.36** : Mesure des pertes aux courbures de BF3 à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ . Pour chaque  $R$ , le champ proche en sortie de fibre a été observé avec une caméra CCD.

Pour  $R > 6 \text{ cm}$  les pertes dues à la courbure de la fibre restent inférieures à  $0,2 \text{ dB/m}$ . La variation de puissance due à la courbure n'est pas assez importante pour être détectée. Les pertes deviennent supérieures à  $1 \text{ dB/m}$  pour  $R \leq 4,5 \text{ cm}$ . En particulier le rayon de courbure critique  $R_c$  (correspondant à des pertes égales à  $3 \text{ dB/m}$ ) est tel que  $3,5 \text{ cm} \leq R_c \leq 4 \text{ cm}$ . L'émission en sortie de la fibre reste monomode comme le montrent les images du champ proche obtenues à l'aide d'une caméra CCD. Pour  $R < 3 \text{ cm}$ , les modes d'ordre élevé de la première couche d'indice haut sont excités. Le mode de Bragg se couple avec ces modes. L'énergie n'est plus confinée dans le cœur de la fibre. En particulier pour  $R = 2 \text{ cm}$ , l'énergie n'est plus guidée dans le cœur de BF3.

La sensibilité aux courbures de BF3 a alors été comparée à celles de deux autres fibres : une fibre conventionnelle à saut d'indice et une fibre microstructurée air-silice. Dans les deux cas, la fibre présente un rayon de champ de mode et une aire effective comparable à ceux de BF3 (respectivement  $w_0 = 9,5 \mu\text{m}$  et  $A_{\text{eff}} = 240 \mu\text{m}^2$ ).

- Comparaison avec une fibre conventionnelle à saut d'indice :

Une fibre conventionnelle à saut d'indice a été fabriquée par MCVD conjointement par l'ICHPS et le FORC. La **figure 3.37** présente le profil d'indice mesuré de cette fibre ainsi que la distribution du mode fondamental (calculée par une analyse scalaire).



**Figure 3.37** : Profil d'indice mesuré de la fibre conventionnelle à saut d'indice fabriquée. La distribution radiale du champ électrique du mode fondamental calculée à  $\lambda = 1064$  nm est superposée sur le graphique.

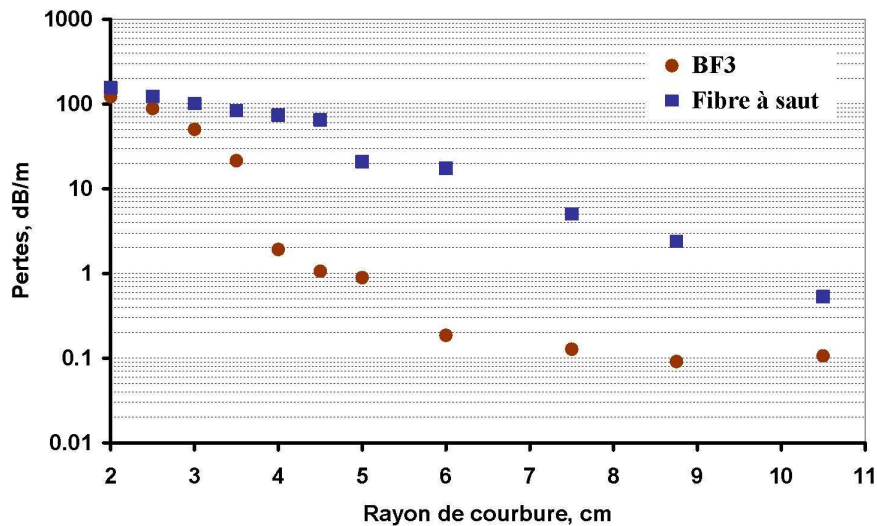
Les caractéristiques optogéométriques de la fibre à saut d'indice sont rassemblées dans le **tableau 3.10** :

cœur			fibre				
$2a$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\Delta n$	$\lambda_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$V$	$\lambda_{\text{Travail}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )
18	9,5	250	$8,8 \cdot 10^{-4}$	1	2,7	1,064	200

**Tableau 3.10** : Paramètres optogéométriques de la fibre à saut d'indice fabriquée.

Cette fibre est définie par un diamètre de cœur valant  $2a = 18 \mu\text{m}$  et une différence indiciale entre le cœur et la gaine  $\Delta n = 8,8 \cdot 10^{-4}$ . Celle-ci est relativement faible pour garantir un caractère monomode. La fréquence spatiale normalisée calculée est égale à  $V = 2,7$ . La fibre est donc légèrement multimode. L'aire effective du mode fondamental ( $A_{\text{eff}} = 250 \mu\text{m}^2$ ) est proche de celle de BF3.

Les pertes additionnelles dues aux courbures de la fibre à saut ont été mesurées à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  en suivant le protocole utilisé pour BF3 (fibre enroulée avec un seul tour sur différents tambours de rayon  $R$ ). Elles sont comparées aux pertes de BF3 sur la **figure 3.38**.

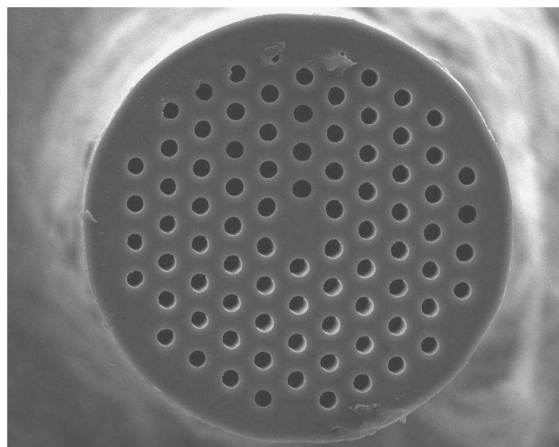


**Figure 3.38** : Comparaison entre les pertes aux courbures mesurées à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  de BF3 et d'une fibre à saut ayant une aire effective pour le mode fondamental similaire.

La fibre à saut d'indice exhibe des pertes aux courbures plus importantes que BF3. Par exemple, pour  $R = 7,5 \text{ cm}$ , les pertes de la fibre à saut d'indice sont de  $5 \text{ dB/m}$  alors que celles de BF3 valent  $0,13 \text{ dB/m}$ . Le rayon de courbure critique (correspondant à des pertes de  $3 \text{ dB/m}$ ) est compris dans l'intervalle  $7,5 \text{ cm} \leq R_c \leq 8,75 \text{ cm}$  ( $3,5 \text{ cm} \leq R_c \leq 4 \text{ cm}$  pour BF3). Le rapport entre les rayons de courbure critiques de la fibre à saut et de BF3 est supérieur à 2.

- Comparaison avec une fibre microstructurée air/silice :

La **figure 3.39** montre la face d'entrée d'une FMAS fabriquée par SILITEC (installé en Suisse) à partir de silice obtenue par la méthode sol-gel.



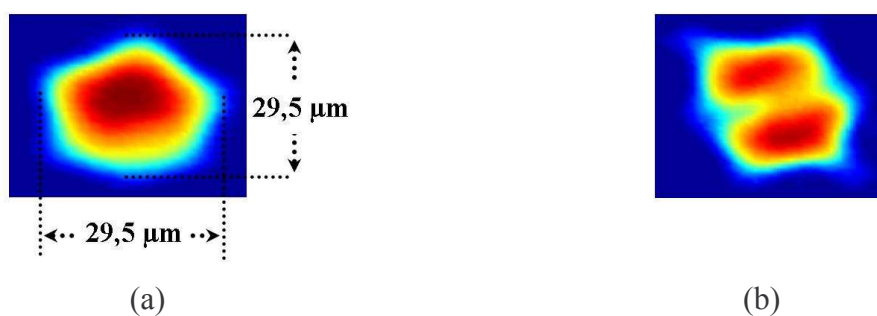
**Figure 3.39** : Image de la section droite de la fibre microstructurée air/silice fabriquée par SILITEC.

Les caractéristiques optogéométriques de la FMAS sont rassemblées dans le **tableau 3.11** :

cœur		fibre				
$2a$ ( $\mu\text{m}$ )	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$d$ ( $\mu\text{m}$ )	$\frac{d}{\Lambda}$	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{\text{Travail}}$ ( $\mu\text{m}$ )
25,7	270	17,14	7,86	0,46	180	1,064

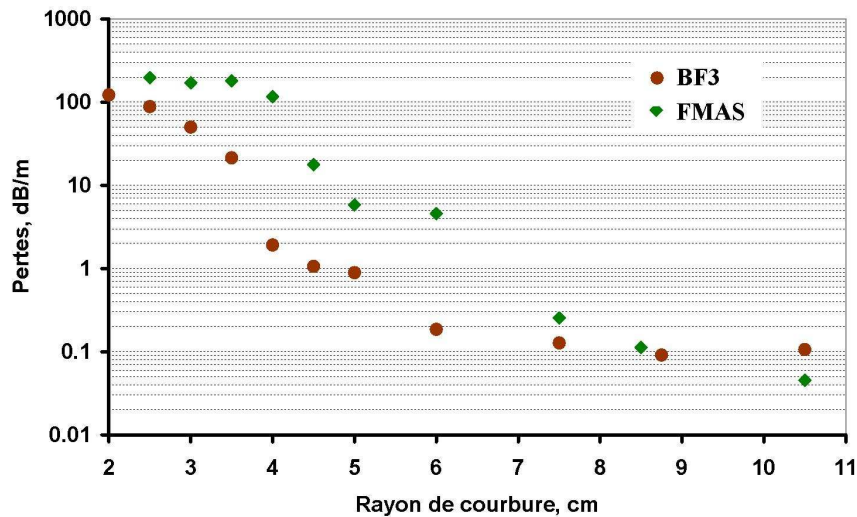
**Tableau 3.11** : Paramètres optogéométriques de la fibre microstructurée air/silice fabriquée par SILITEC.

La FMAS a un diamètre de cœur valant approximativement  $26 \mu\text{m}$ . L'observation du champ proche en sortie d'un tronçon de longueur  $L = 2,5 \text{ m}$  à l'aide d'une caméra CCD montre clairement la présence du mode fondamental et du premier mode d'ordre élevé (cf. **figure 3.40**). L'aire effective du mode fondamental ( $A_{\text{eff}} \sim 270 \mu\text{m}^2$ ) est proche de celle de BF3.



**Figure 3.40** : Comportement modal de la fibre microstructurée air/silice à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ . Les images du champ proche sont obtenues à l'aide d'une caméra CCD en sortie d'un tronçon de longueur  $L = 2,5 \text{ m}$ . (a) mode fondamental. Le diamètre du mode est mesuré et vaut  $29,5 \mu\text{m}$ . (b) mode  $\text{LP}_{11}$ .

Les pertes additionnelles dues aux courbures de la FMAS ont été mesurées à  $\lambda = 1064$  nm toujours en suivant le protocole utilisé pour BF3 (fibre enroulée avec un seul tour sur différents tambours de rayon R). Elles sont comparées aux pertes de BF3 sur la **figure 3.41**.



**Figure 3.41** : Comparaison entre les pertes aux courbures mesurées à  $\lambda = 1064$  nm de BF3 et d'une FMAS ayant une aire effective pour le mode fondamental similaire.

La fibre microstructurée air/silice présente également des pertes aux courbures supérieures à celles de BF3. Par exemple, pour  $R = 5$  cm, les pertes de la FMAS valent 5,8 dB/m alors que celles de BF3 sont autour de 0,9 dB/m. Le rayon de courbure critique (correspondant à des pertes de 3 dB/m) est proche de 6 cm pour la FMAS. Le rapport entre les rayons de courbure critiques de la FMAS et de BF3 est proche de 1,6.

En résumé, les fibres à cristal photonique 1D présentées ci-dessus permettent un transport de la lumière sur un mode unique de propagation pour une longueur de fibre suffisante (plusieurs mètres). Le mode fondamental  $LP_{01}$  est guidé avec des pertes de confinement extrêmement faibles, de l'ordre du dB/km. Leur faible sensibilité aux courbures les rend plus compétitives que des fibres conventionnelles à saut d'indice ou des fibres microstructurée air/silice. En outre, la possibilité d'adapter la structure à plusieurs longueurs d'onde de travail est démontrée. Pour ce faire une homothétie est appliquée au cristal photonique 1D simplement en modifiant le diamètre externe de la fibre lors de sa fabrication. Les propriétés de guidage sont alors conservées.

### III. ETUDE 2 : DEVELOPPEMENT D'UNE FIBRE DE BRAGG PRESENTANT UNE TRES GRANDE AIRE EFFECTIVE

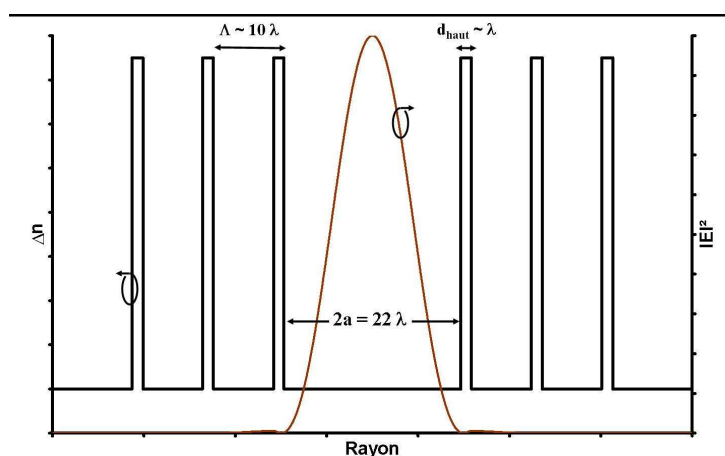
Les fibres de la partie précédente sont caractérisées par des aires effectives moyennes (rapport  $\frac{A_{\text{eff}}}{\lambda^2} \approx 210$ ) et des pertes de confinement autour de 0,01 dB/m.

Dans cette partie, on s'attache au développement d'une fibre de Bragg présentant une aire effective pour le mode fondamental plus importante ( $\frac{A_{\text{eff}}}{\lambda^2} \approx 700$ ) tout en conservant des pertes de propagation acceptables.

#### III.1. Modélisation de la fibre de Bragg

##### III.1.1. Influence de la taille du coeur

La **figure 3.42** reprend le profil d'indice de la fibre de Bragg proposé précédemment (cf. **figure 3.5**). Ce dernier constitue encore une fois notre point de départ.



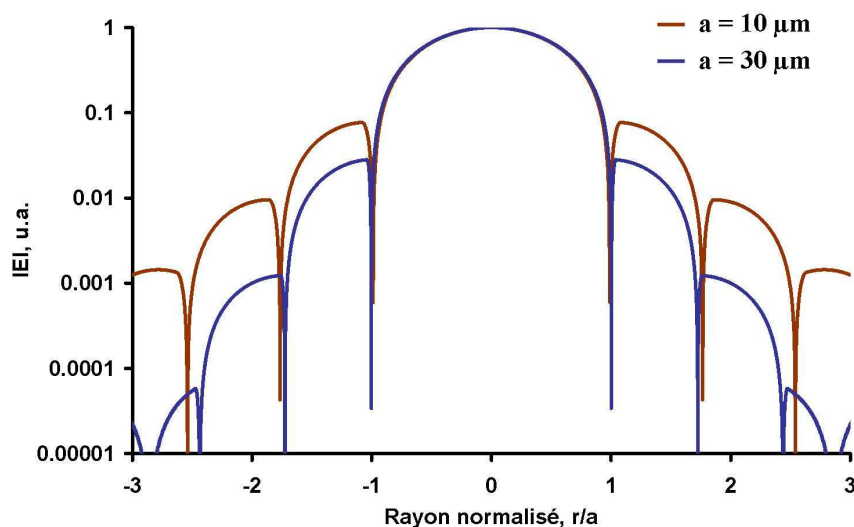
**Figure 3.43** : Profil d'indice théorique de la fibre de Bragg proposée précédemment (cf. **figure 3.5**). Le cœur ainsi que les couches d'indice bas sont constitués de silice pure. La différence indicielle dans le miroir de Bragg est notée  $\Delta n$ . Le nombre de couches d'indice haut est arbitrairement pris égal à 3. La courbe en rouge représente la distribution de l'intensité du mode fondamental calculée par une méthode scalaire.

L'augmentation drastique de l'aire effective  $A_{\text{eff}}$  du mode fondamental peut se faire en élargissant le cœur. Toutefois, lorsque l'on augmente la taille du cœur, l'indice effectif du mode guidé dans la structure augmente et se rapproche de celui du cœur (en l'occurrence de la



silice dans notre cas). Le mode se retrouve ainsi mieux confiné dans la structure. Ce comportement est vrai quel que soit le mode considéré (fondamental ou d'ordre élevé). Il est donc important de s'assurer que les modes d'ordre élevé conservent des pertes suffisantes pour garantir une émission monomode. En outre, la différence indiciale entre le mode fondamental et son mode antisymétrique le plus proche diminue, ce qui tend à favoriser un couplage intermodal.

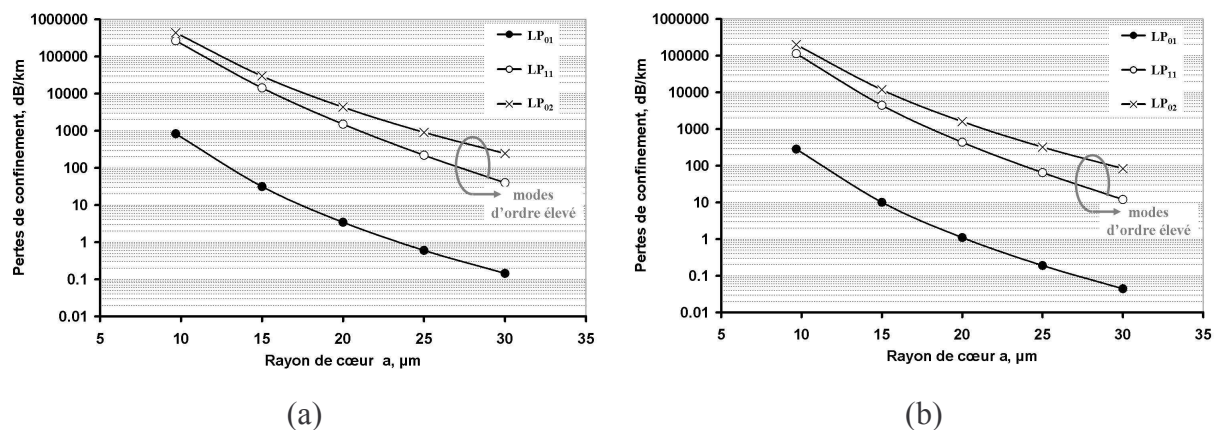
La **figure 3.43** compare la distribution radiale du champ électrique du mode fondamental dans deux fibres ayant un diamètre de cœur égal à  $2a = 20 \mu\text{m}$  et  $2a = 60 \mu\text{m}$ .



**Figure 3.43** : Distribution radiale du champ électrique du mode de Bragg pour deux fibres de Bragg, l'une ayant un cœur de  $2a = 20 \mu\text{m}$  (courbe rouge), l'autre ayant un cœur de  $2a = 60 \mu\text{m}$  (courbe bleue).

La décroissance du champ est plus rapide dans la fibre ayant le diamètre de cœur le plus élevé. Ceci reflète un meilleur confinement du champ.

La **figure 3.44** présente le calcul (réalisé par la méthode des matrices) des pertes de confinement du mode fondamental et des deux premiers modes d'ordre élevé ( $LP_{11}$  et  $LP_{02}$ ) pour des rayons de cœur compris dans l'intervalle  $a \in [10 \mu\text{m} ; 30 \mu\text{m}]$  et ce pour  $\Delta n = 0,01$  et  $\Delta n = 0,015$ .



**Figure 3.44 :** Calculs des pertes de confinement du mode fondamental et des deux premiers modes d'ordre élevé ( $LP_{11}$  et  $LP_{02}$ ) en fonction du rayon de cœur «  $a$  » de la fibre schématisée sur la **figure 3.42**. (a)  $\Delta n = 0,01$  ; (b)  $\Delta n = 0,015$ .

La diminution des pertes du mode fondamental lorsque la taille du cœur augmente apparaît clairement sur la **figure 3.44**. Celles des modes d'ordre élevé sont également affectées. Elles diminuent dans des proportions comparables à celles du mode fondamental (cf. **tableau 3.12**).

$2a$ ( $\mu\text{m}$ )	Pertes de confinement (dB/km)	
	Mode fondamental	Modes d'ordre élevé ( $LP_{11}$ et $LP_{02}$ )
20	285	> 100000
60	< 0,1	< 100

**Tableau 3.12 :** Comparaison des pertes du mode fondamental et des deux premiers modes d'ordre élevé pour deux diamètres de cœur (dans le cas où  $\Delta n = 0,015$ ).

Pour  $2a = 20 \mu\text{m}$ , les pertes des modes d'ordre supérieur sont suffisamment élevées pour permettre une propagation monomode quelle que soit la longueur du tronçon utilisée (dans les limites des pertes du mode fondamental). Pour  $2a = 60 \mu\text{m}$ , les pertes des modes  $LP_{11}$  et  $LP_{02}$  deviennent inférieures à 100 dB/km. Les trois ordres de grandeur séparant les pertes du mode fondamental de celles des modes d'ordre supérieur autorisent alors une propagation monomode sur de très grandes distances ( $L \sim 1 \text{ km}$ ). En revanche, sur des tronçons de longueur plus courte (de l'ordre d'une dizaine de mètres, correspondant aux longueurs de fibre usuelles pour des applications lasers), la fibre est multimode. Il est donc difficile d'allier un cœur de silice large et une émission monomode sur le mode fondamental en sortie de quelques mètres de fibre.

Un autre facteur est également à prendre en compte concernant l'élargissement du cœur. Il s'agit de la taille du cristal photonique 1D qui en découle. Le cœur de la structure étant constitué du même matériau que les couches d'indice bas, l'optimisation du cristal photonique 1D donne lieu à un pas de la structure proche du rayon du cœur. Ainsi, pour une fibre définie par  $2a = 60 \mu\text{m}$  et un nombre de couches d'indice haut égal à  $N = 3$ , le dernier résonateur haut indice est positionné à plus de  $70 \mu\text{m}$  du centre de la structure. La fabrication d'une telle fibre peut devenir délicate notamment pour garantir la régularité des épaisseurs des couches d'indice haut.

Un compromis est donc nécessaire entre la taille du cœur permettant d'accroître l'aire effective du mode fondamental, la garantie d'une émission monomode en sortie de fibre, et la faisabilité de la structure d'un point de vue technologique.

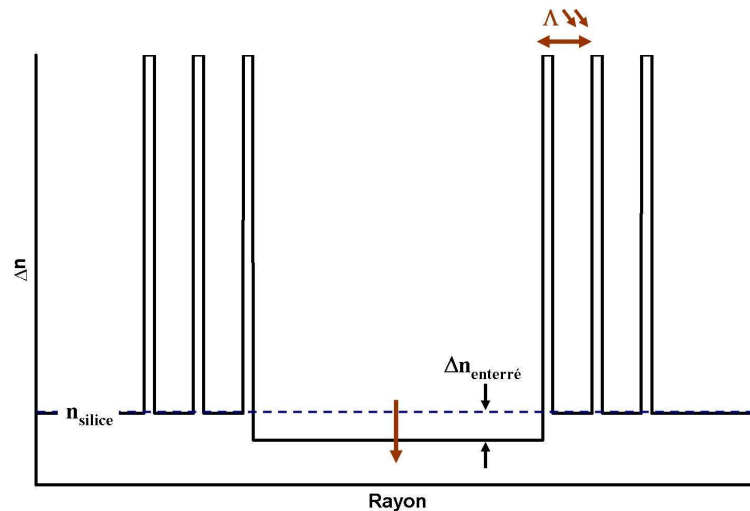
Le diamètre du cœur ainsi que la différence indicielle  $\Delta n$  retenus pour la suite de l'étude valent respectivement  $2a = 40 \mu\text{m}$  et  $\Delta n = 0,01$ . D'après la **figure 3.44.a**, un tel choix permet de combiner un large cœur et des pertes pour les modes d'ordre élevé supérieures à 1 dB/m.

### III.1.2. Influence de l'indice du cœur

Une optimisation du profil d'indice est nécessaire pour palier les deux difficultés énoncées ci-dessus (caractère multimode sur de faibles longueurs de fibre et taille importante du cristal photonique). Une solution envisagée ici est d'abaisser l'indice du cœur par un dopage au fluor. Le mécanisme de guidage (de type ARROW) permet en effet d'avoir un cœur enterré par rapport au reste de la structure (cf. **figure 45**). On note  $\Delta n_{\text{enterré}}$  la différence indicielle entre le cœur et la silice pure constituant les couches d'indice bas.

- Réduction de la taille du cristal photonique 1D :

Le fait d'enterrer le cœur implique la diminution des épaisseurs des couches d'indice haut et bas (cf. équations 3.2, 3.7 et 3.8 établies précédemment). Le pas  $\Lambda$  du cristal 1D diminue donc avec l'augmentation de  $\Delta n_{\text{enterré}}$  (cf. **figure 3.45**).

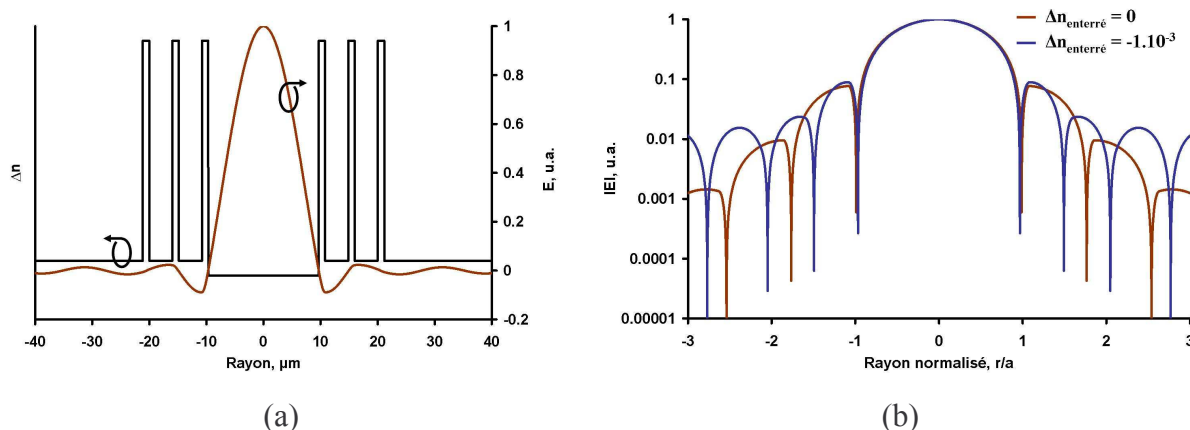


**Figure 3.45** : Profil d'indice d'une fibre de Bragg présentant un cœur enterré par rapport à la silice. L'augmentation de  $\Delta n_{\text{enterré}}$  (différence d'indice entre le cœur dopé au fluor et la silice pure) implique une réduction de la taille du cristal photonique 1D.

Il est ainsi possible d'envisager une fibre présentant un diamètre de cœur important ( $40 \mu\text{m}$  par exemple) et conservant un diamètre externe égal à celui des fibres conventionnelles utilisées en télécommunication ( $125 \mu\text{m}$ ).

- Discrimination des modes d'ordre élevé :

Le pas  $\Lambda$  du réseau n'étant plus de taille semblable au rayon du cœur, le cristal 1D ne permet pas un confinement optimal de l'énergie (cf. équation 2.17 établie dans le chapitre précédent). Les pertes de confinement des modes guidés sont donc nécessairement plus élevées. A titre d'exemple, la **figure 3.46.a** montre la distribution radiale du champ électrique du mode fondamental dans une telle structure. Les oscillations du champ électrique dans le cristal sont plus importantes que dans une fibre ayant un cœur au même niveau que les couches d'indice bas (cf. **figure 3.46.b**).

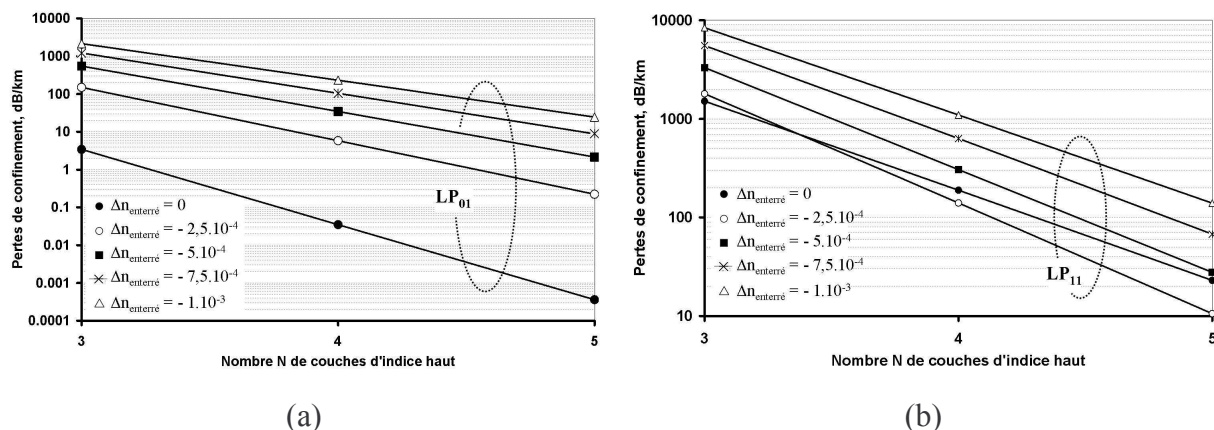


**Figure 3.46 :** (a) profil d'indice et distribution radiale du champ électrique du mode fondamental dans une fibre ayant un cœur enterré. Les fortes oscillations du champ électrique traduisent des pertes de confinement plus importantes que dans une structure où le cœur est fait de silice pure. (b) comparaison entre la distribution radiale du champ électrique du mode fondamental pour deux fibres de Bragg, l'une ayant un cœur fait de silice pure ( $\Delta n_{\text{enterré}} = 0$ , courbe rouge), l'autre ayant un cœur enterré par rapport à la silice ( $\Delta n_{\text{enterré}} = -1.10^{-3}$ , courbe bleue).

Il devient alors possible de modéliser une structure ayant un large cœur ( $2a = 40 \mu\text{m}$ ) dans laquelle les pertes des modes d'ordre supérieur sont suffisamment élevées pour les évacuer sur de très faibles longueurs de fibre ( $L \sim 10 \text{ m}$ ). L'émission du seul mode fondamental peut ainsi avoir lieu en sortie. Ce dernier doit toutefois conserver des pertes acceptables ( $\sim 0,1 \text{ dB/m}$ ).

### III.1.3. Choix de $N$ et $\Delta n_{\text{enterré}}$

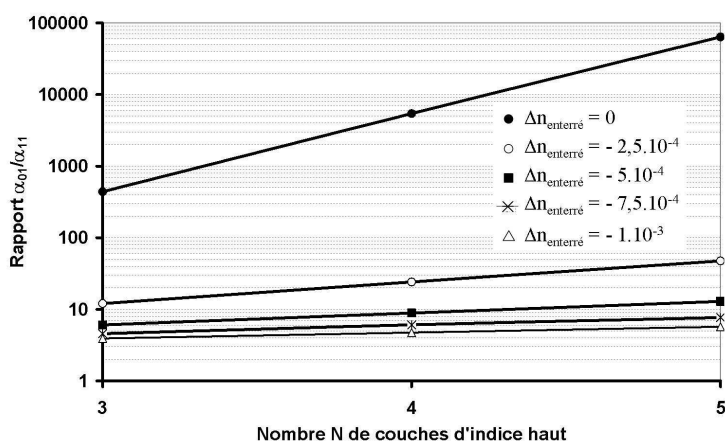
La **figure 3.47** présente les pertes de confinement du mode fondamental et du mode  $LP_{11}$  calculées en fonction de  $N$  (nombre de couches d'indice haut) et ce pour plusieurs indices du cœur. On rappelle que  $2a = 40 \mu\text{m}$  et  $\Delta n = 0,01$  (choix précédent).



**Figure 3.47** : Calcul des pertes de confinement en fonction de N dans une fibre de Bragg dont le cœur est enterré par rapport à la silice pure. La fibre est caractérisée par  $2a = 40 \mu\text{m}$  et  $\Delta n = 0,01$ . Le calcul est mené pour différentes valeurs de  $\Delta n_{\text{enterré}}$ . (a) mode fondamental. (b) mode LP<sub>11</sub>.

On constate que les pertes des modes diminuent avec l'augmentation de N (un tel comportement a déjà été évoqué dans la partie précédente, cf. **figure 3.7**). En outre, pour une valeur de N fixée, elles augmentent avec la diminution de l'indice du cœur (autrement dit avec l'augmentation de  $\Delta n_{\text{enterré}}$  en valeur absolue).

Pour notre étude, on choisit arbitrairement de prendre  $N=3$  afin de faciliter l'étape de fabrication (difficulté de respecter les paramètres optogéométriques visés pour N élevé). Concernant l'enterrement du cœur par rapport à la silice pure, la différence indicielle retenue est  $\Delta n_{\text{enterré}} = -1 \cdot 10^{-3}$ . Elle permet d'assurer des pertes pour le mode LP<sub>11</sub> relativement élevés ( $> 8 \text{ dB/m}$ ). Celles du mode fondamental sont estimées à 2,1 dB/m. Le rapport d'atténuation modale  $\frac{\alpha_{11}}{\alpha_{01}}$  est dans ce cas égal à 4 (cf. **figure 3.48**).

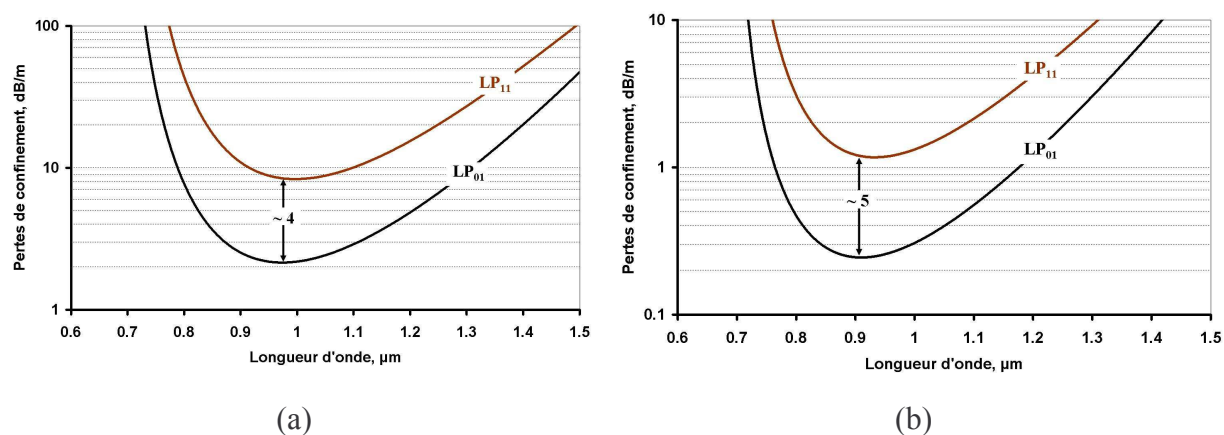


**Figure 3.48** : Calcul du rapport d'atténuation modale  $\frac{\alpha_{01}}{\alpha_{11}}$  en fonction de N et de  $\Delta n_{\text{enterré}}$ .

### III.1.4. Ajout d'une dépression d'indice

Les pertes de confinement calculées pour le mode fondamental (2,1 dB/m) sont très élevées pour l'application visée (émission monomode en sortie de plusieurs mètres de fibre). L'ajout d'une dépression d'indice (dopage de la silice avec du fluor) à la suite de la dernière couche d'indice haut du miroir de Bragg devrait les abaisser tout en conservant un rapport d'atténuation modale  $\frac{\alpha_{11}}{\alpha_{01}}$  suffisant pour assurer une propagation monomode [BROD. 99 - VIALE 06]. A titre d'exemple, une dépression d'indice définie par une largeur de  $5 \mu\text{m}$  et une différence indicielle  $\Delta n = -1,5 \cdot 10^{-3}$  permet d'obtenir  $\alpha_{01} = 0,24 \text{ dB/m}$  et  $\alpha_{11} = 1,2 \text{ dB/m}$  ( $\frac{\alpha_{11}}{\alpha_{01}} \approx 5$ ).

La figure 3.49 compare les pertes de confinement du mode fondamental et du mode  $LP_{11}$  calculées en fonction de la longueur d'onde pour le profil d'indice avec ou sans la présence de la dépression d'indice.



**Figure 3.49** : Pertes de confinement du mode fondamental et du mode  $LP_{11}$  calculées en fonction de la longueur d'onde. (a) sans la dépression d'indice ( $\frac{\alpha_{11}}{\alpha_{01}} \sim 4$ ). (b) avec la dépression d'indice

$$\left(\frac{\alpha_{11}}{\alpha_{01}} \sim 5\right).$$

On distingue ici la première bande interdite ouverte par le cristal 1D de la structure. La remontée des pertes dues à la coupure du mode  $LP_{02}$  guidé dans le premier résonateur haut indice se situe autour de  $\lambda \approx 0,7 \mu\text{m}$ .

Les paramètres optogéométriques de la fibre ainsi modélisée sont résumés dans le **tableau 3.13** (ce dernier n'intègre pas les deux couches d'indice bas constituées de silice pure).

cœur			cristal 1D (4 couches dopées)				fibre	
2a ( $\mu\text{m}$ )	n	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	couche $n^{\circ}$	$\Delta n_i$	$r_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{\text{haut}}^i$	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{\text{Travail}}$ (nm)
40	$n_{\text{silice}} - 1.10^{-3}$	600	1 (Ge)	0,01	20	1,3423	125	1064
			2 (Ge)	0,01	26,16	1,4068		
			3 (Ge)	0,01	32,327	1,4296		
			4 (F)	$- 1,5.10^{-3}$	33,757	5		

**Tableau 3.13** : Paramètres optogéométriques de la fibre de Bragg modélisée. Les variables  $\Delta n_i$ ,  $r_i$  et  $d_{\text{haut}}^i$  représentent respectivement la différence indicelle, la position et la largeur de la couche d'indice haut  $n^{\circ}i$ .

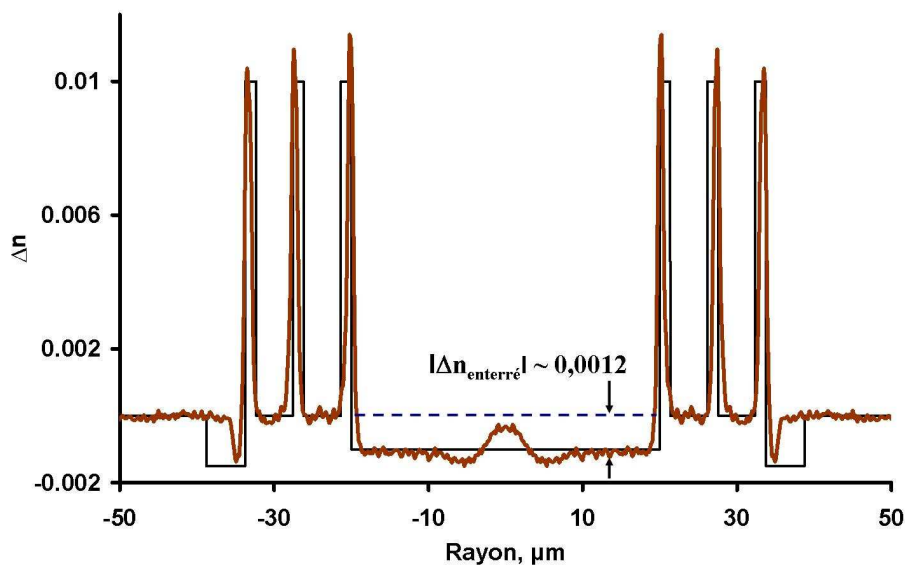
## III.2. Fabrication et caractérisation de la fibre de Bragg à grande aire effective

Une préforme (nommée P3) a été fabriquée par MCVD à l'ICHPS en se basant sur les données du **tableau 3.13**. Le cœur est dopé au fluor de manière à abaisser son indice. Un fibrage à un diamètre externe de 125  $\mu\text{m}$  a ensuite été réalisé au FORC. La fibre ainsi obtenue est nommée BF5.

### III.2.1. Mesure du profil d'indice

La **figure 3.50** compare le profil d'indice théorique établi précédemment (cf. **tableau 3.13**) à celui mesuré de BF5.





**Figure 3.50** : Profil d'indice mesuré de BF5 comparé à celui modélisé précédemment. Le cœur est enterré par rapport à la silice ( $\Delta n_{\text{enterré}} \sim -1,2 \cdot 10^{-3}$ ).

Le cœur de la fibre présente un léger saut d'indice en son centre. Ce saut est imputé à une évaporation des ions fluor lors du rétreint de la préforme (constituant la dernière étape de sa fabrication). La position et les épaisseurs des couches d'indice haut correspondent au profil théorique. La dépression d'indice accolée à la dernière couche d'indice haut du cristal photonique est beaucoup plus étroite que celle souhaitée. Le rapport entre sa largeur mesurée et celle attendue est supérieur à 6. On peut donc s'attendre à ce que son influence soit fortement affectée. Dans la suite, on négligera sa présence. Les comparaisons avec les résultats obtenus dans l'étude théorique ci-dessus se feront en considérant le profil d'indice modélisé (cf. **tableau 3.13**) sans la dépression d'indice.

Les paramètres optogéométriques de BF5 sont résumés dans le **tableau 3.14** (ce dernier n'intègre pas les deux couches d'indice bas constituées de silice pure).

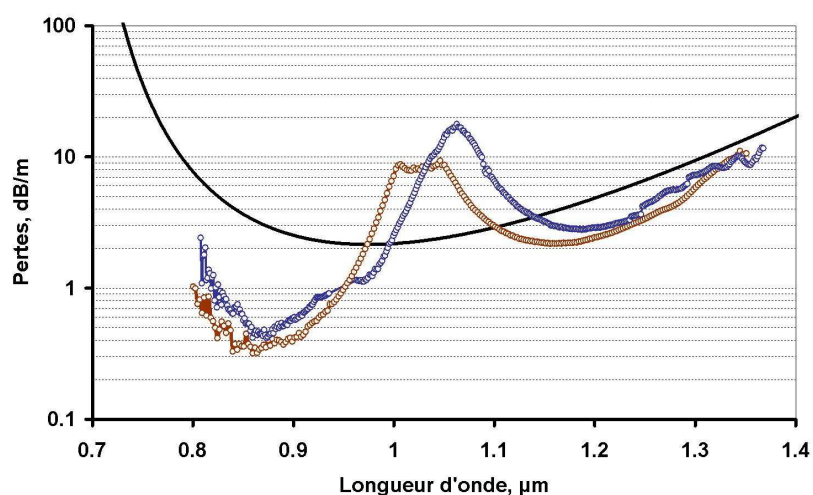
cœur		cristal 1D (4 couches dopées)				fibres
2a ( $\mu\text{m}$ )	n	couche $n^{\circ}i$	$\Delta n_i$	$r_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta h_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )
40	$n_{\text{silice}} - 0,00116$	1 (Ge)	0,01137	20,235	0,805	125
		2 (Ge)	0,01087	27,483	0,805	
		3 (Ge)	0,01032	33,523	1,007	
		4 (F)	-0,00137	34,933	0,805	

**Tableau 3.14** : Paramètres optogéométriques de BF5. Les variables  $\Delta n_i$ ,  $r_i$  et  $\Delta h_i$  représentent respectivement la différence indicielle, la position centrale et la largeur à mi-hauteur de la couche  $n^{\circ}i$ .

L'épaisseur des couches haut indice est régulière et vaut approximativement  $0,87 \mu\text{m}$ . Cette valeur est proche de la longueur d'onde d'atténuation minimale de la bande spectrale calculée précédemment (cf. **figure 3.49.b**).

### III.2.2. Mesure du spectre d'atténuation

Le spectre d'atténuation de BF5 a été mesuré par la méthode du « cut-back » (cf. schéma expérimental présenté sur la **figure 3.14**). Deux séries de mesure ont été effectuées en utilisant à chaque fois un tronçon de 3 m. La fibre est tendue lors de la mesure afin de limiter les pertes additionnelles dues aux courbures (apparaissant importantes). Les deux spectres d'atténuation ainsi obtenus sont comparés sur la **figure 3.51** aux pertes de confinement du mode fondamental calculées dans la structure idéale (sans la dépression d'indice) (cf. **figure 49.a**).



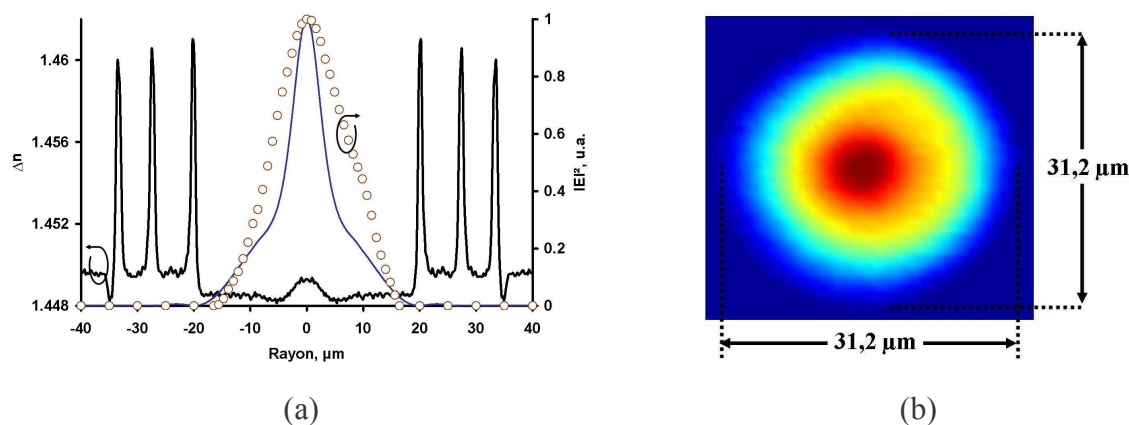
**Figure 3.51** : Mesure du spectre d'atténuation d'un tronçon de BF5 de longueur  $L = 3 \text{ m}$ . Deux séries de mesure ont été faites (cercles rouges : FORC et cercles bleus : Xlim). La courbe noire est celle de la **figure 49.a** (pertes de confinement du mode fondamental calculées dans la structure idéale sans la dépression d'indice accolée à la dernière couche d'indice haut).

Les spectres mesurés montrent l'apparition de deux bandes distinctes de faible atténuation. Celles-ci présentent un minimum de perte à  $\lambda = 0,86 \mu\text{m}$  et à  $\lambda = 1,155 \mu\text{m}$  valant respectivement  $0,319 \text{ dB/m}$  et  $2,18 \text{ dB/m}$ . La bande interdite attendue par le calcul est altérée par la présence d'une remontée de perte centrée autour de  $\lambda = 1,03 \mu\text{m}$ . En outre, le niveau de perte mesuré est plus faible que celui de la structure idéale. Les bords de bande situés autour

de  $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,35 \mu\text{m}$  correspondent tout de même à ceux de la bande interdite fondamentale calculée (courbe noire sur la **figure 3.51**).

### III.2.3. Observation du caractère monomode et estimation de l'aire effective

Le comportement modal de BF5 a été observé dans la bande spectrale de plus faible atténuation (centrée sur  $\lambda = 0,86 \mu\text{m}$ ). La source utilisée est un laser Titane : Saphir fonctionnant en régime continu et l'image du champ proche est réalisée à l'aide d'une caméra CCD. Au cours de la caractérisation, une forte sensibilité aux courbures est mise en évidence. Elle sera étudiée quantitativement ultérieurement. Des précautions sont alors prises pour maintenir la fibre tendue. Pour des tronçons de BF5 de courte longueur ( $L \sim 40 \text{ cm}$ ), le mode fondamental ainsi que le premier mode d'ordre élevé ont été identifiés. Une émission monomode sur le mode fondamental est obtenue pour des tronçons de longueur plus importante ( $L \sim 2 \text{ m}$ ) et ce quelles que soient les conditions d'injection. Le caractère asymptotiquement monomode est ainsi démontré. La **figure 3.52** montre la répartition de l'intensité du mode de Bragg en sortie d'un tronçon de longueur  $L = 2 \text{ m}$  à  $\lambda = 0,86 \mu\text{m}$ .



**Figure 3.52** : Observation du champ proche en sortie d'un tronçon de BF5 de longueur  $L = 2 \text{ m}$  à  $\lambda = 0,86 \mu\text{m}$ . (a) comparaison de la distribution radiale de l'intensité du champ électrique du mode  $LP_{01}$  calculée (trait continu bleu) et mesurée (cercles rouges). (b) image du mode fondamental obtenue à l'aide d'une caméra CCD. Le champ proche observé est circulaire et son diamètre mesuré à sa base vaut  $31,2 \mu\text{m}$ .

La répartition de l'intensité observée sur l'image du champ proche (cf. **figure 3.52.b**) a une allure circulaire. Le diamètre du mode mesuré à sa base est égal à  $31,2 \mu\text{m}$ . Il est inférieur au diamètre du cœur valant  $2a = 40 \mu\text{m}$ . Contrairement au mode de Bragg observé dans les fibres

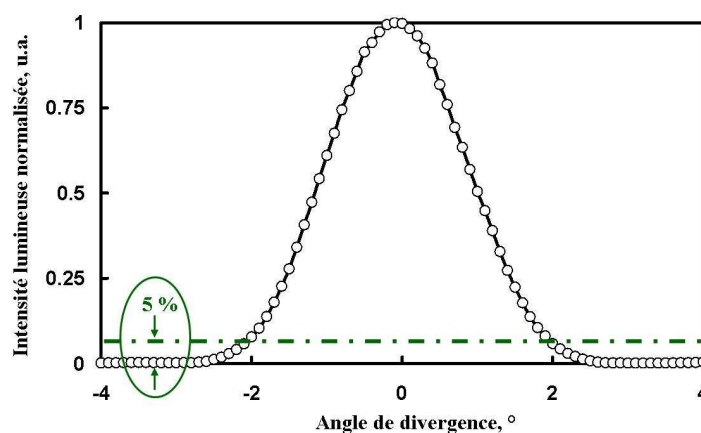
précédentes, la localisation de l'énergie semble moins étendue spatialement. Le maximum d'intensité est concentré sur une faible surface en regard de la taille du spot.

La **figure 3.52.a** compare la distribution de l'intensité du mode de Bragg mesurée et calculée (par une analyse scalaire, en tenant compte du profil d'indice réel). Il s'avère que cette distribution a une allure triangulaire et non gaussienne. Cette répartition exotique du mode de Bragg est imputée à la présence du faible saut d'indice au centre du cœur de la fibre. De plus, la distribution calculée présente une discontinuité vers  $|E|^2 \approx 0,3$ . L'influence du saut d'indice apparaît ici clairement. Cette discontinuité n'est pas aussi brutale sur la mesure du mode de Bragg du fait de la faible linéarité de la caméra CCD utilisée.

Une conséquence directe de l'allure triangulaire de la distribution de l'intensité du mode fondamental est la réduction de son aire effective. Une valeur égale à  $A_{\text{eff}} = 600 \mu\text{m}^2$  était attendue pour un mode gaussien. L'aire effective calculée pour la distribution triangulaire est proche de  $A_{\text{eff}} = 530 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 0,86 \mu\text{m}$ , soit une réduction de 13 % par rapport à la valeur désirée.

### III.2.4. Mesure de l'ouverture numérique

L'ouverture numérique d'un tronçon de BF5 ( $L = 4 \text{ m}$ ) a été mesurée à  $\lambda = 850 \text{ nm}$ . Au cours de l'expérience, la fibre est maintenue parfaitement droite pour éviter une déformation du mode de Bragg en sortie de la fibre due à la forte sensibilité aux courbures. La **figure 3.53** montre la puissance mesurée en sortie de BF5 en fonction de l'angle de divergence.

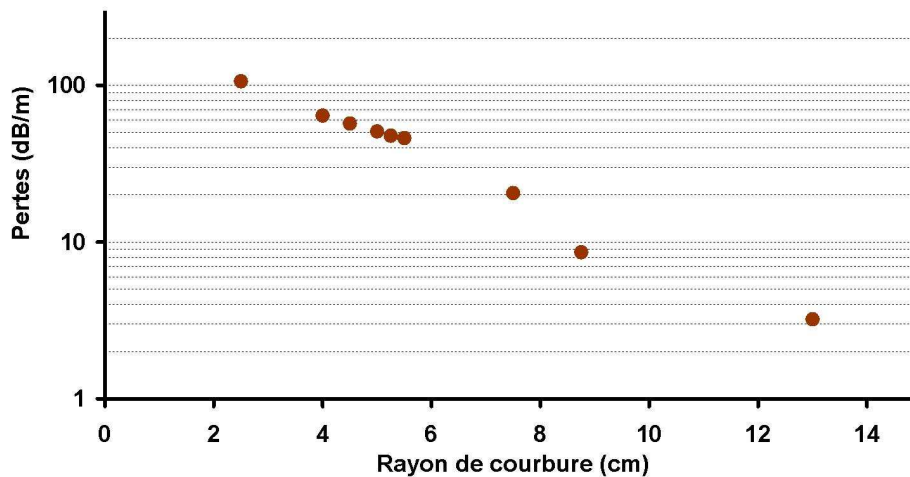


**Figure 3.53** : Mesure de la divergence de BF5 à  $\lambda = 850 \text{ nm}$ . Le trait discontinu vert met en évidence l'angle de divergence pour lequel la puissance maximale a chuté de 95 %.

La distribution du champ lointain observée sur la **figure 3.53** a bien une allure gaussienne malgré la forme triangulaire du mode de Bragg en champ proche. L'angle de divergence maximale (chute de 95 % en échelle linéaire de la puissance) vaut  $\theta_{\text{div}}^{\text{max}} \approx 2,063^\circ$ . L'ouverture numérique de BF5 est alors égale à  $\text{ON} = 0,036 \pm 0,002$ .

### III.2.5. Mesure des pertes aux courbures

Les pertes additionnelles dues aux courbures de BF5 ont été mesurées à  $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$ . Le tronçon, de longueur  $L = 3 \text{ m}$ , est enroulé sur différents tambours de rayon  $R$  avec un seul tour. La fibre est maintenue droite de part et d'autre du tambour. La **figure 3.54** présente le bilan des mesures effectuées pour  $R \in [2,5 \text{ cm} ; 13 \text{ cm}]$ .



**Figure 3.54 :** Mesure des pertes aux courbures de BF5 à  $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$ .

Les pertes aux courbures de BF5 deviennent supérieures à 10 dB/m pour  $R \leq 9 \text{ cm}$ . La forte sensibilité aux courbures de BF5 observée lors de son utilisation est ainsi quantifiée. Le rayon de courbure critique (correspondant à des pertes de 3 dB/m) est égal à  $R_c = 13 \text{ cm}$ .

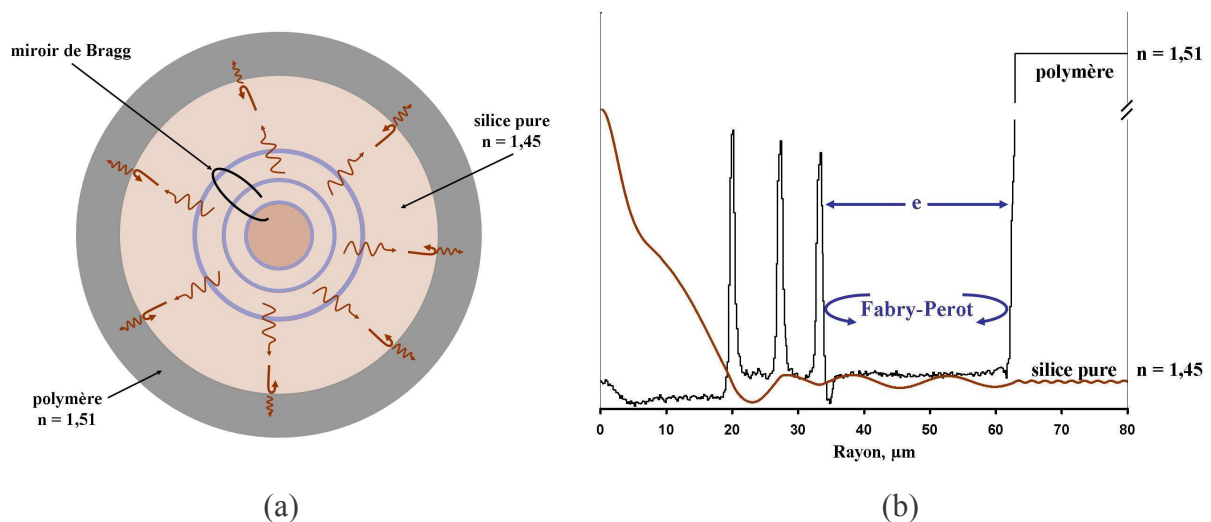
### III.2.6. Interprétation du pic de forte perte apparaissant sur le spectre d'atténuation

Dans les fibres optiques dont le mécanisme de guidage est basé sur la réflexion totale interne, la distribution radiale du champ électrique du mode fondamental s'annule rapidement à la suite de la transition cœur/gaine (exponentielle décroissante). Peu d'énergie arrive donc

jusqu'au polymère haut indice ( $n = 1,51$ ) recouvrant la fibre. Cette gaine mécanique, hormis le fait d'éliminer les modes d'ordre élevé se propageant dans la gaine silice, n'a que peu d'incidence sur le comportement spectral de la fibre. Dans la plupart des cas, elle n'est donc pas prise en considération dans les études théoriques.

Dans une fibre guidant la lumière par effet de bande interdite photonique, les modes sont guidés à fuite. Autrement dit, une partie de l'énergie envoyée et guidée dans le cœur atteint malgré tout le polymère recouvrant la fibre lors de la propagation. Cela se traduit par les pertes de confinement. Dans la structure étudiée ici, ces pertes sont importantes ( $\sim 0,3$  dB/m). Le polymère peut alors perturber le comportement spectral de la fibre.

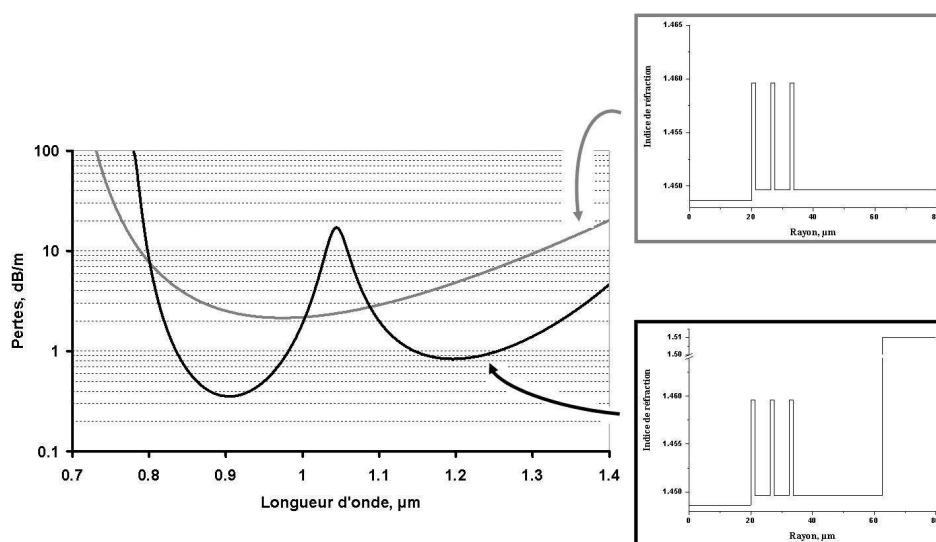
La **figure 3.55** montre une représentation schématique de la section droite de BF5 comprenant le polymère. La différence indicielle entre ce dernier et la gaine externe entourant le miroir de Bragg (constituée de silice pure) est relativement élevée ( $n_{\text{polymère}} - n_{\text{silice}} \approx 1,51 - 1,45 = 0,06$ ). Par conséquent le coefficient de réflexion attribué à la transition silice/polymère est important. Celle-ci peut être vue comme un miroir. La zone de silice pure constituant la gaine externe est alors comprise entre deux réflecteurs : le miroir de Bragg d'un côté et l'interface silice/polymère de l'autre. La gaine externe de la fibre peut être comparée à une cavité Fabry-Perot comme le montre la **figure 3.55.b**. Cette cavité est définie par son épaisseur notée « e ».



**Figure 3.55** : Représentation schématique du rôle de la gaine polymère servant à protéger mécaniquement la fibre. (a) la forte différence indicielle entre le polymère et la gaine externe faite de silice pure se traduit par un fort coefficient de réflexion au niveau de l'interface silice/polymère. (b) la gaine externe peut être assimilée à une cavité Fabry-Perot. Les deux réflecteurs fermant la cavité sont respectivement le cristal photonique 1D et l'interface silice/polymère. L'épaisseur de la cavité est notée e.

La cavité de Fabry-Perot ainsi obtenue présente une réponse spectrale périodique. La période, appelée intervalle spectral libre (ISL), est directement liée à l'épaisseur « e » de la cavité. L'énergie alors transmise par la cavité se retrouve dans le cœur de la fibre et peut y interférer constructivement. Une conséquence directe attendue est une surmodulation de la réponse spectrale donnée par le miroir de Bragg.

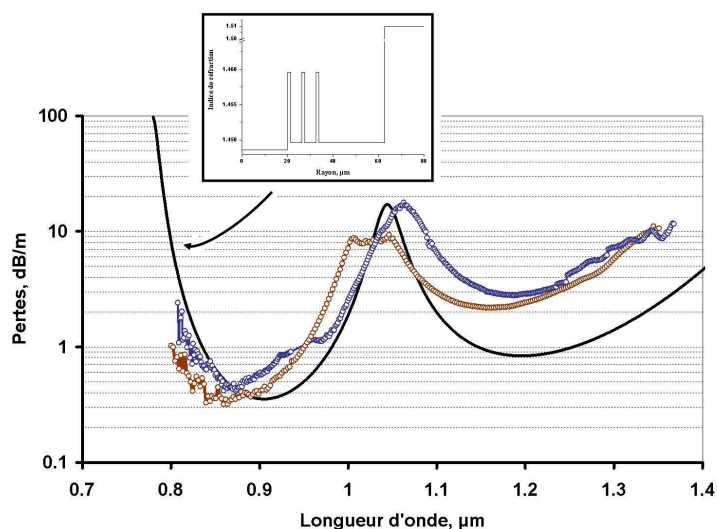
Les pertes de confinement du mode fondamental ont été calculées en considérant le profil d'indice modélisé précédemment (cf. **tableau 3.13**) auquel est ajouté le polymère d'indice  $n = 1,51$ . On rappelle que la dépression d'indice, accolée à la dernière couche du miroir de Bragg, n'est pas prise en compte. Le résultat est comparé sur la **figure 3.56** au calcul fait en considérant une gaine externe (silice pure) infinie (déjà présenté sur la **figure 3.49.a**).



**Figure 3.56** : Calcul des pertes de confinement du mode fondamental basé sur le profil d'indice modélisé précédemment (cf. **tableau 3.13**). La dépression d'indice accolée à la dernière couche d'indice haut n'est pas prise en compte. Le calcul est fait en considérant une gaine externe infinie (courbe grise) et en considérant le polymère d'indice  $n = 1,51$  situé à  $r = 62,5 \mu\text{m}$  (courbe noire).

L'ajout du polymère engendre bien l'apparition d'une remontée de forte perte autour de  $\lambda = 1,05 \mu\text{m}$ . Les pertes du mode fondamental induites par le cristal photonique 1D sont modulées par la réponse spectrale de la cavité de Fabry-Perot constituée par la gaine externe. De plus, la très forte réflectivité de l'interface silice/polymère engendre une diminution des pertes du mode guidé. Le minimum d'atténuation vaut 2,1 dB/m en considérant une gaine de silice infinie (absence du polymère). En présence du polymère, le minimum d'atténuation du mode  $LP_{01}$  est égal respectivement à 0,35 dB/m et à 0,83 dB/m dans les deux bandes de faible atténuation obtenues.

La **figure 3.57** compare les pertes de confinement du mode fondamental calculées dans la structure théorique comprenant le polymère haut indice et les pertes mesurées de BF5.



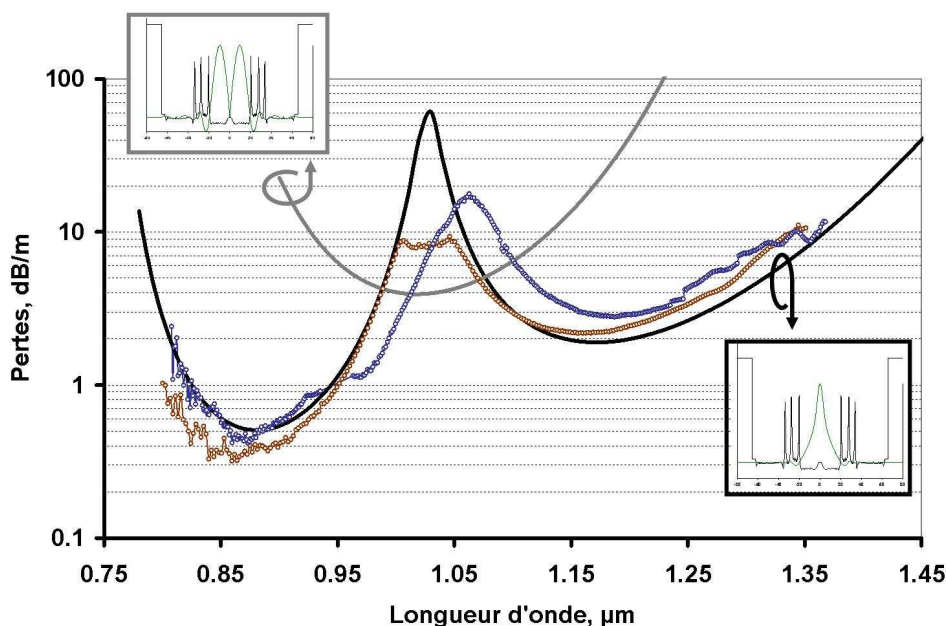
**Figure 3.57** : Comparaison entre les pertes de confinement du mode fondamental calculées dans la structure théorique comprenant le polymère (courbe noire) et les pertes mesurées de BF5 (cercles rouges et bleus).

L'évolution des pertes du mode fondamental obtenue par le calcul (profil théorique comprenant le polymère) est similaire à celle des pertes mesurées dans BF5. En particulier, la position spectrale du pic de forte atténuation est sensiblement la même (autour de  $\lambda = 1,05 \mu\text{m}$ ). Le spectre d'atténuation mesuré de BF5 correspond donc aux pertes de propagation du mode fondamental. En outre, on a ici la confirmation de l'inefficacité de la dépression d'indice accolée au miroir de Bragg. Sa largeur est trop faible pour qu'elle puisse jouer un rôle.

### III.2.7. Influence du pic de forte atténuation sur le comportement modal de BF3

Les pertes de confinement des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$  ont été calculées (méthode des matrices) en se basant sur le profil réel de BF5 (intégrant le polymère). Elles sont comparées sur la **figure 3.58** aux deux mesures du spectre d'atténuation de BF5.





**Figure 3.58** : Pertes de confinement du mode fondamental (courbe noire) et du mode  $LP_{11}$  (courbe grise) calculées en se basant sur le profil d'indice mesuré de BF5. Le profil d'indice intègre le polymère haut indice situé à  $r_{\text{polymère}} = 62,5 \mu\text{m}$ . En insert sont montrées les distributions radiales du champ électrique des deux modes. Les mesures du spectre d'atténuation de BF5 sont rappelées sur la figure (cercles rouges et bleus).

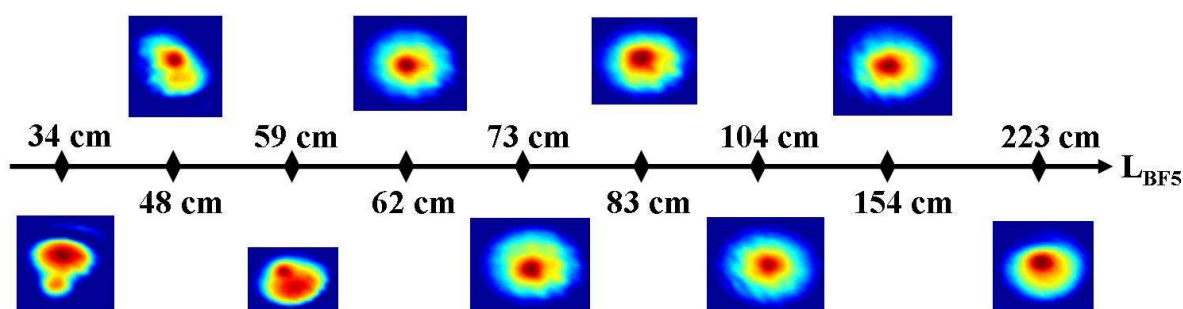
Le calcul des pertes du mode  $LP_{11}$  montre que celles-ci sont également affectées par la présence du polymère. Le minimum d'atténuation est proche de 4 dB/m à  $\lambda = 1020 \text{ nm}$ . La bande spectrale de plus faible perte du mode  $LP_{11}$  correspond au pic de forte atténuation observé pour le mode fondamental. On peut donc s'attendre à ce que BF5 soit monomode sur le mode  $LP_{11}$  dans cette zone pour une longueur suffisante de fibre.

En outre, le rapport d'atténuation modale  $\frac{\alpha_{11}}{\alpha_{01}}$  est suffisamment élevé dans les zones spectrales de faible perte du mode fondamental pour assurer une propagation asymptotiquement monomode.

Afin de vérifier les deux hypothèses précédentes (caractère monomode sur le mode  $LP_{01}$  ou sur le mode  $LP_{11}$ ), le champ proche en sortie d'un tronçon de BF5 de longueur  $L$  variable a été observé à  $\lambda = 840 \text{ nm}$  et à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  (cf. **figures 3.59 et 3.60**).

- Observation à  $\lambda = 840 \text{ nm}$  :

La longueur initiale du tronçon vaut  $L_{\text{BF5}} = 223 \text{ cm}$ .

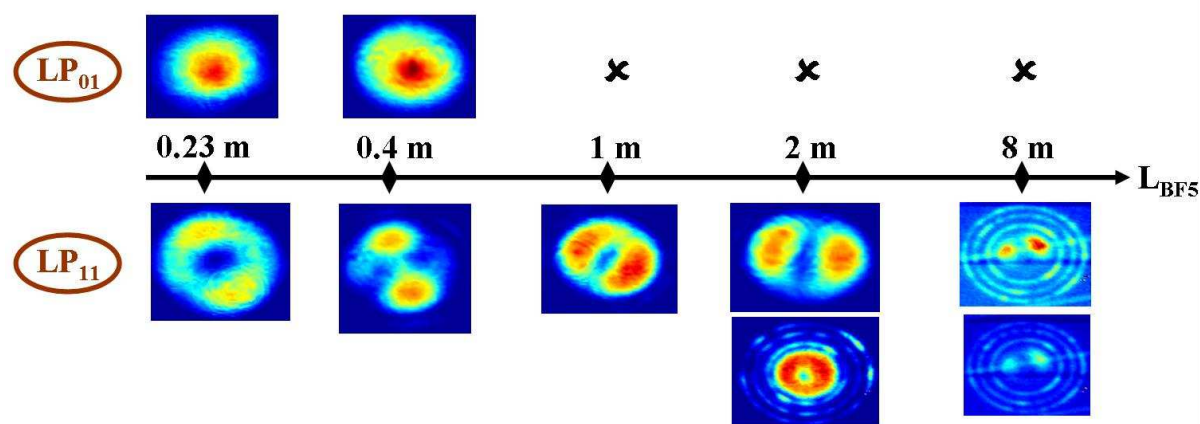


**Figure 3.59** : Observation du champ proche en sortie d'un tronçon de BF5 de longueur variable (de 34 cm à 223 cm). La longueur d'onde de travail est  $\lambda = 840$  nm. Lors de la mesure, la fibre utilisée est maintenue droite.

Seul le mode fondamental est présent en sortie de la fibre pour une longueur  $L_{BF5} > 62$  cm et ce quelles que soient les conditions d'injection. Pour des tronçons plus courts, le mode  $LP_{11}$  peut être excité. La fibre est donc bimode. Le caractère asymptotiquement monomode sur le mode fondamental est ainsi vérifiée.

- Observation à  $\lambda = 1064$  nm :

La longueur initiale du tronçon est  $L_{BF5} = 8$  m. A cette longueur d'onde, l'atténuation de BF5 est relativement élevée ( $> 4$  dB/m). La fibre est donc maintenue parfaitement droite pendant la mesure (et ce quelle que soit sa longueur) afin de limiter les pertes additionnelles par courbure.



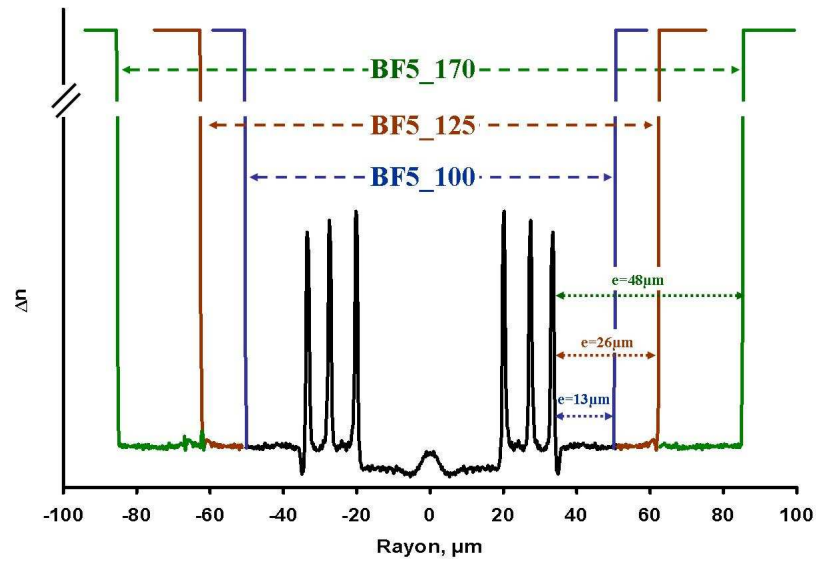
**Figure 3.60** : Observation du champ proche en sortie d'un tronçon de BF5 de longueur variable (de 23 cm à 8 m). La longueur d'onde de travail est  $\lambda = 1064$  nm.

Pour des tronçons de faible longueur ( $L_{BF5} \leq 40$  cm), le mode fondamental et le mode  $LP_{11}$  sont présents. La fibre est bimode. En revanche, pour des longueurs plus importantes ( $L_{BF5} > 40$  cm), seul le mode  $LP_{11}$  apparaît en sortie de BF5 et ce quelles que soient les conditions d'injection. La fibre est donc bien monomode sur le mode  $LP_{11}$  au-delà d'une courte longueur de fibre.

### III.2.8. Influence de l'épaisseur « e » de la gaine externe

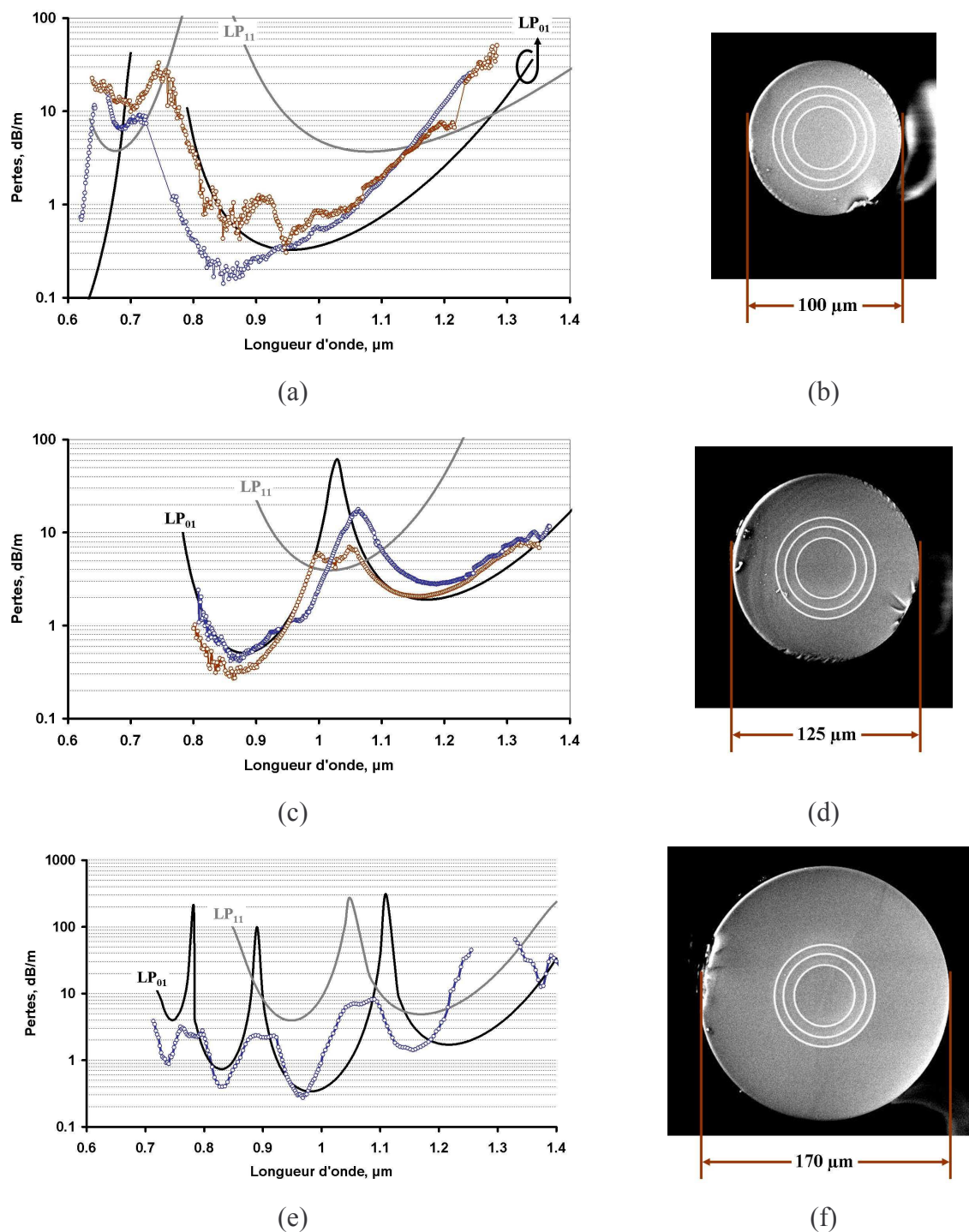
Afin de valider la comparaison qui est faite entre la gaine externe (comprise entre le miroir de Bragg et le polymère) et une cavité de Fabry-Perot, deux nouvelles fibres ont été fabriquées à partir de la préforme P3. Dans un cas, la préforme a été attaquée (élimination d'une partie de la silice de la gaine externe), dans un autre cas, elle a été manchonnée dans un tube de silice (ajout de silice dans la gaine externe). Les deux nouvelles fibres fabriquées présentent ainsi des paramètres optogéométriques (cœur, cristal photonique 1D) identiques à ceux de BF5. En revanche, l'épaisseur « e » de la gaine externe (cf. **figure 3.57.b**) n'est pas la même. Elle vaut  $e = 13 \mu\text{m}$  pour l'une et  $e = 48 \mu\text{m}$  pour l'autre, ce qui correspond à des diamètres externes de fibre (sans le polymère) de  $100 \mu\text{m}$  et de  $170 \mu\text{m}$  respectivement. La **figure 3.61** représente une superposition des profils d'indice de ces deux nouvelles fibres sur celui de BF5.

Pour simplifier les notations, ces fibres sont nommées BF5\_XX où la donnée numérique XX est égale au diamètre externe de la fibre (la fibre de Bragg décrite précédemment et nommée simplement BF5 est appelée par la suite BF5\_125).



**Figure 3.61** : Comparaison des profils d'indice des trois fibres fabriquées à partir de la préforme P3. La valeur numérique apparaissant dans le nom des fibres (100, 125 et 170) correspond à leur diamètre externe (sans le polymère). Ainsi la fibre BF5\_125 est celle déjà étudiée ci-dessus. L'épaisseur de la gaine externe est indiquée ( $e = 13 \mu\text{m}$ ,  $e = 25 \mu\text{m}$  et  $e = 48 \mu\text{m}$  respectivement pour BF5\_100, BF5\_125 et BF5\_170).

Les spectres d'atténuation de BF5\_100 et BF5\_170 ont été mesurés (cf. **figure 3.62**). Deux séries de mesure ont été faites pour BF5\_100 (cercles rouges et bleus), une seule pour BF5\_170 (cercles bleus). Le spectre d'atténuation mesuré de BF5\_125 est également rappelé sur la **figure 3.62**.



**Figure 3.62 :** (a), (c) et (e) : mesure des spectres d'atténuation de BF5\_100, BF5\_125 et BF5\_170 (cercles bleus : FORC et cercles rouges : Xlim). Les courbes noires et grises représentent respectivement les pertes des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$  calculées en prenant en considération le profil d'indice mesuré des fibres. (b), (d) et (f) : images de la section droite de BF5\_100, BF5\_125 et BF5\_170.

Aucun pic de forte perte n'apparaît dans le spectre d'atténuation de BF5\_100. Concernant BF5\_125, un pic apparaît autour de  $\lambda = 1,03 \mu\text{m}$  comme cela a déjà été évoqué. Enfin, la mesure du spectre d'atténuation de BF5\_170 montre, quant à elle, la présence de trois pics de

forte perte situés autour de  $\lambda = 0,783 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 0,905 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,072 \mu\text{m}$ . Le nombre de ces pics réduisant la bande de transmission attendue théoriquement (cf. **figure 3.49.a**) augmente donc avec l'épaisseur « e » de la gaine externe. Ce comportement est en accord avec la réponse spectrale d'une cavité de Fabry-Perot d'épaisseur « e » modulant la bande interdite ouverte par le cristal photonique.

Le **tableau 3.15** compare la largeur de la bande spectrale de faible perte centrée sur  $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$  pour les trois fibres (la largeur est prise pour des pertes inférieures à 1 dB/m sur le spectre mesuré).

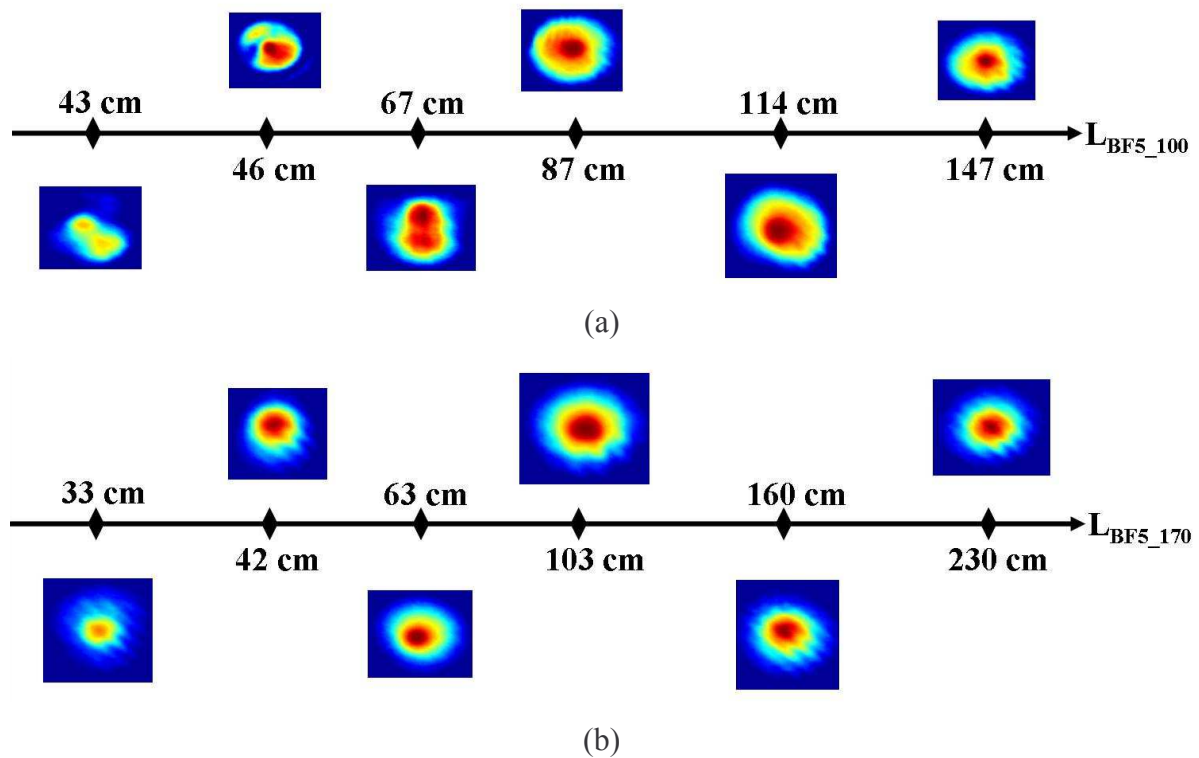
Nom de la fibre	Largeur de la bande de faible perte centrée sur $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$ (nm)
BF5_100	286
BF5_125	147
BF5_170	54

**Tableau 3.15 :** Comparaison de la largeur spectrale de la bande de faible perte centrée sur  $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$  pour les trois fibres.

La bande interdite photonique se retrouve bien réduite par la présence des remontées de pertes.

Les pertes de confinement des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$  de BF5\_100 et BF5\_170 ont été calculées (méthode des matrices) en se basant sur le profil d'indice mesuré de chacune des fibres intégrant le polymère (cf. courbes noires et grises sur la **figure 3.62**). Dans les deux cas, les pertes mesurées correspondent aux pertes de confinement calculées du mode fondamental. En outre, le rapport d'atténuation modale  $\frac{\alpha_{11}}{\alpha_{01}}$  est suffisamment élevé pour permettre une propagation asymptotiquement monomode sur le mode fondamental dans les zones spectrales de faible perte. Par exemple, les pertes mesurées valent 0,23 dB/m (respectivement 0,47 dB/m) à  $\lambda = 0,84 \mu\text{m}$  et le rapport d'atténuation modale  $\frac{\alpha_{11}}{\alpha_{01}}$  calculé est égal à 56 (respectivement 171) pour BF5\_100 (respectivement BF5\_170).

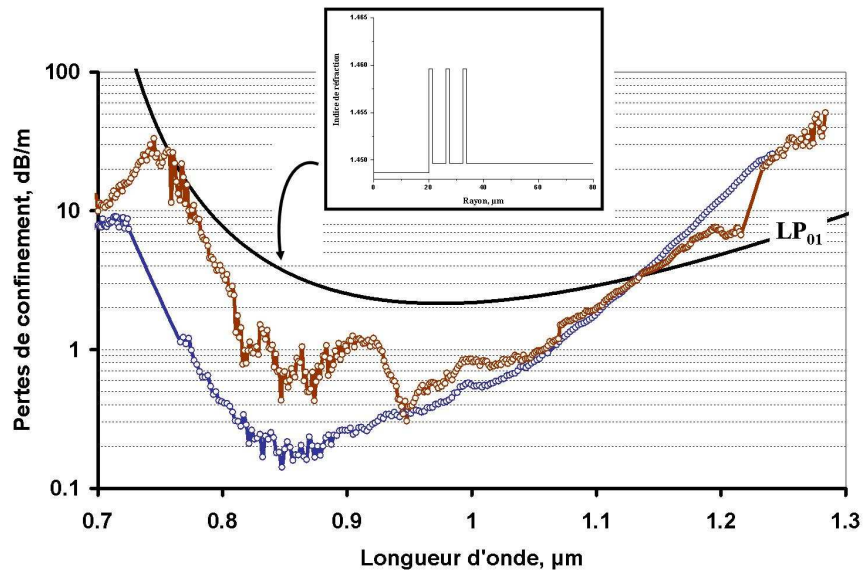
Ces données ont été vérifiées expérimentalement en observant le champ proche en sortie d'un tronçon de longueur L variable à  $\lambda = 0,84 \mu\text{m}$  pour BF5\_100 et BF5\_170 (cf. **figure 3.63**).



**Figure 3.63 :** Observation du champ proche en sortie d'un tronçon de longueur  $L$  variable à  $\lambda = 0,84 \mu\text{m}$ . (a) BF5\_100 ; (b) BF5\_170.

La fibre BF5\_100 est monomode pour un tronçon suffisamment long ( $L \geq 87 \text{ cm}$ ). Dans le cas de la fibre BF5\_170, le rapport d'atténuation modale est suffisamment élevé ( $\sim 171$ ) pour permettre une propagation monomode même pour des tronçons relativement courts ( $L \approx 33 \text{ cm}$ ). Dans le cas de cette dernière fibre, la modulation apportée sur les pertes du mode  $LP_{11}$  par l'influence du polymère permet d'améliorer le caractère monomode.

La réduction de l'épaisseur « e » de la gaine externe permet donc d'augmenter la largeur de la bande spectrale et de retrouver ainsi la bande interdite établie lors de l'étude théorique. La **figure 3.64** compare les pertes du mode fondamental calculées en considérant le profil d'indice modélisé précédemment (sans la dépression d'indice accolée au miroir de Bragg et sans prendre en compte le polymère, cf. **figure 3.49.a**) et le spectre d'atténuation mesuré de BF5\_100.



**Figure 3.64** : Comparaison entre le spectre d'atténuation mesuré de BF5\_100 et les pertes du mode fondamental calculées dans la structure modélisée précédemment (cf. **figure 3.49.a**).

La largeur de la bande spectrale de BF5\_100 est proche de celle de la bande interdite attendue dans le profil d'indice modélisé ( $\sim 370$  nm pour un niveau de pertes situé 3 dB au-dessus du minimum d'atténuation).

Le minimum d'atténuation mesuré dans BF5\_100 est autour de  $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$  et vaut 0,15 dB/m. Celui de la bande interdite modélisée est situé à  $\lambda = 0,98 \mu\text{m}$  et est égal à 2,15 dB/m. Les pertes mesurées sont plus faibles que celles calculées dans le profil d'indice théorique. Cette différence est due à la très forte réflectivité de l'interface silice/polymère. Cette dernière influence le niveau de pertes malgré l'absence de pics de forte atténuation.

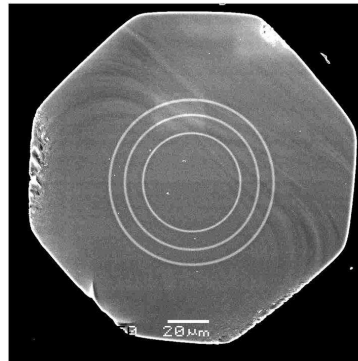
### III.2.9. Optimisation de la forme de la gaine externe

Une solution apportée pour annihiler l'influence de l'interface silice/polymère sur la bande interdite photonique ouverte par le miroir de Bragg est de rompre la symétrie de la gaine externe. Ainsi les rayonnements transmis par la cavité Fabry-Perot assimilée à la gaine externe ne peuvent pas interférer constructivement dans le cœur. Le spectre d'atténuation de la fibre n'est plus modulé par la réponse spectrale de cette cavité.



### III.2.9.1. Fabrication d'une fibre de Bragg de forme octogonale

La préforme P3 (à l'origine des fibres BF5 précédentes) a été usinée de manière à avoir une forme octogonale. Un fibrage a ensuite été effectué donnant lieu à une nouvelle fibre (nommée BF6) dont une image de la face d'entrée est montrée sur la **figure 3.65**.

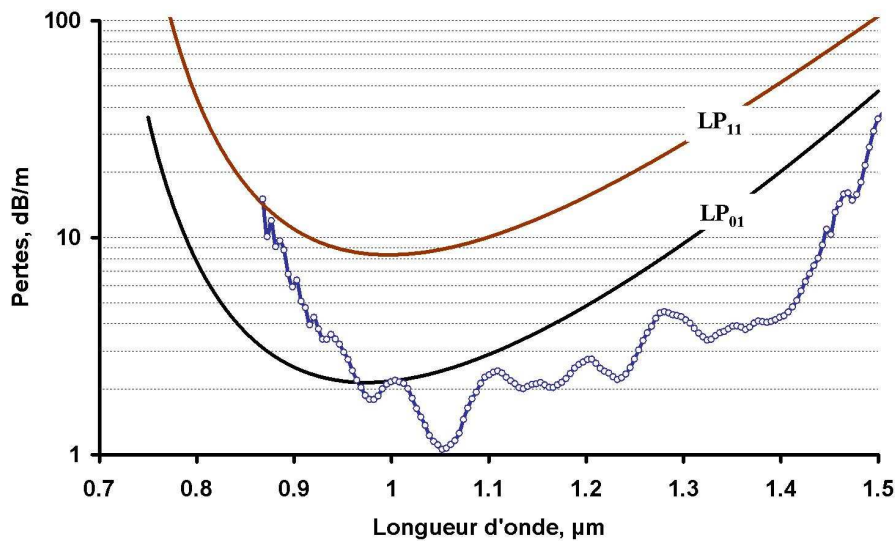


**Figure 3.65** : Image de la face d'entrée de la fibre BF6. La gaine externe constituée de silice pure a une forme octogonale.

Lors du fibrage, il a été difficile de contrôler parfaitement le diamètre externe de la fibre du fait de la forme octogonale de sa gaine externe. Le diamètre moyen de la fibre (sommet à sommet opposé) est proche de 160  $\mu\text{m}$ . Le diamètre du cœur est légèrement supérieur à 40  $\mu\text{m}$ . Il est estimé autour de 44  $\mu\text{m}$ , soit 10 % plus élevé que celui des fibres BF5.

### III.2.9.2. Mesure du spectre d'atténuation

Le spectre d'atténuation de BF6 a été mesuré. Une seule bande interdite apparaît comme le montre la **figure 3.66**. Il s'agit de la bande interdite fondamentale ouverte par le cristal 1D.



**Figure 3.66 :** Mesure des pertes de propagation dans la fibre BF6. Les pertes de confinement des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$  calculées dans le profil modélisé au début de cette étude sont rappelées.

La largeur de la bande interdite est de 350 nm pour des pertes de propagation inférieures à 4 dB/m (3 dB/m au-dessus du minimum d'atténuation). Elle est proche de celle obtenue pour la fibre BF5\_100 (valant  $\sim 370$  nm).

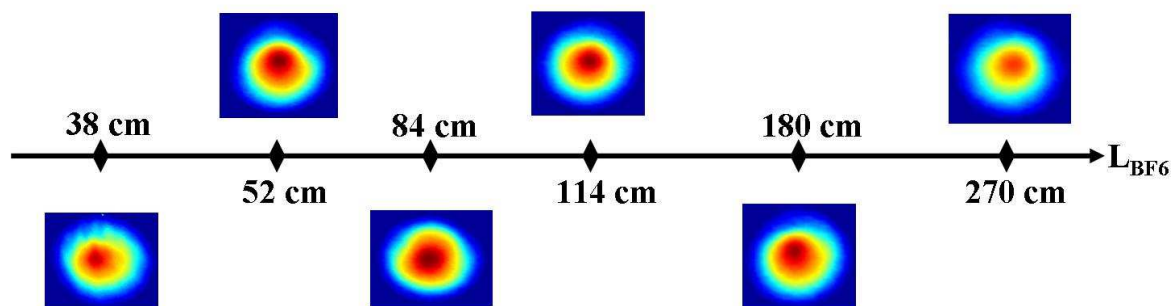
Le spectre d'atténuation mesuré de BF6 est comparé sur la **figure 3.66** aux pertes de confinement des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$  calculées dans le profil d'indice modélisé précédemment (sans tenir compte de la dépression d'indice ni du polymère, cf. **figure 3.49.a**). Les pertes mesurées dans BF6 correspondent aux pertes calculées pour le mode  $LP_{01}$  (niveau de pertes similaire). L'influence de l'interface silice/polymère est donc fortement atténuée. Le minimum d'atténuation de la bande calculée dans le profil théorique vaut 2,15 dB/m à  $\lambda = 0,98 \mu\text{m}$ . Celui observé sur le spectre d'atténuation de BF6 est situé à  $\lambda = 1,05 \mu\text{m}$  et vaut 1 dB/m. On observe un décalage de la bande interdite de BF6 vers les hautes longueurs d'onde. Ceci provient du diamètre externe de BF6 qui est légèrement supérieur à  $125 \mu\text{m}$  (le cristal photonique a subi une homothétie d'un facteur proche de 10 %).

La rupture de la symétrie de la gaine externe permet donc de s'affranchir de l'influence de l'interface silice/polymère. D'autres solutions moins contraignantes peuvent être envisagées comme l'utilisation d'un polymère ayant un indice proche de celui de la silice.

### III.2.9.3. Mise en évidence du caractère monomode

Les pertes de propagation du mode fondamental dans BF6 sont inférieures à 1,2 dB/m à  $\lambda = 1064$  nm et le rapport d'atténuation modale  $\frac{\alpha_{11}}{\alpha_{01}}$  est estimé à 3,8 (cf. **figure 3.66**). En se référant aux pertes du mode LP<sub>11</sub> calculées dans la structure théorique, ce dernier présente des pertes de propagation supérieures à 8 dB/m. Une propagation monomode sur le mode fondamental est donc attendue.

Le champ proche a donc été observé à  $\lambda = 1064$  nm à l'aide d'une caméra CCD en sortie d'un tronçon de BF6 de longueur L variable (cf. **figure 3.67**).



**Figure 3.67** : Observation du champ proche en sortie d'un tronçon de BF6 de longueur L variable à  $\lambda = 1064$  nm.

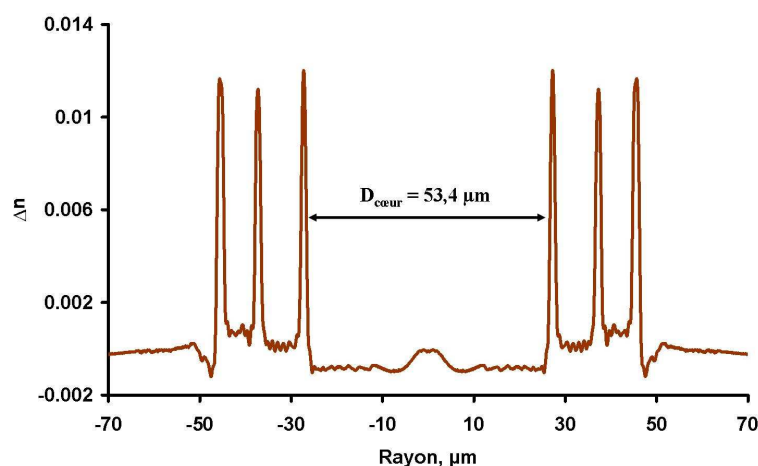
Seul le mode de Bragg est observé en sortie de fibre et ce quelles que soient les conditions d'injection. La fibre est monomode même sur de courtes longueurs ( $L_{BF6} \sim 40$  cm).

### III.3. Ajustement de la longueur d'onde d'atténuation minimale de la fibre BF5\_125

Le spectre d'atténuation de BF5\_125 comprend deux bandes de faible perte et la longueur d'onde d'atténuation minimale est autour de  $\lambda = 0,86$   $\mu\text{m}$  (cf. **figure 3.51**). Pour cette longueur d'onde, l'aire effective du mode fondamental est égale à  $A_{\text{eff}} = 530$   $\mu\text{m}^2$ . Une nouvelle fibre (nommée BF7) a été fabriquée à partir de la préforme P3 (préforme à l'origine des fibres BF5 et BF6). Celle-ci présente une gaine circulaire. Le fibrage de la préforme s'est fait à un diamètre externe supérieur à celui de BF5\_125 afin de décaler la longueur d'onde d'atténuation minimale vers les hautes longueurs d'onde. La fibre obtenue est ainsi caractérisée par  $\varnothing = 170$   $\mu\text{m}$  et  $\lambda_{\text{Travail}} = 1064$  nm.

### III.3.1. Mesure du profil d'indice

Le profil d'indice de BF7 a été mesuré (cf. **figure 3.68**). Le diamètre du cœur est égal à  $2a = 53,4 \mu\text{m}$ .



**Figure 3.68** : Profil d'indice mesuré de BF7.

Les caractéristiques optogéométriques de BF7 sont rassemblées dans le **tableau 3.16**.

cœur		cristal 1D (4 couches dopées)				fibre
2a (μm)	n	couche n°i	$\Delta n_i$	$r_i$ (μm)	$\Delta h_i$ (μm)	$\varnothing$ (μm)
53,4	$n_{\text{silice}} - 0,001$	1 (Ge)	0,012	27,26	1,19	170
		2 (Ge)	0,0112	37,24	1,29	
		3 (Ge)	0,0117	45,64	1,58	
		4 (F)	-0.0012	47,52	1,48	

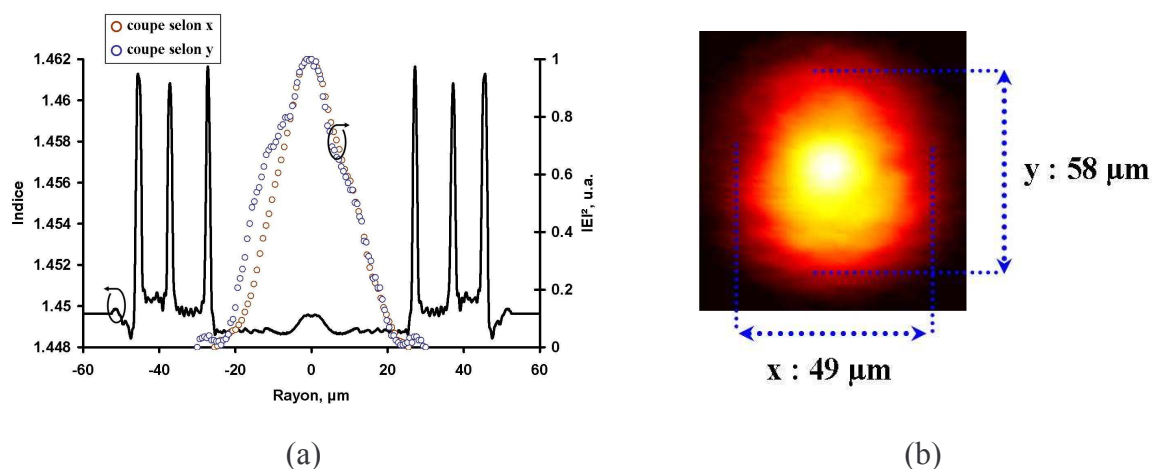
**Tableau 3.16** : Paramètres optogéométriques de BF7. Les variables  $\Delta n_i$ ,  $r_i$  et  $\Delta h_i$  représentent respectivement la différence indicielle, la position centrale et la largeur à mi-hauteur de la couche n°i.

### III.3.2. Observation du champ proche et estimation de l'aire effective $A_{\text{eff}}$

On a montré précédemment que l'application d'une homothétie de rapport  $k$  sur une fibre à bande interdite photonique permet de transposer les propriétés de guidage d'une longueur d'onde de travail à une autre. Le caractère asymptotiquement monomode de BF5\_125 observé autour de  $\lambda = 850 \text{ nm}$  est donc conservé pour BF7 autour de  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ .

Le champ proche en sortie d'un tronçon de BF7 de longueur  $L = 2 \text{ m}$  a été observé à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  (cf. **figure 3.69**). Au cours de la mesure, des précautions sont prises pour

maintenir la fibre droite afin d'éviter une délocalisation du mode due à la forte sensibilité aux courbures observée.



**Figure 3.69 :** Observation du champ proche en sortie d'un tronçon de BF7 ( $L = 2$  m) à  $\lambda = 1064$  nm. (a) distribution de l'intensité du champ électrique du mode de Bragg mesurée selon deux coupes diamétrales notées x et y. (b) image du champ proche observé à l'aide d'une caméra CCD.

La répartition de l'intensité du mode présent en sortie n'a pas une allure gaussienne. Sa mesure, selon deux coupes diamétrales notées x et y, montre une allure triangulaire. Elle est semblable à celle déjà observée pour le mode fondamental de BF5\_125 et est imputée au léger saut d'indice apparaissant au centre du coeur. Toutefois la répartition de l'énergie est légèrement déformée selon la coupe y. La mesure du diamètre du champ proche à sa base montre en effet un écart entre les deux coupes diamétrales (49 μm selon x et 58 μm selon y).

L'aire effective  $A_{\text{eff}}$  de ce mode est importante. Elle est estimée à 700 μm<sup>2</sup> à  $\lambda = 1064$  nm.

## CONCLUSION

Dans ce chapitre, on a montré qu'une fibre à cristal photonique 1D permet de réduire drastiquement les pertes de propagation du mode fondamental tout en exhibant une taille de coeur importante. Ces pertes ont en effet été ramenées au plus bas, autrement dit au niveau des pertes intrinsèques du matériau. Ainsi des pertes de confinement voisines de 1 dB/km à  $\lambda \sim 0,8$  μm (pertes intrinsèques de la silice valant 2 dB/km) ont été observées dans une structure présentant un rapport  $A_{\text{eff}}/\lambda^2$  égal à 210.

Une optimisation de la structure a été réalisée (dopage au fluor des couches d'indice bas) afin de limiter le nombre de couches (3 bi-couches) ainsi que la différence indicielle ( $\Delta n = 0,015$ ) dans le cristal photonique. La fabrication d'une telle structure par le procédé MCVD est alors facilitée.

L'optimisation du cristal photonique a en outre montré qu'il est possible d'obtenir un guidage par effet de bande interdite assisté par un guidage par l'indice.

On a également validé le fait que les propriétés de guidage attribuées aux bandes interdites ouvertes par le cristal photonique peuvent être transposées à d'autres longueurs d'onde de travail en appliquant simplement une homothétie de rapport  $k$  à la structure. Les bandes interdites sont alors translatées spectralement. Trois fibres ont été fabriquées. Des pertes de propagation de 3 dB/km, 10 dB/km et 15 dB/km ont ainsi été obtenues respectivement à  $\lambda = 800$  nm,  $\lambda = 1064$  nm et  $\lambda = 1550$  nm. Dans tous les cas, l'émission est monomode et le rapport  $A_{\text{eff}}/\lambda^2$  est égal à 210.

Les fibres à cristal photonique 1D développées lors de la seconde étude montrent que l'aire effective du mode fondamental peut être fortement augmentée. Le rapport  $A_{\text{eff}}/\lambda^2$  est ainsi passé de 210 à 700. Deux fibres fabriquées montrent une propagation monomode caractérisée par une aire modale de  $530 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 850$  nm pour la première et de  $700 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 1064$  nm pour la seconde.

L'augmentation de la taille du cœur s'est faite au détriment des pertes de confinement afin d'assurer une émission monomode. Ces dernières sont proches de 0,1 dB/m. Elles restent acceptables pour un transport de forte puissance nécessitant une réduction de la longueur effective de la fibre pour limiter l'apparition des effets non linéaires ( $L < 10$  m).

L'augmentation des pertes de confinement observée dans la deuxième étude implique un flux rayonnant plus important dans le cristal photonique. Une partie du champ électrique du mode guidé arrive jusqu'au polymère d'indice élevé recouvrant la fibre. L'influence de l'interface silice/polymère sur les propriétés de guidage de la structure a alors été étudiée. On a vu que celle-ci pouvait entraîner une réduction de la bande de transmission de la fibre. On a également démontré qu'elle pouvait permettre une amélioration de l'unimodalité de la fibre.

Ainsi, en sa présence, la propagation du seul mode fondamental a été observée en sortie de très courtes longueurs de tronçon ( $L \sim 30$  cm).

La modification de la symétrie de la gaine externe de la fibre permet alors d'annihiler l'influence de l'interface silice/polymère et ainsi d'augmenter fortement la largeur de la bande de transmission de la structure.

Une question cruciale reste toutefois posée. Peut-on allier une aire modale élevée et une faible sensibilité aux courbures ?

L'accroissement de la taille du cœur a en effet fortement augmenté la sensibilité aux courbures de la fibre. Un rayon de courbure critique (correspondant à des pertes égales à 3 dB/m) valant  $R_c = 13$  cm a été mesuré dans la fibre présentant une grande aire effective ( $530 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 850$  nm).

Il est donc nécessaire de mener une étude plus poussée de l'origine des pertes aux courbures dans ce genre de structure afin de les limiter. Ceci fait l'objet du chapitre suivant.

# **Références bibliographiques**



## A

---

- [ABEE. 02] A. K. ABEELUCK, N. LITCHINITSER, C. HEADLEY and B. EGGLETON, “Analysis of spectral characteristics of photonic bandgap waveguides”, *Optics Express*, vol.**10**, n°23, p.1320, 2002

## B

---

- [BROE. 99] N. G. R. BRODERICK, H. L. OFFERHAUS, D. J. RICHARDSON, R. A. SAMMUT, J. CAPLEN and L. DONG, “Waveguidance by the photonic bandgap effect in optical fibres”, *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, vol.**1**, p.477, 1999
- [BROD. 99] N. G. R. BRODERICK, H. L. OFFERHAUS, D. J. RICHARDSON, R. A. SAMMUT, J. CAPLEN and L. DONG, “Large mode area fibers for high power applications”, *Journal of Optical Fiber Technology*, vol.**5**, n°2, p.185, 1999

## D

---

- [DUGU. 86] M. A. DUGUAY, Y. KOKUBUN, T. L. KOCH and L. PFEIFFER, “Antiresonant reflecting optical waveguides in SiO<sub>2</sub>-Si multilayer structures”, *Applied Physics Letters*, vol.**49**, n°1, p.13, 1986

## F

---

- [FEVR. 03] S. FEVRIER, P. VIALE, F. GEROME, Ph. LEPROUX, Ph. ROY, J.-M. BLONDY, B. DUSSARDIER and G. MONNOM, “Very large effective area singlemode photonic bandgap fibre”, *Electronics Letters*, vol.**39**, n°17, p.1240, 2003
- [FEVR. 02] S. FEVRIER, J.-L. AUGUSTE, J.-M. BLONDY, A. PEYRILLOUX, Ph. ROY and D. PAGNOUX, “Accurate tuning of the highly-negative-chromatic-dispersion wavelength into a dual concentric core fibre by macro-bending”, *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC P1.08*, Copenhagen (Denmark), 2002

## G

---

- [GERO. 06] F. GEROME, J.-L. AUGUSTE, J. MAURY, J.-M. BLONDY and J. MARCOU, “Theoretical and Experimental Analysis of a Chromatic Dispersion Compensating Module Using a Dual Concentric Core Fiber”, *Journal of Lightwave Technology*, vol.**24**, n°1, p.442, 2006
- [GUO 04] S. GUO, S. ALBIN and R. ROGOWSKI, “Comparative analysis of Bragg fibers”, *Optics Express*, vol.**12**, n°1, p.198, 2004

## H

---

- [HUMB. 04] G. HUMBERT, J. C. KNIGHT, G. BOUWMANS, P. St. J. RUSSELL, D. WILLIAMS, P. ROBERTS and B. MANGAN, “Hollow core photonic crystal fibers for beam delivery”, *Optics Express*, vol.**12**, n°8, p.1477, 2004

## J

---

- [JOHN. 01] S. G. JOHNSON, M. IBANESCU, M. SKOROBOGATIY, O. WEISBERG, T. D. ENGENESS, M. SOLJACIC, S. A. JACOBS, J. D. JOANNOPOULOS and Y. FINK, “Low-loss asymptotically single-mode propagation in large-core OmniGuide fibers”, *Optics Express*, vol.9, n°13, p.748, 2001

## M

---

- [MANG. 04] B. J. MANGAN, L. FARR, A. LANGFORD, P. J. ROBERTS, D. P. WILLIAMS, F. COUNY, M. LAWMAN, M. MASON, S. COUPLAND, R. FLEA, H. SABERT, T. A. BIRKS, J. C. KNIGHT and P. St. J. RUSSELL, “Low loss (1.7 dB/km) hollow core photonic bandgap fiber”, *Proceedings of Optical Fiber Communication Conference, OFC PDP24*, Anaheim (Etats-Unis), 2004
- [MARC. 01] J. MARCOU, F. BRECHET and Ph. ROY, “Design of weakly guiding Bragg fibres for chromatic dispersion shifting towards short wavelengths”, *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, vol.3, p.S144, 2001

## T

---

- [TEME. 02] B. TEMELKURAN, S. D. HART, G. BENOIT, J. D. JOANNOPOULOS and Y. FINK, “Wavelength-scalable hollow optical fibres with large photonic bandgaps for CO<sub>2</sub> laser transmission”, *Nature*, vol.420, p.650, 2002

## V

---

- [VIALE 06] PIERRE VIALE, “Gestion des effets non linéaires dans les fibres optiques à bande interdite photonique”, *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2006

## Y

---

- [YEH 78] P. YEH, A. YARIV and E. MAROM, “Theory of Bragg fiber”, *Journal of Optical Society of America*, vol.68, n°9, p.1196, 1978





**Chapitre 4.**

**Etude de la sensibilité aux  
courbures des fibres à cristal  
photonique**

## INTRODUCTION

Accroître la taille du cœur d'une fibre ne se fait pas sans se confronter à plusieurs difficultés. L'une d'elles, évoquée dans le chapitre précédent, concerne la discrimination du mode fondamental vis-à-vis des modes d'ordre supérieur pouvant se faire au niveau de leurs pertes de confinement. Une autre difficulté est liée à la sensibilité aux courbures de la fibre. La structure visée pour délivrer de forte puissance doit en effet présenter une longueur totale de plusieurs mètres. Se pose alors le problème de son encombrement. Il est difficile d'envisager de conserver la fibre parfaitement rectiligne lors de son utilisation. Elle doit pouvoir être enroulée sur un tambour de rayon couramment utilisé (quelques centimètres).

La première partie de ce chapitre concerne l'influence d'un rayon de courbure sur une fibre conventionnelle. Celui-ci confère évidemment des pertes additionnelles au mode guidé et distord la distribution de son intensité. L'aire modale peut alors être particulièrement affectée. Cette dernière conséquence va à l'encontre de l'objectif visé ici qui est la conception d'une fibre permettant de garantir une grande aire modale pour repousser le seuil d'apparition des effets indésirables tels que les effets non linéaires et le claquage diélectrique.

La deuxième partie donne donc quelques clés pour comprendre l'origine de la sensibilité aux courbures d'une fibre à cristal photonique.

La troisième partie est dédiée à l'observation expérimentale de l'influence d'un rayon de courbure sur les pertes ainsi que sur la bande de transmission d'une fibre à cristal photonique 1D. La fibre caractérisée est celle présentée dans la partie précédente (et nommée BF6). Sa forte sensibilité aux courbures a déjà été mentionnée et facilite ainsi les observations.

La dernière partie de ce chapitre concerne la conception, la fabrication et la caractérisation d'une fibre à cristal photonique présentant une grande aire modale et une sensibilité aux courbures relativement faible.



## I. INFLUENCE D'UN RAYON DE COURBURE DANS LES FIBRES BASEES SUR LA REFLEXION TOTALE INTERNE

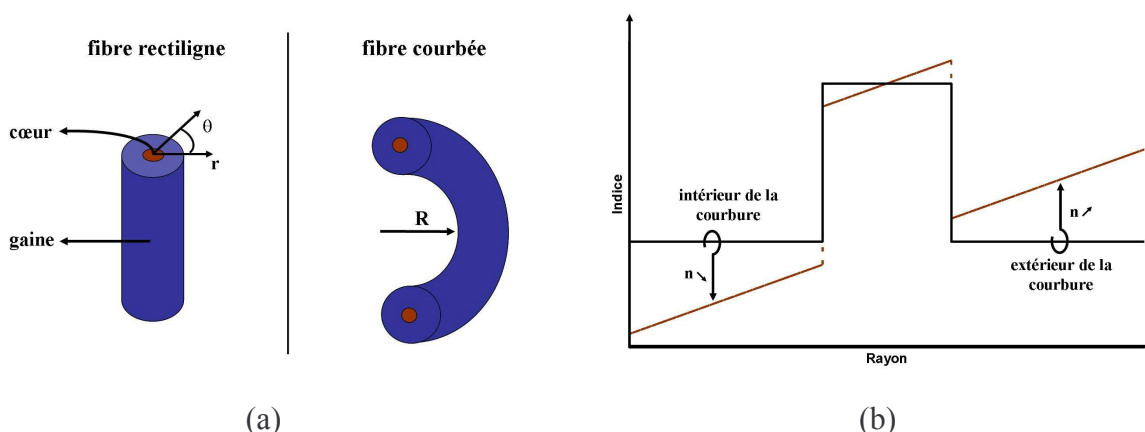
### I.1. Modélisation d'une fibre courbée

La modélisation d'une fibre optique courbée avec un rayon  $R$  peut se faire simplement en considérant le profil d'indice de la fibre rectiligne équivalente défini par l'expression suivante [HEIB. 75 – MARC. 82 – TAYL. 84] :

$$n_{\text{eq}}(r, \theta) \approx n(r, \theta) \left[ 1 + (1 - \zeta) \frac{r}{R} \cos \theta \right] \quad (4.1)$$

Dans cette expression,  $n(r, \theta)$  correspond au profil d'indice de la fibre rectiligne et le paramètre correctif  $\zeta$  représente le coefficient d'électrostriction de la silice pure ( $\zeta = 0,22$ ) [VASS. 85].

Le profil d'indice équivalent  $n_{\text{eq}}(r, \theta)$  se compose ainsi de l'indice de réfraction de la fibre rectiligne auquel s'ajoute un terme augmentant linéairement avec le rayon  $r$  dans le plan de la courbure. La pente du profil d'indice équivalent est alors inversement proportionnelle au rayon de courbure  $R$ . L'indice de réfraction de la fibre rectiligne se trouve ainsi surélevé à l'extérieur de la courbure et abaissé à l'intérieur de la courbure (cf. **figure 4.1**).



**Figure 4.1 :** (a) représentation schématique d'une fibre conventionnelle à saut d'indice courbée. La section transversale de la fibre est décrite dans le repère cylindro-polaire  $(r, \theta)$ . (b) influence d'un rayon de courbure  $R$  sur le profil d'indice de la fibre. Le profil d'indice noir (respectivement rouge) correspond à la fibre rectiligne (respectivement courbée).

Le profil d'indice d'une fibre courbée n'est plus axisymétrique. En outre son inclinaison est inversement proportionnelle à  $R$ .

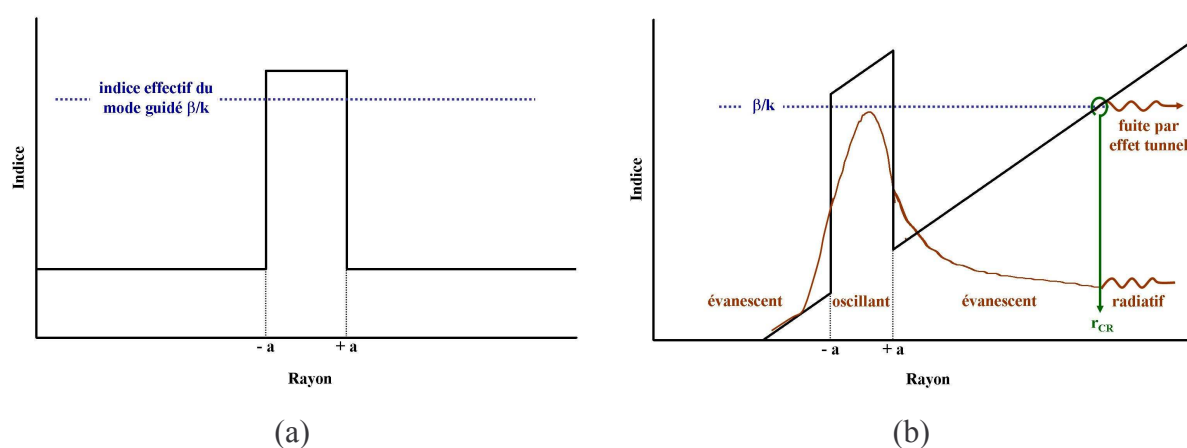
## I.2. Pertes aux courbures

Le profil d'indice équivalent d'une fibre courbée montre qu'une région de la gaine optique située à l'extérieur de la courbure peut présenter un indice égal ou supérieur à celui du mode de cœur (cf. **figure 4.2**). Le rayon correspondant à cette région est celui de la caustique de radiation noté  $r_{CR}$  et défini par l'expression suivante [HEALY 06] :

$$r_{CR} = \frac{n_c^2 - n_{gaine}^2}{2n_{gaine}^2} R \quad (4.2)$$

Dans cette relation,  $n_c$  est l'indice du mode guidé dans le cœur et  $n_{gaine}$  l'indice de réfraction de la gaine optique.

Le mode de cœur peut se coupler avec un mode de gaine (mode radiatif) et devient ainsi à fuite.



**Figure 4.2 :** Origine des pertes aux courbures dans une fibre conventionnelle à saut d'indice. (a) profil d'indice d'une fibre rectiligne. Le trait pointillé bleu indique l'indice du mode guidé dans le cœur de la fibre. (b) profil d'indice équivalent de la fibre courbée (rayon de courbure  $R$ ). Un mode de gaine peut avoir un indice égal à celui du mode de cœur. Une partie de l'énergie contenue dans le cœur peut alors fuir par effet tunnel et rayonne dans la gaine. L'allure du mode fondamental au sein de la courbure est également schématisée (courbe rouge).

Une partie de l'énergie présente dans le cœur se trouve évacuée par effet tunnel vers l'extérieur de la courbure. Les pertes induites par rayonnement sont d'autant plus élevées que la caustique de radiation est proche du cœur. En se référant à l'équation 4.2, on comprend

alors que les pertes aux courbures augmentent soit en diminuant  $R$ , soit en réduisant  $n_c^2 - n_{\text{gaine}}^2$  c'est-à-dire en abaissant la différence indicielle  $\Delta n$  entre le cœur et la gaine de la fibre.

Deux points, mentionnés dans le chapitre 1 au sujet des fibres guidant la lumière par réflexion totale interne, peuvent être justifiés ici :

- l'augmentation de la taille du cœur nécessitant la diminution de son ouverture numérique (conservation du caractère monomode) rend nécessairement la fibre plus sensible aux courbures.
- la différence  $n_c^2 - n_{\text{gaine}}^2$  diminue avec l'ordre croissant des modes guidés dans le cœur. Les modes d'ordre supérieur sont donc plus sensibles aux courbures que le mode fondamental. Dans les fibres légèrement multimodes, l'évacuation des modes d'ordre élevé peut alors se faire en courbant la fibre.

De nombreuses études théoriques ont été menées afin de prédire les pertes aux courbures dans les fibres conventionnelles à saut d'indice [MARC. 76 - SAKAI 78 – SAKAI 79]. Dans l'hypothèse où le rayon de courbure  $R \gg a$ , ces pertes additionnelles sont calculées en utilisant la relation suivante :

$$\alpha \approx K \cdot \frac{1}{8} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{1}{A_{\text{eff}}} \left( \frac{\lambda}{2\pi n_1} \right) F \left( \frac{1}{6} \frac{R \lambda^2}{n_1^2 \pi^2} \left( \sqrt{\beta^2 - \beta_{\text{gaine}}^2} \right)^3 \right) \quad (\text{dB/m}) \quad (4.3)$$

Dans cette expression,  $K$  est un facteur de conversion permettant d'obtenir les pertes aux courbures en dB/m,  $A_{\text{eff}}$  est l'aire effective du mode fondamental guidé dans la structure,  $\lambda$  est

la longueur d'onde de travail,  $n_1$  est l'indice du cœur,  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_c$  ( $n_c$  étant l'indice effectif du

mode guidé),  $\beta_{\text{gaine}} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2$  ( $n_2$  étant l'indice de la gaine) et  $F(x)$  la fonction définie par

$$F(x) = x^{-1/2} \cdot \exp(-x).$$

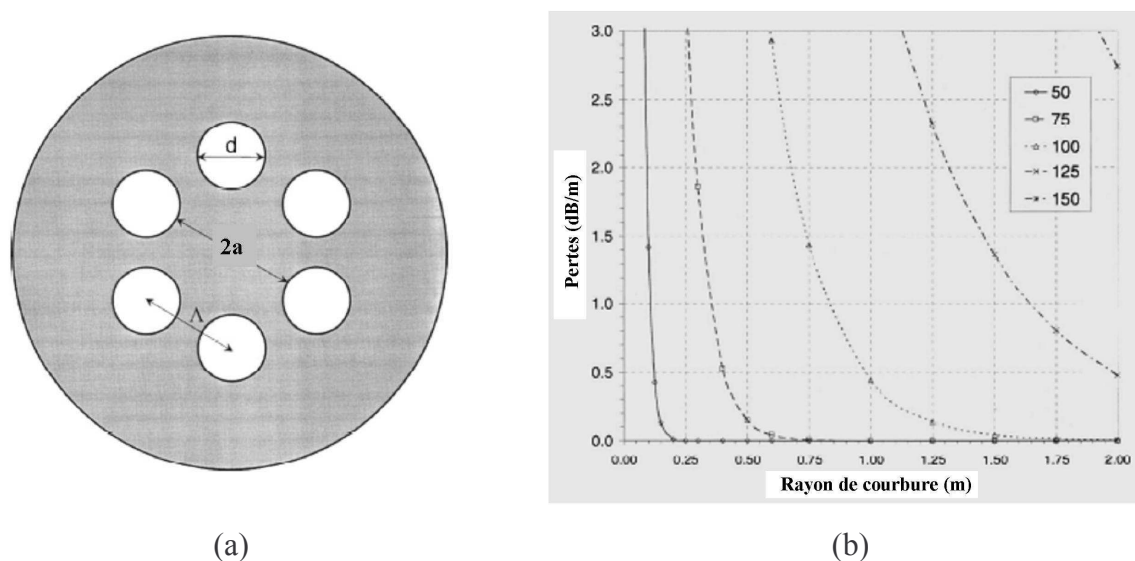
Le développement des fibres microstructurées air/silice à large cœur s'est également confronté à l'apparition de fortes pertes aux courbures. Il est devenu indispensable de pouvoir les prédire pour mieux les gérer. Une telle fibre peut être vue comme une fibre conventionnelle à saut d'indice. Le cœur est alors fait de silice pure et l'indice de gaine correspond à l'indice du mode fondamental (noté  $n_{\text{FSM}}$ ) guidé dans la gaine microstructurée

considérée infinie et donné par la méthode du Space Filling Mode [BIRKS 97]. L'expression 4.3 peut être extrapolée pour les FMAS [NIEL. 04] :

$$\alpha \approx K \cdot \frac{1}{8} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{1}{A_{\text{eff}}} \left( \frac{\lambda}{2\pi n_1} \right) \cdot F \left( \frac{1}{6} \frac{R \lambda^2}{n_1^2 \pi^2} \left( \sqrt{\beta^2 - \beta_{\text{SFM}}^2} \right)^3 \right) \quad (\text{dB/m}) \quad (4.4)$$

Dans cette expression,  $\beta_{\text{SFM}} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{SFM}}$ .

Dong et collaborateurs ont ainsi proposé une fibre microstructurée air/silice constituée d'un cœur relativement large entouré d'une seule couronne de six gros trous d'air (cf. **figure 4.3.a**) [DONG 06 – WONG 05]. Cette structure a déjà été présentée dans le chapitre 1. Les auteurs ont utilisé l'expression 4.4 pour prédire sa sensibilité aux courbures pour plusieurs diamètres de cœur (cf. **figure 4.3.b**) [DONG 07].

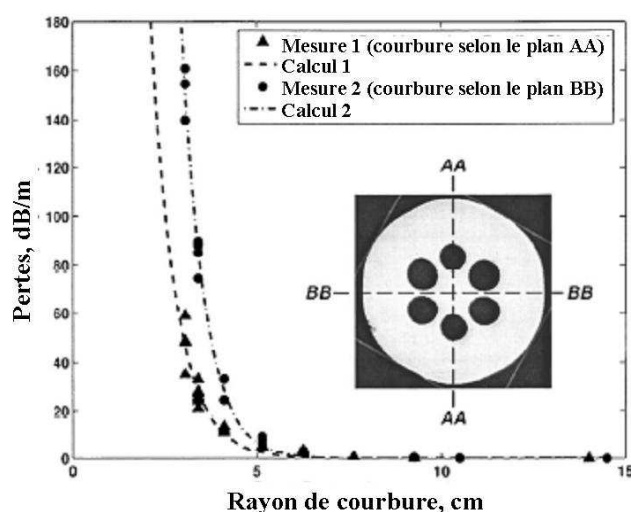


**Figure 4.3 :** (a) représentation schématique de la structure proposée par Dong et collaborateurs. (b) calcul des pertes aux courbures en fonction du rayon de courbure  $R$  et ce pour différents diamètres de cœur ( $2a = 50 \mu\text{m}$  à  $2a = 150 \mu\text{m}$ ). Les calculs sont effectués en utilisant la relation 4.4. La longueur d'onde de travail est  $\lambda = 1,05 \mu\text{m}$ . Ces images sont extraites de la référence [DONG 07].

L'augmentation drastique de la taille du cœur engendre bien une augmentation de la sensibilité aux courbures. En particulier, les auteurs constatent qu'une telle fibre présentant un diamètre de cœur de  $50 \mu\text{m}$  peut être courbée avec un rayon  $R = 15,5 \text{ cm}$  sans subir de trop fortes pertes additionnelles ( $\alpha_{01} < 0,1 \text{ dB/m}$ ). Afin de ne pas dépasser un niveau de pertes

équivalent, le plus petit rayon de courbure pouvant être appliqué à la structure ayant un diamètre de cœur  $2a = 100 \mu\text{m}$  vaut  $R = 1,3 \text{ m}$ .

Une telle fibre a été fabriquée (cf. **figure 4.4**, en insert). Le diamètre des trous d'air n'est pas parfaitement homogène sur la section transverse. Le diamètre moyen du cœur est alors pris égal à  $2a = 59,3 \mu\text{m}$ . Le mode fondamental est caractérisé par  $2w_0 = 42,5 \mu\text{m}$  et  $A_{\text{eff}} = 1417 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ . Les auteurs ont mesuré les pertes aux courbures à cette même longueur d'onde et les ont comparées à celles obtenues par le calcul en intégrant les paramètres de la fibre fabriquée dans l'expression 4.4 (cf. **figure 4.4**).



**Figure 4.4 :** Comparaison entre les pertes aux courbures mesurées et calculées (à l'aide de l'expression 4.4) réalisée par Dong et collaborateurs (cf. [DONG 07 – WONG 05]).

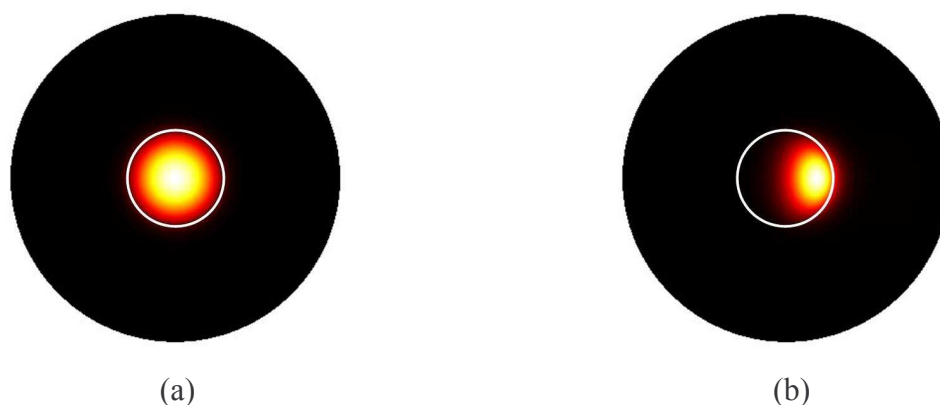
Les pertes obtenues par le calcul sont en accord avec celles mesurées. Les auteurs en déduisent que le rayon de courbure critique de cette structure est égal à 6,7 cm et correspond à des pertes aux courbures valant 0,1 dB/m. Des pertes proches de 3 dB/m sont obtenues pour un rayon de courbure  $R \sim 5 \text{ cm}$ .

Au vu de l'aire modale élevée du mode fondamental guidé dans une telle structure, le rayon de courbure critique mesuré et calculé apparaît relativement faible. Toutefois, les auteurs ne présentent pas d'étude concernant l'influence de la courbure sur la délocalisation et la distorsion du mode fondamental en fonction de la courbure.

Pour constat, la sensibilité aux courbures d'une fibre sera déterminée dans la suite par son rayon de courbure critique noté  $R_c$  correspondant à des pertes aux courbures égales à 3 dB/m.

### I.3. Délocalisation du mode fondamental

L'application d'un rayon de courbure  $R$  sur une fibre induit également un déplacement du champ électrique du mode guidé vers les zones d'indice élevé. A titre d'exemple, la **figure 4.5** montre la distribution de l'intensité du mode fondamental dans une fibre à saut d'indice ( $2a = 40 \mu\text{m}$ ) calculée pour  $R \rightarrow \infty$  et  $R = 5 \text{ cm}$ . Le calcul est effectué avec un logiciel commercial d'analyse vectorielle basée sur la méthode des éléments finis (Comsol Multiphysics). Les caractéristiques opto-géométriques de la fibre considérée sont résumées dans le **tableau 4.1**.



**Figure 4.5 :** Mode fondamental calculé dans une fibre à saut d'indice ( $2a = 40 \mu\text{m}$ ). (a)  $R \rightarrow \infty$  ; (b)  $R = 5 \text{ cm}$ . Le cercle blanc délimite le cœur.

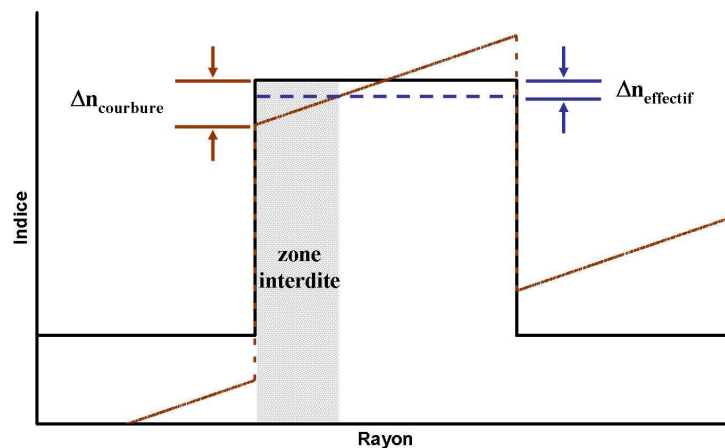
cœur			mode $LP_{01}$	fibre		
$2a$ ( $\mu\text{m}$ )	$n_1$	ON	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\varnothing = 3 \times a$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{\text{Travail}}$ (nm)	V
40	$n_{\text{silice}} + 0,00125$	0,06	771	60	1064	7,1

**Tableau 4.1 :** Paramètres opto-géométriques de la fibre à saut d'indice modélisée. Le diamètre élevé du cœur ainsi que la faible ouverture numérique implique son caractère multimode ( $V > 2,405$ ).

L'application de  $R = 5 \text{ cm}$  entraîne une délocalisation du mode vers la zone d'indice élevé située à l'extérieur de la courbure. La distribution d'intensité du mode n'est plus circulaire. Elle est distordue et beaucoup plus étroite.

La **figure 4.6** montre une représentation schématique d'un profil d'indice courbé permettant de comprendre simplement l'origine de la délocalisation du mode guidé. Deux différences

indicielles notées  $\Delta n_{\text{courbure}}$  et  $\Delta n_{\text{effectif}}$  sont définies sur cette figure. Les variations de l'indice du mode guidé induites par la courbure ne sont pas prises en compte ici. Lorsque la courbure de la fibre est importante, on peut avoir l'inégalité  $\Delta n_{\text{courbure}} > \Delta n_{\text{effectif}}$ . La région du cœur située à l'intérieur de la courbure présente alors un indice inférieur à l'indice du mode. Le champ électrique n'y est plus guidé, il est évanescent. Ce dernier se délocalise alors vers l'extérieur de la courbure du fait de la présence de cette zone interdite. Sa distribution radiale n'est donc plus celle de la fibre rectiligne.

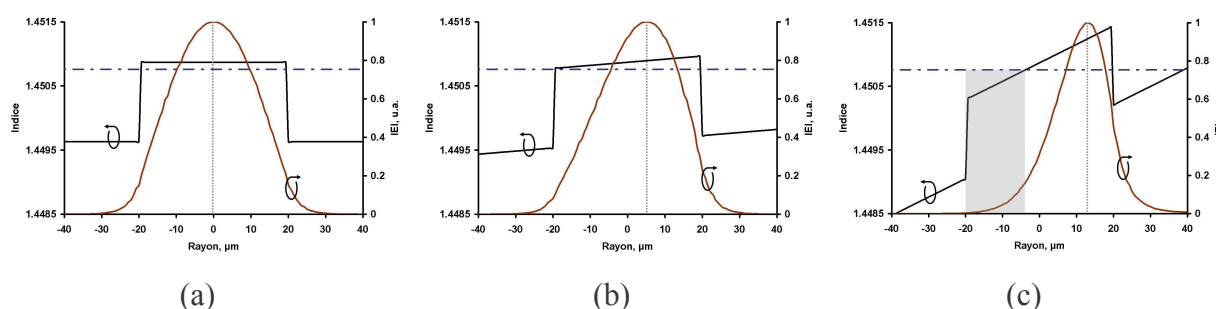


**Figure 4.6 :** Représentation schématique de l'origine de la délocalisation du mode fondamental dans une fibre courbée. Le profil d'indice tracé en noir (respectivement en rouge) correspond à la fibre rectiligne (respectivement courbée). Les deux différences indicielles  $\Delta n_{\text{courbure}}$  et  $\Delta n_{\text{effectif}}$  sont définies comme indiqué sur la figure. La zone interdite (région du cœur en gris) apparaît lorsque

$$\Delta n_{\text{courbure}} \leq \Delta n_{\text{effectif}}. \text{ Sa largeur augmente avec } \Delta n_{\text{courbure}}.$$

La **figure 4.7** compare le profil d'indice et la répartition de l'intensité du champ électrique du mode fondamental dans la fibre à saut d'indice présentée ci-dessus (cf. **tableau 4.1**) pour  $R \rightarrow \infty$ ,  $R = 30$  cm et  $R = 5$  cm. L'influence de la courbure sur l'indice du mode n'est pas prise en compte. Dans le cas où  $R = 30$  cm (cf. **figure 4.7.b**), les différences indicielles  $\Delta n_{\text{courbure}}$  et  $\Delta n_{\text{effectif}}$  décrites sur la **figure 4.6** sont telles que  $\Delta n_{\text{courbure}} = \Delta n_{\text{effectif}} = 1,096 \cdot 10^{-4}$ . Le champ électrique du mode fondamental est légèrement décalé vers l'extérieur de la courbure. Sa valeur maximale est atteinte pour un rayon  $r = 5,3 \mu\text{m}$ . Son allure est semblable à celle du champ calculé dans la fibre rectiligne. Pour  $R = 5$  cm (cf. **figure 4.7.c**), on obtient  $\Delta n_{\text{courbure}} = 5,614 \cdot 10^{-4}$ . Cette valeur est 5 fois supérieure à celle de  $\Delta n_{\text{effectif}}$ . Le champ est alors fortement délocalisé vers l'extérieur de la courbure. Sa valeur maximale est obtenue pour  $r = 13 \mu\text{m}$ . Comparé au cas où  $R \rightarrow \infty$ , sa distribution est fortement distordue et son aire

modale est fortement réduite. On vérifie ici que le champ électrique situé dans la partie grisée du cœur (zone où l'indice du cœur est inférieur à l'indice du mode) est bien évanescent.



**Figure 4.7 :** Comparaison entre le profil d'indice et la distribution du champ électrique du mode fondamental dans la fibre à saut d'indice présentée ci-dessus pour trois rayons de courbure différents. (a)  $R \rightarrow \infty$ . (b)  $R = 30$  cm et  $\Delta n_{\text{courbure}} = \Delta n_{\text{effectif}} = 1,096 \cdot 10^{-4}$ . (c)  $R = 5$  cm et  $\Delta n_{\text{courbure}} = 5,614 \cdot 10^{-4} > \Delta n_{\text{effectif}} = 1,096 \cdot 10^{-4}$ . La région où l'indice du cœur est inférieur à l'indice du mode est mise en évidence (zone grisée). Le champ électrique est fortement distordu et sa surface est réduite par rapport au mode calculé en (a). Ces calculs ont été faits par une méthode basée sur les éléments finis.

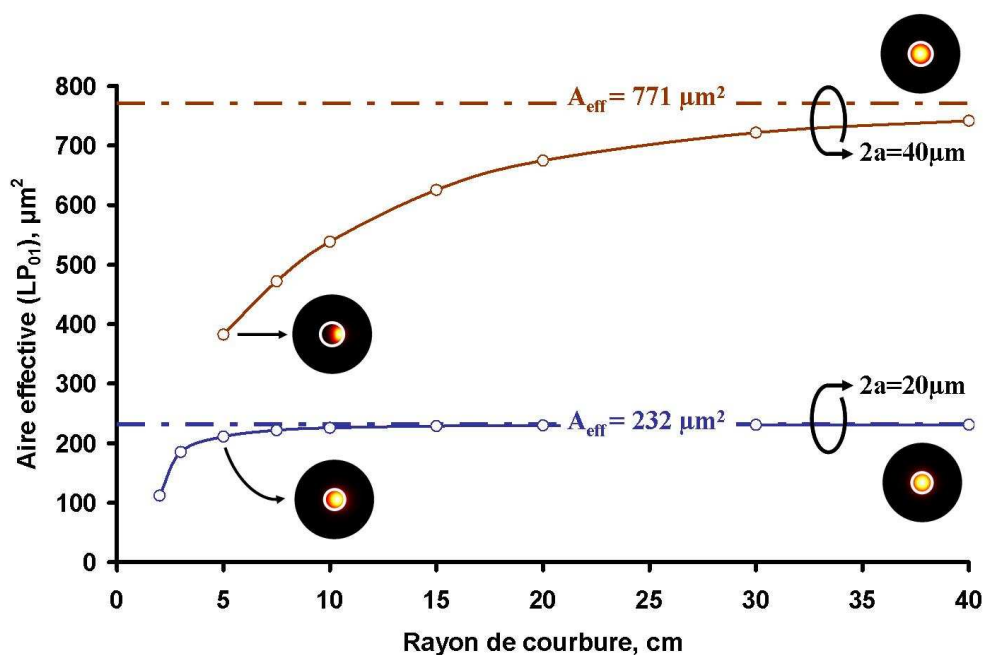
De récents travaux menés par John M. Fini traitent de l'influence des courbures sur la distorsion du mode fondamental dans les fibres dite LMA (pour l'anglicisme Large Mode Area) [FINI 06a – FINI 06b – FINI 07a – FINI 07b – FINI 07c]. L'auteur montre que la distorsion du champ due au confinement de ce dernier dans la région d'indice élevé du cœur implique une réduction non négligeable de son aire effective. L'augmentation de la densité surfacique de puissance qui en découle peut alors permettre l'apparition d'effets non désirés (effets non linéaires en particulier). En outre, dans le cas de fibres amplificatrices ayant un cœur dopé avec des ions de terres rares, le recouvrement entre la zone dopée et le mode de propagation s'en trouve également affecté.

A titre d'exemple la **figure 4.8** compare l'évolution de l'aire effective du mode fondamental en fonction de  $R$  pour deux fibres à saut d'indice ayant un diamètre de cœur valant  $2a = 40 \mu\text{m}$  et  $2a = 20 \mu\text{m}$ . Le calcul est fait à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  (méthode basée sur les éléments finis). La fibre ayant le diamètre de cœur le plus important est celle déjà étudiée ci-dessus (cf. **tableau 4.1**). Le **tableau 4.2** résume les paramètres optogéométriques de la fibre définie par  $2a = 20 \mu\text{m}$ .



cœur			mode LP <sub>01</sub>	fibre		
2a (μm)	n <sub>1</sub>	ON	A <sub>eff</sub> (μm <sup>2</sup> )	∅ = 3 × a (μm)	λ <sub>Travail</sub> (nm)	V
20	n <sub>silice</sub> + 0,00125	0,06	232	30	1064	3,5

**Tableau 4.2 :** Paramètres opto-géométriques de la deuxième fibre à saut d'indice modélisée. Cette fibre présente également un caractère multimode.

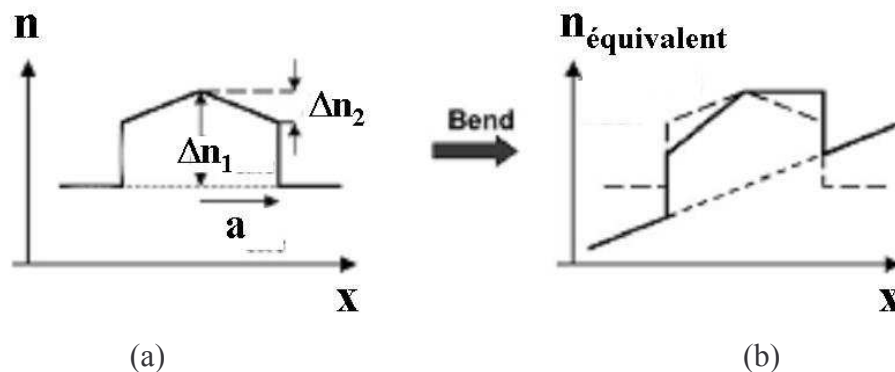


**Figure 4.8 :** Influence d'un rayon de courbure  $R$  sur l'aire effective  $A_{\text{eff}}$  du mode fondamental de deux fibres à saut d'indice. La longueur d'onde de travail est  $\lambda = 1064$  nm. Les paramètres opto-géométriques des deux fibres considérées sont décrits dans les **tableaux 4.1 et 4.2**. L'aire effective du mode LP<sub>01</sub> calculée pour une fibre rectiligne est représentée en trait discontinu ( $A_{\text{eff}} = 771 \mu\text{m}^2$  pour le cœur valant  $2a = 40 \mu\text{m}$  et  $A_{\text{eff}} = 232 \mu\text{m}^2$  pour le cœur valant  $2a = 20 \mu\text{m}$ ). En insert se trouve le champ proche calculé pour  $R \rightarrow \infty$  et  $R = 5$  cm dans les deux fibres.

L'aire effective du mode fondamental de la fibre à large cœur ( $2a = 40 \mu\text{m}$ ) décroît fortement pour  $R < 10$  cm. Le rapport entre l'aire effective de la fibre rectiligne et celle de la fibre courbée avec  $R = 5$  cm est égal à 2. Ce comportement est en accord avec l'observation faite précédemment (cf. **figure 4.7**). La forte distorsion du mode fondamental déplacé vers la région où l'indice du cœur est élevé entraîne une réduction de son aire. Pour un cœur moins large, l'aire effective du mode fondamental est moins perturbée. Elle ne varie quasiment pas pour  $R > 5$  cm. Le calcul de la distribution d'intensité confirme que celle-ci est peu modifiée par rapport à celle de la fibre rectiligne. L'aire effective est divisée par deux pour  $R = 2$  cm.

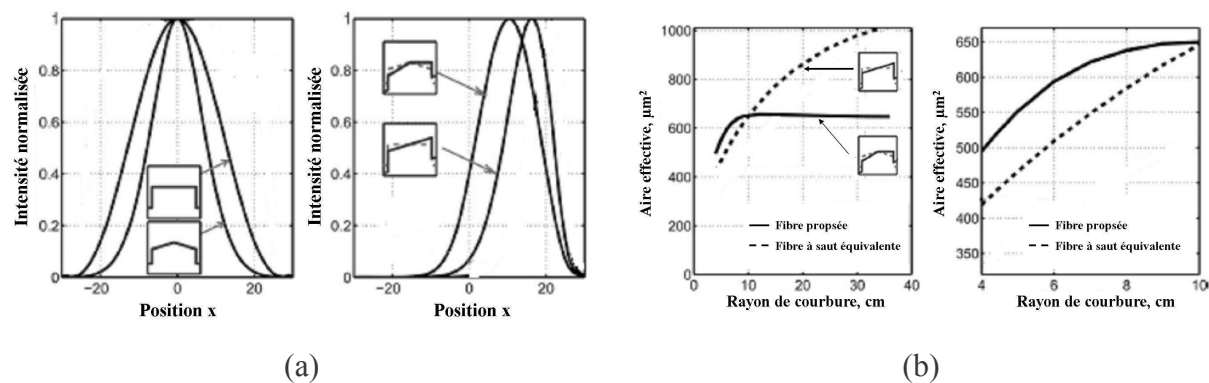
Dans ces travaux, John M. Fini recommande de faire le distinguo entre l'aire effective du mode fondamental donnée pour une fibre rectiligne (aire effective avancée dans la majorité des publications) et l'aire effective réelle du mode fondamental lorsque la fibre est placée dans son environnement de travail (enroulée avec des rayons de courbure conventionnels).

L'auteur propose une nouvelle famille de fibres LMA permettant de limiter la délocalisation du mode fondamental induite par la courbure. Le profil d'indice de la fibre proposée est montré sur la **figure 4.9.a**. Il est basé sur les fibres à gradient d'indice. L'indice du cœur est défini par les deux paramètres  $\Delta n_1$  et  $\Delta n_2$ . Le profil d'indice est optimisé pour un rayon de courbure  $R$  donné comme le montre la **figure 4.9.b**. En appliquant ce rayon  $R$  à la fibre, la remontée de l'indice attendue dans le cœur à l'extérieur de la courbure est compensée par la forme initiale du profil.



**Figure 4.9** : Profil d'indice de la fibre proposée par John M. Fini pour réduire la délocalisation du mode fondamental lors de l'application d'un rayon de courbure  $R$ . (a) profil d'indice de la fibre rectiligne. L'indice du cœur n'est pas constant. Il est défini par les paramètres  $\Delta n_1$  et  $\Delta n_2$ . (b) comparaison entre le profil d'indice de la fibre rectiligne et de la fibre courbée. Ces images sont extraites de la référence [FINI 06b].

La **figure 4.10** compare l'efficacité d'une telle structure avec une fibre à saut d'indice équivalente. Les deux fibres ont un diamètre de cœur égal à  $2a = 50 \mu\text{m}$  et une différence indicielle entre le cœur et la gaine valant  $\Delta n_1 = 0,0015$ . Elles sont fortement multimodes ( $V = 9,7$  à  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ ).



**Figure 4.10** : Comparaison de l'influence de  $R$  sur le mode fondamental guidé dans la structure proposée par Fini et dans une fibre conventionnelle à saut d'indice équivalente. (a) sur la distribution de son intensité dans le cœur. (b) sur son aire effective. Le graphique de droite est un zoom pour les faibles rayons de courbure. Ces images sont extraites de la référence [FINI 06b].

La **figure 4.10** compare l'efficacité d'une telle structure avec une fibre à saut d'indice équivalente. Les deux fibres ont un diamètre de cœur égal à  $2a = 50 \mu\text{m}$  et une différence indicielle entre le cœur et la gaine valant  $\Delta n_1 = 0,0015$ . Elles sont fortement multimodes ( $V = 9,7$  à  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ ). La **figure 4.10.a** compare la distribution de l'intensité du mode fondamental pour  $R \rightarrow \infty$  et  $R = 7,5$  cm. La délocalisation du mode est plus prononcée dans la fibre à saut d'indice. La **figure 4.10.b** compare l'évolution de l'aire effective du mode fondamental en fonction de  $R$ . Comme on pouvait s'y attendre, la réduction de l'aire effective est plus importante dans la fibre à saut d'indice que dans la fibre proposée (cf. **tableau 4.3**).

	Aire effective du mode fondamental ( $\mu\text{m}^2$ )	
	Fibre à saut d'indice	Structure proposée par Fini
$R = 30$ cm	950	650
$R = 6$ cm	500	600
Facteur de réduction	1,9	1,08

**Tableau 4.3** : Comparaison de l'influence de  $R$  sur l'aire effective du mode fondamental dans la fibre à saut et la structure proposée par Fini [FINI 06b].

La très faible sensibilité aux courbures de ce type de structure est ainsi montrée. L'aire effective du mode fondamental est par exemple réduite d'un facteur égal à 1,08 lorsque le rayon de courbure passe de  $R = 30$  cm à  $R = 6$  cm.

Toutefois une telle structure est fortement multimode et nécessite donc d'effectuer un filtrage modal. En outre, son efficacité dépend du rayon de courbure fixé au préalable lors de sa conception. Lorsque la fibre est fabriquée, celui-ci ne peut plus être modifié. Autrement dit,

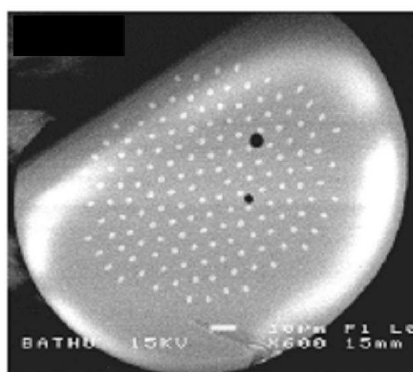
pour des rayons de courbure lui étant trop inférieurs, les pertes additionnelles augmentent dramatiquement. On constate ainsi sur la **figure 4.10.b** que pour  $R < 8$  cm, l'aire effective du mode fondamental chute fortement. Enfin, de nombreuses précautions doivent être prises lors de la fabrication de ce type de structure. Il apparaît en effet primordial de respecter parfaitement le profil d'indice théorique si l'on veut que la structure soit efficace pour le rayon  $R$  fixé.

On préférera par conséquent une fibre plus facile à fabriquer et pouvant s'adapter à plusieurs rayons de courbure.

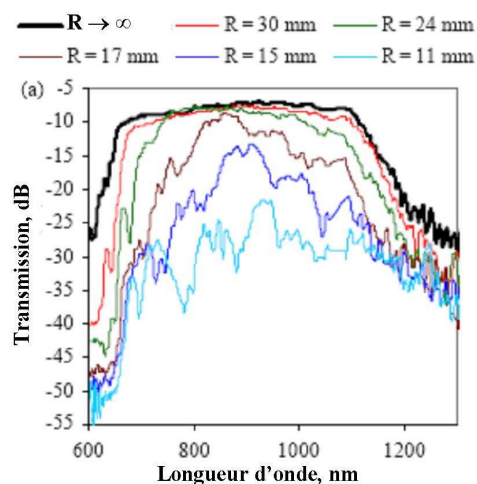
## **II. INFLUENCE D'UN RAYON DE COURBURE DANS UNE FIBRE GUIDANT LA LUMIERE PAR EFFET DE BANDE INTERDITE PHOTONIQUE**

Il est évident qu'une fibre à cristal photonique souffre également de l'application d'une courbure. Les processus physiques mis en jeu sont les mêmes que ceux présentés pour les fibres conventionnelles à saut d'indice. Les pertes additionnelles de rayonnement modifient les bandes interdites ouvertes par le cristal photonique. La transmission du signal est alors dégradée.

Récemment, Argyros et collaborateurs ont réalisé la première étude expérimentale montrant l'influence de  $R$  sur la bande de transmission d'une fibre comprenant un cristal photonique 2D [ARGY. 05]. La structure étudiée est obtenue en insérant des fibres conventionnelles à saut d'indice multimodes dans une préforme servant à la fabrication de FMAS (cf. **figure 4.11.a**). Le cristal photonique 2D peut ainsi être vu comme un assemblage de plots haut indice dans une matrice de silice. Le cœur est lui-même formé par l'insertion d'une fibre à saut d'indice monomode. Le faible pas du cristal ( $\Lambda = 7 \mu\text{m}$ ) permet d'avoir accès à la bande interdite fondamentale. Les auteurs ont alors observé l'influence de divers rayons de courbure  $R$  sur la transmission de cette bande (cf. **figure 4.11.b**). Celle-ci apparaît fortement dégradée pour de faibles rayons de courbure ( $R = 11$  mm).



(a)



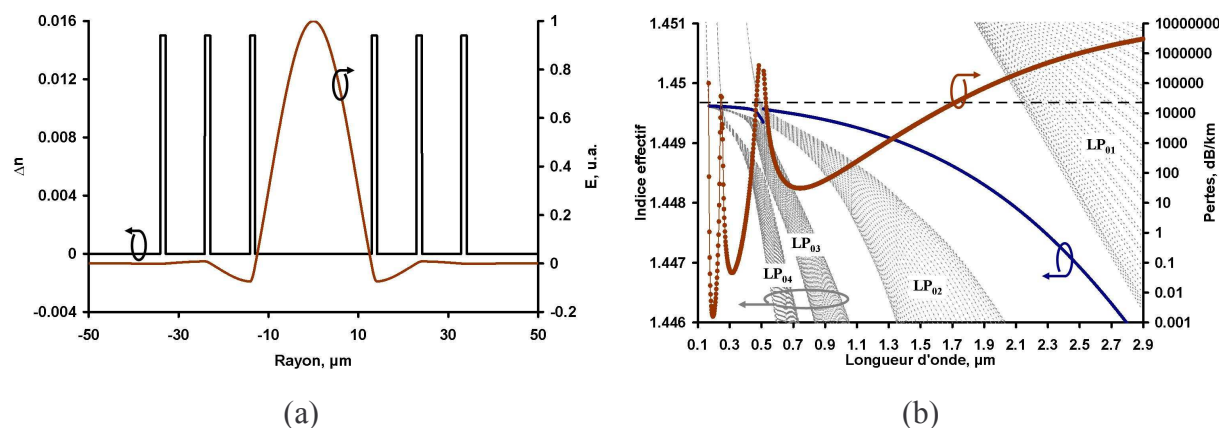
(b)

**Figure 4.11 :** (a) image de la fibre caractérisée par Argyros et collaborateurs. Les points blancs correspondent aux régions dopées germanium obtenues en insérant des fibres conventionnelles à saut d'indice multimode dans les trous d'air d'une préforme de FMAS. (b) étude de l'influence de  $R$  sur la bande de transmission de la première bande interdite ouverte par le cristal 2D de la fibre. Ces images sont extraites de la référence [ARGY. 05].

Il est par conséquent important de déterminer l'origine des pertes aux courbures dans ce type de fibre afin de limiter leur importance.

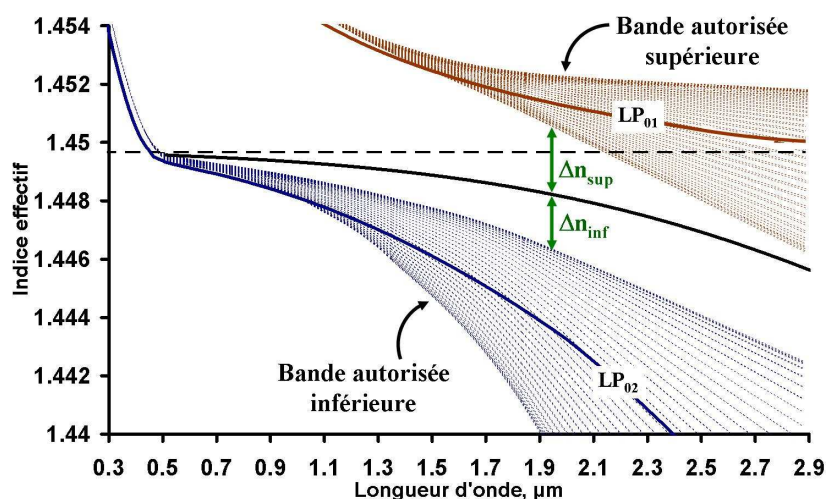
Dans une fibre à bande interdite photonique, l'indice du cœur est plus bas que celui de la gaine environnante. Les modes de gaine peuvent donc avoir des indices inférieurs ou supérieurs à l'indice du mode de cœur selon qu'ils appartiennent aux résonateurs d'indice bas ou d'indice haut. Cette caractéristique distingue ce type de structure des fibres guidant la lumière par réflexion totale interne où les indices des modes de gaine sont nécessairement inférieurs à celui du mode de cœur.

On reprend ici l'exemple de la fibre de Bragg décrite dans le chapitre 2. La **figure 4.12** rappelle son profil d'indice et son diagramme de dispersion  $n_c - \lambda$ .



**Figure 4.12 :** Fibre de Bragg décrite dans le chapitre 2. (a) profil d'indice. (b) diagramme de dispersion  $n_e - \lambda$  calculé en utilisant le logiciel MPB [JOHN. 01]. Les bandes interdites photoniques ouvertes par le cristal 1D sont les régions situées entre les zones grisées correspondant aux modes de gaine. On distingue les trois premières bandes. Les évolutions des pertes de propagation (courbe rouge) et de l'indice effectif (courbe bleue) du mode fondamental guidé dans le cœur de la fibre sont également présentées. Le trait horizontal discontinu correspond à l'indice du cœur ( $n_{\text{silice}} = 1,449677$ ).

On se propose dans la suite d'observer uniquement la bande interdite fondamentale ouverte par le cristal 1D (cf. **figure 4.13**). Cette dernière est bornée par deux bandes autorisées. La bande supérieure (respectivement inférieure) constitue le bord rouge de la bande interdite (respectivement le bord bleu) et correspond à la famille de supermodes issus de couplages entre les modes  $LP_{01}$  (respectivement  $LP_{02}$ ) s'établissant dans les résonateurs d'indice haut.



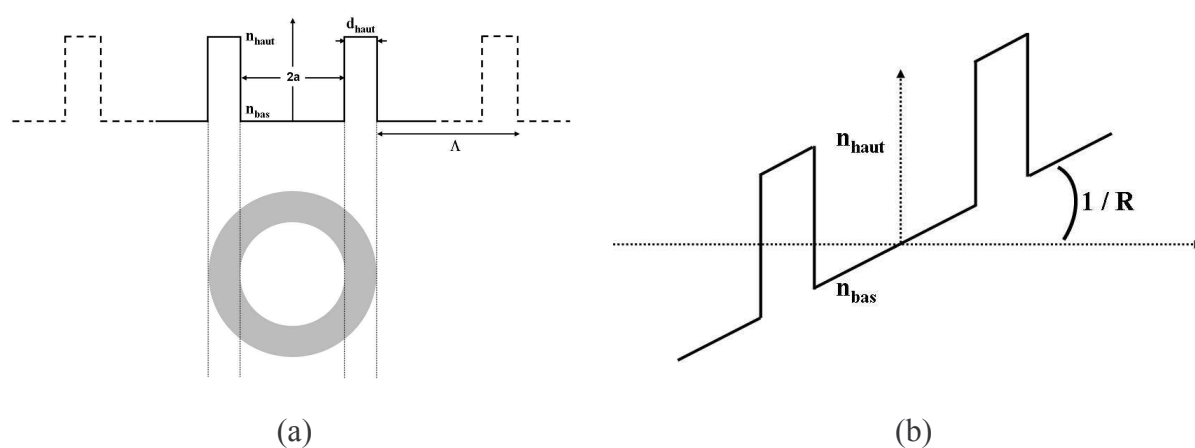
**Figure 4.13 :** Bande interdite fondamentale de la fibre présentée sur la **figure 4.12**. Elle est comprise entre les deux bandes autorisées rouge et bleu correspondant à des modes susceptibles de se propager dans le cristal. Le trait horizontal discontinu correspond à l'indice du cœur ( $n_{\text{silice}} = 1,449677$ ) et représente la limite entre les modes guidés et évanescents dans la silice. La différence indicielle  $\Delta n_{\text{sup}}$  (respectivement  $\Delta n_{\text{inf}}$ ) quantifie l'écart entre le mode de Bragg et la bande autorisée supérieure (respectivement inférieure).

## II.1. Rôle des bandes autorisées bornant la bande interdite

On peut définir deux différences indicielles notées  $\Delta n_{\text{sup}}$  et  $\Delta n_{\text{inf}}$  (cf. **figure 4.13**). Elles permettent de quantifier l'écart entre l'indice du mode de cœur et les indices des bandes autorisées périphériques. On remarque immédiatement que l'on a  $\Delta n_{\text{inf}} \ll \Delta n_{\text{sup}}$  lorsque l'on se rapproche du bord bleu de la bande interdite et  $\Delta n_{\text{inf}} \gg \Delta n_{\text{sup}}$  lorsque l'on se rapproche du bord rouge.

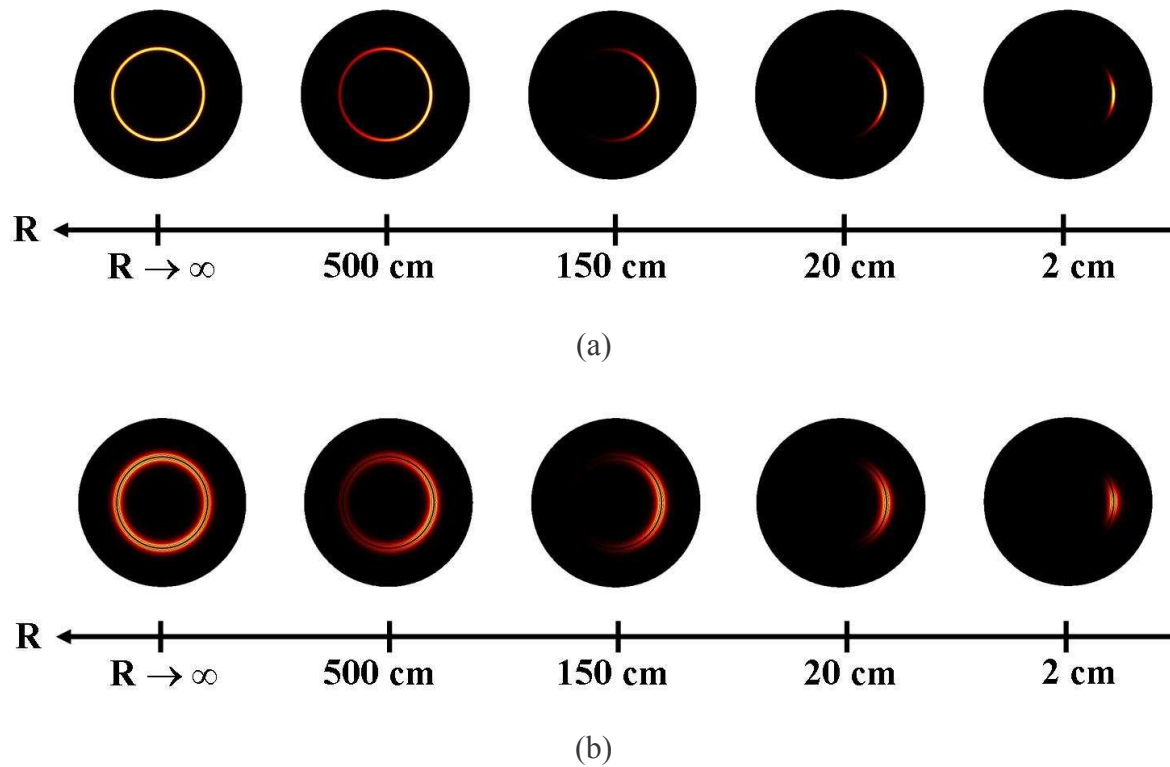
L'application d'un rayon de courbure  $R$  modifie les indices de la structure, y compris ceux des modes de gaine. Les différences indicielles  $\Delta n_{\text{sup}}$  et  $\Delta n_{\text{inf}}$  peuvent s'annuler. Le mode de Bragg peut alors se coupler à un mode de gaine. La position spectrale de la bande interdite peut donc être affectée.

La **figure 4.15** montre l'influence de  $R$  sur la distribution de l'intensité du champ électrique des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{02}$  guidés dans le premier résonateur d'indice haut de la fibre. Ce dernier est considéré isolé, c'est-à-dire entouré de silice pure (cf. **figure 4.14**).



**Figure 4.14** : Représentation schématique du premier résonateur d'indice haut de la fibre de Bragg montrée sur la **figure 4.12**. Il est considéré isolé, c'est-à-dire entouré de silice pure. (a)  $R \rightarrow \infty$ . (b) le résonateur est courbé.

Le guide élémentaire n'est plus à symétrie de révolution lorsqu'il est courbé. La partie située à l'extérieur de la courbure (respectivement à l'intérieur) voit son indice augmenter (respectivement diminuer).

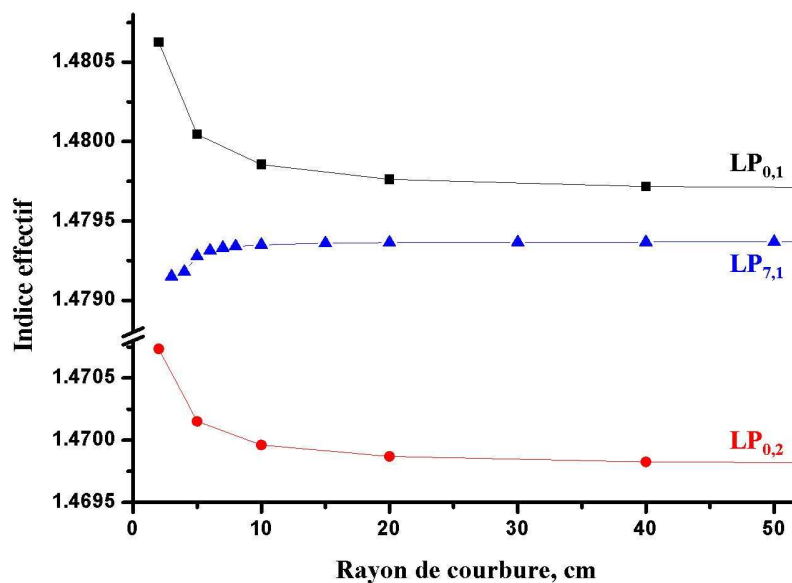


**Figure 4.15** : Répartition de l'intensité du champ électrique des modes (a)  $LP_{01}$  et (b)  $LP_{02}$  guidés dans le résonateur d'indice haut en fonction de  $R$  (calculs faits en utilisant une méthode basée sur les éléments finis).

Lorsque  $R$  diminue, la répartition de l'intensité du champ électrique des modes  $LP_{0,v}$  n'est plus homogène. Ces modes se localisent dans la région d'indice élevé du résonateur située à l'extérieur de la courbure.

De plus, la distribution des modes  $LP_{0,v}$  est fortement affectée pour des rayons  $R$  relativement importants ( $R = 150$  cm). Les indices effectifs de ces modes augmentent donc fortement avec la diminution de  $R$  comme le montre la **figure 4.16**.





**Figure 4.16** : Evolution des indices effectifs des modes LP<sub>01</sub> (courbe noire) et LP<sub>02</sub> (courbe rouge) présentés sur la **figure 4.15**. Le calcul est fait pour  $R \in [2 \text{ cm} ; \infty[$  à  $\lambda = 0,41 \mu\text{m}$ . Les variations de l'indice effectif du mode LP<sub>7,1</sub> guidé dans le résonateur d'indice haut sont également présentées (courbe bleue).

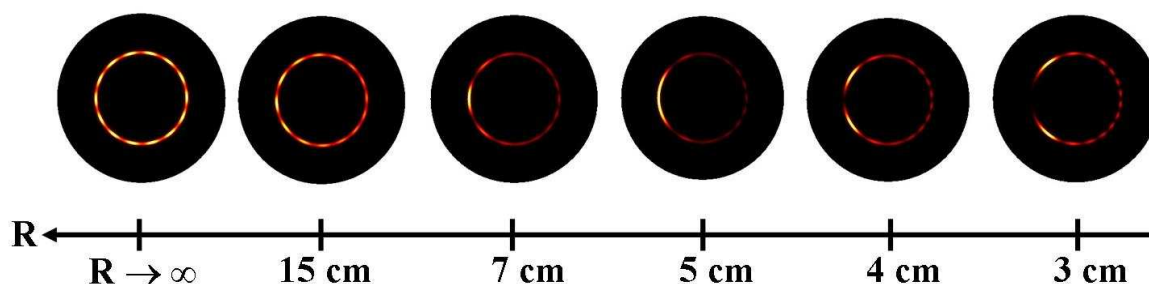
L'augmentation de l'indice du mode LP<sub>02</sub> lorsque R diminue implique une réduction de la différence indicielle  $\Delta n_{\text{inf}}$ . Celle-ci peut s'annuler. Les modes de gaine appartenant à la bande inférieure peuvent donc se coupler avec le mode de Bragg à l'extérieur de la courbure. De tels couplages conduisent à une réduction de la bande interdite photonique sur son bord bleu. En outre l'écart indiciel entre les valeurs extrêmes (c'est à dire pour  $R \rightarrow \infty$  et  $R = 2 \text{ cm}$ ) du mode LP<sub>02</sub> est important. Il avoisine  $\Delta n_e \approx 9,5 \cdot 10^{-4}$  à  $\lambda = 0,41 \mu\text{m}$ . La position spectrale du bord bleu de la bande interdite apparaît sensible aux courbures.

Si l'on considère à présent le bord rouge de la bande interdite, l'augmentation de l'indice du mode LP<sub>01</sub> (et donc des supermodes constituant la bande supérieure) lorsque R diminue induit une augmentation de la différence indicielle  $\Delta n_{\text{sup}}$ . On devrait alors assister à un élargissement de la bande interdite aux hautes longueurs d'onde lors de la courbure de la fibre. Toutefois un tel comportement est en contradiction avec les observations expérimentales menées au laboratoire et extraites de la littérature (cf. **figure 4.11**).

D'autres modes rentrent donc en compte pour expliquer la réduction spectrale de la bande interdite. Il s'agit des modes de gaine de type LP<sub>m,1</sub> non considérés pour une fibre rectiligne (intégrale de recouvrement nulle avec le mode fondamental du cœur). De tels couplages ont déjà été évoqués dans le chapitre précédent (cf. fibre BF1).

## II.2. Rôle des modes $LP_{m,1}$

Comme le montre la **figure 4.14.b**, la symétrie de révolution du résonateur d'indice haut est rompue lorsqu'il est courbé. La répartition de l'intensité du champ électrique des modes  $LP_{m,1}$  appartenant à ce guide devient inhomogène (cf. **figure 4.17**, exemple du mode  $LP_{7,1}$ ).

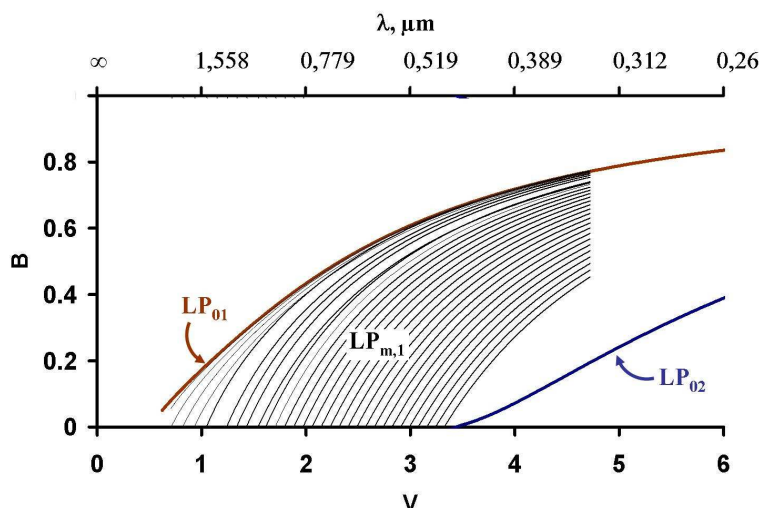


**Figure 4.17** : Répartition de l'intensité du champ électrique du mode  $LP_{7,1}$  guidé dans le résonateur d'indice haut en fonction de  $R$  (calculs faits en utilisant une méthode basée sur les éléments finis). La longueur d'onde de travail est  $\lambda = 0,41 \mu\text{m}$ .

Lorsque  $R$  diminue, le mode se localise vers l'intérieur de la courbure, c'est-à-dire dans la région où l'indice diminue. L'évolution de son indice effectif, calculée pour des rayons de courbure  $R \in [4 \text{ cm}; \infty[$ , est présentée sur la **figure 4.16**. L'indice du mode décroît bien avec  $R$ .

L'intégrale de recouvrement entre un tel mode et le mode fondamental de cœur devient alors différente de zéro. Un couplage entre ces deux modes peut avoir lieu et conduire à une réduction de la bande interdite. Notons que la fuite de l'énergie présente dans le cœur peut se produire à l'intérieur de la courbure. Ce comportement est une particularité des fibres à bande interdite photonique.

La **figure 4.18** reprend le calcul des courbes de dispersion des modes  $LP_{0,v}$  du guide élémentaire de la **figure 4.14.a**.



**Figure 4.18** : Constante de propagation normalisée  $B$  en fonction de la fréquence spatiale normalisée  $V$  pour les modes  $LP_{01}$  (courbe rouge) et  $LP_{02}$  (courbe bleue) du premier résonateur d'indice haut. Les courbes  $B = f(V)$  des modes  $LP_{m,1}$  sont également représentées (courbes noires). Elles sont tracées pour  $m \in [1, 31]$ .

La première bande interdite est délimitée par les longueurs d'onde de coupure des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{02}$  valant respectivement  $\lambda_c^{01} \rightarrow \infty$  et  $\lambda_c^{02} = 0,472 \mu\text{m}$ . Ces valeurs sont obtenues lorsque le paramètre  $B$  s'annule. Les courbes de dispersion des modes  $LP_{m,1}$  ont été calculées pour  $m \in [1; 31]$  et sont tracées sur la **figure 4.18**. Ces courbes sont distribuées sur toute la largeur de la bande interdite. Un couplage localisé entre le mode de cœur et un mode  $LP_{m,1}$  arrivant à sa coupure peut donc se produire sur toute la bande interdite.

De tels couplages sont à l'origine des pertes aux courbures dans une fibre de Bragg. Ils permettent également d'expliquer la réduction spectrale de la bande interdite par l'application d'un rayon de courbure  $R$ .

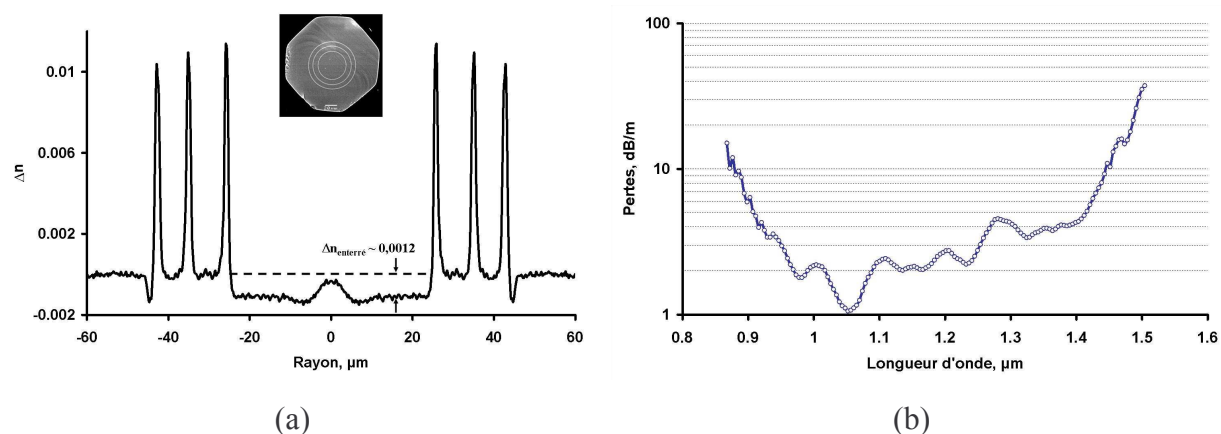
### III. ETUDE EXPERIMENTALE DES PERTES AUX COURBURES DANS UNE FIBRE DE BRAGG

Dans le chapitre précédent, on a souligné la très forte sensibilité aux courbures de la fibre BF5 caractérisée par un cœur relativement large ( $2a = 40 \mu\text{m}$  et  $\frac{A_{\text{eff}}}{\lambda^2} \approx 730$ ) et une différence

d'indice relative faible  $\frac{n_{\text{haut}} - n_{\text{bas}}}{n_{\text{bas}}} \approx 0,7 \%$ .

Cette fibre apparaît être une bonne candidate pour observer l'influence de  $R$  sur sa bande interdite fondamentale. On préfère toutefois considérer ici la structure ayant une gaine externe octogonale afin de s'astreindre de l'influence de l'interface silice/polymère sur les pertes aux courbures (fibre BF6).

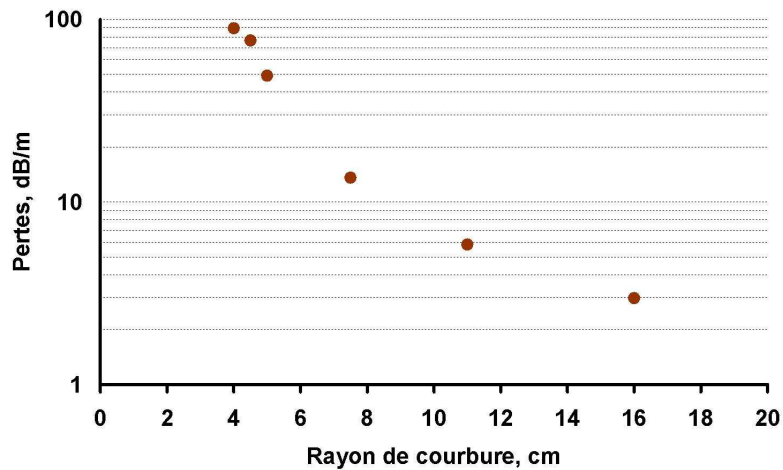
La **figure 4.19** rappelle le profil d'indice et le spectre d'atténuation de BF6.



**Figure 4.19** : Fibre de Bragg BF6, ayant une gaine externe octogonale, étudiée dans le chapitre précédent. (a) profil d'indice mesuré. En insert est montrée une image de la face d'entrée de la fibre. (b) pertes de propagation mesurées du mode fondamental (mesure réalisée par M. Likhachev au FORC).

### III.1. Mesure des pertes aux courbures à $\lambda = 1064 \text{ nm}$

Les pertes additionnelles dues à la courbure de la fibre ont été mesurées à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  pour  $R \in [4 \text{ cm} ; 16 \text{ cm}]$  (cf. **figure 4.20**). On rappelle que seul le mode fondamental est propagé à cette longueur d'onde et ce même pour de courtes longueurs de fibre ( $L \sim 30 \text{ cm}$ ).

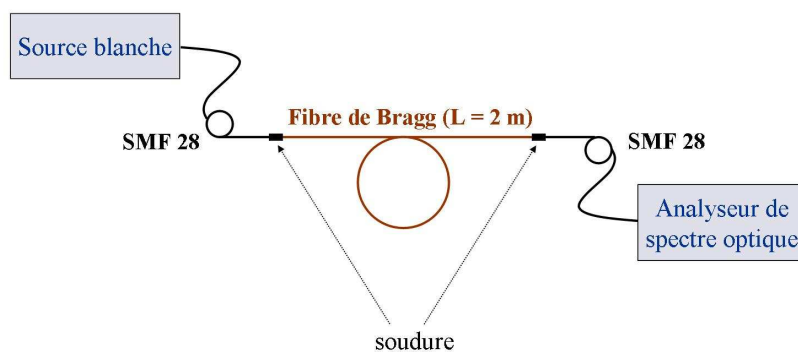


**Figure 4.20 :** Mesure des pertes aux courbures de BF6 ( $L = 2$  m). Pour chaque  $R$ , la fibre est enroulée avec un seul tour.

Le rayon de courbure critique (correspondant à des pertes additionnelles de 3 dB/m) est très élevé. Il est égal à  $R_c = 16$  cm. Cette valeur est légèrement supérieure à celle obtenue pour la même fibre ayant une gaine externe circulaire ( $R_c = 13$  cm). Cette différence peut s'expliquer par l'écart entre la taille du cœur des deux fibres ( $\sim 10\%$ ). En outre, la forte réflectivité de l'interface silice/polymère observée dans la structure ayant une gaine externe circulaire abaisse le niveau des pertes. Le seuil critique des pertes aux courbures doit également être affecté.

### III.2. Mise en évidence de la réduction de la bande interdite

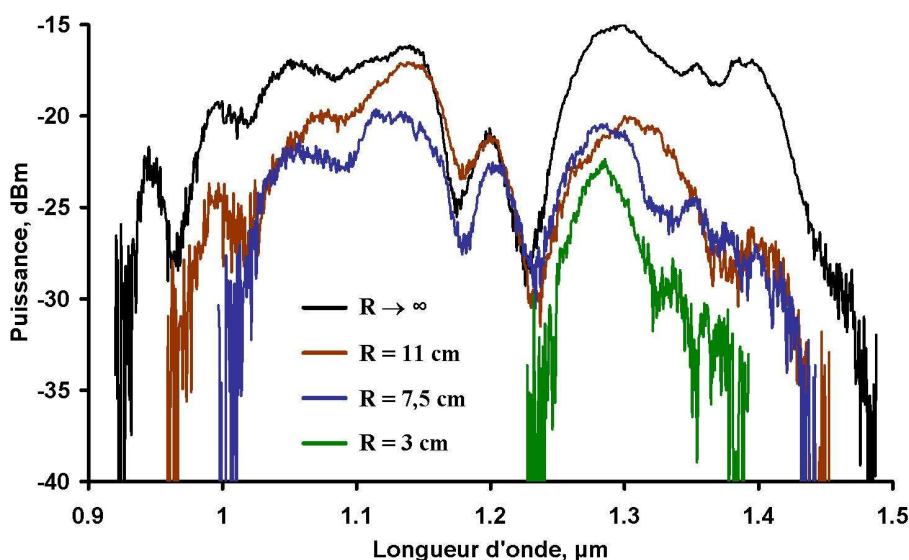
La puissance transmise au travers de BF6 a été mesurée pour différents rayons de courbure ( $R \rightarrow \infty$ ,  $R = 11$  cm,  $R = 7,5$  cm et  $R = 3$  cm) (cf. **figure 4.22**) à l'aide du montage expérimental schématisé sur la **figure 4.21**.



**Figure 4.21 :** Représentation schématique du montage expérimental utilisé pour la mesure de la puissance transmise au travers de BF6 ( $L = 2$  m).

La fibre de Bragg est soudée à ses deux extrémités à une fibre conventionnelle à saut d'indice (SMF28). L'injection en entrée de BF6 est faite en s'assurant d'avoir un maximum d'énergie dans le cœur en sortie de fibre. Le deuxième tronçon de SMF28, relié à l'analyseur de spectre optique, permet d'effectuer un filtrage spatial. Seule l'énergie issue du cœur de BF6 est collectée.

Pour les différents rayons de courbure, la fibre est enroulée sur un seul tour. Des précautions sont prises pour maintenir la fibre droite de part et d'autre de la courbure.



**Figure 4.22 :** Mesure de la puissance transmise au travers de BF6 ( $L = 2$  m) pour différentes valeurs de  $R$  (1 seul tour). La puissance transmise est normalisée par rapport au spectre de la source blanche utilisée (en sortie du premier tronçon de SMF28).

La bande de transmission observée pour  $R \rightarrow \infty$  correspond à la bande interdite fondamentale de la fibre. Elle s'étend de  $\lambda = 0,94 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 1,44 \mu\text{m}$  (en considérant des

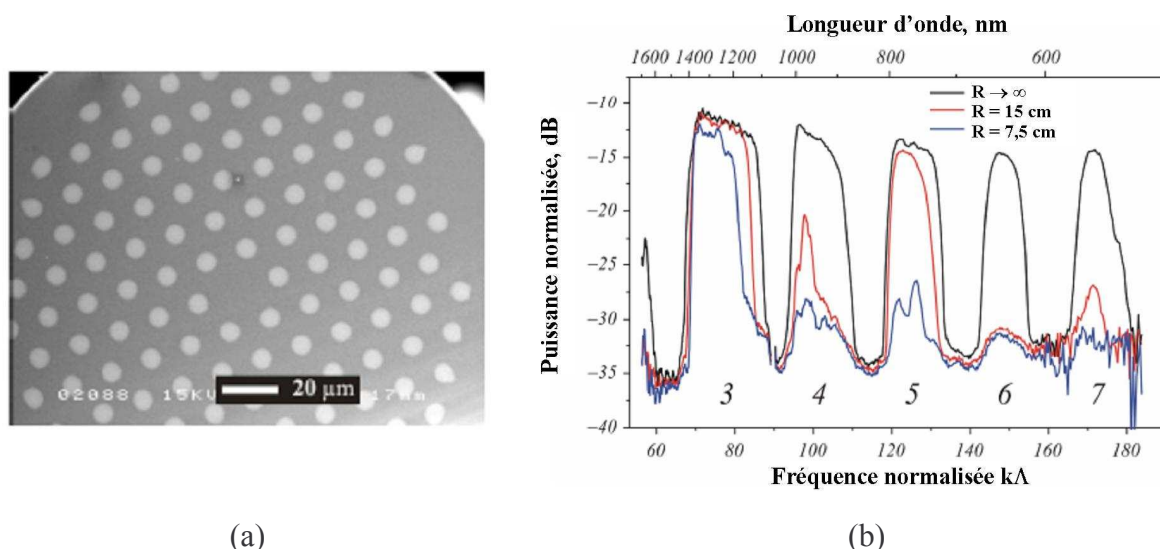
valeurs situées 10 dB au-dessous de la valeur maximale). Cette largeur est en accord avec le spectre d'atténuation de la fibre (cf. **figure 4.19.b**). On distingue toutefois sur la **figure 4.22** deux zones spectrales de forte transmission séparées par une zone de forte perte située autour de  $\lambda = 1,21 \mu\text{m}$ . Cette dernière, déjà observée autour de  $\lambda = 1,05 \mu\text{m}$  sur le spectre d'atténuation de BF5\_125 (fibre ayant une gaine externe circulaire, cf. chapitre précédent), provient de la surmodulation apportée par l'interface silice/polymère. Le décalage vers les hautes longueurs d'onde du pic de forte atténuation provient de la différence entre le diamètre externe de la fibre circulaire et de la fibre octogonale (estimée à 10 %).

On démontre ici que l'allure octogonale donnée à la gaine externe ne suffit pas à rompre totalement sa symétrie.

Concernant l'influence de la courbure, la fibre enroulée avec  $R = 7,5 \text{ cm}$  voit son niveau de puissance transmise chuter de 3,5 dB dans la première zone de forte transmission et de 5,5 dB dans la seconde. De plus, la largeur de la bande interdite est réduite de près de 80 nm sur son bord bleu et de 40 nm sur son bord rouge. Pour  $R = 3 \text{ cm}$ , la bande de transmission est fortement détériorée. Son niveau de puissance transmise chute de 7,5 dB et sa largeur spectrale est proche de 100 nm (en considérant des valeurs prises 10 dB au-dessous de sa valeur maximale). La largeur de la bande interdite est réduite d'un facteur 5 par rapport à celle obtenue pour la fibre rectiligne.

La courbure induit donc une forte réduction de la largeur de la bande interdite. En outre le bord bleu de la bande de transmission est plus affecté que le bord rouge. Cette disparité vient du fait que la bande autorisée inférieure a une pente plus faible que celle de la bande autorisée supérieure (cf. **figure 4.13**). Les couplages entre le mode de cœur et les modes de gaine sont donc privilégiés sur ce bord.

Des observations similaires ont été réalisées dans les fibres à bande interdite comprenant un cristal photonique 2D. A titre d'exemple, T. A. Birks et collaborateurs ont mesuré le spectre de transmission de la fibre présentée sur la **figure 4.23.a** ( $L = 2 \text{ m}$ ) pour  $R \rightarrow \infty$ ,  $R = 15 \text{ cm}$  et  $R = 7,5 \text{ cm}$  (cf. **figure 4.23.b**) [BIRKS 06].



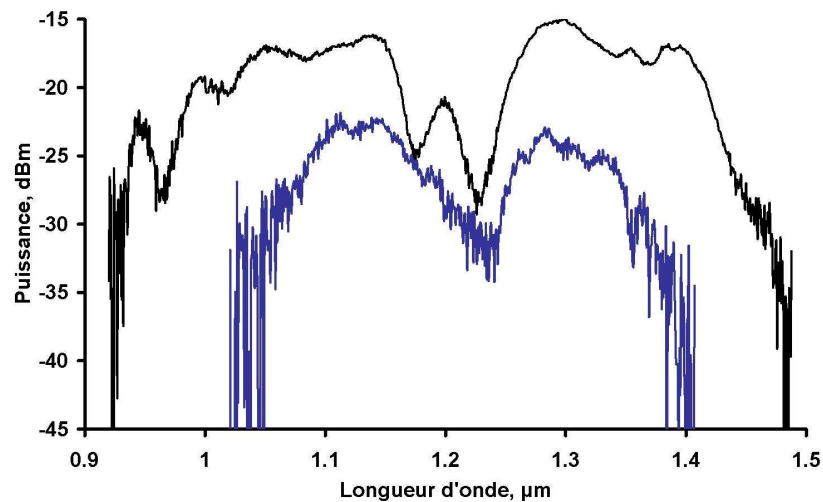
**Figure 4.23 :** (a) image de la face d'entrée de la fibre à bande interdite fabriquée par Birks et collaborateurs ( $d/\Lambda = 0,44$  et  $\Lambda = 15,2 \mu\text{m}$ ). La gaine est constituée d'un cristal photonique 2D (inclusion de plots haut indice dans une matrice de silice). La différence d'indice relative entre les plots dopés germanium et la silice vaut 2,03 %. Le cœur est fait de silice pure (diamètre proche de  $20 \mu\text{m}$ ). (b) spectre de transmission mesuré sur un tronçon de 2 m de fibre pour  $R \rightarrow \infty$ ,  $R = 15 \text{ cm}$  et  $R = 7,5 \text{ cm}$  (1 seul tour dans chacun des cas). Ces images sont extraites de la référence [BIRKS 06].

Le spectre de transmission de la fibre non-courbée laisse apparaître cinq zones de faible perte correspondant aux bandes interdites n°3 à n°7 (bande interdite n°3 centrée autour de  $\lambda = 1250 \text{ nm}$ ). L'ouverture des bandes interdites d'ordre supérieur est permise par le pas élevé du cristal photonique ( $\Lambda = 15,2 \mu\text{m}$ ). Les auteurs constatent que le bord rouge des zones de forte transmission est également moins sensible à l'application d'une courbure que le bord bleu. Ce phénomène apparaît clairement sur les bandes interdites n°3 et n°5. En outre, ils soulignent que les bandes interdites impaires sont moins affectées que les bandes interdites paires.

### III.3. Mise en évidence des couplages entre le mode de Bragg et les modes $LP_{m,1}$ des résonateurs d'indice haut

La caractérisation précédente a été réitérée sur le même tronçon de BF6 pour  $R \rightarrow \infty$  et  $R = 7,5 \text{ cm}$  (cf. **figure 4.24**). Cependant deux tours ont été faits au lieu d'un seul pour la fibre courbée.

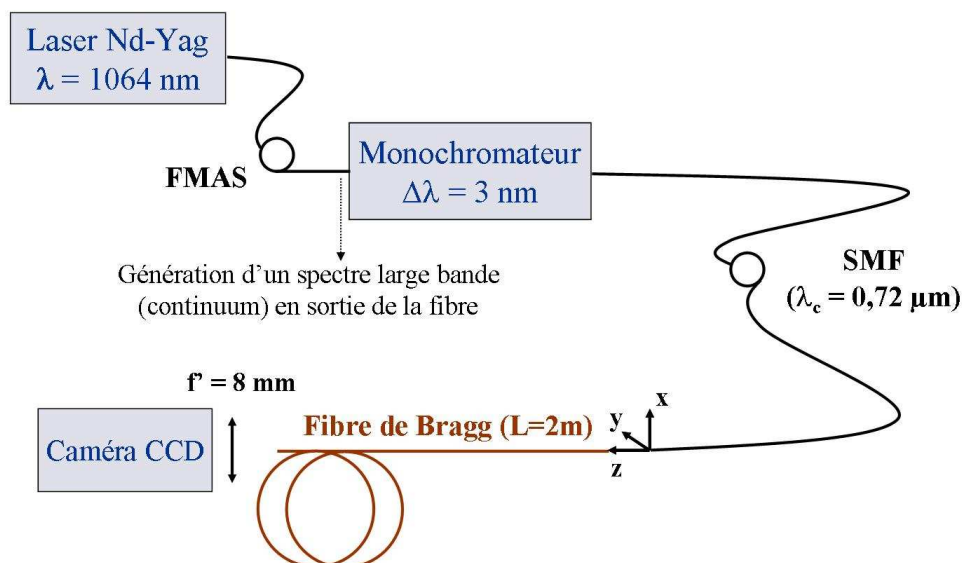




**Figure 4.24 :** Mesure de la puissance transmise au travers de BF6 pour  $R \rightarrow \infty$  (courbe noire) et  $R = 7,5$  cm (courbe bleue, BF6 enroulée sur deux tours). La puissance transmise est normalisée par rapport au spectre de la source blanche utilisée.

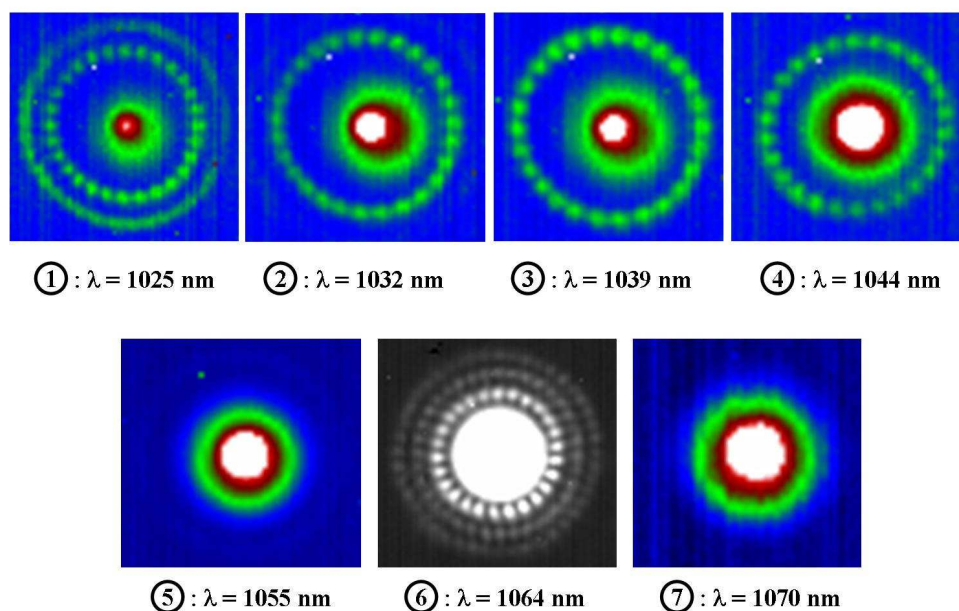
Le niveau de la puissance transmise dans la fibre courbée chute de 6 dB dans la première zone de forte transmission et de 8 dB dans la seconde. La largeur de la bande interdite est également réduite (près de 100 nm sur le bord bleu et 80 nm sur le bord rouge).

Le champ proche en sortie de la fibre de Bragg courbée ( $R = 75$  mm, deux tours) a alors été observé à l'aide d'une caméra CCD en balayant spectralement le bord bleu de la bande interdite ( $\lambda \in [1,01 \mu\text{m} ; 1,1 \mu\text{m}]$ ). Pour ce faire, une source large bande (continuum généré dans une fibre microstructurée air/silice) combinée à un monochromateur ont été utilisés (cf. **figure 4.25**). La courbure est réalisée au plus près de la sortie de la fibre de Bragg afin de minimiser la portion de fibre rectiligne. On espère ainsi pouvoir visualiser la distribution de l'énergie au sein de la courbure sans que celle-ci ne soit perturbée par les quelques centimètres de fibre rectiligne placés devant la caméra.



**Figure 4.25** : Schéma du montage expérimental utilisé pour l'observation du champ proche en sortie de la fibre de Bragg courbée. La longueur totale de fibre est  $L = 2$  m. Le tambour de rayon  $R = 7,5$  cm est placé le plus proche possible de la sortie de BF6 afin de visualiser la distribution de l'énergie au niveau de la courbure. La largeur spectrale du rayonnement en sortie du monochromateur vaut 3 nm.

La **figure 4.26** regroupe quelques images de champ proches obtenues à l'aide d'une caméra CCD.



**Figure 4.26** : Images du champ proche obtenues à l'aide d'une caméra CCD en sortie de BF6 courbée sur un tambour de rayon  $R = 7,5$  cm (2 tours) pour diverses longueurs d'onde. Afin de mieux déterminer l'ordre des modes  $LP_{m,1}$  couplés avec le mode fondamental, le seuil de saturation de la caméra est parfois dépassé (zones blanches dans le cœur).

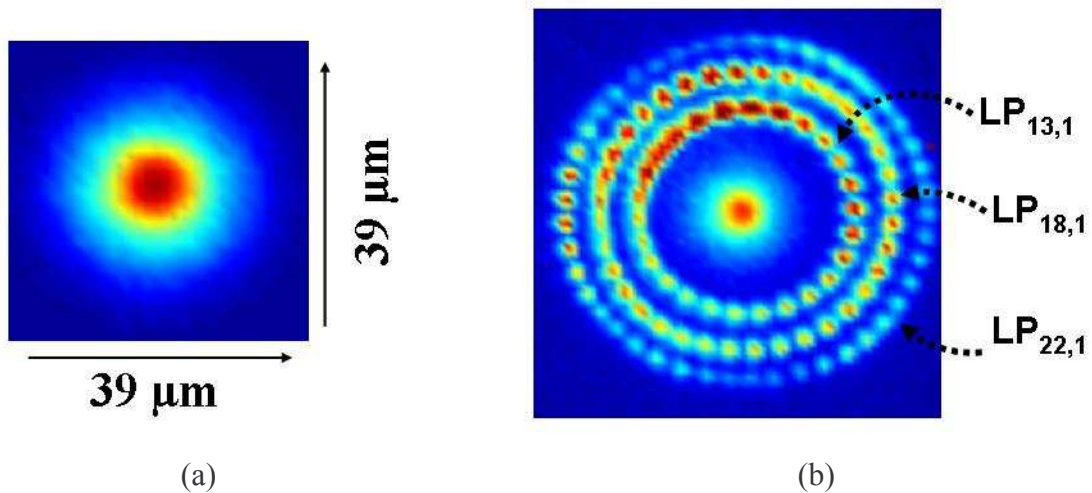
Pour certaines longueurs d'onde, les modes d'ordre élevé des résonateurs haut indice sont excités. Le balayage du bord bleu de la bande interdite confirme la présence de multiples couplages entre le mode de Bragg et des modes de gaine de type  $LP_{m,1}$ . L'énergie présente dans le cœur se trouve ainsi évacuée. Entre ces couplages, seul le mode fondamental apparaît (cf. images obtenues à  $\lambda = 1055$  nm et  $\lambda = 1070$  nm). Les couplages sont donc bien localisés. Pour les plus basses longueurs d'onde ( $\lambda = 1032$  nm et  $\lambda = 1039$  nm), la répartition de l'énergie du mode fondamental n'est pas homogène dans le cœur de la fibre. Elle est légèrement décalée vers le miroir de Bragg. Pour  $\lambda = 1025$  nm, la taille du mode fondamental est fortement réduite. L'énergie présente dans le cœur semble être contenue dans le saut d'indice apparaissant au centre du cœur (dû à l'évaporation des ions fluor lors du rétreint de la préforme). Elle ne correspond plus au mode fondamental guidé par effet de bande interdite photonique.

On distingue clairement les modes  $LP_{m,1}$  apparaissant dans les résonateurs d'indice haut bien que ces derniers soient fortement multimodes (non pas radialement mais azimuthalement). Le **tableau 4.4** résume les modes de gaine concernés par ces couplages.

Résonateur d'indice haut concerné	Longueur d'onde de travail				
	$\lambda = 1025$ nm	$\lambda = 1032$ nm	$\lambda = 1039$ nm	$\lambda = 1044$ nm	$\lambda = 1064$ nm
1	$LP_{14,1}$	$LP_{14,1}$	$LP_{13,1}$	$LP_{13,1}$	$LP_{13,1}$
2	non-identifié	-	-	-	$LP_{18,1}$
3	-	-	-	-	$LP_{22,1}$

**Tableau 4.4 :** Identification des modes  $LP_{m,1}$  se couplant avec le mode fondamental de la structure.

La **figure 4.27** compare le champ proche obtenu en sortie de BF6 pour  $R \rightarrow \infty$  et  $R = 7,5$  cm (enroulée sur deux tours) à  $\lambda = 1064$  nm.



**Figure 4.27 :** Observation du champ proche en sortie d'un tronçon de BF6 ( $L = 2$  m). (a)  $R \rightarrow \infty$ . Seul le mode fondamental apparaît. (b)  $R = 7,5$  cm (deux tours). Le mode fondamental est couplé avec les modes  $LP_{13,1}$ ,  $LP_{18,1}$  et  $LP_{22,1}$  des résonateurs d'indice haut.

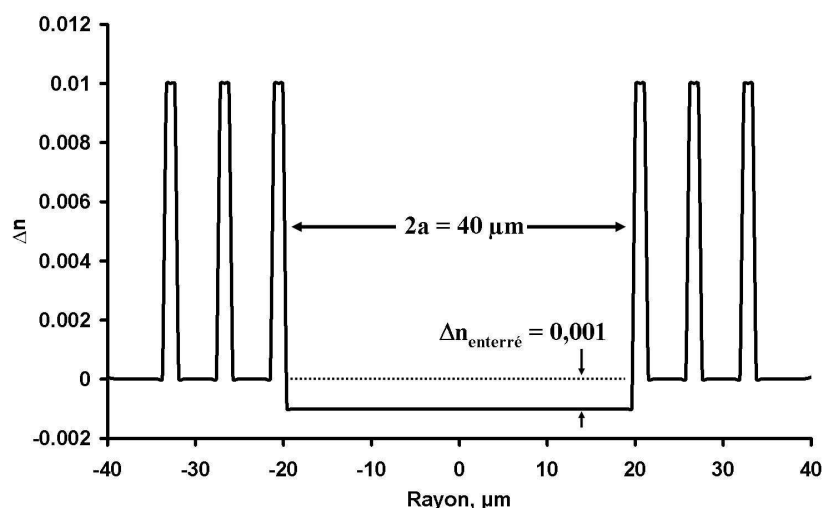
La distribution de l'énergie pour la fibre courbée est similaire à celle déjà montrée sur la **figure 4.26**. Le mode fondamental est couplé avec les modes  $LP_{13,1}$ ,  $LP_{18,1}$  et  $LP_{22,1}$  appartenant respectivement au 1<sup>er</sup>, au 2<sup>ème</sup> et au 3<sup>ème</sup> résonateur d'indice haut. On vérifie ici que les couplages entre le mode fondamental et les modes de gaine apparaissent uniquement par l'application d'une courbure sur la fibre. Ils sont à l'origine de la réduction de la largeur de la bande interdite observée expérimentalement.

## IV. DEVELOPPEMENT D'UNE FIBRE DE BRAGG PRESENTANT UNE FAIBLE SENSIBILITE AUX COURBURES

### IV.1. Modélisation de la fibre de Bragg

On propose ici la modélisation d'une fibre de Bragg exhibant une sensibilité aux courbures fortement réduite par rapport à celle de BF6.

On choisit de conserver un profil d'indice similaire à celui de BF5\_125 caractérisé par un cœur relativement large ( $2a = 40$  μm) et enterré par rapport à la silice ( $\Delta n_{\text{enterré}} = 0,001$ ) (cf. **figure 4.28**). Le nombre de couches d'indice haut est égal à 3.

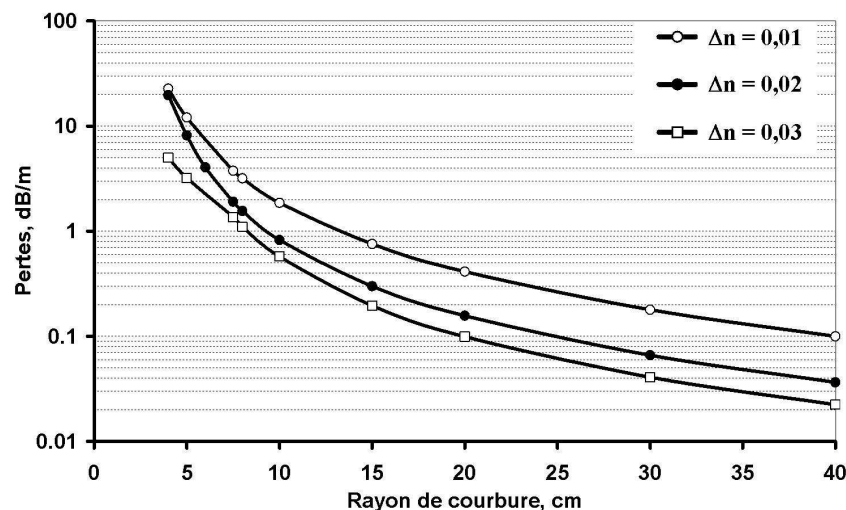


**Figure 4.28** : Profil d'indice théorique de BF5\_125. Il constitue le point de départ de notre étude.

La différence indicielle relative ( $\frac{n_{\text{haut}} - n_{\text{bas}}}{n_{\text{bas}}}$ ) de BF5\_125 est faible ( $\sim 0,7\%$ ).

Une manière simple d'augmenter cette valeur est d'élever le contraste indiciel  $\Delta n$  du cristal photonique 1D. Il en découle que les épaisseurs des couches d'indice haut et bas sont ainsi abaissées (cf. expressions 3.10 et 3.11 du chapitre 3). Ces deux variations ont un impact direct sur les modes de type  $LP_{m,1}$  présents dans les résonateurs d'indice haut et donc sur les pertes aux courbures de la fibre.

La **figure 4.29** compare les pertes aux courbures calculées en fonction du rayon de courbure  $R$  de trois fibres de Bragg (profil d'indice théorique basé sur celui présenté sur la **figure 4.28**) ayant des différences indicielles égales à  $\Delta n = 0,01$  (BF5\_125),  $\Delta n = 0,02$  et  $\Delta n = 0,03$ . Les calculs sont réalisés à l'aide d'un logiciel d'analyse vectorielle basée sur la méthode des éléments finis et intégrant une couche absorbante (appelée PML pour l'anglicisme « Perfectly Matched Layer »).



**Figure 4.29 :** Influence de la différence indicielle  $\Delta n$  du cristal photonique 1D sur les pertes aux courbures de la fibre de Bragg. Le calcul de ces pertes additionnelles est effectué pour trois fibres dont le profil d'indice théorique est basé sur celui présenté sur la **figure 4.28**.

On constate que l'augmentation de la différence indicielle  $\Delta n$  du cristal photonique 1D abaisse les pertes aux courbures de la fibre. Le rayon de courbure critique  $R_c$  (correspondant à des pertes de 3 dB/m), étant supérieur à 8 cm pour  $\Delta n = 0,01$ , est égal à 5 cm pour  $\Delta n = 0,03$ . Les modes de type  $LP_{m,1}$  appartenant au résonateur haut indice considéré isolé (cf. **figure 4.14.a**) sont donc mieux confinés dans le guide élémentaire du fait de l'augmentation de sa différence indicielle. Leur sensibilité aux courbures est alors fortement réduite et la distribution d'intensité de leur champ électrique est moins sensible à l'application d'un rayon de courbure  $R$ . L'intégrale de recouvrement entre un tel mode et le mode de Bragg guidé dans la structure entière est donc proche de zéro sauf pour de très faibles rayons de courbure. En outre la variation de l'indice effectif de ces modes lorsque  $R$  diminue est moins prononcée. Les couplages entre ces modes et le mode de Bragg sont donc affectés par l'augmentation de  $\Delta n$ . La sensibilité aux courbures de la bande interdite de la fibre est alors abaissée.

Une nouvelle fibre de Bragg semblable à BF5\_125 est proposée ici. La différence indicielle entre les couches d'indice haut et les couches d'indice bas est toutefois 3 fois supérieure à celle de BF5\_125.

Les paramètres optogéométriques de la fibre ainsi modélisée sont résumés dans le **tableau 4.5** (ce dernier n'intègre pas les deux couches d'indice bas constituées de silice pure). Aucune dépression d'indice n'est ajoutée à la suite du miroir de Bragg.

cœur			cristal 1D (4 couches dopées)				fibre	
2a ( $\mu\text{m}$ )	n	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	couche $n^\circ$	$\Delta n_i$	$r_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{\text{haut}}^i$	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{\text{Travail}}$ (nm)
40	$n_{\text{silice}} - 1.10^{-3}$	600	1 (Ge)	0,035	20	0,742	125	1064
			2 (Ge)	0,035	25,56	0,7778		
			3 (Ge)	0,035	31,1	0,7904		

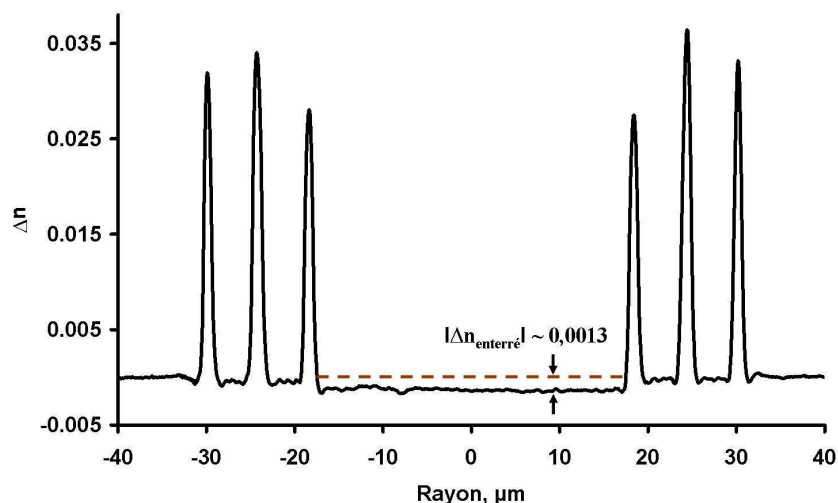
**Tableau 4.5 :** Paramètres optogéométriques de la fibre de Bragg modélisée. Les variables  $\Delta n_i$ ,  $r_i$  et  $d_{\text{haut}}^i$  représentent respectivement la différence indicielle, la position et la largeur de la couche d'indice haut  $n^\circ i$ .

## IV.2. Fabrication et caractérisation de deux fibres de Bragg

Une préforme (nommée P4) a été fabriquée par MCVD en se basant sur les données du **tableau 4.5**. La différence indicielle dans le cristal photonique composé de trois couches d'indice haut est proche de 0,035 (dopage au germanium). L'indice du cœur est abaissé par rapport à la silice par un dopage au fluor de manière à avoir une différence indicielle proche de  $1.10^{-3}$ . Un meilleur contrôle de l'étape de rétreint a permis d'éviter l'évaporation des ions fluor. L'indice du cœur est ainsi homogène. Toutefois les dimensions de ce dernier sont légèrement inférieures à celles attendues. Une partie de cette préforme a servi à la fabrication d'une fibre (nommé BF8) ayant un diamètre externe égal à 125  $\mu\text{m}$ . La seconde partie de la préforme a été usinée de manière à donner une forme octogonale à la gaine externe. Une fibre (nommée BF9) en a été extraite. Un contrôle rigoureux du diamètre externe lors du fibrage a permis de conserver celui-ci autour de 125  $\mu\text{m}$ .

### IV.2.1. Mesure du profil d'indice

Le profil d'indice des deux fibres (à gaine circulaire et octogonale) a été mesuré et est identique pour les deux structures (cf. **figure 4.30**).



**Figure 4.30** : Profil d'indice mesuré des fibres BF8 et BF9. Le dopage au fluor du cœur est tel que  $|\Delta n_{\text{entréré}}| = 0,0013$ .

Les paramètres optogéométriques de BF8 et BF9 sont rassemblés dans le **tableau 4.6** (ce dernier n'intègre pas les deux couches d'indice bas constituées de silice pure).

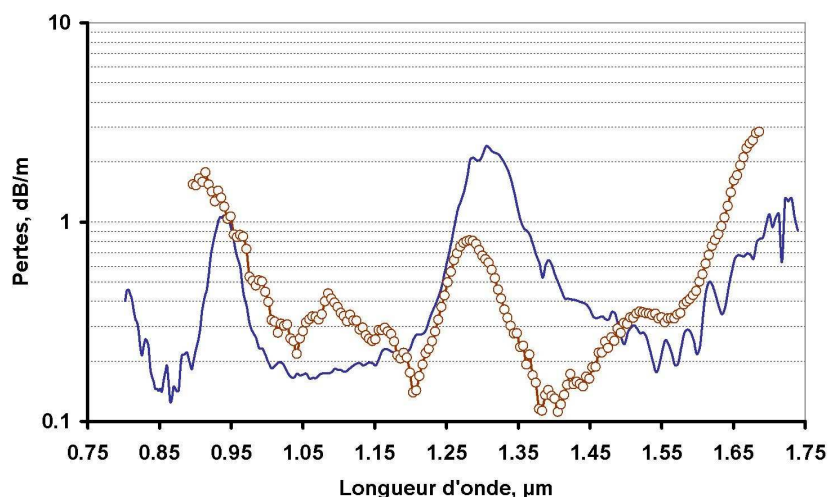
cœur		cristal 1D				fibre
2a (μm)	n	couche n <sup>o</sup> i	Δn <sub>i</sub>	r <sub>i</sub> (μm)	Δh <sub>i</sub> (μm)	Ø (μm)
35,7	n <sub>silice</sub> - 0,00131	1 (Ge)	0,02747	18,3478	0,97973	125
		2 (Ge)	0,03643	24,40436	1,0688	
		3 (Ge)	0,0332	30,19371	0,89067	

**Tableau 4.6** : Paramètres optogéométriques de BF8 et BF9. Les variables Δn<sub>i</sub>, r<sub>i</sub> et Δh<sub>i</sub> représentent respectivement la différence indicielle, la position centrale et la largeur à mi-hauteur de la couche n<sup>o</sup>i.

#### IV.2.2. Mesure du spectre d'atténuation

Les spectres d'atténuation de BF8 et BF9 ont été mesurés par la méthode du « cut-back » (cf. **figure 4.31**).





**Figure 4.31 :** Spectres d'atténuation mesurés au FORC de BF8 (courbe bleue) et de BF9 (cercles rouges).

Concernant BF8 (gaine externe circulaire), trois zones de faible perte apparaissent centrées autour de  $\lambda = 0,865 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1,1 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Le minimum d'atténuation pour chacune de ces longueurs d'onde vaut respectivement 0,125 dB/m, 0,165 dB/m et 0,18 dB/m. Les deux pics de forte atténuation localisés autour de  $\lambda = 0,94 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$  et réduisant la bande interdite fondamentale sont imputés à l'interface silice/polymère.

Le spectre d'atténuation de BF9 présente un niveau de pertes comparable à celui de BF8. Les pertes de propagation sont égales à 0,34 dB/m, 0,58 dB/m et 0,33 dB/m respectivement pour  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . On vérifie ici que les paramètres optogéométriques des deux fibres sont relativement proches.

La bande de transmission de BF9 est élargie. Elle englobe les deux zones de faible perte centrées sur  $\lambda = 1,1 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  de BF8. Un pic résiduel de plus forte atténuation (0,8 dB/m) persiste cependant autour de  $\lambda = 1,28 \mu\text{m}$ . Le rôle joué par l'interface silice/polymère n'est donc pas complètement annihilé.

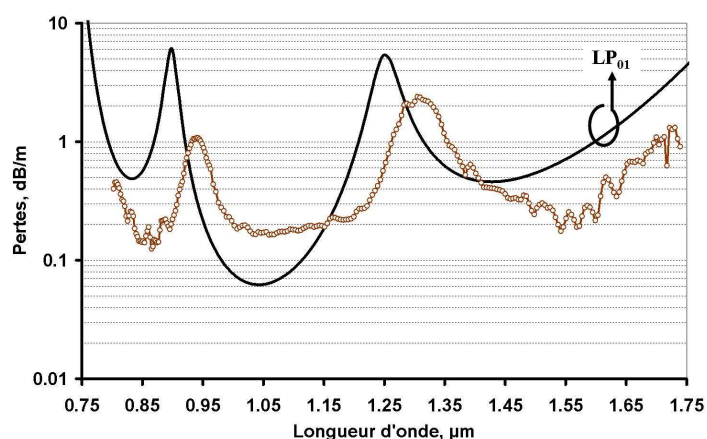
### IV.2.3. Etude du caractère monomode

#### IV.2.3.1. Analyse théorique (méthode des matrices)

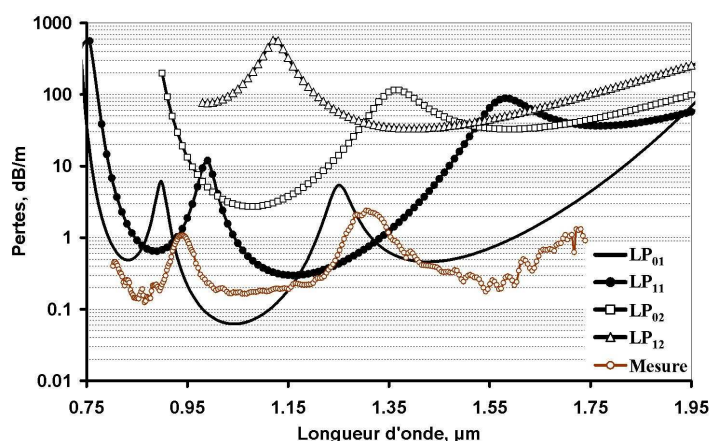
Les pertes de propagation du mode fondamental et des trois premiers modes d'ordre élevé ( $LP_{11}$ ,  $LP_{02}$  et  $LP_{12}$ ) ont été calculées par la méthode des matrices en se basant sur le profil

d'indice mesuré de la fibre (cf. **figure 4.30**). Ce dernier intègre le polymère haut indice ( $n = 1,51$ ) recouvrant la fibre ( $r_{\text{polymère}} = 62,5 \mu\text{m}$ ) et correspond ainsi à BF8.

Le spectre d'atténuation mesuré de BF8 est alors comparé d'une part aux pertes du seul mode LP<sub>01</sub> (cf. **figure 4.32.a**) et d'autre part aux pertes du mode LP<sub>01</sub> et des modes d'ordre élevé (cf. **figure 4.32.b**).



(a)



(b)

**Figure 4.32** : Comparaison entre le spectre d'atténuation mesuré de BF8 et (a) les pertes calculées du mode LP<sub>01</sub>, (b) les pertes calculées des modes LP<sub>01</sub>, LP<sub>11</sub>, LP<sub>02</sub> et LP<sub>12</sub>.

Le spectre d'atténuation mesuré correspond aux pertes du mode fondamental (cf. **figure 4.32.a**). L'accord entre la position des pics de forte atténuation et les niveaux de pertes des zones de faible atténuation est acceptable.

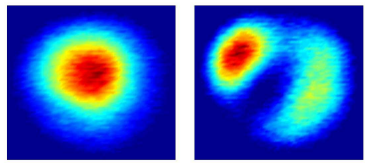
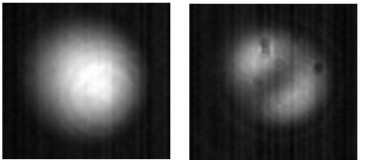
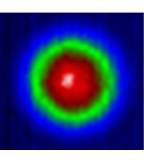
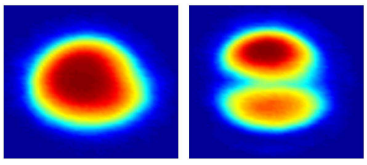
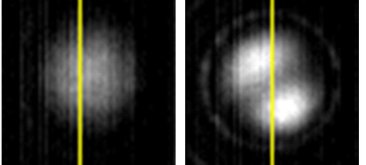
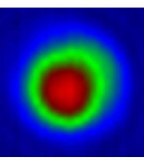
Les pertes des modes d'ordre supérieur sont également modulées par la présence de l'interface silice/polymère. Le minimum d'atténuation du mode LP<sub>12</sub> est supérieur à 30 dB/m

autour de  $\lambda = 1,4 \mu\text{m}$  et celui du mode  $\text{LP}_{02}$  vaut  $2,7 \text{ dB/m}$  à  $\lambda = 1,08 \mu\text{m}$ . Ces modes peuvent donc être facilement évacués en utilisant un tronçon de fibre suffisamment long (quelques mètres). En revanche, le mode  $\text{LP}_{11}$  présente des pertes relativement faibles et qui plus est du même ordre de grandeur que celles du mode fondamental sur une grande plage spectrale ( $\lambda \in [0,8 \mu\text{m} ; 1,4 \mu\text{m}]$ ). On peut donc s'attendre à avoir un comportement bimode et ce même pour des tronçons d'une dizaine de mètres de longueur. Ceci est la conséquence du rôle joué par la gaine externe. La très forte réflectivité de l'interface silice/polymère abaisse les pertes de confinement des modes.

Toutefois, la modulation apportée sur les pertes du mode  $\text{LP}_{11}$  engendre une forte remontée de ces dernières autour de  $\lambda = 1,57 \mu\text{m}$ . Ainsi les pertes des modes d'ordre élevé sont supérieures à  $30 \text{ dB/m}$  autour de  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  et le rapport d'atténuation modale moyen est égal à 48. Un comportement monomode dans la bande C est donc envisagé.

#### IV.2.3.2. Observation du champ proche

Afin de valider les résultats théoriques précédents, le champ proche en sortie de BF8 et de BF9 a été observé à  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Les deux tronçons ont une longueur valant  $L = 9 \text{ m}$ . Lors des mesures, les fibres sont maintenues rectilignes. Seules les conditions d'injection sont modifiées. Le **tableau 4.7** présente les modes obtenus dans les deux fibres.

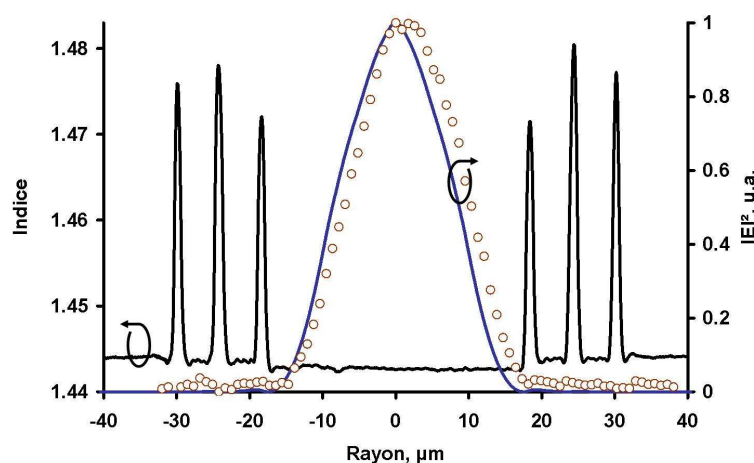
	$\lambda = 1,064 \mu\text{m}$	$\lambda = 1,31 \mu\text{m}$	$\lambda = 1,55 \mu\text{m}$
BF8			
BF9			

**Tableau 4.7 :** Observation du champ proche en sortie de BF8 et de BF9 ( $L = 9 \text{ m}$ ) à  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .

Le comportement modal des deux fibres est identique. Le mode fondamental ainsi que le premier mode d'ordre élevé sont observés pour  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$ . La fibre est bien bimode malgré la longueur utilisée (proche de 10 m). En revanche, pour  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  seul le mode fondamental est obtenu et ce quelles que soient les conditions d'injection dans la fibre.

#### IV.2.4. Estimation de l'aire effective à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

La **figure 4.33** compare la distribution de l'intensité du champ électrique du mode fondamental calculée et mesurée à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .



**Figure 4.33** : Comparaison entre la distribution radiale de l'intensité du champ électrique du mode  $LP_{01}$  calculée (trait bleu) et mesurée (cercles rouges) à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .

L'accord entre les deux distributions est acceptable. On en déduit que l'aire effective réelle du mode  $LP_{01}$  est proche de celle calculée et valant  $A_{\text{eff}} = 470 \mu\text{m}^2$ . Le rayon de champ de mode  $w_0$  est égal à  $12,8 \mu\text{m}$ .

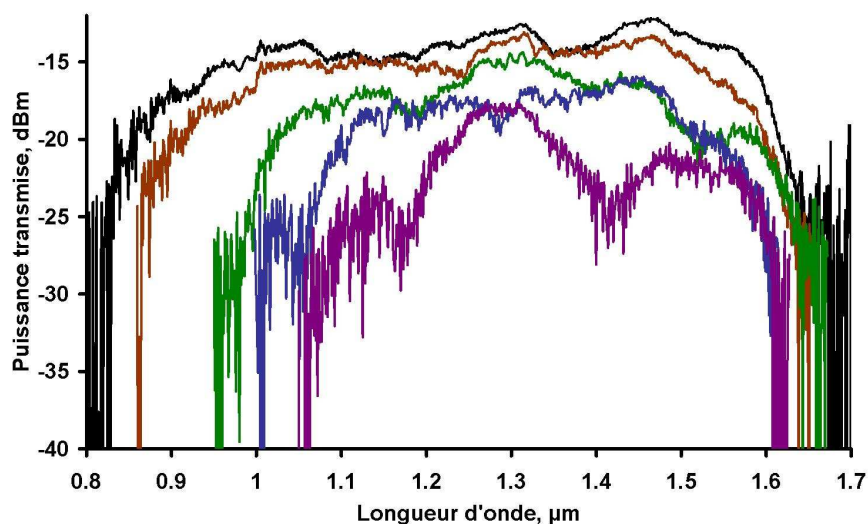
#### IV.2.5. Etude de la sensibilité aux courbures

##### IV.2.5.1. Spectre de transmission

##### IV.2.5.1.1. BF8 (gaine circulaire)

La puissance transmise au travers d'un tronçon de BF8 ( $L = 4,5 \text{ m}$ ) a été mesurée pour plusieurs rayons de courbure  $R$  (cf. **figure 4.34**). Le montage expérimental est celui déjà présenté sur la **figure 4.21**.

La courbe noire est obtenue lorsque le tronçon de BF8 est laissé libre (c'est-à-dire ni parfaitement tendu, ni enroulé). Dans la suite, on assimilera cette mesure à un rayon de courbure  $R \rightarrow \infty$ . Les courbes rouge, verte, bleue et pourpre correspondent respectivement à  $R = 50$  mm,  $R = 25$  mm,  $R = 20$  mm et  $R = 15$  mm. La longueur de fibre enroulée sur le tambour de rayon  $R$  est égale à 1 m.



**Figure 4.34** : Mesure de la puissance transmise au travers de BF8 ( $L = 4,5$  m) pour  $R \rightarrow \infty$  (courbe noire),  $R = 50$  mm (courbe rouge),  $R = 25$  mm (courbe verte),  $R = 20$  mm (courbe bleue) et  $R = 15$  mm (courbe pourpre). La longueur de fibre enroulée sur chaque tambour est égale à 1 m. La puissance transmise est normalisée par rapport au spectre de la source blanche utilisée (sortie du premier tronçon de SMF28 utilisé, cf. **figure 4.21**).

La puissance transmise est peu affectée pour de grands rayons de courbure. Par exemple, pour  $R = 50$  mm ( $\sim 3$  tours sur le tambour), elle chute de 2,4 dB à  $\lambda = 1,55$   $\mu\text{m}$ . La largeur de la bande de transmission est légèrement réduite. Elle passe de 790 nm pour  $R \rightarrow \infty$  (de 840 nm à 1630 nm) à 750 nm (de 870 nm à 1620 nm). La réduction de la sensibilité aux courbures de cette fibre est évidente comparée à BF5 (cf. partie précédente).

Le **tableau 4.8** résume l'influence de  $R$  sur trois données :

- chute de la puissance transmise à  $\lambda = 1,31$   $\mu\text{m}$  (longueur d'onde la moins affectée) ;
- chute de la puissance transmise à  $\lambda = 1,55$   $\mu\text{m}$  (longueur d'onde autour de laquelle la fibre est monomode) ;
- largeur de la bande de transmission.

	Chute de la puissance à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ (dB)	Chute de la puissance à $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$ (dB)	Largeur de la bande prise 10 dB au-dessous de la valeur maximale (nm)
R = 50 mm	2,4	0,82	750
R = 25 mm	6,1	1,97	630
R = 20 mm	7,4	4,5	560
R = 15 mm	8,1	5,4	490

**Tableau 4.8:** Influence du rayon de courbure R sur la puissance transmise dans BF8.

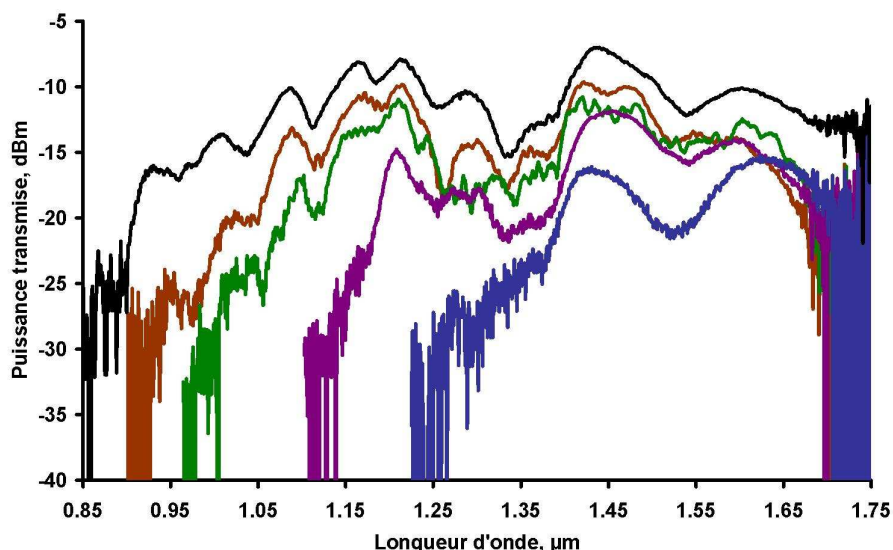
Pour de faibles rayons de courbure, le spectre de transmission de la fibre est détérioré. Ainsi, pour R = 15 mm (~ 10 tours sur le tambour), la puissance transmise chute de 5,4 dB à  $\lambda = 1,29 \mu\text{m}$  et de 8 dB à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . La largeur de la bande de transmission est quant à elle réduite de près de 40 %.

En outre, on constate encore une fois que l'application d'un rayon de courbure R affecte plus le bord bleu (situé aux basses longueurs d'onde) de la bande de transmission que le bord rouge (situé aux hautes longueurs d'onde).

#### IV.2.5.1.2. BF9 (gaine octogonale)

La puissance transmise au travers d'un tronçon de BF9 ( $L = 2,3 \text{ m}$ ) a également été observée pour plusieurs rayons de courbure R (cf. **figure 4.35**).

Les courbes noire, rouge, verte, pourpre et bleue correspondent respectivement à  $R \rightarrow \infty$ , R = 50 mm, R = 40 mm, R = 15 mm et R = 11 mm. Le nombre de tours effectués sur le tambour de rayon R est égal à 8 excepté pour R = 50 mm où seulement 6 tours ont été faits.



**Figure 4.35 :** Mesure de la puissance transmise au travers de BF9 ( $L = 2,3$  m) pour  $R \rightarrow \infty$  (courbe noire),  $R = 50$  mm (courbe rouge),  $R = 40$  mm (courbe verte),  $R = 15$  mm (courbe pourpre) et  $R = 11$  mm (courbe bleue). La fibre est enroulée sur 6 tours pour  $R = 50$  mm et sur 8 tours pour les autres rayons de courbure.

Pour  $R \rightarrow \infty$ , on distingue la zone de faible transmission apparaissant autour de  $\lambda = 1,31$   $\mu\text{m}$  et correspondant à l'influence de l'interface silice/polymère.

Pour  $R = 15$  mm (8 tours), la puissance transmise chute de 3,6 dB à  $\lambda = 1,55$   $\mu\text{m}$ . La fibre est relativement peu sensible aux faibles rayons de courbure.

La puissance transmise est toutefois fortement détériorée pour  $R = 11$  mm (8 tours). Elle chute de 8 dB pour  $\lambda = 1,55$   $\mu\text{m}$  et la largeur de la bande de transmission est réduite de plus de 50 % (largeur de 780 nm pour  $R \rightarrow \infty$ ).

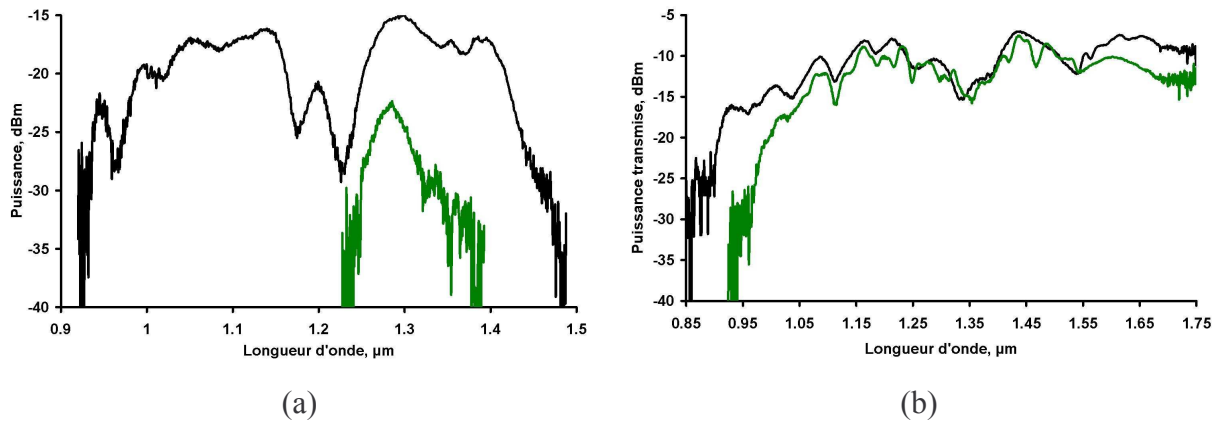
Le **tableau 4.9** résume l'influence de  $R$  observée sur la **figure 4.35**.

	Chute de la puissance à $\lambda = 1,55$ $\mu\text{m}$ (dB)	Largeur de la bande prise 10 dB au-dessous de la valeur maximale (nm)
$R = 50$ mm	2	620
$R = 40$ mm	2,3	610
$R = 15$ mm	3,6	510
$R = 11$ mm	8,3	370

**Tableau 4.9:** Influence du rayon de courbure  $R$  sur la puissance transmise dans BF9.

### IV.2.5.1.3. Comparaison de la sensibilité aux courbures de BF9 avec d'autres fibres

La **figure 4.36** compare la puissance transmise au travers de BF6 et de BF9 (les deux ayant une gaine externe octogonale) pour  $R \rightarrow \infty$  et  $R = 30$  mm (un tour est effectué sur le tambour pour BF6, deux pour BF9).



**Figure 4.36** : Mesure de la puissance transmise au travers de la fibre de Bragg pour  $R \rightarrow \infty$  (courbe noire) et  $R = 30$  mm (courbe verte). (a) BF6 ( $L = 2$  m). Pour la fibre enroulée, un tour est fait sur le tambour. (b) BF9 ( $L = 2,3$  m). Deux tours sont faits sur le tambour.

La bande de transmission de BF6 est fortement dégradée lorsque le tronçon est enroulé avec un seul tour sur un tambour de rayon  $R = 30$  mm (cf. **figure 4.22**). Dans le cas de BF9, la bande de transmission est faiblement affectée par un tel rayon de courbure et ce même lorsque le tronçon est enroulé avec deux tours. La réduction de la sensibilité aux courbures de BF9 est démontrée sur cet exemple. L'augmentation de la différence indicielle dans le cristal photonique a permis d'abaisser le rayon de courbure critique (correspondant à des pertes de 3 dB/m) de  $R_c = 16$  cm (pour BF6) à  $R_c \sim 4$  cm (pour BF9).

Il est difficile de comparer la résistance aux courbures des fibres BF8 et BF9 avec celles d'autres structures proposées dans la littérature [**BETO. 07a –BETO. 07b - BIRKS 06 – STONE 06 – WANG 06**] pour plusieurs raisons :

- les paramètres optogéométriques des fibres sont différents. En particulier le diamètre du cœur est souvent très inférieur à celui de la fibre BF8.
- certaines des structures proposées dans la littérature ne sont pas faites entièrement en silice (dopée ou non). Une gaine d'air peut être ajoutée à la suite du cristal photonique

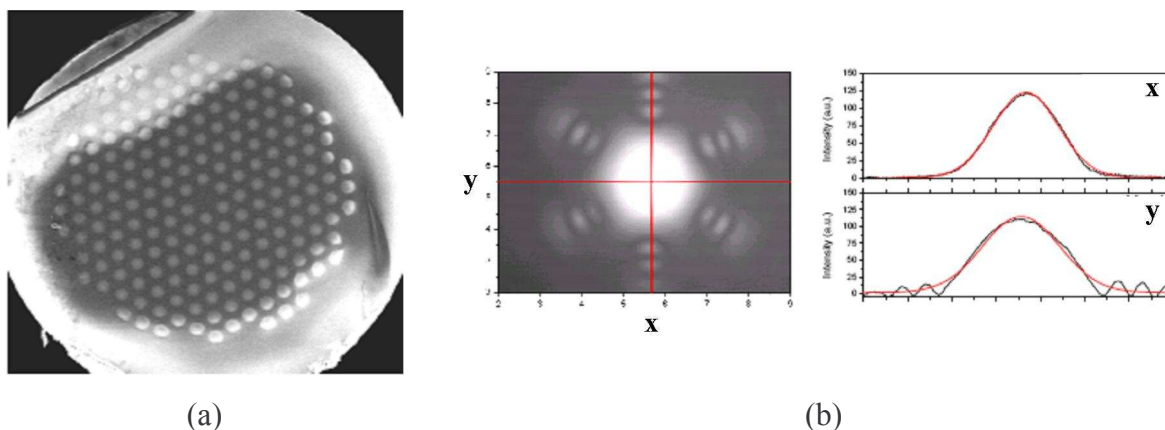


ou autour de chaque inclusion haut indice pour augmenter le confinement des modes de gaine dans les inclusions. Les pertes de propagation et de courbure sont ainsi fortement diminuées.

- les conditions expérimentales mises en œuvre pour la mesure des spectres de transmission ne sont pas toujours les mêmes. Certaines sont réalisées pour une fibre enroulée sur 1 seul tour, d'autres pour une fibre enroulée sur 10 tours.

Deux exemples de fibres à bande interdite photonique (gaine composée d'un cristal photonique 2D) sont tout de même présentés ci-dessous. Le choix de ces deux fibres vient du fait qu'elles présentent une différence indicielle dans la gaine similaire à celle de la fibre BF8. En outre les conditions expérimentales de la caractérisation de la sensibilité aux courbures se rapprochent de celles réalisées pour la fibre de Bragg.

- Exemple 1 [BOUW. 05 – BETO. 07a] :

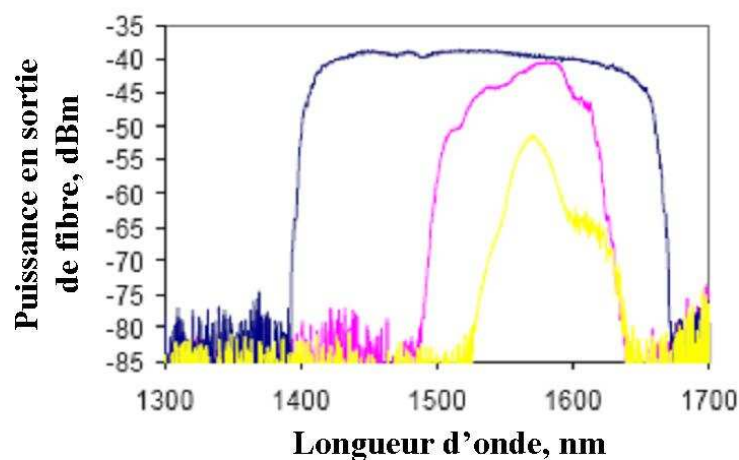


**Figure 4.37** : Fibre à bande interdite photonique 2D proposée par Bouwmans et collaborateurs en 2005 [BOUW. 05]. (a) image de la face d'entrée de la fibre. Les plots dopés germanium constituant le cristal photonique 2D apparaissent en blanc. (b) image du champ proche observé à  $\lambda = 1,47 \mu\text{m}$ . La longueur de la fibre utilisée vaut  $L = 59,5 \text{ cm}$ . Seul le mode fondamental est présent. On distingue les résonances du mode guidé sur les plots les plus proches du cœur.

cœur		cristal photonique			fibre		
$2a$ ( $\mu\text{m}$ )	$n$	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$d/\Lambda$	$\Delta n$	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	$\alpha_{\text{propagation}}$ (dB/km)	$\lambda_{\text{Travail}}$ ( $\mu\text{m}$ )
20	$n_{\text{silice}}$	15,2	0,684	0,03	300	6	1,55

**Tableau 4.10**: Description de la fibre à bande interdite photonique 2D proposée par Bouwmans et collaborateurs en 2005 [BOUW. 05].

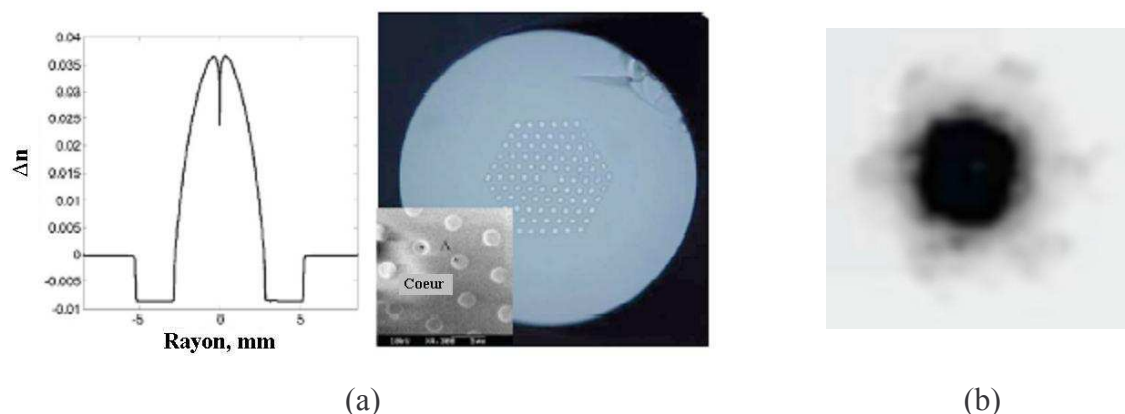
Le cristal photonique 2D de la fibre est constitué d'inclusions de plots dopés germanium dans une matrice de silice pure (7 couronnes). Le cœur, constitué de silice pure, a un diamètre proche de  $2a = 20 \mu\text{m}$  (1,8 fois plus petit que celui de BF8). La bande interdite photonique observée est la troisième. Sa largeur est de 140 nm (1480-1620 nm). Des pertes de propagation égales à 6 dB/km ont été mesurées autour de  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . La lumière est parfaitement confinée dans le cœur par effet de bande interdite photonique comme le montre le champ proche observé sur la **figure 4.37.b**. Les auteurs ont mesuré le spectre de transmission de la fibre pour différents rayons de courbure R (cf. **figure 4.38**).



**Figure 4.38** : Spectre de transmission mesuré en fonction du rayon de courbure R par Bouwmans et collaborateurs. Les courbe bleue, rose et jaune correspondent respectivement à  $R = 35 \text{ cm}$  (3 tours),  $R = 6 \text{ cm}$  (10 tours) et  $R = 4,5 \text{ cm}$  (10 tours). La longueur de fibre utilisée vaut 4,5 m. Cette image est extraite de la référence [BETO. 07a].

La longueur de fibre utilisée ( $L = 4,5 \text{ m}$ ) ainsi que les conditions expérimentales (fibre enroulée avec 10 tours sur le tambour de rayon R) sont proches de celles de BF8. Les auteurs soulignent que le spectre de transmission est fortement affecté pour de faibles rayons de courbure. Pour  $R = 4,5 \text{ cm}$  par exemple, la puissance transmise chute de 12 dB pour la longueur d'onde la moins affectée ( $\lambda = 1572 \text{ nm}$ ). La largeur de la bande interdite est en outre fortement réduite.

○ Exemple 2 [REN 07] :



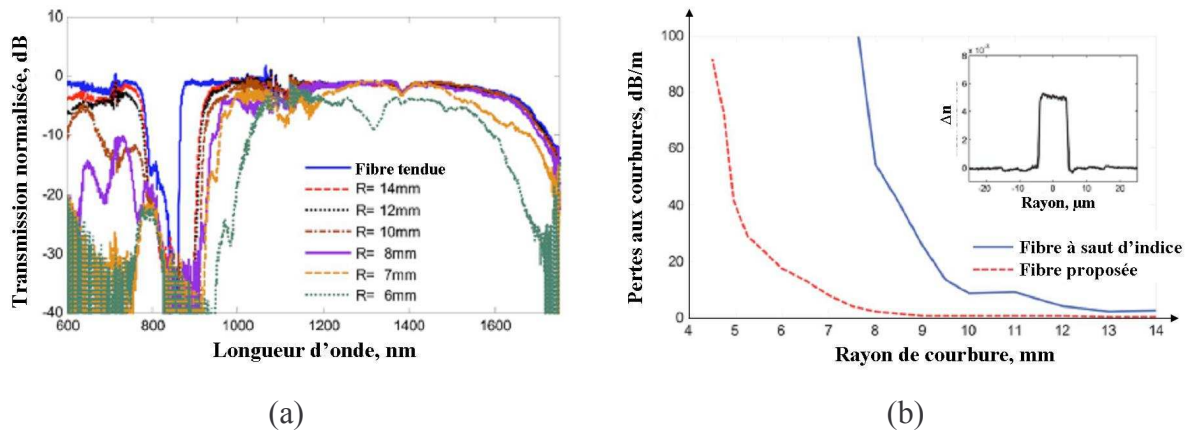
**Figure 4.39** : Fibre à bande interdite photonique 2D proposée par Ren et collaborateurs en 2007 [REN 07]. (a) à gauche : profil d'indice de la préforme servant à la fabrication des plots haut indice du cristal. A droite : image de la section droite de la fibre. Les plots dopés germanium constituant le cristal photonique 2D apparaissent en blanc. En insert est présenté un zoom sur la zone centrale de la fibre. (b) image du champ proche observé à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . La longueur de la fibre utilisée vaut  $L = 2 \text{ m}$ . Seul le mode fondamental est présent.

cœur		cristal photonique			fibre		
$2a$ ( $\mu\text{m}$ )	$n$	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$d/\Lambda$	$\Delta n$	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	$\alpha_{\text{propagation}}$ (dB/km)	$\lambda_{\text{Travail}}$ ( $\mu\text{m}$ )
9	$n_{\text{silice}}$	7,23	0,42	0,0367	175	13	1,55

**Tableau 4.11**: Description de la fibre à bande interdite photonique 2D proposée par Ren et collaborateurs en 2007 [REN 07].

Le cristal photonique 2D de la fibre est constitué d'inclusions de plots dopés germanium dans une matrice de silice pure (5 couronnes). Chacun de ces plots est entouré d'une zone de silice dopée au fluor ( $\Delta n = -8,4 \cdot 10^{-3}$ ) comme le montre le profil d'indice de la préforme permettant de les fabriquer (cf. **figure 4.39.a**). Le cœur, constitué de silice pure, a un diamètre proche de  $2a = 9 \mu\text{m}$  (4 fois plus petit que celui de BF8). Le faible pas du cristal photonique ( $\Lambda = 7,23 \mu\text{m}$ ) permet d'avoir accès à la bande interdite fondamentale (beaucoup plus large et moins sensible aux variations des paramètres de la structure). Sa largeur est de 700 nm (880-1600 nm). Des pertes de propagation égales à 2 dB/km et 13 dB/km ont été mesurées respectivement à  $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$  et à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . La lumière est confinée dans le cœur par effet de bande interdite photonique (cf. **figure 4.39.b**). Seul le mode fondamental est guidé pour une longueur égale à 2 m. Les auteurs ont mesuré le spectre de transmission de la fibre pour

différents rayons de courbure  $R$  (cf. **figure 4.40**). Lors des mesures, la fibre est enroulée sur 10 tours.



**Figure 4.40** : (a) spectre de transmission mesuré en fonction du rayon de courbure  $R$  par Ren et collaborateurs. Pour chaque  $R$ , la fibre est enroulée sur 10 tours. La longueur de fibre utilisée vaut 10 m. (b) mesure des pertes aux courbures de la fibre proposée à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . La sensibilité de la fibre est comparée à celle d'une fibre à saut d'indice équivalente dont le profil d'indice est montré en insert. Ces images sont extraites de la référence [REN 07].

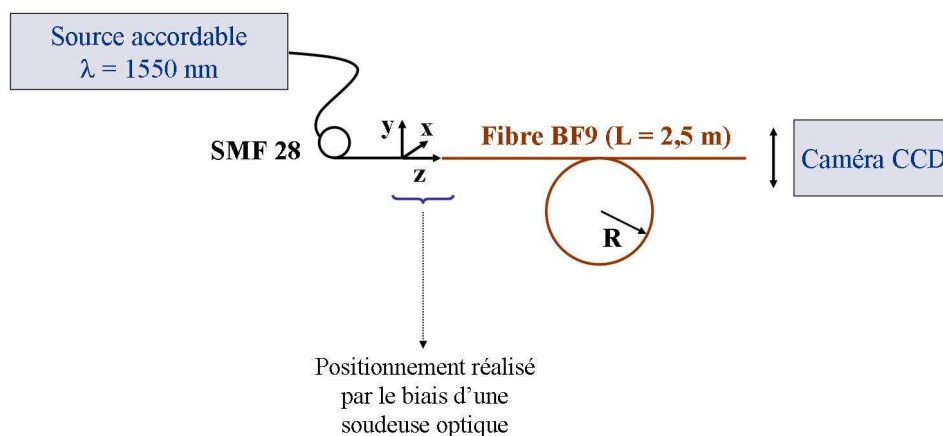
Le niveau de puissance reste inchangé pour des rayons de courbure tels que  $R \geq 8 \text{ mm}$ . Les auteurs ont également mesuré les pertes aux courbures de leur fibre à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Ces pertes ont été comparées à celle d'une fibre conventionnelle à saut d'indice fabriquée par le procédé MCVD et caractérisée par  $\lambda_c = 1,319 \mu\text{m}$  et un diamètre de champ de mode égal à  $10,4 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Les auteurs précisent que pour  $R = 8 \text{ mm}$ , les pertes aux courbures de la fibre proposée valent  $1,8 \text{ dB/m}$  alors que celles de la fibre à saut d'indice équivalente sont égales à  $54,3 \text{ dB/m}$ . Ils soulignent que la très faible sensibilité aux courbures de la fibre proposée est due à la présence de la dépression d'indice entourant chacun des plots dopés germanium du cristal photonique. Cette dépression d'indice permet un meilleur confinement des modes des résonateurs haut indice et dégrade les couplages entre les différents plots. Les bandes interdites sont ainsi beaucoup plus larges. La dépression d'indice augmente donc la différence entre l'indice du mode de cœur et les indices des modes de gaine (cf.  $\Delta n_{\text{sup}}$  et  $\Delta n_{\text{inf}}$  sur la **figure 4.13**). Le rayon de courbure critique est ainsi fortement réduit ( $R_c < 8 \text{ mm}$ ).

#### IV.2.5.2. Champ proche

L'observation du champ proche en sortie d'un tronçon de BF9 ( $L = 2,5 \text{ m}$ ) a été faite à  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  pour une fibre rectiligne et courbée avec  $R = 4 \text{ cm}$  et  $R = 2 \text{ cm}$  (deux tours dans

chaque cas). L'objectif ici est d'étudier la sensibilité aux courbures de la répartition de l'intensité du mode fondamental dans le cœur et à travers elle la décroissance éventuelle de l'aire effective de la fibre courbée.

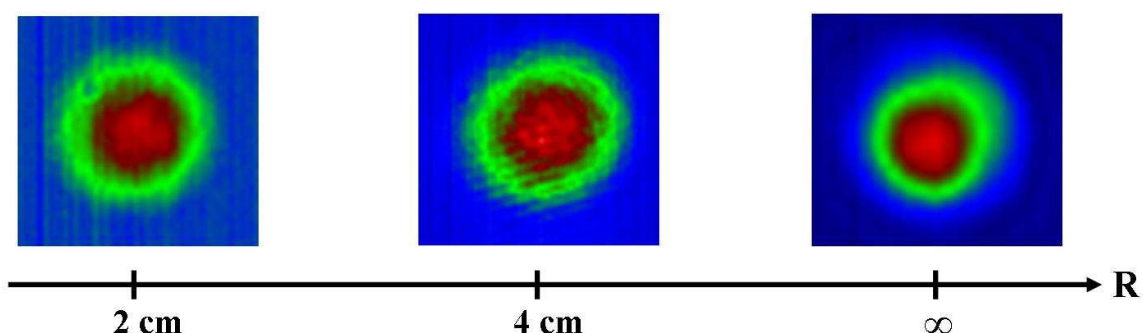
Le montage expérimental est décrit sur la **figure 4.41**.



**Figure 4.41** : Représentation schématique du montage expérimental utilisé pour l'observation du champ proche en sortie de la fibre de Bragg. L'injection dans cette dernière se fait au travers d'une fibre SMF 28. La distance entre les deux fibres (selon l'axe  $z$ ) peut être ajustée.

L'excitation du mode fondamental à l'entrée de la fibre de Bragg se fait en positionnant en vis-à-vis la fibre sous test et une fibre SMF 28 dans une soudeuse optique. On a ainsi accès aux trois degrés de liberté ( $x, y, z$ ) pour parfaire l'injection.

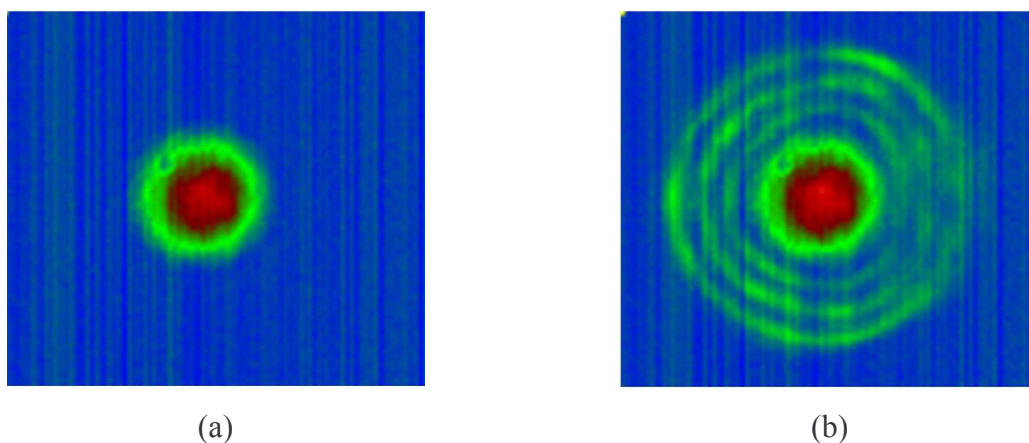
La **figure 4.42** montre les images des trois champs proches obtenus.



**Figure 4.42** : Images du champ proche obtenues en sortie de BF9 ( $L = 2,5 \text{ m}$ ) à  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  à l'aide d'une caméra CCD. L'observation a été faite pour trois rayons de courbure différents :  $R \rightarrow \infty$ ,  $R = 4 \text{ cm}$  et  $R = 2 \text{ cm}$ . Pour les deux derniers, la fibre est enroulée sur deux tours.

Pour les trois rayons de courbure, le mode observé est circulaire et présente un maximum d'énergie au centre du cœur. La distribution de l'intensité du mode fondamental ne semble pas être affectée par l'application de  $R$ . En outre, aucun mode de gaine n'est excité. L'énergie reste bien confinée dans le cœur de la fibre.

Afin de s'assurer de la position du mode dans le cœur, l'observation du champ proche pour  $R = 2$  cm (2 tours) a également été faite en augmentant la distance entre la fibre de Bragg et la fibre à saut d'indice (fibre excitatrice) selon l'axe  $z$ . Le mode de cœur ainsi que les modes des résonateurs d'indice haut sont ainsi excités. Le contour du cœur de la fibre est alors très facilement mis en évidence. La **figure 4.43** compare le champ proche obtenu dans les deux conditions d'excitation.



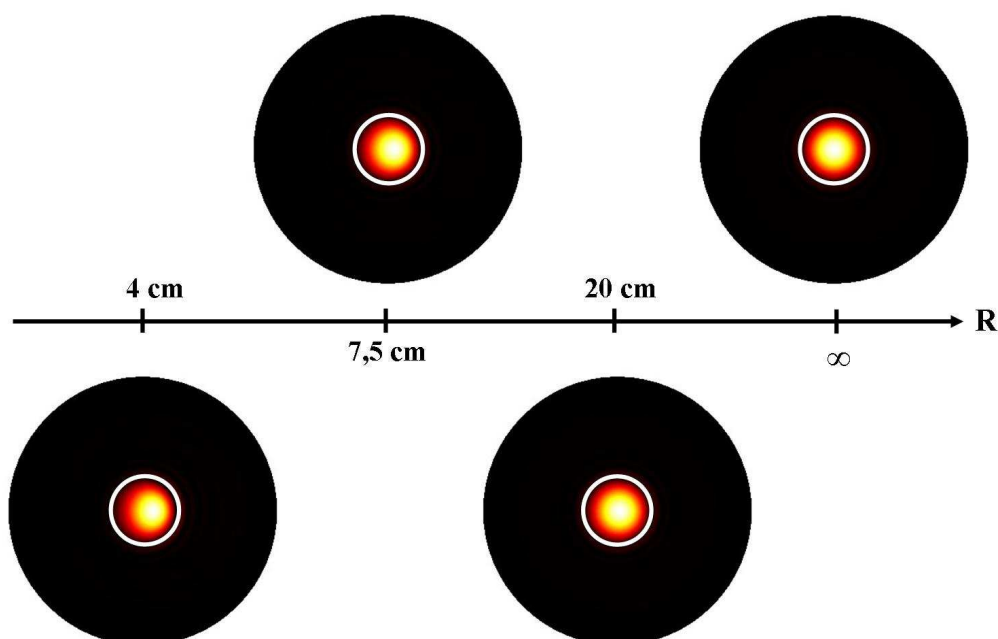
**Figure 4.43** : Image du champ proche en sortie d'un tronçon de BF9 ( $L = 2,5$  m) obtenue à l'aide d'une caméra CCD à  $\lambda = 1550$  nm. La fibre est enroulée sur un tambour de rayon  $R = 2$  cm (deux tours). (a) la fibre excitatrice (SMF28) est parfaitement en vis à vis devant la fibre de Bragg. La distance séparant les deux fibres est nulle. (b) les deux fibres sont également en vis-à-vis. Toutefois la distance les séparant est augmentée selon l'axe  $z$ .

On constate ainsi que le mode fondamental est parfaitement centré dans le cœur de la fibre. Le maximum d'intensité apparaît bien au centre malgré l'application d'un faible rayon de courbure.

#### IV.2.5.3. Etude théorique complémentaire

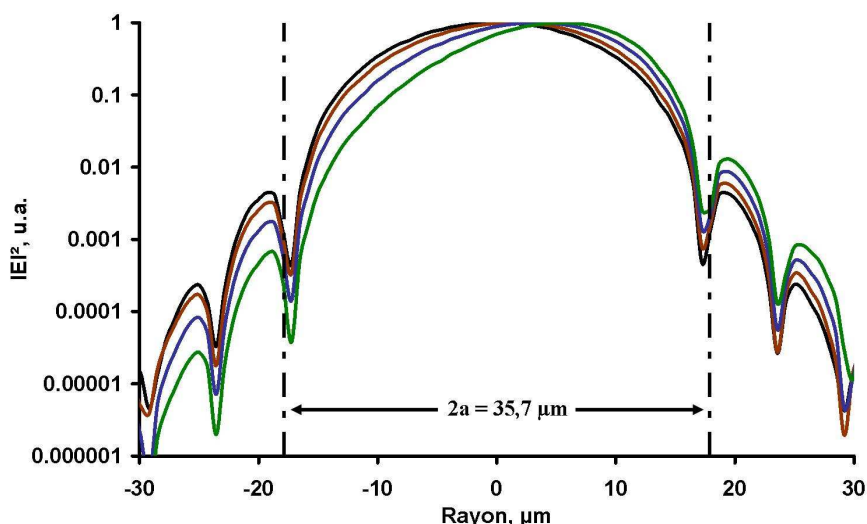
Des calculs complémentaires basés sur la méthode des éléments finis ont été menés. Les résultats théoriques présentés ci-dessous ont été obtenus en se basant sur le profil réel de la fibre (cf. **figure 4.30**). La courbure de la fibre a été modélisée en déterminant le profil d'une fibre rectiligne équivalente définie par l'expression 4.1.

La distribution de l'intensité du champ électrique du mode fondamental a été calculée pour divers rayons de courbure (cf. **figure 4.44**).



**Figure 4.44** : Calcul du champ proche du mode fondamental établi dans la fibre BF9 en fonction d'un rayon de courbure R. L'étude est menée à  $\lambda = 1550$  nm. La frontière du cœur est mise en évidence par un cercle blanc.

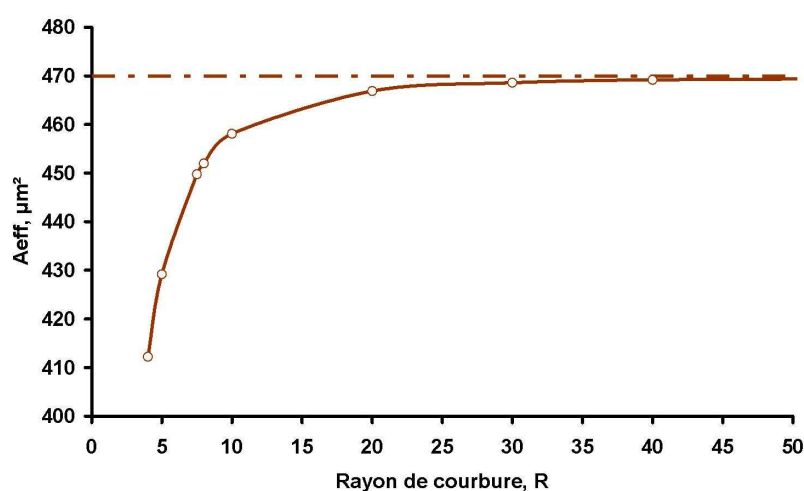
La répartition de l'intensité du champ électrique est peu affectée et ce même pour de faibles rayons de courbure. Le mode conserve une allure quasi-circulaire. Le maximum d'intensité reste proche du centre du cœur. Il est légèrement décalé vers l'extérieur de la courbure comme le montre la **figure 4.45** représentant la distribution de l'intensité du champ électrique en fonction du rayon « r ».



**Figure 4.45 :** Evolution de la répartition de l'intensité du champ électrique du mode fondamental dans la fibre BF9 en fonction d'un rayon de courbure  $R$ . La longueur d'onde de travail est  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Les courbes noire, rouge, bleue et verte correspondent respectivement à  $R \rightarrow \infty$ ,  $R = 20 \text{ cm}$ ,  $R = 7,5 \text{ cm}$  et  $R = 4 \text{ cm}$ . Les limites du cœur sont indiquées par les traits discontinus noirs ( $2a = 35,7 \mu\text{m}$ ).

On observe ici la faible distorsion du champ électrique due à la courbure de la fibre. La répartition de l'intensité devient asymétrique lorsque  $R$  diminue. Les oscillations du champ dans le cristal photonique voient également leur intensité augmenter à l'extérieur de la courbure et diminuer à l'intérieur de la courbure.

La déformation du champ électrique entraîne une variation de l'aire effective du mode fondamental (cf. **figure 4.46**). Celle-ci diminue avec  $R$ .



**Figure 4.46 :** Evolution de l'aire effective  $A_{\text{eff}}$  du mode fondamental calculée en fonction du rayon de courbure  $R$ . La longueur d'onde de travail est  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . L'aire effective de la fibre pour  $R \rightarrow \infty$  vaut  $470 \mu\text{m}^2$  et est indiquée par le trait discontinu noir.



L'aire effective ne varie quasiment pas pour des rayons de courbure  $R > 10$  cm. En outre, le rapport entre l'aire effective de la fibre rectiligne et celle de la fibre courbée avec  $R = 5$  cm est égal à 1,1. On rappelle qu'il était égal à 2 pour une fibre conventionnelle à saut d'indice ayant un diamètre de cœur similaire ( $2a = 40 \mu\text{m}$ , cf. **figure 4.8**). L'aire effective du mode fondamental chute de 12 % pour un rayon de courbure égal à  $R = 4$  cm.

Ces résultats théoriques confirment la très faible sensibilité aux courbures observée de BF8 et BF9.

## CONCLUSION

La réduction de la sensibilité aux courbures entre la fibre présentée dans le chapitre précédent (BF6) et celles caractérisées ici (BF8 et BF9) est validée.

L'aire effective de la fibre proposée vaut  $470 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 1550$  nm, soit un rapport  $A_{\text{eff}}/\lambda^2$  proche de 200. Une fibre à cristal photonique peut ainsi exhiber une taille de cœur élevée ( $2a = 36 \mu\text{m}$ ) et une très faible sensibilité aux courbures. Il est donc possible d'allier une aire modale importante et un encombrement limité de la fibre en l'enroulant sur un tambour ayant un faible rayon de courbure. Par exemple, un tronçon de longueur  $L = 2$  m enroulé totalement sur un tambour de rayon  $R = 5$  cm présente des pertes de 2 dB.

En outre la délocalisation du mode vers le miroir de Bragg n'a pas été observée et ce même pour de très faibles rayons de courbure (2 tours avec  $R = 2$  cm). L'aire effective du mode fondamental est alors conservée pour la fibre courbée.

Une étude théorique a confirmé la très faible sensibilité aux courbures de cette fibre. La délocalisation du champ électrique du mode fondamental est relativement faible pour des petits rayons de courbure. Le rapport entre l'aire effective de la fibre rectiligne et celle de la fibre courbée avec  $R = 5$  cm est égal à 1,1.

On a également mis en évidence au cours des caractérisations menées dans ce chapitre l'inefficacité de la forme octogonale donnée à la gaine externe. La surmodulation induite par l'interface silice/polymère persiste et réduit la bande de transmission de la structure. Il

apparaît préférable de rompre la symétrie de la gaine externe en lui donnant une forme tronquée en D (une ou deux troncatures pouvant être faites). Une autre solution envisagée est l'utilisation d'un polymère ayant un indice similaire à celui de la silice.

La très faible sensibilité aux courbures de la structure est un paramètre primordial pour la mise en œuvre d'une source laser « tout fibré » par exemple.

On peut alors imaginer que la fibre à cristal photonique 1D soit dopée avec des ions terres rares. La fabrication d'une telle fibre dopée ne devrait pas poser de problèmes technologiques.

Le processus de fabrication par MCVD est en effet le même.

On peut également envisager d'intégrer une telle fibre dans une architecture laser en tant que composant passif. Le chapitre suivant traite des propriétés de dispersion d'une fibre à cristal photonique 1D et montre que l'incorporation de celle-ci dans une source laser « tout fibré » peut permettre de compenser la dispersion normale du milieu à gain.

# **Références bibliographiques**

---

## A

---

- [ARGY. 05] A. ARGYROS, T. A. BIRKS, S. LEON-SAVAL, C. M. B. CORDEIRO and P. St. J. RUSSELL, “Guidance properties of low-contrast photonic bandgap fibres”, *Optics Express*, vol.**13**, n°7, p.2503, 2005

---

## B

---

- [BETO. 07a] A. BETOURNE, 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  $\mu\text{m}$ ”, *Optics Express*, vol.**15**, n°2, p.316, 2007
- [BETO. 07b] A. BETOURNE, G. BOUWMANS, Y. QUIQUEMPOIS, M. PERRIN and M. DOUAY, “Improvements of solid-core photonic bandgap fibers by means of interstitial air holes”, *Optics Letters*, vol.**32**, n°12, p.1719, 2007
- [BIRKS 97] T. A. BIRKS, J. C. KNIGHT and P. St. J. RUSSELL, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber”, *Optics Letters*, vol.**22**, n°13, p.961, 1997
- [BIRKS 06] T. A. BIRKS, F. LUAN, G. J. PEARCE, A. WANG, J. C. KNIGHT and D. M. BIRD, “Bend loss in all-solid bandgap fibres”, *Optics Express*, vol.**14**, n°12, p.5688, 2006
- [BOUW. 06] G. BOUWMANS, L. BIGOT, Y. QUIQUEMPOIS, F. LOPEZ, L. PROVINO and M. DOUAY, “Fabrication and characterization of an all-solid 2D photonic bandgap fiber with a low-loss region ( $< 20$  dB/km) around 1550 nm”, *Optics Express*, vol.**13**, n°21, p.8452, 2005

## D

---

- [DONG 06] L. DONG, J. LI and X. PENG, “Bend-resistant fundamental mode operation in ytterbium-doped leakage channel fibers with effective areas up to  $3160 \mu\text{m}^2$ ”, *Optics Express*, vol.**14**, n°24, p.11512, 2006
- [DONG 07] L. DONG, X. PENG and J. LI, “Leakage channel optical fibers with large effective area”, *Journal of Optical Society of America B*, vol.**24**, n°8, p.1689, 2007

## F

---

- [FINI 06a] JOHN M. FINI, “Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area”, *Optics Express*, vol.**14**, n°1, p.69, 2006
- [FINI 06b] JOHN M. FINI, “Bend-compensated design of large-mode-area fibers”, *Optics Letters*, vol.**31**, n°13, p.1963, 2006
- [FINI 07a] JOHN M. FINI and SIDDHARTH RAMACHANDRAN, “Natural bend-distortion immunity of higher-order-mode large-mode-area fibers”, *Optics Letters*, vol.**32**, n°7, p.748, 2007
- [FINI 07b] JOHN M. FINI, “Intuitive modeling of bend distortion in large-mode-area fibers”, *Optics Letters*, vol.**32**, n°12, p.1632, 2007
- [FINI 07c] JOHN M. FINI, “Design of large-mode-area amplifier fibers resistant to bend-induced distortion”, *Journal of Optical Society of America B*, vol.**24**, n°8, p.1669, 2007

## H

---

- [HEALY 06] NOEL HEALY and CONLETH D. HUSSEY, “Minimizing bend loss by removing material inside the caustic in bent single-mode fibers”, *Applied Optics*, vol.**45**, n°18, p.4219, 2006
- [HEIB. 75] MORDEHAI HEIBLUM and JAY H. HARRIS, “Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.**QE-11**, n°2, p.75, 1975

## J

---

- [JOHN. 01] S. G. JOHNSON and J. JOANNOPOULOS, “Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell’s equations in a planewave basis”, *Optics Express*, vol.**8**, n°3, p.173, 2001

## M

---

- [MARC. 82] DIETRICH MARCUSE, “Influence of curvature on the losses of doubly clad fibers”, *Applied Optics*, vol.**21**, n°23, p.4208, 1982
- [MARC. 76] DIETRICH MARCUSE, “Curvature loss formula for optical fibers”, *Journal of Optical Society of America*, vol.**66**, n°3, p.216, 1976

## N

---

- [NIEL. 04] M. D. NIELSEN, N. MORTENSEN, M. ALBERTSEN, J. FOLKENBERG, A. BJARKLEV and D. BONACINNI, “Predicting macrobending loss for large-mode area photonic crystal fibers”, *Optics Express*, vol.**12**, n°8, p.1775, 2004

## R

---

- [REN 07] G. REN, P. SHUM, L. ZHANG, X. YU, W. TONG and J. LUO, “Low-loss all-solid photonic bandgap fiber”, *Optics Letters*, vol.**32**, n°9, p.1023, 2007

## S

---

- [SAKAI 78] JUN-ICHI SAKAI and TATSUYA KIMURA, “Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers”, *Applied Optics*, vol.**17**, n°10, p.1499, 1978
- [SAKAI 79] JUN-ICHI SAKAI, “Simplified bending loss formula for single-mode optical fibers”, *Applied Optics*, vol.**18**, n°7, p.951, 1979
- [STONE 06] 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*, vol.**14**, n°13, p.6291, 2006

## T

---

- [TAYL. 84] H. F. TAYLOR, “Bending effects in optical fibers”, *Journal of Lightwave Technology*, vol.**2**, p.617, 1984

## V

---

- [VASS. 85] CHARLES VASSALLO, “Théorie des guides d’ondes électromagnétiques”, *Eyrolles et CNET-ENST*, Paris, Tomes 1 et 2, 1985

## W

---

- [WANG 06] 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*, vol.**14**, n°22, p.10844, 2006
- [WONG 05] W. S. WONG, X. PENG, J. M. MCLAUGHLIN and L. DONG, “Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers”, *Optics Letters*, vol.**30**, n°21, p.2855, 2005







**Chapitre 5.**

**Exemple de gestion de la  
dispersion chromatique dans  
une fibre à cristal  
photonique : dispersion  
anormale à  $\lambda = 1064$  nm**

## INTRODUCTION

Le développement d'une source laser en régime impulsionnel nécessite un contrôle de la dispersion si l'on souhaite obtenir des impulsions ultra brèves (sub-picoseconde). En particulier, il est nécessaire de compenser la dispersion normale du milieu à gain. Ceci peut être réalisé à l'aide de prismes ou de réseaux de diffraction. Toutefois cette méthode reste encombrante et requiert une attention particulière sur l'alignement des optiques. En outre, un tel système présente des pertes élevées. La solution « tout fibré » apparaît clairement plus avantageuse. Une deuxième fibre exhibant une dispersion anormale doit alors être intégrée au système. Cependant le contrôle de la dispersion à l'aide d'une fibre optique pour des sources laser émettant autour de  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  pose une difficulté majeure : décaler le zéro de dispersion chromatique du mode fondamental vers les basses longueurs d'onde.

On montre dans ce chapitre qu'une fibre à cristal photonique 1D peut constituer un composant passif intégrable dans une telle source laser. La réalisation et la caractérisation d'une fibre de Bragg présentant une taille de cœur importante ( $2a \sim 10 \mu\text{m}$ ) et une dispersion de guide suffisamment élevée pour compenser la dispersion du matériau sont détaillées.

## I. CONTROLE DE LA DISPERSION DE SOURCES LASER AUTOUR DE $\lambda = 1 \mu\text{m}$

### I.1. Limites des fibres effectuant un guidage par l'indice

Dans les fibres conventionnelles à saut d'indice, la dispersion du matériau (la silice en l'occurrence) prime sur celle du guide d'onde. La position spectrale du zéro de la dispersion chromatique du mode  $LP_{01}$  est ainsi fixée autour de  $\lambda \approx 1,3 \mu\text{m}$  (zéro de dispersion du matériau). Il est impossible d'abaisser cette valeur vers les basses longueurs d'onde.

Le développement des fibres microstructurées air-silice (FMAS) a permis d'accéder à des différences indicielles entre le cœur et la gaine très élevées en augmentant fortement la proportion d'air dans la microstructure. Le mode guidé dans le cœur est alors fortement confiné et son rayon de champ de mode est invariant spectralement. La dispersion du guide peut alors être suffisamment élevée pour compenser celle du matériau et ainsi abaisser le zéro de la dispersion chromatique vers les basses longueurs d'onde ( $\lambda < 1 \mu\text{m}$ ). Toutefois, afin de

garantir une émission monomode, la taille du cœur doit être relativement faible. Le niveau de puissance transporté dans une telle fibre sans endommager le train d'impulsions (apparition des effets non linéaires en particulier) est alors limité.

A titre d'exemple Lim et collaborateurs ont conçu un laser fibré fonctionnant en régime femtoseconde et émettant à  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  en intégrant une FMAS à leur cavité laser [LIM 02].

Les caractéristiques de la fibre utilisée sont résumées dans le **tableau 5.1**.

cœur		gaine microstructurée		fibre	
2a ( $\mu\text{m}$ )	pas $\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$d/\Lambda$	dispersion de la vitesse de groupe à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ( $\text{ps}^2/\text{km}$ )	longueur utilisée (m)	
2	1,4	0,7	-40	1,3	

**Tableau 5.1** : Paramètres optogéométriques de la FMAS utilisée par Lim et collaborateurs [LIM 02].

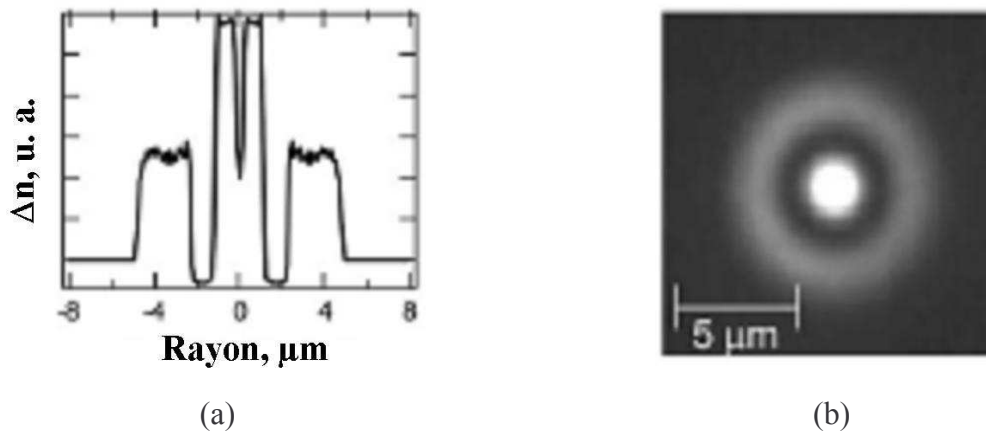
Les auteurs soulignent qu'ils ont ainsi pu obtenir des impulsions de l'ordre de 100 fs et transportant une énergie de 1 nJ en sortie de leur cavité.

La très faible dimension du cœur de la fibre compensatrice limite cependant la montée en puissance du laser. En effet l'apparition des effets non linéaires induits par la FMAS affectent la qualité des impulsions.

## I.2. Exemple de solutions alternatives

### I.2.1. Les modes d'ordre supérieur

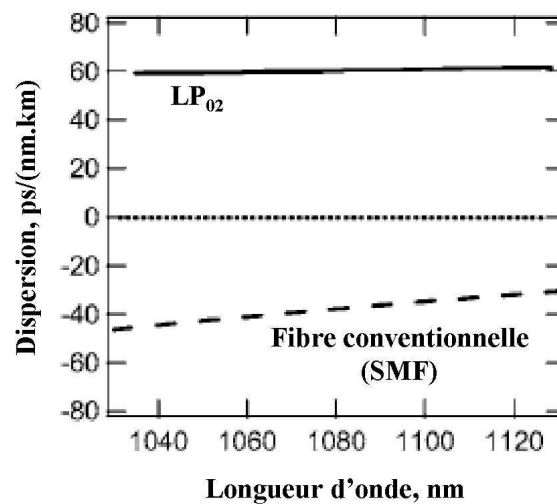
S. Ramachandran et collaborateurs ont proposé une fibre, entièrement faite de silice, et ayant un profil d'indice exotique permettant le guidage du mode  $\text{LP}_{02}$  par réflexion totale interne (cf. **figure 5.1.a**) [RAMA. 06]. L'aire effective de ce mode, mesurée à partir du champ proche observé en sortie de fibre (cf. **figure 5.1.b**), vaut  $44 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 1,08 \mu\text{m}$ . Les auteurs précisent que les propriétés de guidage du mode  $\text{LP}_{02}$  ne sont pas altérées pour des rayons de courbure inférieurs à 1 cm.



**Figure 5.1 :** (a) profil d'indice de la fibre proposée par Ramachandran et collaborateurs permettant le guidage du mode d'ordre élevé  $\text{LP}_{02}$ . (b) image du champ proche du mode  $\text{LP}_{02}$  obtenue en sortie de la structure proposée. Ces images sont extraites de la référence [RAMA. 06].

Un tel mode d'ordre élevé, contrairement au mode fondamental  $\text{LP}_{01}$ , est caractérisé par une dispersion de guide fortement positive pouvant ainsi compenser celle du matériau.

La dispersion chromatique du mode  $\text{LP}_{02}$  a été mesurée et est comparée à celle du mode  $\text{LP}_{01}$  guidé dans une fibre conventionnelle à saut d'indice sur la **figure 5.2**. Une dispersion anormale valant  $+60 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$  est alors obtenue à  $\lambda = 1,08 \mu\text{m}$ .

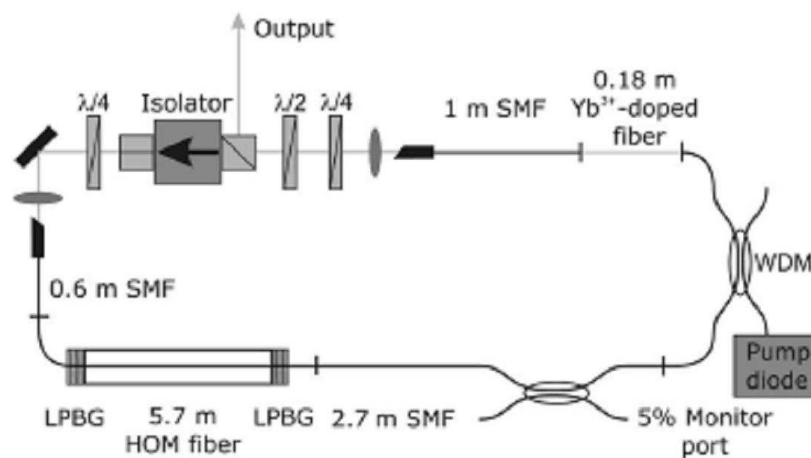


**Figure 5.2 :** Dispersion chromatique du mode  $\text{LP}_{02}$  guidé dans la fibre proposée par Ramachandran et collaborateurs. La dispersion chromatique du mode fondamental d'une fibre conventionnelle à saut d'indice est également présentée. Cette image est extraite de la référence [RAMA. 06].

Les auteurs précisent que cette structure permet d'accéder à une aire effective supérieure d'un ordre de grandeur à celle d'une FMAS présentant une valeur de dispersion similaire ( $D > 50 \text{ ps}/\text{nm}/\text{km}$  obtenue avec  $A_{\text{eff}} = 4 \mu\text{m}^2$ ). En outre ils soulignent que leur fibre peut

facilement être intégrée dans une architecture laser (émettant sur le mode fondamental  $LP_{01}$ ) en gravant un réseau à longue période sur chaque extrémité. Ainsi le mode fondamental  $LP_{01}$  injecté dans leur structure est converti en un mode  $LP_{02}$  et le processus inverse s'opère en sortie de fibre.

L'implantation d'une telle fibre dans une cavité laser a été réalisée très récemment (cf. **figure 5.3**) [SCHU. 07]. Le milieu à gain est une fibre conventionnelle à saut d'indice dopée ytterbium ( $L = 0,18$  m). La longueur de fibre compensatrice est  $L = 5,7$  m.



**Figure 5.3** : Schéma du montage expérimental de la cavité laser conçue par Schultz et collaborateurs [SCHU. 07]. La fibre compensatrice de dispersion est notée « HOM fiber ». Le réseau à longue période inscrit sur les deux extrémités de la fibre sont notés « LPBG ».

Des impulsions de 57 fs et transportant une énergie de 0,52 nJ ont ainsi pu être observées autour de  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ . Les auteurs précisent que les pertes d'insertion de la fibre à dispersion anormale sont faibles ( $\sim 0,7$  dB). En outre ils soulignent que cette structure permet de compenser la dispersion normale du milieu à gain ainsi qu'une partie de sa dispersion d'ordre 3.

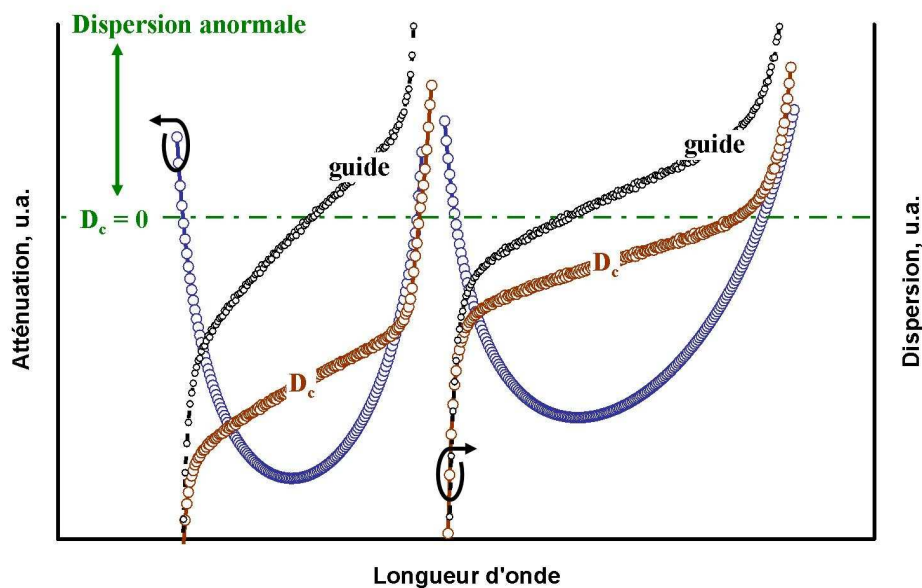
### I.2.2. Les fibres à bande interdite photonique

Une autre solution alternative est l'utilisation de fibres à bande interdite photonique. Leur mécanisme de guidage leur confère des propriétés de dispersion tout à fait originales et non accessibles dans les fibres basées sur la réflexion totale interne (et guidant le mode fondamental  $LP_{01}$ ). Il est possible en effet de décaler le zéro de la dispersion chromatique vers

les basses longueurs d'onde tout en conservant une taille de cœur importante (plusieurs micromètres).

### 1.2.2.1. Propriétés de dispersion

L'indice effectif  $n_e$  du mode guidé dans une fibre optique peut s'écrire sous la forme d'un nombre complexe  $n_e = n'_e + i n''_e$ . Sa partie imaginaire est liée à son atténuation et sa partie réelle à sa dispersion. La dispersion chromatique d'un mode est donc directement liée à son atténuation au travers des relations de Kramers-Krönig. La **figure 5.4** montre l'atténuation du mode fondamental d'une fibre à bande interdite photonique (cercles bleus). On distingue deux bandes de faible perte. L'allure de la dispersion chromatique du même mode (cercles rouges) ainsi que celle de la dispersion du guide (cercles noirs) sont également présentées (cercles rouges).



**Figure 5.4 :** Représentation schématique de l'allure de la courbe de dispersion chromatique (cercles rouges) du mode  $LP_{01}$  dans une fibre à bande interdite photonique superposée à la courbe d'atténuation de ce même mode (cercles bleus). La dispersion du guide d'onde est également montrée (cercles noirs).

La dispersion chromatique s'annule sur le bord rouge des bandes de faible perte. Ce comportement est attribué à la dispersion du matériau qui décale la dispersion du guide vers les hautes longueurs d'onde. Dans cet exemple, la dispersion est donc anormale sur le bord rouge de chaque bande de faible atténuation.



La **figure 5.5** montre un exemple de mesure de la dispersion chromatique dans une fibre à cœur creux proposée par Bouwmans et collaborateurs [BOUW. 03].

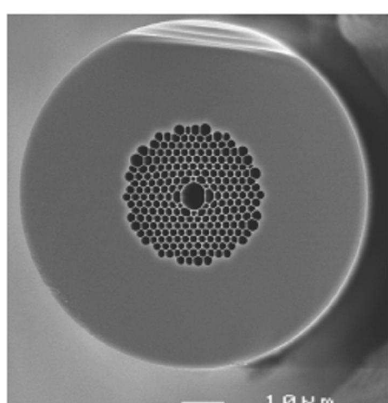
Le **tableau 5.2** résume les caractéristiques de la fibre.

cœur		gaine microstructurée		fibres
2a ( $\mu\text{m}$ )	ON (à $\lambda = 848 \text{ nm}$ )	pas $\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	fraction d'air f	$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )
6/7	0,17	1,94	> 85 %	85

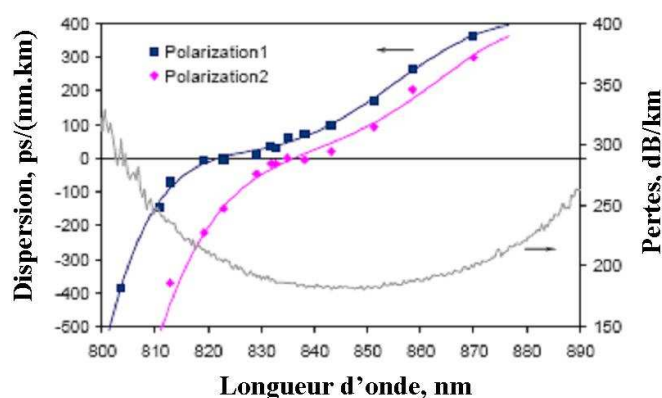
**Tableau 5.2** : Paramètres optogéométriques de la fibre à cœur creux proposée par Bouwmans et collaborateurs [BOUW. 03].

Le cristal photonique est composé de sept couronnes de trous d'air. Le cœur est obtenu en omettant 7 capillaires lors de la fabrication. Il est légèrement déformé et présente une allure elliptique. Son diamètre vaut  $6 \mu\text{m}$  sur un axe et  $7 \mu\text{m}$  sur l'autre. Le faible diamètre externe de la fibre a permis de décaler la bande d'atténuation minimale du mode fondamental vers les basses longueurs d'onde (cf. **figure 5.5.b**). Celle-ci est centrée autour de  $\lambda = 850 \text{ nm}$ . Sa largeur est proche de  $70 \text{ nm}$  et son minimum d'atténuation vaut  $180 \text{ dB/km}$ . Les auteurs précisent qu'une telle fibre, enroulée sur un tambour de diamètre  $5 \text{ mm}$  avec  $100$  tours, ne montre pas de pertes additionnelles. La résistivité aux courbures de la structure est due à la très forte différence indicielle entre le cœur et la zone environnante.

Les auteurs ont mesuré la dispersion chromatique du mode fondamental selon ses deux polarisations (cf. **figure 5.5.b**).



(a)



(b)

**Figure 5.5** : Fibre à cœur creux caractérisée par Bouwmans et collaborateurs. (a) image de la face d'entrée de la fibre. (b) comparaison entre les pertes de propagation du mode fondamental et la dispersion chromatique des deux polarisations du même mode. Ces images sont extraites de la référence [BOUW. 03].

La dispersion chromatique du mode fondamental s'annule autour de  $\lambda = 830$  nm . Les auteurs constatent que la dispersion est faible sur le bord bleu de la bande interdite et fortement élevée et positive sur le bord rouge.

On constate ici que le zéro de la dispersion chromatique est décalé vers le centre de la bande de faible perte contrairement à ce que l'on a vu précédemment pour une fibre à cœur solide (cf. **figure 5.4**). Cela provient de l'absence de dispersion due au matériau.

Il apparaît donc possible de modéliser une fibre à bande interdite ayant un cœur de plusieurs micromètres de diamètre et présentant les propriétés de dispersion souhaitées.

### I.2.2.2. Exemples de fibres à bande interdite photonique implantées dans une source laser

Deux exemples de laser fonctionnant en régime impulsionnel autour de  $\lambda = 1$   $\mu\text{m}$  et intégrant une fibre à bande interdite photonique compensatrice de dispersion sont présentés succinctement ci-dessous.

- Exemple 1 [**LIM 04**] :

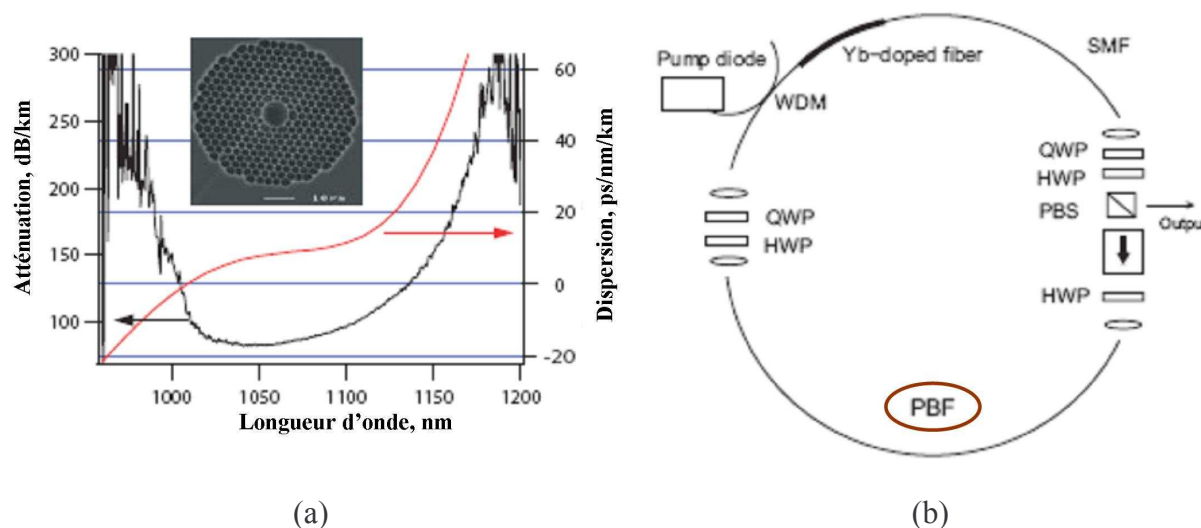
Lim et Wise ont conçu un laser fibré fonctionnant en régime femtoseconde (cf. **figure 5.6.b**). Le milieu à gain est constitué d'une fibre à saut d'indice fortement dopée avec des ions  $\text{Yb}^{3+}$ . ( $2a = 6$   $\mu\text{m}$ ,  $\text{ON} = 0,12$ ,  $L = 20$  cm et dopage = 23600 ppm). La compensation de la dispersion de cette structure est réalisée en utilisant la fibre à cœur creux montrée en insert sur la **figure 5.6.a** (et notée PBF sur la **figure 5.6.b**). Le **tableau 5.3** résume ses caractéristiques.

cœur	gaine microstructurée		fibre	
	nombre de capillaire enlevés lors de la fabrication	pas $\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	fraction d'air f	dispersion de la vitesse de groupe à $\lambda = 1030$ nm ( $\text{ps}^2/\text{km}$ )
7	3	> 90 %	-50	3

**Tableau 5.3** : Caractéristiques de la fibre à cœur creux utilisée par Lim et Wise [**LIM 04**].

Les auteurs soulignent que cette fibre a été choisie pour sa dispersion anormale autour de  $\lambda = 1030$  nm (longueur d'onde pour laquelle le gain de la fibre dopée est maximum). La

figure 5.6.a présente la courbe d'atténuation du mode fondamental ainsi que la mesure de sa dispersion.



**Figure 5.6 :** (a) mesure de l'atténuation et de la dispersion du mode fondamental guidé dans la fibre à cœur creux montrée en insert. (b) schéma du montage expérimental de la source laser (HWP : lame demi-onde, QWP : lame quart d'onde, PBS : cube séparateur de polarisation). Ces images sont extraites de la référence [LIM 04].

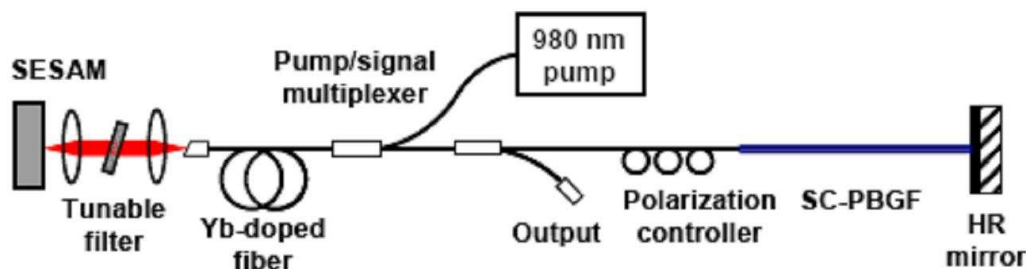
Les auteurs précisent que l'architecture de la source laser ne peut pas être entièrement fibrée au vu de la difficulté de souder la fibre à cœur creux avec une fibre à saut d'indice. On se heurte ici à une des limites majeures de ce type de fibre.

Le caractère multimode de la fibre à dispersion anormale n'apparaît pas être une contrainte. Lors de l'injection, le mode fondamental peut être préférentiellement excité.

Des impulsions de 160 fs et transportant une énergie de 1 nJ ont ainsi pu être observées autour de  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ . Les auteurs précisent que le laser est relativement stable et peut fonctionner pendant plusieurs jours sans réajustement.

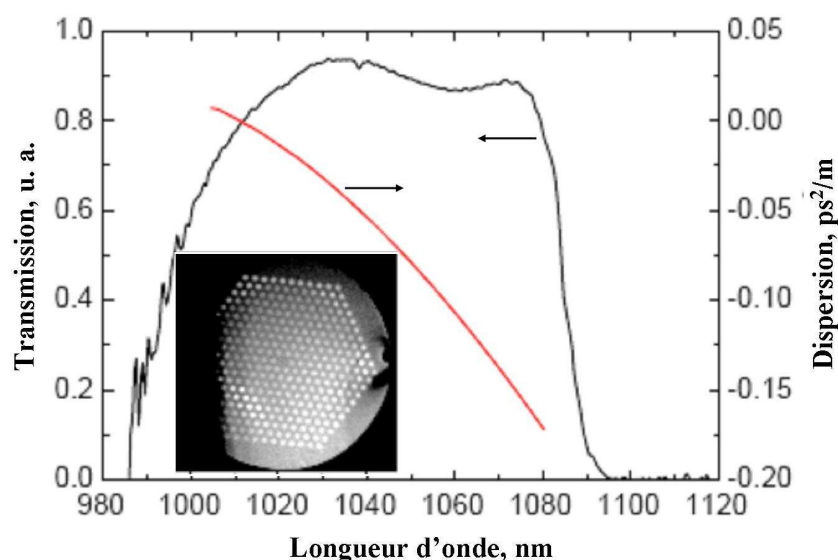
○ Exemple 2 [ISOM. 06] :

La cavité laser développée par Isomäki et Okhotnikov est présentée sur la figure 5.7. Le milieu à gain se compose d'une fibre à saut d'indice dopée ytterbium ( $L = 1 \text{ m}$ ). Cette fibre est définie par une absorption de pompe valant 414 dB/m à  $\lambda = 976 \text{ nm}$  et une dispersion de la vitesse de groupe du mode fondamental de  $+0,071 \text{ ps}^2/\text{m}$  à  $\lambda = 1040 \text{ nm}$ .



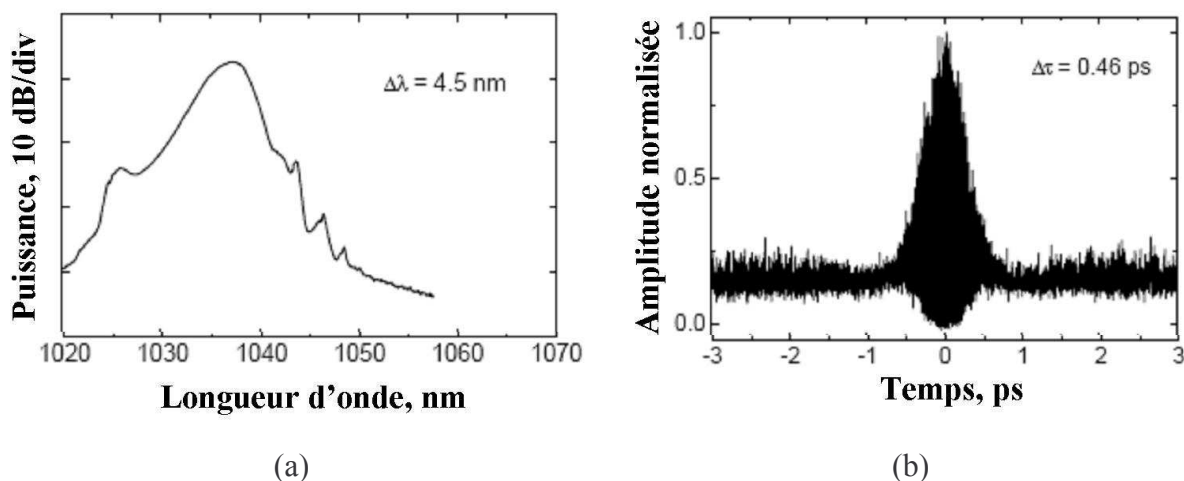
**Figure 5.7 :** Schéma du montage expérimental de la cavité laser conçue par Isomäki et Okhotnikov [ISOM. 06].

La compensation de la dispersion normale du milieu à gain se fait en utilisant une fibre à bande interdite faite entièrement en silice (notée SC-PBGF sur la **figure 5.7**). Une image de la face d'entrée de cette fibre est montrée en insert sur la **figure 5.8**. Le cristal photonique 2D est constitué d'inclusions de plots dopés germanium dans une matrice de silice (10 couronnes). Le cœur est fait de silice pure. Le diamètre du champ de mode vaut  $9\ \mu\text{m}$ . La transmission ainsi que la dispersion de la vitesse de groupe ont été mesurées pour le mode  $\text{LP}_{01}$  (cf. **figure 5.8**). Les pertes de propagation et la dispersion de la vitesse de groupe du mode fondamental sont respectivement égales à  $68,4\ \text{dB/km}$  et  $-0,054\ \text{ps}^2/\text{m}$  à  $\lambda = 1040\ \text{nm}$ .



**Figure 5.8 :** Mesure du spectre de transmission et de la dispersion de la vitesse de groupe du mode fondamental de la fibre à bande interdite photonique utilisée par Isomäki et Okhotnikov [ISOM. 06]. En insert se trouve une image de la face d'entrée de cette fibre (fabriquée par Crystal Fibre A/S).

La longueur de fibre compensatrice utilisée vaut  $L = 2,8\ \text{m}$ . Les auteurs ont ainsi pu obtenir des impulsions de  $0,46\ \text{ps}$  correspondant à une largeur spectrale de  $4,5\ \text{nm}$  (cf. **figure 5.9**).



**Figure 5.9 :** (a) spectre de l'impulsion obtenue. La largeur est de 4,5 nm. (b) trace d'autocorrélation de l'impulsion. Sa largeur temporelle vaut 0,46 ps.

Les auteurs précisent qu'une limitation de la fibre à bande interdite utilisée est la dispersion d'ordre 3 qu'elle génère. Celle-ci a été mesurée et vaut  $1,4 \text{ ps}^3/\text{km}$  à  $\lambda = 1040 \text{ nm}$ .

Ils soulignent également que l'utilisation d'une fibre compensatrice « toute solide » permet de l'intégrer complètement au montage en la soudant aux fibres à saut d'indice. La conception d'une cavité laser « tout fibré » devient alors possible.

Les fibres de Bragg, étant également faites entièrement en silice, apparaissent de bonnes candidates pour réaliser la compensation de dispersion normale de telles sources laser. On a en effet vu au cours des deux chapitres précédents qu'elles peuvent exhiber de très faibles pertes de propagation et une faible sensibilité aux courbures. En outre leur facilité de fabrication peut les rendre plus attractives qu'une fibre à bande interdite exhibant un cristal photonique 2D.

Des travaux ont déjà été menés au laboratoire pour concevoir une fibre de Bragg présentant un zéro de dispersion chromatique décalé vers les basses longueurs d'onde (autour de  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ) [BREC. 00a – BREC. 00b]. La fibre proposée présentait cependant des pertes de confinement relativement élevées (10 dB/m) rendant impossible son intégration dans une architecture laser.

On propose ici la conception et la fabrication d'une nouvelle fibre de Bragg présentant un zéro de dispersion autour de  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ .

## II. CONCEPTION ET FABRICATION D'UNE FIBRE DE BRAGG PRESENTANT UNE DISPERSION ANORMALE AUTOUR DE $\lambda = 1 \mu\text{m}$

### II.1. Modélisation de la fibre de Bragg

Obtenir une dispersion anormale autour de  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  nécessite d'avoir une dispersion de guide supérieure à celle du matériau. La taille du cœur de la fibre ne doit donc pas être trop élevée. Or, comme cela a été mentionné dans le chapitre 4, les pertes de propagation du mode fondamental (ainsi que celles des modes d'ordre élevé) diminuent avec l'augmentation du diamètre du cœur. Inversement, la réduction du cœur augmente donc ces pertes. Pour garantir une émission monomode avec des pertes de propagation acceptables, il est nécessaire d'augmenter le nombre de bicouches (alternance de couches d'indice haut et bas).

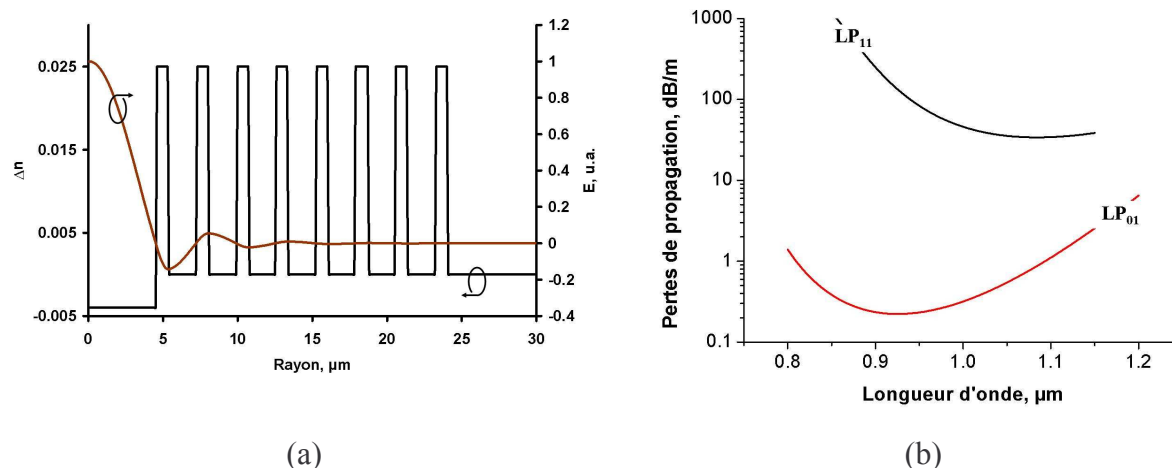
En outre, la différence indicielle dans le cristal photonique est prise égale à  $\Delta n = 0,025$ . Cette valeur élevée est choisie afin de limiter les pertes aux courbures de la fibre. On a vu dans le chapitre précédent qu'une telle valeur permet d'abaisser fortement son rayon de courbure critique.

Plusieurs profils d'indice ont alors été modélisés. Le **tableau 5.4** rassemble les paramètres optogéométriques du profil d'indice retenu. Ce dernier est représenté sur la **figure 5.10.a**.

cœur		cristal photonique (8 bicouches)			fibre
2a ( $\mu\text{m}$ )	n	d <sub>haut</sub> ( $\mu\text{m}$ )	pas $\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta n$	$\emptyset$ ( $\mu\text{m}$ )
9	n <sub>silice</sub> - 0,004	0,7	2,6	0,025	125

**Tableau 5.4** : Paramètres optogéométriques de la fibre de Bragg modélisée.

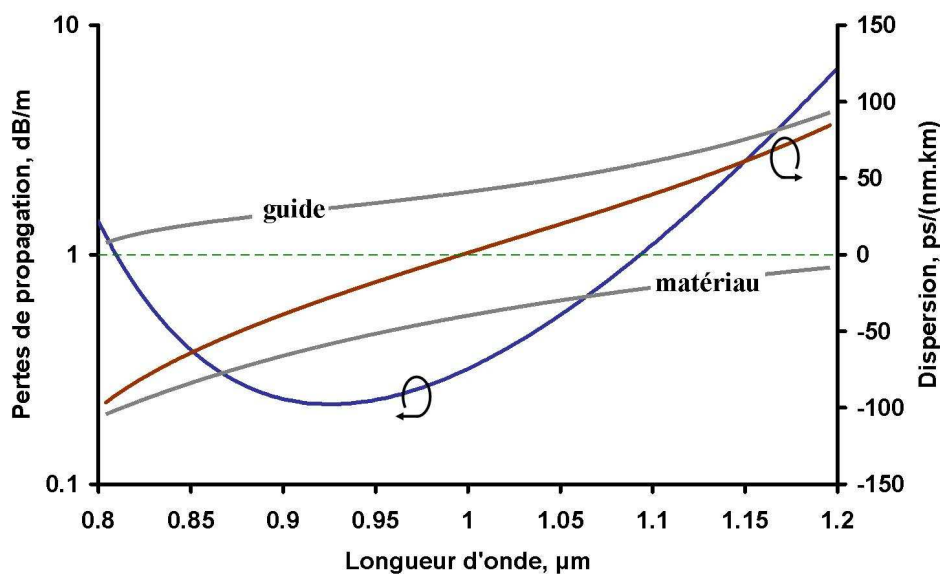
Les couches d'indice haut, au nombre de 8, peuvent être obtenues par un dopage au germanium de la silice. Le cœur, de diamètre égal à  $2a = 9 \mu\text{m}$ , est enterré ( $\Delta n_{\text{enterré}} = -0,004$ ) afin de conserver un diamètre de fibre raisonnable au vu du grand nombre de couches.



**Figure 5.10 :** (a) profil d'indice de la fibre de Bragg modélisée sur lequel est superposée la distribution radiale du champ électrique du mode fondamental. Le diamètre de champ de mode est égal à 6  $\mu\text{m}$ . (b) pertes de propagation du mode fondamental LP<sub>01</sub> et du premier mode d'ordre élevé LP<sub>11</sub> (calcul fait par la méthode des matrices). Ces calculs ont été effectués par Sébastien Février.

Le mode fondamental est défini par  $w_0 = 3 \mu\text{m}$  et  $A_{\text{eff}} = 34 \mu\text{m}^2$ . La **figure 5.10.b** présente les pertes de propagation du mode fondamental (LP<sub>01</sub>) et du premier mode d'ordre élevé (LP<sub>11</sub>) calculées par la méthode des matrices. Le minimum d'atténuation du mode LP<sub>01</sub> est situé à  $\lambda = 910 \text{ nm}$  et correspond à des pertes valant 0,2 dB/m. En outre les pertes du mode LP<sub>01</sub> sont égales à 0,7 dB/m à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  et le rapport d'atténuation modale  $\frac{\alpha_{11}}{\alpha_{01}}$  vaut 34 à cette même longueur d'onde. Le mode LP<sub>11</sub> présente des pertes supérieures à 10 dB/m pour toutes les longueurs d'onde appartenant à la bande de faible perte du mode fondamental. La fibre peut donc être considérée comme asymptotiquement monomode. Les calculs de pertes faits ici ne tiennent pas compte de l'interface silice/polymère. On peut donc s'attendre à avoir un niveau de pertes plus faible dans la structure fabriquée. En outre, une surmodulation de la bande de faible perte du mode fondamental est également à envisager.

La dispersion chromatique de la structure proposée a été calculée (méthode des matrices). Elle est comparée aux pertes de propagation du mode LP<sub>01</sub> sur la **figure 5.11**.



**Figure 5.11 :** Dispersion chromatique du mode fondamental (courbe rouge) superposée aux pertes de propagation de ce même mode (courbe bleue). La dispersion du guide et du matériau (la silice en l'occurrence) sont aussi tracées (courbes grises). Ces calculs ont été effectués par Sébastien Février.

La dispersion chromatique de la fibre s'annule à  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ . On a ainsi une dispersion anormale pour  $\lambda > 1 \mu\text{m}$ . En particulier, elle est égale à  $25 \text{ ps}/(\text{nm.km})$  à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ .

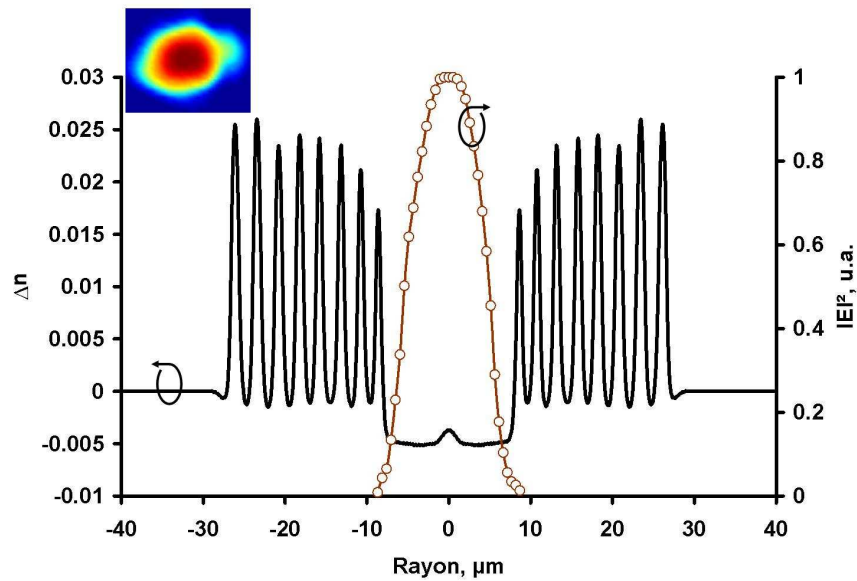
## II.2. Fabrication et caractérisation de la fibre de Bragg

Une préforme a été fabriquée par MCVD (FORC/ICHPS) en se basant sur les données du **tableau 5.4**. Le nombre élevé de couches d'indice haut ainsi que la forte différence indicielle dans le miroir de Bragg ont entraîné des difficultés lors de sa fabrication. En particulier des craquelures ont été remarquées aux interfaces. Un fibrage à un diamètre externe de  $125 \mu\text{m}$  a été effectué. La fibre ainsi obtenue est nommée BF10 dans la suite.

### II.2.1. Mesure du profil d'indice

Le profil d'indice de BF10 est présenté sur la **figure 5.12**.





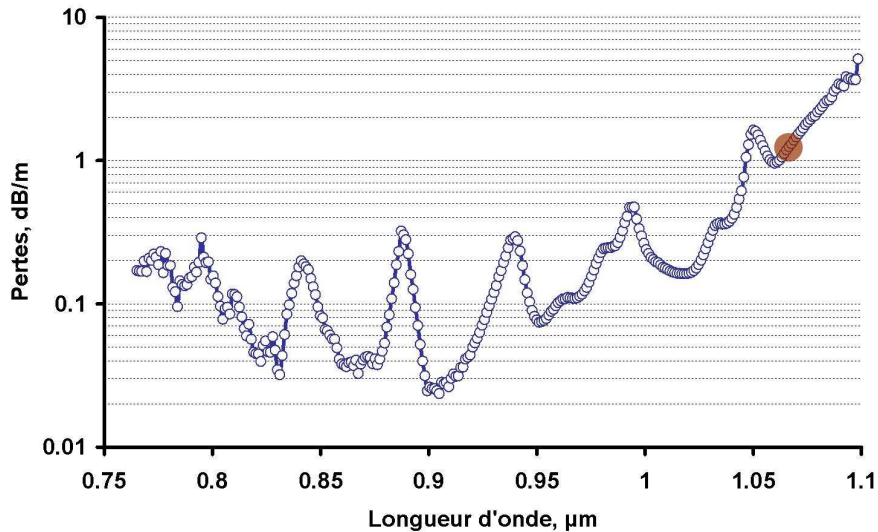
**Figure 5.12** : Mesure du profil d'indice de BF10. La distribution de l'intensité du champ électrique du mode fondamental mesurée à  $\lambda = 1064$  nm est également présentée. En insert est montré le champ proche (correspondant au mode fondamental) observé en sortie d'un tronçon de 2 m.

Le diamètre du cœur de la fibre est égal à  $16,4 \mu\text{m}$  soit 1,8 fois supérieur à celui attendu (cf. **tableau 5.4**). Les pertes du premier mode d'ordre élevé se trouvent alors abaissées du fait de cette augmentation. Une observation du champ proche montre que ce dernier est présent sur des tronçons de plusieurs mètres de long.

L'aire effective calculée du mode fondamental est égale à  $A_{\text{eff}} = 85 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 1064$  nm .

### II.2.2. Mesure du spectre d'atténuation

Le spectre d'atténuation de BF10 a été mesuré à l'aide d'une source blanche (cf. **figure 5.13**).



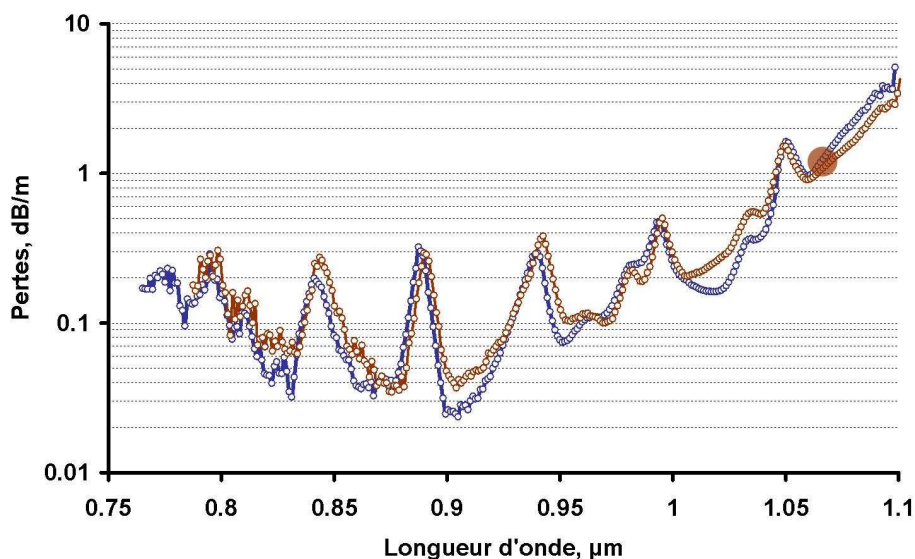
**Figure 5.13** : Mesure des pertes de BF10 réalisée par Mikhail Likhachev au FORC. Le disque rouge met en évidence les pertes mesurées à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  (et valant  $1,1 \text{ dB/m}$ ).

Le minimum d'atténuation est égal à  $0,03 \text{ dB/m}$  à  $\lambda = 0,9 \mu\text{m}$ . Les pertes valent  $0,2 \text{ dB/m}$  et  $1,1 \text{ dB/m}$  respectivement à  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ . Le niveau des pertes est abaissé approximativement d'un ordre de grandeur par rapport à celles attendues. Cette différence provient de l'influence de l'interface silice/polymère non prise en compte dans l'étude théorique. Les pertes de propagation présentées sur la **figure 5.13** peuvent être rapprochées de celles du mode fondamental guidé dans la structure.

De plus, le spectre d'atténuation de BF10 est réduit par la présence de pics de forte perte centrés autour de  $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 0,89 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 0,94 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 0,99 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,05 \mu\text{m}$ . Ces derniers sont dus à des couplages entre le mode du cœur et des modes  $LP_{m,1}$  appartenant aux résonateurs d'indice haut. Les craquelures observées aux interfaces des couches de la structure créent des imperfections tout au long de la fibre. Celles-ci, en particulier sur l'interface séparant le cœur de la première couche d'indice haut, impliquent des variations des paramètres optogéométriques tout au long de la fibre. On peut alors avoir une répartition inhomogène des modes  $LP_{m,1}$  présents dans les résonateurs. Cette dissymétrie rend possibles des couplages entre le mode de cœur (mode pair) et les modes  $LP_{m,1}$  (mode impairs) du résonateur haut indice. Ce comportement est similaire à celui observé pour la fibre BF1 (cf. chapitre 3).

### II.2.3. Etude de la sensibilité aux courbures

La **figure 5.14** compare le spectre d'atténuation de BF10 pour deux rayons de courbure ( $R \rightarrow \infty$  et  $R = 5$  cm).

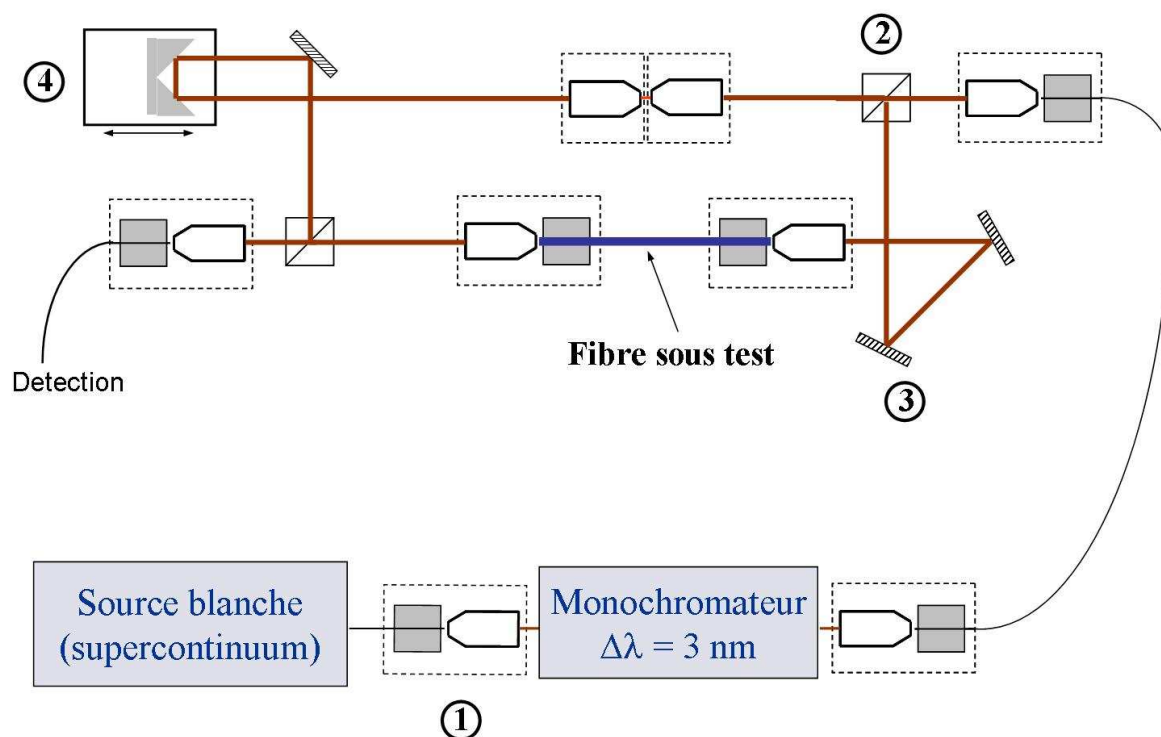


**Figure 5.14** : Mesure du spectre d'atténuation de BF10 pour deux rayons de courbure  $R$ . Les cercles bleus correspondent à  $R \rightarrow \infty$  et les cercles rouges à  $R = 5$  cm. Le disque rouge met en évidence les pertes de propagation mesurées à  $\lambda = 1064$  nm. Ces deux mesures ont été faites par Mikhail Likhachev.

On constate l'absence de pertes additionnelles pour  $R = 5$  cm. La très faible sensibilité aux courbures de la fibre est ainsi montrée. Elle provient de la forte différence indicielle  $\Delta n$  dans le cristal photonique et du nombre élevé de bicouches (8 au total).

### II.2.4. Mesure de la dispersion chromatique

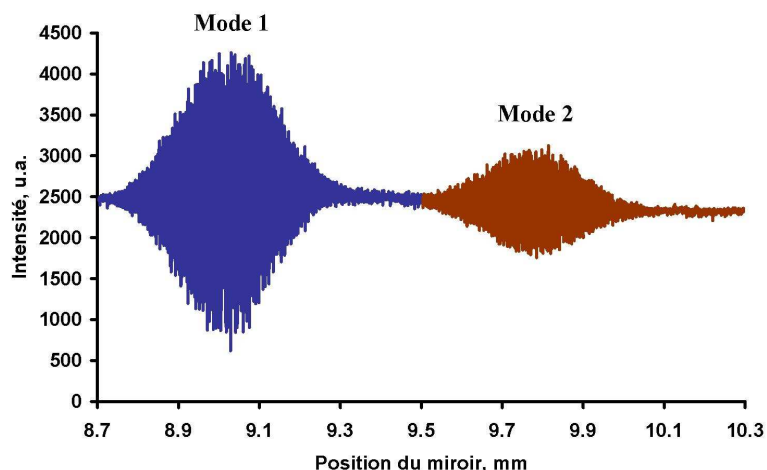
On s'est ensuite attaché à la mesure de la dispersion de la vitesse de groupe du mode fondamental. Le montage expérimental est représenté schématiquement sur la **figure 5.15**. La source utilisée est une source blanche (continuum généré dans une fibre microstructurée). Le balayage en longueur d'onde se fait en utilisant un monochromateur. Le rayonnement issu de ce dernier a une largeur spectrale  $\Delta\lambda = 3$  nm.



**Figure 5.15** : Schéma du montage expérimental utilisé pour la mesure de la dispersion de la vitesse de groupe. La fibre sous test (représenté en trait bleu) a une longueur égale à 40 cm. Le trajet des rayons lumineux est représenté par les traits rouges. Les notations 1, 2, 3 et 4 sur le banc de mesure correspondent respectivement à une platine d'injection associée à un objectif de microscope, un cube séparateur, un miroir pivotant et un jeu de miroirs placé sur un déplacement micrométrique.

Le banc de mesure se présente sous la forme d'un interféromètre de type Mach-Zehnder à deux bras. Le premier comprend la fibre sous test ( $L = 40$  cm). Le deuxième constitue le bras de référence. Le miroir de fond de cavité de ce bras est monté sur un micro déplacement (cf. notation 4 sur la **figure 5.15**). La longueur du bras de référence est donc ajustable.

La **figure 5.16** montre un exemple d'interférogramme obtenu à  $\lambda = 980$  nm. L'axe des abscisses (exprimé en mm) correspond à la position du miroir mobile de fond de cavité du bras de référence.



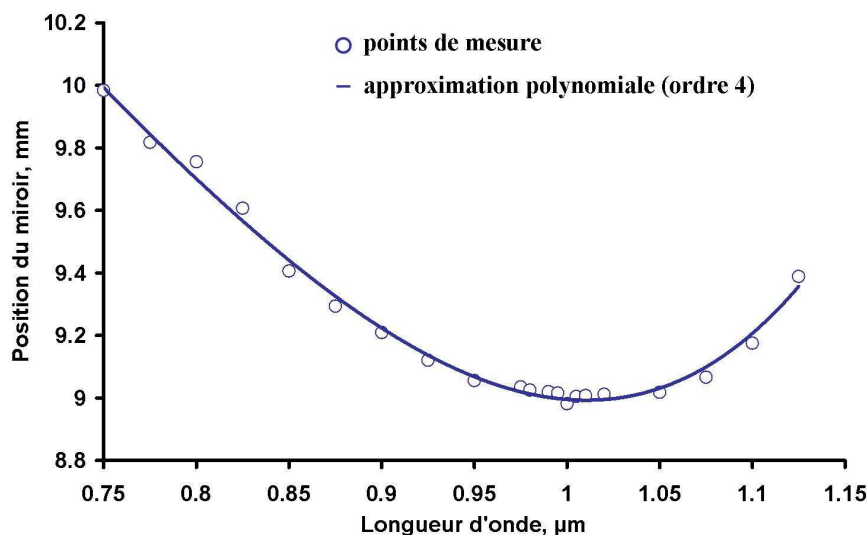
**Figure 5.16** : Interférogramme obtenu à  $\lambda = 980$  nm. Les deux paquets de franges d'interférence correspondent à deux modes guidés dans la fibre.

On distingue clairement la présence de deux paquets de franges d'interférence. Chaque paquet est dû à un mode guidé dans la fibre sous test. La longueur de fibre utilisée ici pour effectuer la mesure de la dispersion de la vitesse de groupe est faible ( $\sim 40$  cm). La fibre de Bragg est en effet bimode pour des longueurs de tronçons aussi faibles. Le premier paquet de franges correspond donc au mode fondamental et le deuxième au premier mode d'ordre élevé.

La position du miroir mobile correspondant au maximum d'intensité du paquet de franges du mode fondamental a alors été relevée pour des longueurs d'onde telles que  $\lambda \in [0,75 \mu\text{m} ; 1,15 \mu\text{m}]$  (cf. **figure 5.17**).

L'allure de la distribution des points de mesure est approximée par un polynôme d'ordre 4 dont l'équation est indiquée ci-dessous (coefficient de détermination  $R^2 = 0,993$ ) :

$$y = 28,898x^4 - 77,959x^3 + 82,199x^2 - 46,576x + 22,434 \quad (5.1)$$



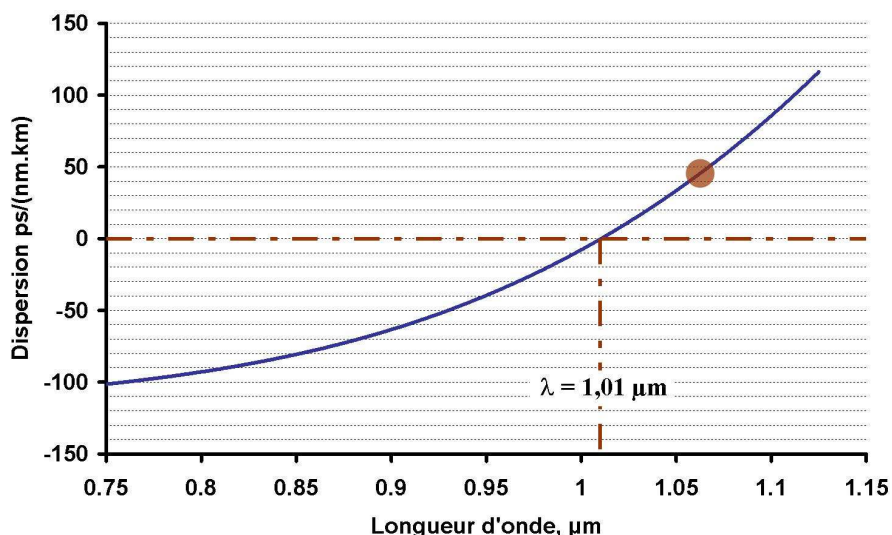
**Figure 5.17 :** Relevé de la position du miroir mobile du bras de référence correspondant au maximum d'intensité du premier paquet de franges d'interférence (cercles bleus). Cette mesure est faite pour  $\lambda \in [0,75 \mu\text{m} ; 1,15 \mu\text{m}]$ . La courbe bleue correspond à une approximation des points de mesure par un polynôme d'ordre 4.

La courbe obtenue est proportionnelle à la vitesse de groupe du mode fondamental et correspond, à un facteur multiplicatif près, à la primitive de la dispersion chromatique (notée  $D_c$ ) en fonction de la longueur d'onde.

Il est alors possible de remonter à la dispersion chromatique de ce mode (cf. **figure 5.18**).

$$D_c = k \frac{dP}{d\lambda} \quad \text{avec } k = \frac{2}{Lc} \quad (5.2)$$

Dans ces expressions,  $P$  représente la position du miroir (cf. **figure 5.17**),  $L$  la longueur de la fibre sous test et  $c$  la célérité de la lumière dans le vide.



**Figure 5.18** : Mesure de la dispersion chromatique de BF10. La dispersion s'annule à  $\lambda = 1,01 \mu\text{m}$  (traits discontinus rouges). Le disque rouge met en évidence la valeur de la dispersion à  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$  (47 ps/(nm.km)).

On obtient ainsi la dispersion chromatique du mode fondamental pour  $\lambda \in [0,75 \mu\text{m} ; 1,15 \mu\text{m}]$ . Celle-ci s'annule à  $\lambda = 1,01 \mu\text{m}$ . La fibre présente donc une dispersion anormale pour  $\lambda \geq 1,01 \mu\text{m}$ . En particulier la dispersion vaut + 47 ps/(nm.km) à  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ .

Le **tableau 5.5** compare la valeur de la dispersion chromatique obtenue à  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$  pour le mode fondamental de BF10 avec celles de deux autres structures présentées précédemment. La première est la fibre guidant le mode  $LP_{02}$  par réflexion totale interne proposée par Ramachandran et collaborateurs. La deuxième est la fibre à bande interdite photonique utilisée par Isomäki et Okhotnikov.

nom de la fibre ou référence de la publication	type de mode guidé	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	dispersion chromatique (ps/(nm.km))	$\lambda_{\text{Travail}}$ ( $\mu\text{m}$ )
[RAMA. 06]	$LP_{02}$	44	+ 60	1,08
[ISOM. 06]	$LP_{01}$	-	+ 90	1,04
BF10	$LP_{01}$	85	+ 47	1,064

**Tableau 5.5** : Comparaison entre les résultats de BF10 et ceux de deux autres structures extraites de la littérature [RAMA. 06 – ISOM. 06].

Les valeurs de dispersion obtenues pour BF10 sont du même ordre de grandeur que celles des deux autres fibres. Toutefois, la fibre de Bragg est celle présentant l'aire effective la plus importante.

Deux bémols sont tout de même à apporter à la fibre de Bragg proposée ici :

- elle est bimode pour des tronçons de plusieurs mètres de long ;
- les pertes de propagation du mode  $LP_{01}$  sont supérieures à 1 dB/m pour  $\lambda > 1,05 \mu\text{m}$ .

## CONCLUSION

La fibre à cristal photonique proposée ici démontre qu'une telle structure peut être envisagée pour compenser la dispersion de sources laser émettant des impulsions ultra brèves. Une telle structure présente en effet des pertes aux courbures suffisamment faibles (absence de pertes additionnelles pour  $R = 5 \text{ cm}$ ) pour être intégrée dans une architecture « toute fibrée ».

De plus, l'aire effective du mode fondamental ( $85 \mu\text{m}^2$ ) est relativement élevée au vu des valeurs de dispersion anormale atteintes ( $+47 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$  à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ). Celle-ci est 20 fois supérieure à celle obtenue par des FMAS exhibant des valeurs de dispersion similaires ( $D > 50 \text{ ps}/\text{nm}/\text{km}$  obtenue avec  $A_{\text{eff}} = 4 \mu\text{m}^2$ ). Le seuil de dégradation des impulsions ainsi obtenues du fait de l'apparition des effets non linéaires est fortement repoussé.

En comparaison avec les autres structures proposées dans la littérature, les valeurs de la dispersion anormale atteintes par la fibre de Bragg sont du même ordre de grandeur.

En outre un avantage de ce type de structure est que le mode guidé est le mode fondamental  $LP_{01}$ . Aucun traitement supplémentaire de la fibre n'est donc à effectuer (gravure de réseaux à longue période par exemple pour les structures fonctionnant sur les modes d'ordre supérieur). La fibre de Bragg étant également faite entièrement en silice, on ne se confronte pas à des problèmes de connectivité avec les fibres déjà présentes dans le système (contrairement aux fibres à cœur creux pouvant être utilisées).

La fibre proposée présente cependant quelques limitations pouvant être améliorées lors d'une prochaine fabrication. Les pertes de propagation sont en effet trop élevées autour de  $\lambda > 1,05 \mu\text{m}$ . En outre, la discrimination entre les pertes du mode fondamental et du premier mode d'ordre élevé n'est pas assez importante, ce qui conduit à une propagation des deux



modes sur de courtes longueurs de fibre (quelques mètres). Enfin la présence de craquelures lors de la fabrication de la préforme engendre des couplages réduisant la bande de transmission de la fibre.

Une nouvelle fibre à cristal photonique 1D a été fabriquée très récemment. Sa caractérisation débutera dans les prochaines semaines. Elle devrait palier aux points négatifs de la fibre proposée ici tout en conservant ses caractéristiques de dispersion.

# **Références bibliographiques**

## B

---

- [BOUW. 03] G. BOUWMANS, F. LUAN, J. C. KNIGHT, P. St. J. RUSSELL, L. FARR, B. J. MANGAN and H. SABERT, “Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength”, *Optics Express*, vol.**11**, n°14, p.1613, 2003
- [BREC. 00a] F. BRECHET, Ph. ROY, J. MARCOU and D. PAGNOUX, “Singlemode propagation into depressed-core-index photonic-bandgap fibre designed for zero-dispersion propagation at short wavelengths”, *Electronics Letters*, vol.**36**, n°6, p.514, 2000
- [BREC. 00b] F. BRECHET, Ph. LEPROUX, Ph. ROY, J. MARCOU and D. PAGNOUX, “Analysis of bandpass filtering behaviour of singlemode depressed-core-index photonic bandgap fibre”, *Electronics Letters*, vol.**36**, n°10, p.870, 2000

## I

---

- [ISOM. 06] A. ISOMÄKI and O. G. OKHOTNIKOV, “All-fiber ytterbium soliton mode-locked laser with dispersion control by solid-core photonic bandgap fiber”, *Optics Express*, vol.**14**, n°10, p.4368, 2006

## L

---

- [LIM 02] H. LIM, F. O. ILDAY and F. W. WISE, “Femtosecond ytterbium fiber laser with photonic crystal fiber for dispersion control”, *Optics Express*, vol.**10**, n°25, p.1497, 2002
- [LIM 04] H. LIM and F. W. WISE, “Control of dispersion in a femtosecond ytterbium laser by use of hollow-core photonic bandgap fiber”, *Optics Express*, vol.**12**, n°10, p.2231, 2004

## R

---

- [RAMA. 06] S. RAMACHANDRAN, S. GHALMI, J. W. NICHOLSON, M. F. YAN, P. WISK, E. MONBERG and F. V. DIMARCELLO, “Anomalous dispersion in a solid, silica-based fiber”, *Optics Letters*, vol.**31**, n°17, p.2532, 2006

## S

---

- [SCHU. 07] M. SCHULTZ, O. PROCHNOW, A. RUEHL, D. WANDT, D. KRACHT, S. RAMACHANDRAN and S. GHALMI, “Sub-60-fs ytterbium-doped fiber laser with a fiber-based dispersion compensation”, *Optics Letters*, vol.**32**, n°16, p.2372, 2007





---

## CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Depuis l'implantation des premiers cristaux photoniques artificiels dans les fibres optiques, l'intensité des ondes lumineuses envoyées dans les fibres n'a cessé de croître. Très récemment, des puissances dépassant le kW en régime continu et le MW en régime impulsionnel ont été mesurées. On assiste à un véritable flot de structures et d'architectures différentes proposées pour repousser sans cesse les limites atteintes. Cet engouement est lié à la percée dans de nombreux champs d'action des sources lasers fibrées qui se sont imposées d'elles-mêmes au vu de leurs atouts majeurs (compacité, efficacité, propreté du signal émis...).

La plupart des travaux de recherche relatant l'accès à de très fortes puissances transportées expose le développement de fibres à cristal photonique conservant un indice de cœur surélevé par rapport à l'indice moyen du cristal constituant la gaine optique. Le mécanisme de guidage est alors relativement proche de celui observé dans les fibres conventionnelles à saut d'indice. La caractéristique première du cristal photonique qui est de ne pas permettre à certains photons de le traverser n'est pas mise à contribution dans ces structures. Le cristal photonique est uniquement utilisé comme un outil permettant de diminuer fortement l'ouverture numérique de la fibre (en réduisant la fraction d'air).

Abaisser l'indice du cœur sous l'indice moyen de la gaine permet d'accéder à des propriétés de guidage de la lumière tout à fait exotiques et non transposables dans les fibres effectuant un guidage par l'indice. Le seul exemple des fibres à cœur creux guidant la lumière dans un milieu d'indice égal à 1 avec des pertes de propagation et de courbure extrêmement faibles suffit à démontrer le remarquable potentiel des fibres à bande interdite photonique.

On a pu appréhender tout au long de ce manuscrit la compétitivité des fibres à cristal photonique 1D « tout solide » pour répondre aux exigences d'un transport ou d'une génération de forte puissance.

On a ainsi vu qu'une telle structure peut combiner une aire modale élevée et des pertes de confinement ramenées aux pertes intrinsèques du matériau. Une fibre asymptotiquement monomode caractérisée par  $A_{\text{eff}} = 140 \mu\text{m}^2$  et présentant des pertes de confinement de 1 dB/km à  $\lambda = 800 \text{ nm}$  a été proposée (les pertes dues à la silice à cette même longueur d'onde étant de 2 dB/km). Une structure similaire a permis d'atteindre une aire effective égale

à  $500 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  en présentant des pertes de propagation autour de 20 dB/km. Les aires modales atteintes ici sont très supérieures à celles obtenues avec des fibres conventionnelles à saut d'indice. On peut quantifier leur valeur en les ramenant à la longueur d'onde de travail au travers du rapport  $\frac{A_{\text{eff}}}{\lambda^2}$  proche ici de 220. En outre, le rayon de courbure critique (correspondant à des pertes de 3 dB/m) de ces structures est extrêmement faible ( $R_c \sim 3 \text{ cm}$ ) et assure ainsi un faible encombrement de ces dernières lors de leur utilisation. On a également montré que l'aire modale peut être fortement augmentée tout en conservant des pertes de propagation acceptables pour une utilisation de quelques mètres de fibre (longueurs requises pour des applications laser). Ainsi une fibre définie par  $A_{\text{eff}} = 530 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 850 \text{ nm}$  (correspondant à un rapport  $\frac{A_{\text{eff}}}{\lambda^2} = 730$ ) a été proposée. Le caractère monomode a été mis en évidence au-delà d'une courte longueur de fibre et les pertes de propagation ont été mesurées autour de 0,1 dB/m.

L'influence de l'interface silice/polymère sur les propriétés de guidage d'une telle fibre (pour des pertes de propagation autour de 0,1 dB/m) a en outre été montrée. Afin de l'annihiler et ainsi d'observer uniquement la signature du cristal photonique 1D, les fibres fabriquées à l'avenir seront recouvertes d'une gaine protectrice ayant un indice proche de celui de la silice. Dans le cas contraire, la géométrie de la gaine externe de la fibre sera modifiée (troncature en D).

On a également mis en avant le fait que ce type de structure peut exhiber une taille de cœur élevée et une sensibilité aux courbures réduite. Une fibre asymptotiquement monomode caractérisée par  $A_{\text{eff}} = 470 \mu\text{m}^2$  à  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  ( $2a = 36 \mu\text{m}$ ), de longueur  $L = 2 \text{ m}$  peut ainsi être totalement enroulée sur un tambour de rayon  $R = 5 \text{ cm}$  en ne présentant que 2 dB de pertes additionnelles. En outre, une observation en champ proche en sortie d'un tronçon ( $L = 250 \text{ cm}$ ) enroulé sur un tambour de rayon  $R = 2 \text{ cm}$  (2 tours) montre ni délocalisation ni distorsion de la distribution d'intensité du mode fondamental. Une étude théorique complémentaire a confirmé la très faible sensibilité aux courbures de la structure proposée. Elle a notamment souligné que le rapport entre l'aire effective de la fibre rectiligne et de la fibre courbée avec  $R = 5 \text{ cm}$  est égal à 1,1.

On a, pour finir, étudié les propriétés de dispersion d'une telle structure et montré que celle-ci peut allier une aire effective élevée et une dispersion anormale pour  $\lambda > 1 \mu\text{m}$ . Une fibre

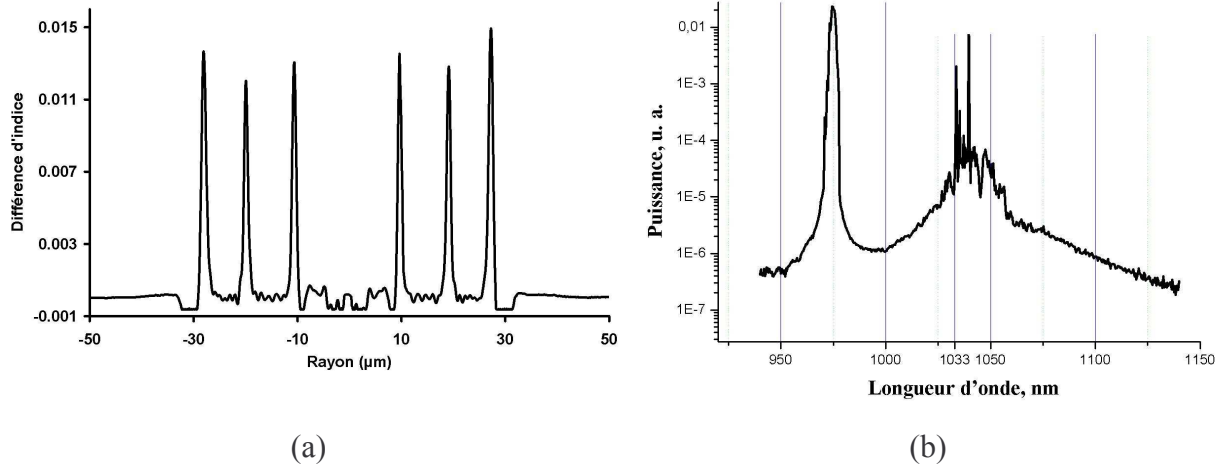


caractérisée par  $A_{\text{eff}} = 85 \mu\text{m}^2$  ( $2a = 16,4 \mu\text{m}$ ) et présentant une dispersion chromatique pour le mode fondamental de  $+47 \text{ ps}(\text{nm}\cdot\text{km})$  à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  a été proposée. En outre elle ne montre pas de pertes additionnelles pour un rayon de courbure  $R = 5 \text{ cm}$ . Son utilisation en tant que composant passif dans une architecture laser pour compenser la dispersion normale du milieu à gain peut donc être envisagée. On a souligné les deux limitations de la fibre fabriquée, à savoir son caractère bimode pour des tronçons de plusieurs mètres de long et ses fortes pertes de propagation ( $> 1 \text{ dB/m}$  pour  $\lambda > 1,05 \mu\text{m}$ ). La bande de transmission de la fibre se trouve également réduite par la présence de couplages entre le mode de cœur et des modes d'ordre élevé de type  $\text{LP}_{m,1}$  appartenant aux résonateurs d'indice haut. L'origine de ces couplages provient des craquelures au niveau des interfaces observées sur la préforme lors de sa fabrication. Ces dernières sont dues aux difficultés rencontrées lorsque le nombre de couches ainsi que leur différence indicielle augmentent.

En perspective de ce dernier point, une autre préforme a été fabriquée récemment en se basant sur l'étude théorique présentée dans le chapitre 5 (BF10). Une nouvelle fibre a ainsi été obtenue et présente un diamètre de cœur proche de  $2a = 9 \mu\text{m}$ . Cette fois-ci, le diamètre du cœur correspond à celui souhaité. On espère par conséquent que les caractéristiques de guidage évoquées dans le chapitre 5 (propagation monomode sur de courtes longueurs de fibre) seront respectées. En outre, les pertes du mode fondamental devraient être diminuées pour  $\lambda > 1,05 \mu\text{m}$ . La caractérisation de cette nouvelle fibre débutera courant septembre. En fonction des résultats obtenus, son implantation dans une architecture laser « tout fibré » émettant des impulsions ultra courtes devrait être réalisée pour valider son utilisation. Une étude portant sur la dispersion d'ordre 3 créée dans la fibre devra alors être menée.

Au vu des propriétés linéaires présentées dans ce manuscrit, une autre perspective donnée à ce travail est l'utilisation de ce genre de fibre en tant que composant actif. Il apparaît maintenant primordial de doper le cœur d'une telle fibre avec des ions de terres rares afin de valider son aptitude à servir de source génératrice de puissance. Cette étude a débuté récemment avec le doctorat de Dmitry Gaponov en co-tutelle entre notre laboratoire et le FORC. La **figure P.1** montre un des premiers résultats obtenus.

La **figure P.1.a** montre le profil d'indice de la fibre à cristal photonique 1D. Le cœur est dopé avec des ions ytterbium. La fibre est recouverte avec un polymère bas indice. La **figure P.1.b** montre une des premières observations d'une raie laser obtenue en sortie de cette fibre autour de  $\lambda = 1040 \text{ nm}$ .

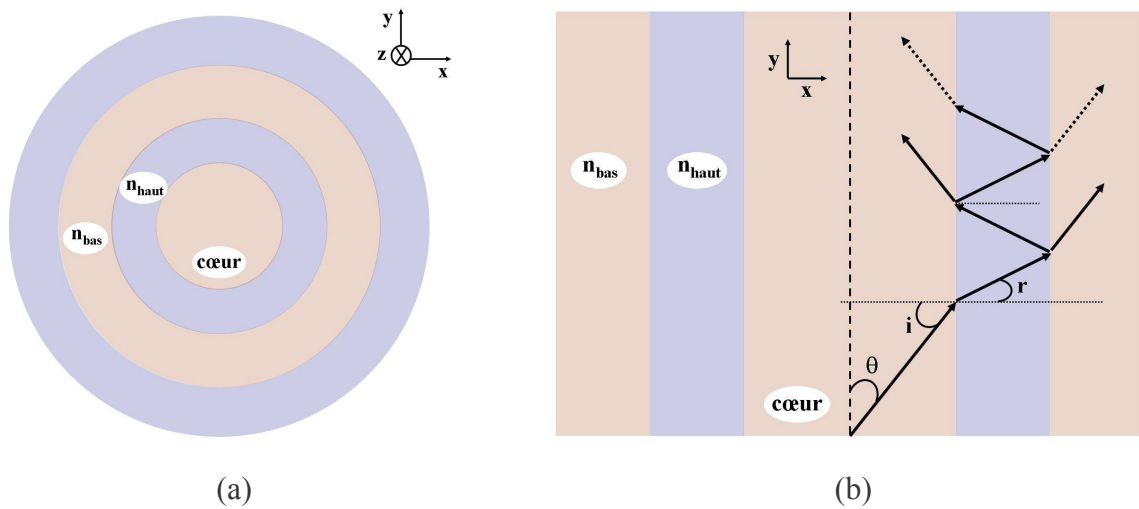


**Figure P.1 :** (a) profil d'indice mesuré de la fibre de Bragg. Le cœur est dopé avec des ions ytterbium. (b) spectre de transmission de la fibre en configuration laser. Le pic relativement large à gauche est le résidu de pompe ( $\lambda = 980$  nm). Deux raies laser apparaissent autour de  $\lambda = 1040$  nm.

## ANNEXE

### Analogie entre une couche du cristal photonique 1D et un résonateur de Fabry-Perot planaire

On reprend ici l'analogie faite entre une fibre de Bragg et un guide planaire montrée dans le chapitre 2 (cf. figure 2.20).



**Figure A.1** : Représentation schématique : (a) d'un guide cylindrique, (b) de son guide planaire analogue. Sur ce dernier est représenté le trajet d'un rayon lumineux envoyé avec un angle  $\theta$  dans le cœur.

Les couches d'indice haut et bas, assimilées à des cavités de Fabry-Perot peuvent être soit en résonance soit en antirésonance en fonction de l'angle  $\theta$  et de la longueur d'onde  $\lambda$ . Ces différents états sont caractérisés par la relation suivante (cf. expression 2.13 établie dans le chapitre 2) :

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{haut}} d_{\text{haut}} \cos r = \pi (m + \sigma) \quad (m \in \mathbb{N}^*) \quad (\text{A.1})$$

$$\text{avec } \begin{cases} \sigma = 0 \Leftrightarrow \text{résonance} \\ \sigma = 1/2 \Leftrightarrow \text{antirésonance} \end{cases}$$

### Calcul des longueurs d'onde de résonance et d'antirésonance des couches d'indice haut.

Afin de calculer les longueurs d'onde de résonance et d'antirésonance des résonateurs haut indice, la relation A.1 peut se mettre sous la forme :

$$\lambda_{R/AR} = \frac{2n_{\text{haut}} d_{\text{haut}}}{(m + \sigma)} \cos r \quad (\text{A.2})$$

En outre, la loi de Snell-Descartes, concernant la réfraction à l'interface  $n_{\text{coeur}} = n_{\text{bas}} \rightarrow n_{\text{haut}}$  permet de poser :

$$n_{\text{bas}} \sin i = n_{\text{haut}} \sin r \quad (\text{A.3})$$

De plus, le sinus et le cosinus d'un angle  $x$  sont reliés entre eux par la relation trigonométrique suivante :

$$\cos^2 x + \sin^2 x = 1 \quad (\text{A.4})$$

En utilisant les relations A.3 et A.4 (appliquée à l'angle  $r$ ) on peut écrire le cosinus de l'angle  $r$  comme suit :

$$\cos r = \sqrt{1 - \frac{n_{\text{bas}}^2}{n_{\text{haut}}^2} \sin^2 i} \quad (\text{A.5})$$

L'expression A.2 devient alors :

$$\lambda_{R/AR} = \frac{2d_{\text{haut}}}{(m + \sigma)} \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2 \sin^2 i} \quad (\text{A.6})$$

En se référant à la **figure A.1.b**, on constate que les angles  $i$  et  $\theta$  sont liés entre eux par la simple égalité  $\cos i = \sin \theta$ . L'expression A.4 appliquée à l'angle  $i$  et introduite dans la relation A.6 donne :

$$\lambda_{R/AR} = \frac{2d_{\text{haut}}}{(m + \sigma)} \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2 \cdot (1 - \sin^2 \theta)} \quad (\text{A.7})$$

Les rayons envoyés dans le cœur du guide planaire avec un angle interne  $\theta$  (cf. **figure A.1.b**) sont caractérisés par le vecteur d'onde de norme  $k = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{bas}}$ . Ces rayons peuvent interférer constructivement et donnent ainsi lieu à un mode guidé d'ordre  $p$ . On rappelle qu'un mode guidé est une configuration spécifique du champ électromagnétique qui se propage le long de l'axe  $y$  et qui est stationnaire selon l'axe  $x$ . Les contraintes imposées sur le champ électrique aux interfaces cœur/gaine se traduisent alors par la relation de dispersion suivante :

$$k^2 - \beta^2 = p^2 \frac{\pi^2}{(2a)^2} = k_x^2 \quad (\text{A.8})$$

Dans cette expression,  $k$  est le vecteur d'onde du mode d'ordre  $p$  ( $p \in \mathbb{N}^*$ ),  $\beta$  sa constante de propagation,  $k_x$  la projection de  $\vec{k}$  sur l'axe  $x$  et  $2a$  le diamètre du cœur.

Il est également possible d'exprimer l'angle  $\theta$  en fonction des paramètres ( $\lambda$ ,  $n_{\text{bas}}$  et  $2a$ ) :

$$\sin \theta = \frac{k_x}{k} = \frac{p\lambda}{4a n_{\text{bas}}} \quad (\text{A.9})$$

Finalement l'équation A.7 peut se mettre sous la forme :

$$\lambda_{R/AR} = \frac{2d_{\text{haut}}}{(m + \sigma)} \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2 \cdot \left(1 - \left(\frac{p\lambda}{4a n_{\text{bas}}}\right)^2\right)} \quad (m \text{ et } p \in \mathbb{N}^*) \quad (\text{A.10})$$

$$\text{avec } \begin{cases} \sigma = 0 \Leftrightarrow \text{résonance} \\ \sigma = 1/2 \Leftrightarrow \text{antirésonance} \end{cases}$$

On constate que les longueurs d'onde de résonance et d'antirésonance des couches d'indice haut sont fonction des caractéristiques optogéométriques (épaisseur et indice) de ces couches

ainsi que de la taille du cœur. Les positions spectrales des bandes interdites de la structure complète, délimitées par les longueurs d'onde de résonance des couches d'indice haut, ne dépendent plus du pas du réseau du cristal photonique 1D.

De plus, dans l'hypothèse où  $\lambda \ll 2a$ , on peut faire l'approximation suivante :

$$\left( \frac{p\lambda}{4a n_{\text{bas}}} \right)^2 \ll 1 \quad (p \in \mathbb{N}^*) \quad (\text{A.11})$$

Cela revient à considérer un cœur ayant un diamètre relativement important devant la longueur d'onde. L'ouverture numérique du guide devient faible (angle  $\theta$  petit). Le rayon entrant dans le cœur frappe alors l'interface cœur/gaine avec un angle  $i$  rasant.

Il est également possible de calculer les épaisseurs des couches d'indice haut et bas pour que celles-ci soient en antirésonance à la longueur d'onde de travail.

### **Calcul de l'épaisseur des couches d'indice haut**

Les couches d'indice haut sont en antirésonance à la longueur d'onde de travail si aucun mode ne peut s'y installer. Dans ce cas le résonateur de Fabry-Perot équivalent est un réflecteur parfait.

D'après la relation A.8 établie précédemment, on peut alors écrire :

$$d_{\text{haut}} = \left( m + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{k_x^{\text{haut}}} \quad (m \in \mathbb{N}^*) \quad (\text{A.12})$$

Dans cette expression,  $k_x^{\text{haut}}$  représente la composante transverse du vecteur d'onde dans le résonateur haut indice et s'écrit (cf. **figure A.1**) :

$$k_x^{\text{haut}} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{haut}} \cos r \quad (\text{A.13})$$

En utilisant les expressions A.5 et A.13, la relation A.12 devient :

$$d_{\text{haut}} = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2\sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2 \sin^2 i}} \quad (\text{A.14})$$

Enfin, en utilisant les relations A.4, A.9 ainsi que l'égalité  $\cos i = \sin \theta$  (cf. **figure A.1**), l'épaisseur de la couche d'indice haut devient :

$$d_{\text{haut}} = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2n_{\text{haut}} \sqrt{1 - \frac{n_{\text{bas}}^2}{n_{\text{haut}}^2} + \left(\frac{p\lambda}{4an_{\text{haut}}}\right)^2}} \quad (\text{A.15})$$

avec  $(m \text{ et } p \in \mathbb{N}^*)$

On rappelle que le diamètre du cœur vaut  $2a$  et que  $p$  correspond à l'ordre du mode guidé dans le cœur. L'expression A.15 peut également se mettre sous la forme :

$$d_{\text{haut}} = \frac{\lambda}{4n_{\text{haut}}} (2m + 1) \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n_{\text{bas}}^2}{n_{\text{haut}}^2} + \left(\frac{p\lambda}{4an_{\text{haut}}}\right)^2}} \quad (\text{A.16})$$

avec  $(m \in \mathbb{N} \text{ et } p \in \mathbb{N}^*)$

Dans l'hypothèse où  $\lambda \ll 2a$  (angle  $i$  rasant) et où  $n_{\text{haut}} \gg n_{\text{bas}}$ , l'épaisseur de la couche d'indice haut vue comme un réflecteur antirésonant peut être approximée par :

$$d_{\text{haut}} = \frac{\lambda}{4n_{\text{haut}}} (2m + 1) \text{ avec } (m \in \mathbb{N}) \quad (\text{A.17})$$

L'épaisseur de cette couche se rapproche d'un multiple impair du rapport  $\frac{\lambda}{4n_{\text{haut}}}$  qui est l'épaisseur optimale d'une couche correspondante d'un miroir de Bragg avec un rayon incident perpendiculaire à sa surface.

### Calcul de l'épaisseur des couches d'indice bas

De la même façon, les couches d'indice bas sont en antirésonance à la longueur d'onde de travail si aucun mode ne peut s'y installer. En se basant encore une fois sur la relation A.8, on obtient :

$$d_{\text{bas}} = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{k_x^{\text{bas}}} \quad (m \in \mathbb{N}^+) \quad (\text{A.18})$$

Le paramètre  $k_x^{\text{bas}}$  représente ici la composante transverse du vecteur d'onde dans la couche d'indice bas et peut s'écrire (cf. **figure A.1**) :

$$k_x^{\text{bas}} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{bas}} \cos i \quad (\text{A.19})$$

En utilisant l'égalité  $\cos i = \sin \theta$  ainsi que les expressions A.9 et A.19, la relation A.18 devient :

$$d_{\text{bas}} = \frac{a}{p} (2m + 1) \quad \text{avec } (m \in \mathbb{N} \text{ et } p \in \mathbb{N}^+) \quad (\text{A.20})$$

Si on considère le mode fondamental guidé dans le cœur de la structure ( $p = 1$ ), la couche d'indice bas est alors antirésonante pour une épaisseur égale à un nombre impair de fois le rayon du cœur de la structure. En particulier, pour  $m = 1$ , l'épaisseur de la couche d'indice bas est égale à la moitié du cœur de la structure.

Les résultats obtenus ci-dessus (calcul de  $\lambda_R$  et de  $\lambda_{AR}$  ainsi que  $d_{\text{haut}}$  et  $d_{\text{bas}}$ ) sont basés sur l'analogie entre un guide tubulaire et un guide planaire équivalent. Ils correspondent à un guide plan tel que celui présenté sur la **figure A.1.b**. Ils ne sont pas tout à fait exacts dans le cas d'une fibre de Bragg. En effet les expressions qui viennent d'être posées sont valables si l'on considère des ondes planes (cas d'un guide plan). Or le cœur de la fibre est, contrairement au cœur du guide plan, circulaire. Le mode guidé dans ce dernier n'est plus décrit par des fonctions cosinus mais par des fonctions de Bessel. Toutefois, on admettra que



ces expressions restent valides pour une fibre 1D. On verra par la suite que cette approximation est correcte.



# **Liste des publications**

*Publications dans des revues internationales à comité de lecture*

YU. A. USPENSKII, E. E. UZORIN, A. V. VINOGRADOV, M. E. LIKHACHEV, S. L. SEMJONOV, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, **R. JAMIER** and S. FEVRIER, “Effect of polymer coating on leakage losses in Bragg fibers”, *Optics Letters*, vol.**32**, n°10, p.1202, 2007

F. GÉRÔME, S. FÉVRIER, A. D. PRYAMIKOV, J-L. AUGUSTE, **R. JAMIER**, J-M. BLONDY, M. E. LIKHACHEV, M. M. BUBNOV, S. L. SEMJONOV and E. M. DIANOV, “Highly dispersive large mode area photonic bandgap fiber”, *Optics Letters*, vol.**32**, n°10, p.1208, 2007

S. FEVRIER, **R. JAMIER**, J-M. BLONDY, S. L. SEMJONOV, M. E. LIKHACHEV, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, V. F. KHOPIN, M. Y. SALGANSKII and A. N. GURYANOV, “Low-loss singlemode large mode area all-silica photonic bandgap fiber”, *Optics Express*, vol.**14**, n°2, p.562, 2006

P. ROY, P. LEPROUX, S. FEVRIER, D. PAGNOUX, J-L. AUGUSTE, J-M. BLONDY, S. HILAIRE, L. LAVOUTE, **R. JAMIER**, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMENE and C. RESTOIN, “Photonic crystal fibres for lasers and amplifiers”, *Optics Communication*, vol.**14**, p.562, 2006

M. E. LIKHACHEV, S. L. SEMJONOV, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, V. F. KHOPIN, M. YU. SALGANSKII, M. A. GURYANOV, A. N. GURYANOV, **R. JAMIER**, P. VIALE, S. FEVRIER and J-M. BLONDY, “Development and study of Bragg fibres with a large mode field and low optical losses”, *Quantum Electronics*, vol.**36**, n°7, p.581, 2006

---

*Communications à des congrès internationaux à comité de lecture*

S. FEVRIER, **R. JAMIER**, P. VIALE, G. HUMBERT, F. GEROME, M. DEVAUTOUR, L. LAVOUTE, P. ROY, J-M. BLONDY, S. L. SEMJONOV, M. E. LIKHACHEV, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, V. F. KHOPIN, M. Y. SALGANSKII and A. N. GURYANOV, “Solid-core bandgap fibers”, *Proceedings of Photonics West*, SPIE **6453-46**, papier invité, San Jose (Etats-Unis), 2007

**R. JAMIER**, S. FEVRIER, G. HUMBERT, P. VIALE, J-M. BLONDY, S. L. SEMJONOV, M. E. LIKHACHEV, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, V. F. KHOPIN, M. Y. SALGANSKII and A. N. GURYANOV, “Cross-comparison of bend loss in large mode area fibres”, *Proceedings of European Conference on Optical Communication*, ECOC **Mo4.3.2**, Cannes (France), 2006

F. GEROME, S. FEVRIER, J-L. AUGUSTE, **R. JAMIER**, J-M. BLONDY, M. E. LIKHACHEV, M. M. BUBNOV, S. L. SEMJONOV, E. M. DIANOV, V. F. KHOPIN, M. Y. SALGANSKII and A. N. GURYANOV, “Dispersion compensating photonic bandgap fibre”, *Proceedings of European Conference on Optical Communication*, ECOC **We4.4.3**, Cannes (France), 2006

M. E. LIKHACHEV, YU. A. USPENSKII, S. L. SEMJONOV, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, A. V. VINOGRADOV, O. S. SIMIKHIN, E. E. UZORIN, **R. JAMIER**, S. FEVRIER and J-M. BLONDY, “Fabrication of solid bandgap fibres with increased bandwidth by modification of outer cladding”, *Proceedings of European Conference on Optical Communication*, ECOC **PDP Tu4.2.5**, post deadline paper, Cannes (France), 2006

**R. JAMIER**, P. VIALE, S. FÉVRIER, J-M. BLONDY, S. L. SEMJONOV, M. E. LIKHACHEV, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, V. F. KHOPIN, M. Y. SALGANSKII and A. N. GURYANOV, “Depressed-index-core singlemode bandgap fiber with very large effective area” *Proceedings of Optical Fiber Communication Conference*, OFC papier **OFC6**, Anaheim (Etats-Unis), 2006

S. FEVRIER, **R. JAMIER**, J-M. BLONDY, S. L. SEMJONOV, M. E. LIKHACHEV, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, V. F. KHOPIN, M. Y. SALGANSKII and A. N. GURYANOV, “Low loss large mode area Bragg fibre”, *Proceedings of European Conference on Optical Communication*, ECOC **PDP 0898**, post deadline paper, Glasgow (Angleterre), 2005

*Communications à des congrès internationaux sans comité  
de lecture*

**R. JAMIER**, S. FEVRIER, G. HUMBERT, M. DEVAUTOUR, P. VIALE, J-M. BLONDY, S. L. SEMJONOV, M. E. LIKHACHEV, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, V. F. KHOPIN, M. Y. SALGANSKII and A. N. GURYANOV, “Reduction of bend loss in large mode area Bragg fibres”, *Optics and Optoelectronics Conference*, SPIE Europe **Mo-6588-04**, Prague (Rép. Tchèque), 2007

*Communications à des congrès nationaux à comité de lecture*

S. FEVRIER, **R. JAMIER**, P. VIALE, G. HUMBERT, F. GEROME, J-M. BLONDY, S. L. SEMJONOV, M. E. LIKHACHEV, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, V. F. KHOPIN, M. Y. SALGANSKII and A. N. GURYANOV, “Fibres optiques à bande interdite photonique à cœur solide”, *Journées Nationales d’Optique Guidée*, JNOG, papier invité, Metz, 2006

**R. JAMIER**, S. FEVRIER, G. HUMBERT, P. VIALE, J-M. BLONDY, S. L. SEMJONOV, M. E. LIKHACHEV, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, V. F. KHOPIN, M. Y. SALGANSKII and A. N. GURYANOV, “Prédiction des pertes aux courbures dans les fibres de Bragg à grande aire effective”, *Journées Nationales d’Optique Guidée*, JNOG, Metz, 2006

**R. JAMIER**, S. FEVRIER, P. VIALE, J-M. BLONDY, S. L. SEMJONOV, M. E. LIKHACHEV, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, V. J. KHOPIN, V. F. KHOPIN, M. Y. SALGANSKII and A. N. GURYANOV, “Conception, fabrication et caractérisation d’une fibre de Bragg à faible pertes et à grande aire effective”, *Journées Nationales d’Optique Guidée*, JNOG, Chambéry, 2005

P. VIALE, C. PALAVINICI, A-F. OBATON, **R. JAMIER**, S. FEVRIER, Y. JAOUËN and P. LEPROUX, “Analyse des propriétés modales d’une fibre de Bragg”, *Journées Nationales d’Optique Guidée*, JNOG, Paris, 2004





L'implantation de cristaux photoniques dans les fibres optiques a permis de repousser les seuils d'apparition des phénomènes physiques limitant le transport et la génération de forte puissance. La taille du cœur et l'aire effective du mode fondamental sont fortement augmentées tout en conservant une émission monomode. Les fibres à cristal photonique étudiées ici sont définies par une gaine périodique unidimensionnelle autorisant un guidage de la lumière par effet de bande interdite photonique. Leur potentiel est révélé au travers de l'étude de leurs propriétés linéaires. La conception, la fabrication et la caractérisation de fibres présentant des aires effectives élevées – relativement au carré de la longueur d'onde – sont présentées. La réduction drastique des pertes de confinement et de la sensibilité aux courbures est montrée. La possibilité de les intégrer comme composant passif dans une source laser « tout fibré » est abordée au travers d'un exemple de gestion de la dispersion.

**Mots-clés :** Fibre à cristal photonique, bande interdite photonique, modélisation, caractérisation, aire effective, pertes de confinement, sensibilité aux courbures, dispersion chromatique.

The insertion of photonic crystal in optical fibres made it possible to increase the thresholds of physical phenomena limiting the delivery and the generation of high power. The core size and the effective area ( $A_{\text{eff}}$ ) of the fundamental mode are drastically increased while preserving a singlemode emission. The photonic crystal fibres studied here are defined by a one-dimensional periodic cladding allowing the light to be guided by the so-called photonic bandgap effect. Their potential is revealed through the study of their linear properties. Results about the design, fabrication and characterisation of fibres exhibiting large  $A_{\text{eff}}$  relative to the wavelength are reported. The drastic reduction of confinement loss and bending sensitivity is shown. The possibility of integrating such a fibre as a passive element in an “all fibre” laser source is also shown through an example of dispersion management.

**Keywords:** Photonic crystal fibre, photonic bandgap, fibre design, fibre characterization, effective area, confinement loss, bend sensitivity, chromatic dispersion.