

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

BADJI MOKHTAR-ANNABA UNIVERSITY
UNIVERSITE BADJI MOKHTAR- ANNABA



جامعة باجي مختار - عنابة

Année: 2009

Faculté des Sciences
Département de Physique

Laboratoire de Physique des Rayonnements

MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

MAGISTER

Thème:

**Fibres optiques microstructurées :
Modélisation et optimisation des propriétés optiques**

Option: Optique Non Linéaire

Par

DAOUI Abdel Kader

DIRECTEUR DE MEMOIRE: Ghemid Sebti M.C. Université de Annaba

Devant le jury :

Président:	Doghmane Abdellaziz	Prof. Université de Annaba
Examineurs :	El Akrmi Abdessetar	Prof. Université de Annaba
	Ghers Mokhtar	Prof. Université de Annaba
	Triki Houria	M.C. Université de Annaba
Invités :	Rabia Mohammed Kamel	M.C. Université de Annaba

REMERCIEMENTS

Cette thèse a été effectuée au sein du laboratoire de physique des rayonnements à l'université de Badji Mokhtar – Annaba sous la direction du monsieur le Docteur Ghemid Sebti pour m'avoir encadré. Je le remercie de m'avoir accueilli au sein de son équipe et de m'avoir accordé sa confiance pendant la durée de ma formation. Je lui suis reconnaissant pour les conseils qu'il m'a prodigués et l'attention constante qu'il a portée à ce travail. Qu'il trouve dans ces quelques mots l'expression de mes plus sincères remerciements.

Je tiens à remercier très vivement Monsieur Rabia Mohammed Kamel, Maître de conférences à l'Université de Badji Mokhtar – Annaba, pour m'avoir dirigé et suivi pendant toute ma formation en post-graduation avec son enthousiasme exceptionnel, ses précieux conseils, sa rigueur scientifique et son efficacité qui m'ont permis de finaliser ce mémoire.

Je suis très heureux par la présence de Monsieur Doghmane Abdel Aziz, Professeur à l'Université de Annaba qui m'a fait l'honneur d'accepter de présider ce jury.

Que Monsieur El Akrmi Abdessatar, Professeur à l'Université de Annaba, qui a bien voulu examiner ce travail, trouve ici l'expression de ma parfaite considération.

Que Monsieur Ghers Mokhtar Professeur à l'Université de Annaba, trouve l'expression de ma profonde reconnaissance pour avoir accepté de juger ce travail.

Je suis très sensible à l'honneur que m'a fait Madame Triki Houria, Maître de conférence à l'Université de Annaba, en acceptant de juger ce travail, de faire partie du jury de cette thèse et de l'intérêt qu'elle n'a cessé de manifester à mon travail. Je la remercie de m'avoir initié à la recherche et permis de mener à bien ce mémoire. Ces conseils, sa rigueur scientifique et les nombreux encouragements qu'elle m'a prodigués ont été une aide précieuse et indispensable. Je n'oublierai jamais cette aide sans laquelle je n'aurais pas obtenu cette formation.

J'attache une importance particulière à exprimer mes remerciements à mes collègues de notre laboratoire pour toute aide qu'ils m'ont apporté pendant mon travail.

إهداء إلى الوالدة

إلى من حملتني جنينا في أحشائها و سهرت الليالي و غمرتني برعايتها و دفئها
الغالي

والدتي .. حبيبة قلبي .. حسنة أيامي .. أميرة مشاعري .. ملكة إحساسي

أحبك يا أمي...أحبك يا أمي

إليك أكتب كلماتي .. يا أغلى ما في حياتي..

كلمات ليست لها معنى بجانب حبك لي..

لا أعرف يا أمي من أين أبدأ ..

وما الكلمات التي أنتقيها لترقى إلى مقامك العالي ..

وما العبارات التي تلامس شفافيتك و صفاء قلبك الطاهر ..

فهل يسعفني القلم ؟ لكي اكتب كل ما في القلب..

أحببتُ حنانك .. عشقتُ تضحيتك..

أنتِ كالشمعة التي تضيء درب حياتي

أرجو من الله العلي القدير.. أن ترضي عني وتسامحيني..

فجنتي تحت قدميك..

الهي ارحم لي أمي واجمعي بها عندك في فردوسك الأعلى

إلى أفضل نعمة أنعم الله بها علي و أحلى شي رأته عينايا.

إلى من قاسمتني حزني و فرحي العطوفة, الحنونة, أحلى كلمة سمعتها في حياتي

أهديك ما أهديك لا شيء قد يوفيك حقا يا أمي الغالية.

إهداء إلى الوالد

إلى من تألم لألمي و فرح لفرحي
واهدتيت بدعائه و أنار دربي طيلة مشواري و سيضل كذلك
إلى من علمني أن الحياة كد و اجتهاد
إلى من رعاني في صغري و كان قدوة لي في كبري
إلى من استقيت منه كل معاني الطيبة و النبل "أبي العزيز".
إلى من أشرف وجهه لقدمي الى الحياة.
إلى من كد و تعب لأجلي و كان لي عوناً في صغري و قدوة و نبراساً استضيء به
في دربي.
إلى من أنشأني على حب الخير.
إلى من يريدني أن أكون الأحسن من وجهة نظره.
إلى من أتخطى عقبات العمر و الزمن لأنال رضاه.
إلى أبي بكل ما تحمل هذه الكلمة من معنى مهما أسرفت في ثنائي و تقديري لك
فأنا عاجز على أن أوفيك حقك و قدرك و مقامك.

إلى أعطف حبيبات ترعرعت بينهن أخواتي : الصبورة نبيلة, أبا بعد أبا
عصام, المرحة حليلة, الطبيب شوقي, شريكي زهير, الأستاذ الصغير الكبير
رياض.

إلى الوردتين اللتين قطفتا من زريبة الوادي و المدينة و أزهرتا بمدينتنا إلى نزيهة
و سهام.

إلى سميرة

إلى الكتاكيت: ديدو ،دودو ،دحي ،أحمد وأدم .

إلى كافة أفراد عائلتي التي أشرف بالانتساب إليها

و إلى من شاء الله أن يجمعنا أصدقائي . و إلى كل من له نصيب في قلبي
كما يسرني أن أهدي هذا العمل إلى أساتذتي و إلى كل من أشرف على تكويني.

ملخص

الليف البصري هو موجة موجي للضوء الذي يعتبر وسيلة نقل هامة جدا للمعلومة في عصرنا الحالي. لكن و خصوصا فيما يتعلق بتلبية جميع متطلبات الاتصال خاصة الانترنت يجب تحسين و تطوير الخصائص الضوئية لهذه الألياف و خاصة فيما يتعلق بالضياح و التبدد اللوني على طول الشريط الطيفي المستعمل.

لأجل هذا طورت ألياف من نوع جديد من أجل الحصول على أقل قيمة للضياح تعرف هذه الألياف باسم الليف البصري الميكروبنوي أو الليف البصري الفوتوني أو الليف البصري ذي الشريط الفوتوني المانع.

من أجل هذا قمنا بدراسة نظرية لأبراز تأثير الشكل الهندسي الميكروبنوي للليف البصري الميكروبنوي على الضياح.

لقد بينا من خلال هذه الدراسة تأثير مختلف العوامل على مميزات الإنتشار عبر الألياف الفوتونية .

Résumé

La fibre optique est un guide de lumière qui constitue aujourd'hui le support privilégié pour le transport d'information à haut débit. Mais, pour répondre aux besoins sans cesse plus importants engendrés par le développement d'Internet en particulier, il s'avère nécessaire d'améliorer toujours les caractéristiques de propagation dans les fibres, surtout celles relatives aux pertes et celles concernant la valeur et la pente de la dispersion chromatique sur toute la bande spectrale utilisée (cas des télécommunications).

Une nouvelle génération de fibres est imaginée dans le but d'obtenir des pertes moindres que les fibres conventionnelles. Ces fibres connues sous le nom de "fibres microstructurées, fibre à cristal photonique où fibre à bande interdite photonique.

Dans ce contexte, nous avons réalisé un travail purement théorique basé sur la modélisation et la simulation numérique des différents paramètres de propagations dans les fibres optiques microstructurées. Ce travail nous a permis de mettre en évidence l'effet de chaque paramètre sur la propagation des signaux optiques.

Mots clés Fibre optique microstructurée, paramètres géométriques, propagation, pertes.

Abstract

The optical fiber is a light-guide who is now the preferred medium for transport of information at high speed. But, to meet the important growing needs generated, in particular, by the development of the Internet, it is necessary to improve the fiber characteristics, especially those relating the losses and those concerning the value and the slope of the chromatic dispersion throughout the used spectral band (optical telecommunications case). A new generation of fiber is imagined in order to obtain lower losses than conventional fibers. These fibers known as "Microstructured fiber; photonic crystal fiber (PCF) or interdict photonic fiber band gap ".

In this context, we have realized a purely theoretical work based on modeling and numerical simulations of the deferent parameters of the propagation in microstructured fibers.

The effect each parameter on the propagations characteristics has been calculated.

Keywords: Micro-structured optical fiber, geometric parameters, propagation losses.

Sommaire

Remerciement	2
Résumé	8
Sommaire	10
Liste des tableaux	13
Liste des Figures	14
Liste des abréviations	16
Introduction générale	17
Chapitre I : Généralités sur les fibres optiques	23
Introduction	24
Partie 1 : Fibres optiques conventionnelles	26
I. Définition d'une fibre optique	27
II. Principe de propagation	28
III. Fabrication des fibres	29
IV. Différents types de fibres	30
IV.1. Ouverture numérique d'une fibre optique	32
IV.2. Fibres à saut d'indice	33
IV.3. Fibres à gradient d'indice	35
V. Propagation des ondes électromagnétiques dans une fibre optique	36
V.1. Equation de polarisation non linéaire	36
V.2. Equation de propagation non linéaire	38
V.3. Equation de Schrödinger non linéaire	40
VI. Effet des pertes sur la propagation des signaux optiques dans une fibre	42
VI.1. Pertes intrinsèque	43
VI.1.1. Diffusion intrinsèque de Rayleigh	43

VI.1.2. Absorption intrinsèque dans le matériau	44
VI.1.2.1. Provenance des ions OH ⁻	45
VI.1.3. Fenêtres de transmission	45
VI.2. Pertes extrinsèques	46
VI.3. Pertes par courbure et micro-courbure	47
VI.4. Défauts de fabrication	48
VII. Effet de dispersion dans les fibres optiques	49
VII.1. Dispersion intramodale	50
VII.2. Dispersion intermodale	50
VII.3. Dispersion chromatique	51
VIII. Propriétés optiques des fibres optiques	53
VIII.1. Effet Kerr Optique	54
Partie 2 : Cristaux photoniques	56
I. Définition d'un cristal photonique	57
II. Cristaux photoniques 3D	58
III. Cristaux photoniques 2D	60
IV. Principe de guidage dans un cristal photonique	62
Conclusion	63
Références	64
Chapitre II : Fibres microstructurées	66
I. Introduction	67
II. Définition d'une fibre microstructurée	68
III. Principe du guidage	69
IV. Fabrication des fibres microstructurées.....	71
V. Différents types de fibres optiques microstructurées	74
VI. Propriétés de propagation.....	76
VI.1. L'indice effectif de la gaine	76
VI.2. Longueur d'onde de coupure du deuxième mode	80
VI.3. Dispersion chromatique	84

VII. Application.....	89
Conclusion	91
Références	92
Chapitre III : Effets des pertes dans les fibres microstructurées	95
I. Introduction	96
II. Pertes par absorption.....	96
III. Pertes par diffusion.....	98
IV. Pertes par courbure.....	100
V. Pertes de confinement.....	106
Conclusion	107
Références	108
ChapitreIV : Résultats et discussion	109
IV.1. Origine des pertes.....	110
IV.2. Méthode multipolaire(MM)	111
IV.3. Variation des pertes en fonction de pas.....	112
IV.4. Variation des pertes en fonction de nombre de couronnes	114
IV.5. Variation des pertes en fonction de l'aire effective	116
IV.6. Variation des pertes en fonction de L'iminaire de l'indice effectif	118
IV.5. Variation des pertes en fonction du rapport d/Λ	120
Conclusion	122
Références	123
Conclusion générale	124

Liste des tableaux

Tableau.II.1	Position du zéro de dispersion en fonction des paramètres géométriques dans différentes fibres microstructurées.....	87
Tableau II.2	Obtention de dispersion plate.....	88

Liste des figures

Fig.I.1	Présentation d'une fibre optique.....	27
Fig.I.2	Principe de propagation dans une fibre optique.....	28
Fig.I.3	Différents types de fibres optiques.....	29
Fig.I.4	Ouverture numérique.....	32
Fig.I.5	Principe de propagation dans une fibre optique.....	33
Fig.I.6	Profil d'atténuation spectrale d'une fibre de silice.....	44
Fig.I.7	Excentrement des fibres.....	45
Fig.I.8	Ecartement de faces.....	45
Fig.I.9	Ecart angulaire.....	47
Fig.I.10	Différentes pertes dans une fibre optique.....	47
Fig.I.11	Défauts de fabrication.....	48
Fig.I.12	Dispersion chromatique dans une fibre optique.....	51
Fig.I.13	Variation de $dn^2/d\lambda^2$ pour une fibre de silice pure.....	53
Fig.I.14	Différents types de cristaux photoniques.....	57
Fig.I.15	Schéma de fabrication de la Yablonovite.....	58
Fig.I.16	Images MEB.....	59
Fig.I.17	Réseau carré, triangulaire et leur zone de Brillouin associée.....	60
Fig.I.18	Diagramme de dispersion d'un réseau hexagonal.....	61
Fig.I.19	Différents composants à base de défauts linéaires.....	62
Fig.II.1	Schéma dispersif d'une fibre microstructurée.....	68
Fig.II.2	Arrangement de la préforme primaire.....	71
Fig.II.3	Différente étape de fabrication de fibre microstructurée.....	72
Fig.II.4	Différents types de fibres microstructurées.....	75
Fig.II.5	Fréquence spatiale normalisée en fonction de la longueur d'onde.....	79
Fig.II.6	$Im(n_{eff})$ en fonction de λ/Λ	81
Fig.II.7	$Im(n_{eff})$ en fonction de λ/Λ	82
Fig.II.8	Domaine monomode et multimode.....	83
Fig.II.9	Dispersion chromatique de différentes fibres effilées.....	84
Fig.III.1	Spectre d'absorption.....	97
Fig.III.2	Pertes de courbure en fonction de λ	103
Fig.III.3	Mesure des pertes par courbure en fonction du rayon	105

Fig.IV.1	Image des profiles obtenues par CUDOS	112
Fig.IV.2	Pertes du modes fondamentale en fonction de Λ	113
Fig.IV.3	Diminution des pertes du mode fondamental en fonction du nombre de couronnes	115
Fig.IV.4	Pertes du mode fondamentale en fonction de l'aire effective.....	117
Fig.IV.5	Pertes du mode fondamentale en fonction de l'imaginaire de l'indice effectif	119
Fig.IV.6	Pertes du mode fondamentale en fonction du rapport d/Λ	122

Liste des abriviations

WDM	Wavelength Division Multiplexing
RTI	réflexion totale interne
SIF	Step Index Fibre
MCV	Modified Chemical Vapour Deposition
SMF	Single Mode Fibre
DCF	Dispersion Compensating Fibre
LMA	Large-Mode-Area
FTTH	Fiber To The Home
FTTB	Fiber To The Building
FTTC	Fiber To The Curb
ON	Ouverture Numérique
FWM	Four- wave mixing
PMD	Dispersion des modes de polarisation
FSM	Fundamental Space filling Mode
SC	Supercontinuum
IR	Infrarouge
dB	Décibel
MM	Méthode multipolaire

Introduction générale

Introduction générale

De nos jours, la fibre optique en silice est devenue le support physique de communication privilégié pour les transmissions de l'information à longues distances et à hauts débits. Pour répondre aux besoins de débits toujours plus élevés, la capacité des systèmes de transmission optique peut être multipliée par l'emploi simultané de plusieurs canaux centrés sur des longueurs d'onde différentes (WDM), situées dans la plupart des cas dans la troisième fenêtre de transmission de la silice, autour de 1,55 μm . L'augmentation du débit d'une ligne de transmission optique peut se réaliser par deux moyens :

Soit en augmentant le débit par canal, ce qui oblige à raccourcir la durée d'un bit de signal et tend à augmenter la largeur spectrale occupée par le signal ;

Soit en mettant en jeu un plus grand nombre de canaux, mais comme la fenêtre de transmission est limitée par la remontée des pertes linéiques de part et d'autre, il faut densifier les canaux dans cette fenêtre (DWDM), ce qui impose une limitation de la largeur spectrale attribuée à chaque canal pour éviter toute diaphonie.

Les effets contradictoires des deux solutions proposées montrent que le débit total accessible dans une fenêtre donnée est limité. Atteindre ce débit maximal ne serait théoriquement possible que dans une liaison parfaite où le signal ne subirait aucun élargissement, ni dans le domaine temporel, ni dans le domaine spectral [1].

Les fibres optiques conventionnelles utilisées sont composées d'un cœur de silice entouré d'une gaine optique et d'une gaine de protection. L'indice de réfraction du cœur est supérieur à celui de la gaine optique pour permettre la propagation de la lumière par le principe de réflexion totale interne (RTI). Le profil d'indice de réfraction est dit à saut d'indice (SIF pour Step Index Fibre). La préforme initiale de la fibre est réalisée par des techniques de dépôt en phase vapeur dont la plus répandue est appelée MCVD (Modified Chemical Vapour Deposition). Classiquement, la différence d'indice dans la fibre est réalisée en dopant la silice par du germanium pour augmenter l'indice de réfraction ou par du fluor pour le réduire. La fibre est dite monomode car seul le mode électromagnétique HE_{11} , doublement dégénéré, est guidé. On parle alors de SMF pour SingleMode Fibre.

La fibre optique conventionnelle présente des pénalités. Tout d'abord, l'atténuation linéique (classiquement 0,2 dB.km^{-1} pour la fibre G-652 à la longueur d'onde de 1550 nm) impose de placer sur les lignes de transmission des amplificateurs. La largeur spectrale d'utilisation de ces fibres est réduite à la bande de gain des amplificateurs. Ensuite, la

propagation d'une impulsion lumineuse dans une fibre optique subit un étalement temporel lié à la dispersion chromatique. Pour la fibre G-652, cette dispersion est estimée à 16,5 ps/(nm.km) à 1550 nm. Elle traduit alors l'étalement temporel (ps) d'une impulsion de largeur spectrale donnée (nm) sur une distance de propagation donnée (km). Cette pénalité est corrigée en insérant dans les lignes de transmission des fibres compensatrices de dispersion chromatique (DCF pour Dispersion Compensating Fibre). Ces fibres ont la particularité d'avoir un cœur central de dimension réduite, généralement inférieur à celui de la SIF, ce qui entraîne des pertes de raccordement supplémentaires.

L'augmentation sans cesse croissante des besoins en terme de débit par canal impose d'injecter, dans la fibre optique, des puissances optiques de plus en plus importantes. La géométrie des fibres utilisées n'évoluant pas et les puissances optiques transmises augmentant, la densité surfacique de puissance augmente. Il apparaît alors des effets non linéaires indésirables pour la propagation dans un milieu tel que la silice. Ils se caractérisent notamment par un élargissement spectral du signal émis et/ou une modification du spectre fréquentiel du signal source.

La forte croissance économique du secteur de l'industrie des télécommunications a largement contribué à l'amélioration des fibres optiques à cœur de silice et durant les trente dernières années, de nouvelles fibres optiques ont été développées pour d'autres applications.

Une de ces utilisations a été la transmission de fortes puissances optiques pour le marquage laser ou le découpage. La propagation par fibre optique permet d'une part d'obtenir un faisceau spatialement homogène (monomode) et d'autre part sécurise les utilisateurs car le faisceau hautement énergétique est confiné dans la fibre revêtue. La limitation majeure de cette application est le seuil de dommage irréversible de la fibre. A partir d'une densité surfacique de puissance seuil, la fibre est endommagée. L'élargissement de la surface modale permet de réduire la densité surfacique de puissance et ainsi repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires et le seuil de dommage. Cette solution a été développée en utilisant des SIFs à très grand diamètre de cœur. On parle alors de Large-Mode-Area fibre (LMA). Cependant, technologiquement, le diamètre de cœur de ces fibres ne peut excéder une certaine valeur liée à la différence d'indice cœur/gaine. La surface modale est donc limitée. De plus, les pertes par courbures pour ce genre de fibres sont importantes (plusieurs dizaines de dB d'atténuation pour une courbure classique de rayon 7,5 cm) [2].

Il faut concevoir des fibres spécifiques qui présentent une dispersion faible dans toute la fenêtre de transmission utilisée ou qui, placées en fin de liaison, permettent de compenser la dispersion accumulée tout au long de la liaison dans les fibres de ligne classiques. Comme on ne peut guère agir sur la dispersion du matériau, il faut se tourner vers la conception de structures de guides à profils d'indice adéquats.

La dispersion modale de polarisation résultant de la levée de la dégénérescence des deux polarisations du mode fondamental dans une fibre classique est aussi un phénomène gênant qui a pour conséquence l'allongement temporel des impulsions. Pour la supprimer totalement, il faut utiliser une fibre exempte de toute biréfringence (utopie dans une liaison installée) ou au contraire employer une fibre à maintien de polarisation hautement biréfringente, mais le coût de ce genre de fibres est incompatible avec les impératifs économiques auxquels les installateurs sont confrontés.

Enfin, les effets non linéaires de différentes natures qui apparaissent lorsque les densités de puissance guidées sont élevées provoquent des générations de fréquences à l'origine de diaphonie entre canaux. Une solution pour repousser les seuils d'apparition de ces effets non linéaires est l'emploi de fibres à très large surface effective qui doivent néanmoins conserver leur caractère de propagation monomode [1].

On constate donc que pour pouvoir augmenter les débits de transmission il est nécessaire de concevoir des fibres dont les caractéristiques de propagation répondent à des exigences de plus en plus strictes. Les possibilités offertes par les fibres silice étirées à partir de préformes obtenues par les méthodes courantes (MCVD...) ont été très largement exploitées depuis de nombreuses années et leurs limitations ont été identifiées. Pour élargir l'éventail de performances accessibles, il faut s'intéresser aux potentialités de fibres non conventionnelles. Dans ce contexte, les fibres microstructurées, constituées d'un arrangement de canaux d'air de section micrométrique parallèles à la direction de propagation dans une matrice de silice pure, apparaissent particulièrement attrayantes.

En effet, il a été très rapidement démontré que le profil d'indice très particulier de ces fibres proposées pour la première fois en 1996 par l'équipe de P. Russell (alors à l'Université de Southampton) leur confère des caractéristiques de propagation tout à fait originales. Les principes de guidage sur lesquels elles reposent sont soit le guidage par effet de résonance transverse pour celles présentant une structure périodique de trous convenable (fibres à cristaux photoniques PCF) soit simplement le guidage par réflexion totale interne. Parmi les propriétés nouvelles de ces fibres, la première qui a été observée est la propagation monomode du signal sur une bande spectrale exceptionnellement large. Par la suite, on a

montré qu'en choisissant judicieusement leur profil d'indice, on peut ajuster l'aire effective du mode guidé. On peut aussi concevoir des fibres qui présentent des propriétés de dispersion inaccessibles dans une fibre monomode conventionnelle. La technologie de fabrication permet enfin d'envisager l'étirage de fibres à maintien de polarisation à bas coût. Toutes ces caractéristiques ont très vite suscité un très grand intérêt dans la communauté scientifique [1].

Dans ce cadre, nous avons étudié un nouveau type de fibres optiques dites "micro structurées". Le manuscrit comprend quatre parties. Le premier chapitre présente une vue d'ensemble des fibres optiques conventionnelles et une présentation générale des cristaux photoniques. Le chapitre deux est un résumé succinct des études bibliographiques sur les fibres microstructurées. Le chapitre trois, développe l'effet des pertes dans une fibre microstructurée et enfin dans le chapitre quatre nous exposons nos résultats et discussion concernant l'influence des paramètres géométriques de la fibre microstructurée sur les pertes.

Le premier chapitre intitulé "*généralité sur les fibres optiques*", est subdivisé en deux parties : La première est une présentation générale des fibres optiques conventionnelles et de leurs caractéristiques de propagation particulières, qui sont à l'origine de l'engouement qu'elles suscitent pour de multiples applications. La seconde est une introduction des notions de base concernant les cristaux photoniques. Nous nous attarderons plus particulièrement sur les cristaux photoniques 2D et leur intérêt pour les fibres optiques. Ces cristaux, dont la constante diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, ont la particularité de présenter des bandes interdites photoniques qui interdisent la propagation de la lumière dans la structure. L'utilisation de cet effet de bande interdite ouvre la voie à la réalisation de nombreuses fonctions optiques telles que le guidage ou le filtrage de la lumière.

Le chapitre deux traite des fibres optiques microstructurées. Nous y dériverons les principes et définitions nous intéressons plus particulièrement aux pertes. Ces fibres présentent un nombre de degrés de liberté plus important que les fibres conventionnelles à saut d'indice. De fait, les propriétés optiques des fibres microstructurées sont ajustables entraînant ainsi une multitude d'applications potentielles. On peut citer entre autres, des dispersions chromatiques ajustables, un comportement "infiniment" monomode, la réalisation de fibres à effet non linéaire exacerbés ou à l'inverse réduit, le transport de forte puissance, le guidage de particules, la réalisation de source de lumière à très large bande (supercontinuum), les effets solitons, etc...

Le chapitre trois analyse l'effet des pertes dans une fibre microstructurée. Ces pertes peuvent être classées en deux catégories, selon que l'on doit traiter un mécanisme à caractère dissipatif, représenté par l'absorption, ou que l'on observe une limitation sur la transmission liée à un processus de diffusion.

Enfin, le chapitre quatre exposera nos résultats concernant l'influence des paramètres géométriques de la fibre microstructurée sur les pertes. En effet, le calcul des propriétés optiques d'une telle fibre ayant une structure donnée a été réalisé à l'aide d'un logiciel appelé CUDOS [3]. Ainsi, nous avons étudié la variation des pertes en fonction des paramètres géométriques.

Enfin, nous concluons sur l'ensemble de ces chapitres et exposerons les perspectives de ce travail.

Chapitre I

Généralités sur les fibres optiques

Introduction

La possibilité de transporter de la lumière le long de fines fibres de verre fut exploitée au cours de la première moitié du XXe siècle. En 1927, Baird et Hansell tentèrent de mettre au point un dispositif d'images de télévision à l'aide de fibres. Hansell put faire breveter son invention, mais elle ne fut jamais vraiment utilisée. Quelques années plus tard, en 1930, Heinrich Lamm réussit à transmettre l'image d'un filament de lampe électrique grâce à un assemblage rudimentaire de fibres de quartz. Cependant, il était encore difficile à cette époque de concevoir que ces fibres de verre puissent trouver une application.

La première application fructueuse de la fibre optique eut lieu au début des années 1950, lorsque le fibroscope flexible fut inventé par van Heel et Hopkins. Cet appareil permettait la transmission d'une image le long de fibres en verre. Il fut particulièrement utilisé en endoscopie, pour observer l'intérieur du corps humain, et pour inspecter des soudures dans des réacteurs d'avion. Malheureusement, la transmission ne pouvait pas être faite sur une grande distance étant donnée la piètre qualité des fibres utilisées. En 1957, le fibroscope (endoscope flexible médical) est inventé par Basil Hirschowitz aux États-Unis.

Les télécommunications par fibre optique restèrent impossibles jusqu'à l'invention du laser en 1960. Le laser offre en effet l'occasion de transmettre un signal avec assez de puissance sur une grande distance. Dans sa publication de 1964, Charles Kao, des Standard Telecommunications Laboratories, décrit un système de communication à longue distance et à faible perte en mettant à profit l'utilisation conjointe du laser et de la fibre optique. Peu après, soit en 1966, il démontra expérimentalement, avec la collaboration de Georges Hockman, qu'il était possible de transporter de l'information sur une grande distance sous forme de lumière grâce à la fibre optique. Cette expérience est souvent considérée comme la première transmission de données par fibre optique.

Cependant, les pertes dans une fibre optique étaient telles que le signal disparaissait au bout de quelques centimètres, non par perte de lumière, mais parce que les différents chemins de réflexion du signal contre les parois finissaient par en faire perdre la phase. Cela la rendait peu avantageuse par rapport au fil de cuivre traditionnel. Les pertes de phase entraînées par l'usage d'une fibre de verre homogène constituaient le principal obstacle à l'utilisation courante de la fibre optique.

En 1970, trois scientifiques de la compagnie Corning Glass Works de New York, Robert Maurer, Peter Schultz et Donald Keck, produisirent la première fibre optique avec des pertes de phase suffisamment faibles pour être utilisée dans les réseaux de télécommunications (20 décibels par kilomètre ; aujourd'hui la fibre conventionnelle affiche des pertes de moins de 0,25 décibel par kilomètre pour la longueur d'onde 1550 nm. utilisée dans les télécommunications). Leur fibre optique était en mesure de transporter 65 000 fois plus d'informations qu'un simple câble de cuivre, ce qui correspondait au rapport des longueurs d'onde utilisées.

Le premier système de communication téléphonique optique fut installé au centre-ville de Chicago en 1977. En France, la DGT a installé la première liaison optique à Paris entre les centraux téléphoniques des Tuileries et Philippe-Auguste. On estime qu'aujourd'hui plus de 80 % des communications à longue distance sont transportées le long de plus de 25 millions de kilomètres de câbles à fibres optiques partout dans le monde.

La fibre optique s'est, dans une première phase (1984 à 2000), limitée à l'interconnexion des centraux téléphoniques, eux-seuls nécessitant de forts débits. Cependant, avec la baisse des coûts entraînée par sa fabrication en masse et les besoins croissants des particuliers en très haut débit, on envisage depuis 2005 son arrivée même chez les particuliers : FTTH (Fiber To The Home), FTTB (Fiber To The Building), FTTC (Fiber To The Curb), etc.

Partie 1

Fibres optiques conventionnelles

I. Définition d'une fibre optique

La fibre optique est un fil transparent très fin qui conduit la lumière. Entourée d'une gaine protectrice, elle peut être utilisée pour conduire de la lumière entre deux lieux distants de plusieurs centaines voire milliers de kilomètres [4]. Le signal lumineux codé par une variation d'intensité est capable de transmettre une grande quantité d'information. La fibre trouve son utilisation principale dans les réseaux de transmission pour les télécommunications [5].

Moins poétiquement, c'est un guide d'ondes électromagnétiques dans la gamme des longueurs d'ondes lumineuses, en générale de $0.6 \mu\text{m}$ à $2 \mu\text{m}$, bien que certaines applications se dessinent vers $10 \mu\text{m}$; ce milieu est composé au minimum de deux matériaux d'indices différents l'un formant la gaine (indice n_2) et l'autre le cœur (indice n_1) [6].

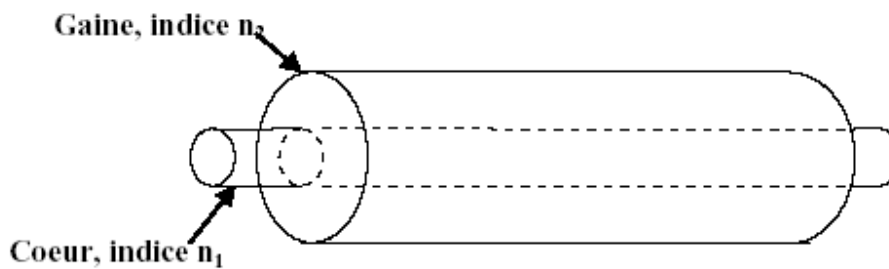


Fig.I.1 : Présentation d'une fibre optique [4].

II. Principe de propagation

Le guidage de la lumière dans une fibre optique repose sur le principe de la réflexion totale à l'interface entre le cœur et la gaine optique où les indices de réfraction sont différents.

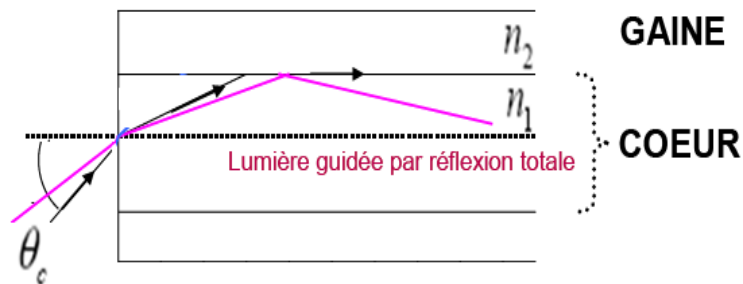


Fig.I.2 : Principe de propagation dans une fibre optique.

La loi de Snell Descartes permet de relier l'angle de la lumière incidente à l'angle réfracté en fonction des indices des milieux :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (\text{I.1})$$

Pour $n_1 > n_2$, il existe un angle d'incidence θ_c , appelé angle critique, pour lequel la lumière n'est pas transmise et au-delà duquel elle est totalement réfléchie, c'est bien entendu la réflexion totale.

III. Fabrication des fibres

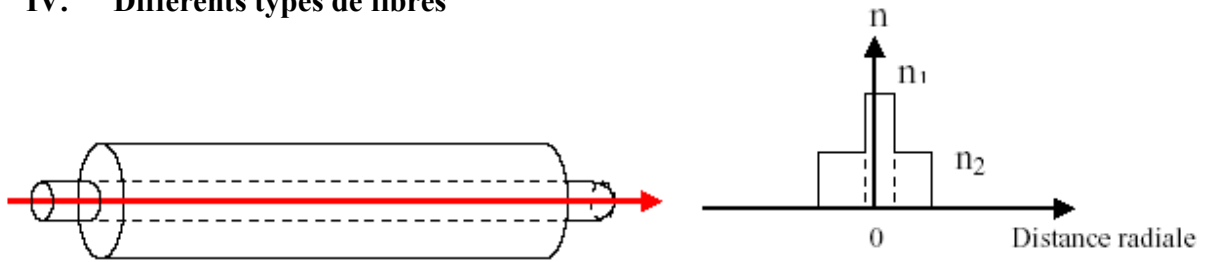
La fabrication d'une fibre optique passe par la réalisation d'une préforme cylindrique en barreau de silice. La silice est un composé oxygéné du silicium, de formule SiO_2 , présent dans un grand nombre de minéraux, tels que le quartz, la calcédoine et l'opale.

Le barreau subit ensuite un étirage, en plaçant l'extrémité dans un four porté à une température voisine de 2000°C . Il est alors transformé en une fibre de plusieurs centaines de kilomètres, à une vitesse de l'ordre du kilomètre par minute. La fibre est ensuite revêtue d'une double couche de résine protectrice avant d'être enroulée sur une bobine. Son centre, qui constitue le cœur, nécessite une silice très pure avec un minimum d'ions hydroxyles OH^- . Le cœur est entouré d'une silice de moindre qualité qui forme la gaine optique. On réalise un écart d'indice entre le cœur et la gaine en incorporant des dopants, tels que :

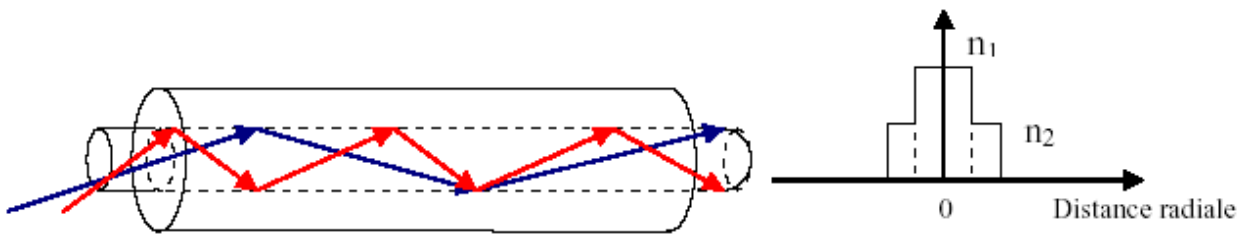
- le germanium et le phosphore qui accroissent l'indice dans le cœur,
- le bore et le fluor qui le font décroître dans la gaine,

Ainsi, une préforme de verre d'une longueur de 1 m et d'un diamètre de 10 cm permet d'obtenir par étirement une fibre monomode d'une longueur d'environ 150 Km [7].

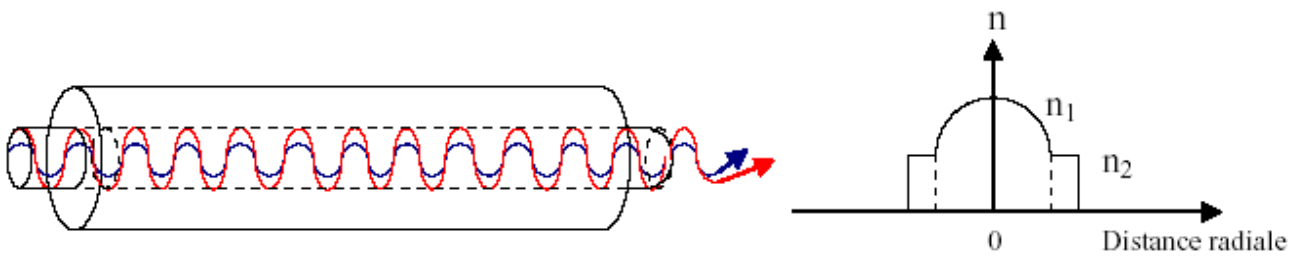
IV. Différents types de fibres



a) Fibre monomode



b) Fibre multimodes à saut d'indice



c) Fibre multimodes à gradient d'indice

Fig.I.3 : Différents types de fibres optiques[4].

La figure I.3 présente les trois familles de fibres les plus utilisées actuellement. Elle fait abstraction des fibres plus complexes qui apparaissent pour des besoins particuliers (Fibre à cristaux photoniques par exemples) ou en fonction de technologie existantes (faisceaux de fibres).

L'étude de la propagation dans un guide électromagnétique fait apparaître la notion de modes de propagation, quantifiée par les paramètres du guide. Dans le cas des fibres optiques, cette quantification conduit à une première classification : on distingue les fibres monomodes, dans lesquelles un seul mode de propagation est possible, et les fibres multimodes où plusieurs modes (quelques centaines ou milliers dans les fibres habituelles) peuvent coexister. Cette classification peut être déterminée au moyen de la fréquence normalisée V qu'on définit comme suit :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{I.2})$$

avec λ est la longueur d'onde de la lumière, a le diamètre de cœur, n_1 l'indice de cœur et n_2 l'indice de la gaine.

1. Si $V \leq 2.405$, la fibre est monomode (figure I.3 a). Cette condition peut être obtenue soit par une dimension de cœur très petite, soit par un écart d'indice ($n = n_1 - n_2$ très faible. Par nature, elle conduit à des capacités de transmission très grandes [8].
2. Si $V > 2,405$, la fibre est multimode. Les dimensions de cœur et l'écart d'indice (n sont en général assez élevés ($a=50\mu\text{m}$, ($n=7 \times 10^{-3}$). Le nombre de modes se propageant dans le cœur est égal approximativement à $V^2/2$ [9]. le diamètre extérieur des fibres intervient essentiellement sur les propriétés mécaniques (protection contre les agressions extérieures telles que tension, pression, etc.

IV.1. Ouverture numérique d'une fibre optique

L'ouverture numérique (ON) représente une mesure de la quantité maximum de lumière qu'un système optique peut accepter. Elle correspond au produit de l'indice de réfraction du milieu par le sinus de l'angle du rayon extrême dans ce milieu, i.e. :

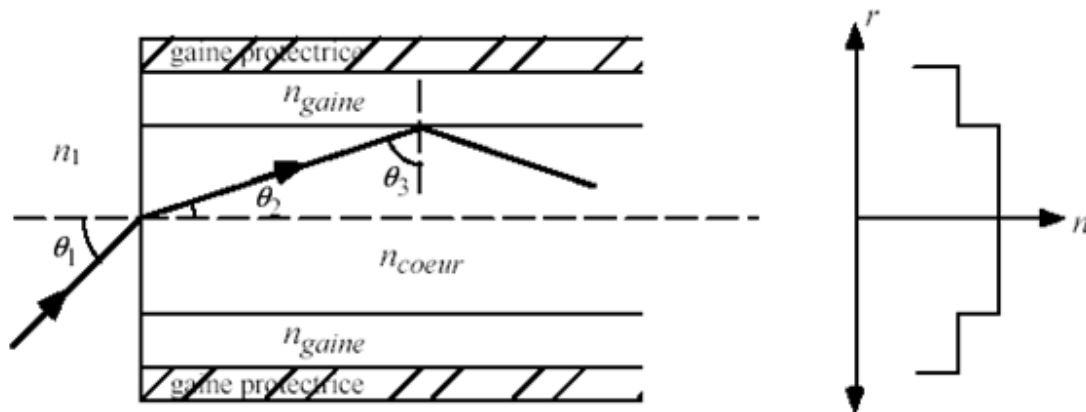


Fig.I.4 : Ouverture numérique.

$$ON = n_1 \sin(\theta_{\max}) \quad (I.3)$$

Dans le cas d'une fibre optique $\theta_1 = \theta_{\max}$

lorsque

$$\theta_3 = \theta_{\text{critique}} = \theta_c \quad (I.4)$$

$$ON = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (I.5)$$

Notons que l'ouverture numérique se traduit par l'angle maximal d'injection des faisceaux lumineux qui peuvent être guidés dans la fibre.

La classe des fibres multimodes a donné naissance à deux familles distinctes :

IV.2. Fibres à saut d'indice

Les fibres à saut d'indice ont l'indice de cœur constant (figure I.3. b). La propagation de la lumière se fait alors selon les lois de l'optique géométrique et une dispersion modale importante apparaît selon que la lumière se propage selon l'axe ou suivant un angle θ par rapport à cet axe.

Sur la figure suivante, on montre qu'une fibre à saut d'indice présente des difficultés pour la transmission.

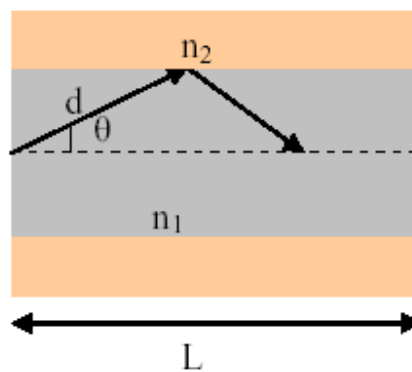


Fig.I.5 : Principe de propagation dans une fibre optique[4].

D'après la figure I.5, la distance d est donnée par :

$$d = \frac{L}{\cos \theta} \quad (\text{I.6})$$

Le temps de parcours est donné par :

$$\tau = \frac{n_1}{c} \frac{L}{\cos \theta} \quad (\text{I.7})$$

avec c est la vitesse de la lumière dans le vide et τ le temps de parcours

Le plus court chemin est sur l'axe optique:

$$\tau_{\min} = \frac{n_1}{c} \frac{L}{\cos \theta} = \frac{n_1 \cdot L}{c} \quad (\text{I.8})$$

Le plus long est réalisé pour l'angle limite au-delà duquel il n'y a plus réflexion :

$$\tau_{\max} = \frac{n_1}{c} \frac{L}{\cos \theta_{\text{lim}}} \quad (\text{I.9})$$

$$\cos \theta_{\text{lim}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{I.10})$$

$$\Delta \tau = \tau_{\max} - \tau_{\min} = \frac{n_1^2 \cdot L}{c n_2} - \frac{n_1 \cdot L}{c} = \frac{n_1 \cdot L}{c} \left(\frac{n_1}{n_2} - 1 \right) \quad (\text{I.11})$$

ainsi :

$$\Delta \tau = \frac{n_1 \cdot L}{c} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_2} \right) = \frac{\Delta n \cdot L \cdot n_1}{c \cdot n_2} \quad (\text{I.12})$$

Pour une impulsion lumineuse, si la lumière emprunte en même temps les deux trajets ; à la distance L, la largeur de l'impulsion augmente d'une quantité [10]:

$$\Delta \tau \approx \frac{\Delta n \cdot L}{c} \quad (\text{I.13})$$

avec $\frac{n_1}{n_2} \approx 1$ car, $\Delta = n_1 - n_2 \ll n_1 \cdot n_2$

Les fibres à saut d'indices présentent donc en général des caractéristiques de transmission assez médiocres et, pour cette raison, sont essentiellement utilisées dans des systèmes de faible capacité.

Pour L=1 km, $n_1=1.43$, $n_2=1.42$, on trouve que $\Delta \tau=33$ ns , ce qui n'est pas négligeable. On voit que déjà sur 1 km, la dispersion modale introduit un retard notable, c'est pourquoi les fibres multimodes ne sont utilisées que pour des réseaux locaux.

IV.3. Fibres à gradient d'indice

Dans un milieu d'indice constant, la durée de propagation de la lumière selon l'axe est évidemment la plus courte. Pour limiter l'écart entre cette durée minimale et la durée de propagation lorsque la trajectoire est une courbe (figure I.2 c), il faut que l'indice du milieu décroisse du centre vers la périphérie.

C'est effectivement ce qui est réalisé dans les fibres à gradient d'indice : l'indice n diminue du centre vers les bords suivant une fonction déterminée par les lois de propagation.

Pour une loi du gradient d'indice de la forme :

$$n(r) = n_1 \left[1 - k \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right] \quad (\text{I.14})$$

Si nous appelons a est le diamètre de cœur, r la distance de l'axe, α est le paramètre du profil et k est un coefficient, l'écart $\Delta\tau$ entre les durée de propagation est égal à :

$$\Delta\tau = \frac{n_1'}{c} \left[\frac{\alpha - 2 + 2D}{\alpha + 2} \cdot \frac{\theta^2}{2} + \frac{3\alpha - 2 + 4D}{2\alpha + 2} \cdot \frac{\theta^2}{4} \right] \quad (\text{I.15})$$

avec n_1' est l'indice de groupe donné par:

$$n_1' = \frac{n_1 - dn_1}{d\lambda} \quad (\text{I.16})$$

et D est le paramètre de dispersion chromatique donné par l'expression:

$$D = \frac{\lambda}{k} \cdot \frac{dk}{d\lambda} \quad (\text{I.17})$$

Pour un dopant particulier, il est possible de déterminer un paramètre de profil optimal α_{opt} en utilisant la relation [9]:

$$\alpha_{opt} = 2 - 2D \quad (\text{I.18})$$

V. Propagation des ondes électromagnétiques dans une fibre optique

V.1. Equation de polarisation non linéaire

La présence d'un champ électromagnétique incident dans un milieu diélectrique induit un déplacement des charges et une polarisation au sein du matériau. Dans le cas d'une onde incidente de faible amplitude devant le champ électrique du matériau et de fréquence suffisamment éloignée de ses fréquences de résonance, la réponse du milieu est proportionnelle au champ incident. La réponse est alors dite linéaire, la polarisation induite dans la matériau par le champ extérieur possédant la même fréquence que le champ qui lui a donné naissance, et une amplitude proportionnelle. La réponse linéaire reste cependant confinée à une portion congrue de l'ensemble des réponses possibles.

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \quad (\text{I.19})$$

Où $\chi^{(1)}$: est le tenseur de susceptibilité d'ordre 1.

L'ensemble des systèmes dynamiques a plutôt tendance à adopter, naturellement, une réponse non linéaire.

Dans le cas d'une fibre optique, à savoir une onde lumineuse intense traversant le cœur de la fibre, une réponse non linéaire se traduit par une polarisation dont l'amplitude n'est plus linéairement proportionnelle au champ incident, et l'apparition d'harmoniques.

En considérant une fibre isotrope et un champ initial \vec{E} polarisé rectilignement, nous pouvons exprimer la polarisation résultante sous la forme d'un développement en série de puissance de \vec{E} . Nous pouvons interpréter cette polarisation comme la somme de deux contributions : une polarisation linéaire, \vec{P}_L , proportionnelle au champ \vec{E} , et une polarisation non linéaire, \vec{P}_{NL} , proportionnelle aux puissances de \vec{E} . La polarisation est donc de la forme :

$$P = P_L + P_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} + \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi^{(3)} |E|^2 E + \dots \quad (\text{I.20})$$

Où $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ sont respectivement les tenseurs de susceptibilité d'ordre 1, 2 et 3 de la silice fondue, et ε_0 la permittivité du vide. La fibre optique étant composée de silice fondue sous forme d'un verre amorphe, le tenseur de susceptibilité de rang 3, $\chi^{(2)}$, n'apparaît pas dans l'équation (I.52). En effet, la symétrie macroscopique, liée à la nature centro-symétrique du milieu, permet d'annuler ce tenseur. Le tenseur de susceptibilité d'ordre 4 sera donc responsable des effets non linéaires de plus petit ordre dans les fibres optiques.

L'application d'un champs extérieur fort (qui n'est plus négligeable devant le champ atomique) conduit à une réponse non linéaire :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 [\chi^L] \vec{E} + \varepsilon_0 [\chi^{(2)}] \vec{E} \vec{E} + \varepsilon_0 [\chi^{(3)}] \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \quad (\text{I.21})$$

\vec{P}_L : représente la composante linéaire de la polarisation qui est proportionnelle au champ appliqué :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 [\chi^L] \vec{E} \quad (\text{I.22})$$

avec $[\chi^L]$ est le tenseur de susceptibilité linéaire du milieu.

Les propriétés non linéaires sont décrites par les tenseurs de susceptibilité de second ordre $[\chi^{(2)}]$ et de troisième ordre $[\chi^{(3)}]$.

V.2. Equation de propagation non linéaire

La propagation d'une onde électromagnétique est décrite par les équations de Maxwell [11]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.23})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I.24})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{I.25})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.26})$$

avec \vec{E} et \vec{B} sont respectivement le champs électrique et le champs magnétique, \vec{D} vecteur de l'induction électrique, \vec{H} vecteur de l'induction magnétique, \vec{J} vecteur de la densité de courant et ρ La densité de charge.

Où:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{I.27})$$

avec σ est la conductivité électrique.

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{I.28})$$

Où :

$$\vec{D} = [\epsilon] \vec{E} \quad (\text{I.29})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (\text{I.30})$$

avec: ϵ_0 est la permittivité du vide, \vec{P} est le vecteur de polarisation électrique, μ_0 est la perméabilité du vide et \vec{M} est le vecteur de polarisation magnétique.

Puisque la fibre est un milieu diélectrique, anisotrope, non linéaire et non magnétique, donc on trouve que $\sigma = 0$ ce qui donne $\vec{j} = 0$ donc $\rho = 0$ et par conséquent $\vec{\nabla} \times \vec{D} = 0$.

En utilisant la propriété $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$ et sachant qu'à partir de l'équation (3), on a $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0$, en remplaçant \vec{D} , on trouve : $\vec{\nabla} \cdot [\epsilon] \vec{E} = 0$ alors, $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$

Ce qui conduit à :

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = +\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (\text{I.31})$$

Finalement, on trouve que :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (\text{I.32})$$

avec : $c^2 \mu_0 \epsilon_0 = 1$

On appelle cette équation, l'**équation de propagation non linéaire**.

V.3. Equation de Schrödinger non linéaire

La résolution de l'équation de propagation doit être faite en considérons les approximations suivantes [11] :

- On traite la polarisation non linéaire \vec{P}_{NL} comme petite perturbation devant la polarisation linéaire \vec{P}_L du fait que $|\vec{P}_{NL}| \ll |\vec{P}_L|$.
- On suppose que l'impulsion optique maintient sa polarisation le long de la fibre (application de l'approche scalaire) $\vec{E}(x, y, z) \rightarrow \vec{E}(z)$.
- On suppose que l'impulsion optique est quasi-monochromatique (c'est-à-dire son spectre est centré autour d'une fréquence ω_0 , et aussi la longueur $\frac{\Delta\omega}{\omega} \ll 1$).

Dans le contexte de cette approximation, on peut appliquer l'approximation de l'enveloppe lentement variable (c'est-à-dire la variation selon (oz) est très lente par rapport au temps t), c'est-

$$\text{à-dire: } \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \ll B \frac{\partial E}{\partial z}$$

avec B est la constante de propagation.

Dans le cadre de l'enveloppe lentement variable, on écrit :

$$\vec{E}(r, t) = \frac{1}{2} \vec{X} \left\{ \overline{E}(r, t) e^{-i\omega_0 t} + cc \right\} \quad (\text{I.33})$$

Où : $\vec{E}(r, t)$ est Le champ électrique, $\overline{E}(r, t)$ est l'amplitude lentement variable, ω_0 est la fréquence centrale et $e^{-i\omega_0 t}$ est la phase. $\vec{X} = \hat{x}$ est le vecteur unitaire de polarisation du milieu polarisé selon l'axe (x).

On a, $\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}$, on applique l'approximation de l'enveloppe lentement variable, on peut écrire :

$$\vec{P}_L = \frac{1}{2} \vec{X} \left\{ \overline{P}_L(r, t) e^{-i\omega_0 t} + cc \right\} \quad (\text{I.34})$$

$$\vec{P}_{NL} = \frac{1}{2} \vec{X} \left\{ \overline{P}_{NL}(r, t) e^{-i\omega_0 t} + cc \right\} \quad (\text{I.35})$$

On considère la transformée de Fourier suivante:

$$\tilde{E}(\omega - \omega_0, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{E}(r, t) e^{-i(\omega - \omega_0)t} dt \quad (\text{I.36})$$

En changeant le domaine fréquentiel au domaine temporel :

$$\begin{aligned} \bar{E}(t, z) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(\omega - \omega_0) e^{-i(\omega - \omega_0)t} dt = \frac{1}{2\pi} iB_1 \int_{-\infty}^{+\infty} (\omega - \omega_0) e^{-i(\omega - \omega_0)t} \tilde{E} dt \\ &+ \frac{iB_2}{2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (\omega - \omega_0)^2 e^{-i(\omega - \omega_0)t} \tilde{E} dt + \dots + \frac{\Delta B}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i(\omega - \omega_0)t} \tilde{E} dt \end{aligned} \quad (\text{I.37})$$

Selon l'intégrale de Dirac :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta^{(n)}(t - t_1) F_1 dt = \frac{dF^n}{dt_1^n} \quad (\text{I.38})$$

$$\frac{d\tilde{E}}{dz} = iB_1 \left(-i \frac{d\tilde{E}}{dt} \right) + \frac{iB_2}{2} \left(-\frac{d^2\tilde{E}}{dt^2} \right) + i\Delta B \bar{E} = 0 \quad (\text{I.39})$$

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial z} + B_1 \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \frac{iB_2}{2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} + i\Delta B \bar{E} = 0 \quad (\text{I.40})$$

D'une façon générale, on écrit :

$$E_z + B_1 E_t + i \frac{B_2}{2} E_{tt} + i\gamma |E|^2 E + \frac{\alpha}{2} E = 0 \quad (\text{I.41})$$

Cette dernière équation est appelé **l'équation de Schrödinger non linéaire** qui décrit la propagation d'une onde électromagnétique dans une fibre.

Où :

$\beta_1 \frac{\partial E}{\partial t}$: Effet de dispersion d'ordre 1

$i \frac{B_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$: Effet de dispersion d'ordre 2

$\frac{\alpha}{2} E$: Effet de pertes

$k_2 |E|^2 E$: Effet de Kerr.

VI. Effet des pertes sur la propagation des signaux optiques dans une fibre

Les pertes se traduisent par une atténuation qui se mesure en dB/km et elle varie en fonction de la longueur d'onde et correspond à des pertes en lignes dues à différents phénomènes de propagation et s'écrit sous la forme [12]:

$$A = 10 \cdot \log \left(\frac{P_1}{P_0} \right) \quad (\text{I.42})$$

avec P_0 est la puissance lumineuse incidente et P_1 la puissance transmise.

Il existe deux paramètres qui influent sur l'atténuation dans les fibres.

1. Pertes intrinsèque :
 - La diffusion intrinsèque de Rayleigh
 - L'absorption intrinsèque dans le matériau.
2. Pertes extrinsèque :
 - Raccordement des fibres.

VI.1. Pertes intrinsèque

VI.1.1. Diffusion intrinsèque de Rayleigh

Les verres utilisés en général dans les fibres optiques sont des matériaux amorphes (structures désordonnées) comportant donc de nombreux agrégats de matière incohérents.

Au niveau macroscopique, ces éléments, lorsqu'ils sont illuminés, diffusent la lumière dans toutes les directions. Une partie de cette lumière est réinjectée dans le guide sous une forme différente de la lumière incidente et correspond à la conversion de modes.

Une partie est réinjectée à contrario dans le guide et correspond à une puissance lumineuse rétrodiffusée. Une partie enfin ne peut être guidée et est éliminée dans la gaine. Si la première partie crée une perturbation de la capacité en transmission, les deux autres apparaissent comme des pertes et contribuent donc à l'atténuation.

Selon la forme et la densité des agrégats vitreux, les lois de la diffusion peuvent varier. Dans les fibres courantes (silice dopée), la loi obtenue correspond à une diffusion uniforme (de Rayleigh). Elle varie en fonction de la longueur d'onde selon une loi en $1/\lambda^4$ [4] (figure I.6).

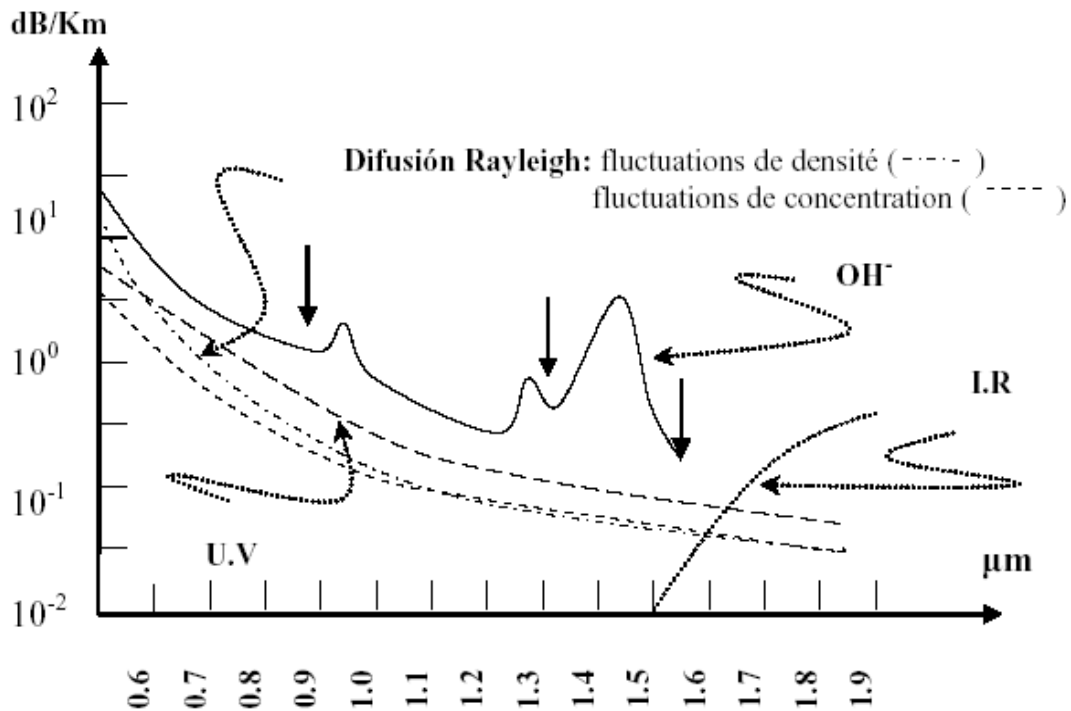


Fig.I.6: Profil d'atténuation spectrale d'une fibre de silice[4].

VI.1.2. Absorption intrinsèque dans le matériau

L'absorption par le matériau qui intervient dans l'infrarouge; ce qui limite le domaine de transparence à environ 0,8 μm (qui ne transmet que la lumière visible), 1,7 μm dans la silice, mais près de 5 μm pour les verres fluorés qui trouvent ainsi une application en instrumentation; les pics d'absorption sélective par diverses impuretés, le plus gênant étant dû aux liaisons OH⁻ à 1,39 μm . Pour le faire disparaître il faut que la silice ait une teneur en eau extrêmement faible (inférieure à 10^{-7}).

VI.1.2.1. Provenance des ions OH⁻

On a pu définir trois principales sources de provenance des ions OH⁻ :

- ❖ L'oxygène utilisé bien que purifié présente toujours un résidu de radicaux OH.
- ❖ L'opération de retrait, très délicate, est excessivement sensible à la contamination des radicaux OH provenant d'une rétrodiffusion d'air au moment de l'opération.
- ❖ Les joints utilisés dans les canalisations de gaz sont ou moins poreux à ces radicaux[13].

VI.1.3. Fenêtres de transmission

En superposant ces atténuations, trois fenêtres spectrales avec une atténuation assez faible apparaissent (flèches noires sur la figure I.6).

- La fenêtre à 0.8 μm correspond à une atténuation de 2.5dB/Km en moyenne et a été historiquement la première utilisée.
- La fenêtre à 1.3μm, d'atténuation moindre (0.7dB/Km en moyenne) est intéressante, car il est possible de compenser la dispersion du matériau par les dispersions du guide et d'onc d'obtenir de meilleures performances en capacité de transmission tout en améliorant les distances.
- La fenêtre à 1.5μm est intéressante pour les applications à très longue distance (0.2dB/Km de pertes pour les fibres monomodes), à condition de disposer de sources modulées à spectre étroit (dispersion du matériau) [4].

VI.2. Pertes extrinsèques

Les paramètres extrinsèques définissent les facteurs de pertes liées au raccordement .

VI.2.1. Excentrement des fibres

Les valeurs d'atténuation sont liées aux conditions d'injection dépendant ici de l'excentrement y , on observe également des pertes dues à un éloignement axial des cœurs

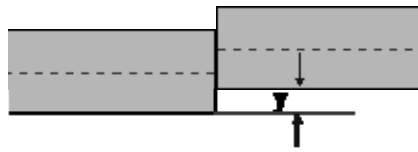


Fig.I.7: Excentration des fibres[4].

VI.2.2. Ecartement de faces

En supposant une répartition uniforme de l'énergie, pour une fibre à saut d'indice :

$$A = 20 \log \left(\frac{R + X \tan \alpha_a}{R} \right) \quad (\text{I.43})$$

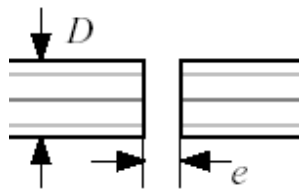


Fig.I.8 : Ecartement de faces[4].

Les courbes expérimentales montrent que le défaut d'écartement des faces est moins critique que l'excentration.

VI.2.3. Ecart angulaire

$$A = 20 \log \left(\frac{1 - \cos(a_a - q)}{1 - \cos a_a} \right) \quad (\text{I.44})$$

avec $\sin a_a = O.N$

L'ordre de grandeur à retenir est qu'un écart angulaire de 1 degré peut produire une atténuation de 0,5 dB.

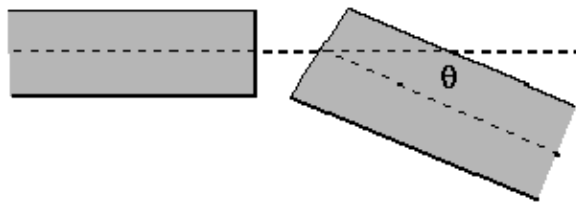


Fig.I.9: Ecart angulaire[4].

VI.3. Pertes par courbure et micro-courbure :

Avec une courbure, il y a une diminution de l'angle entre le rayon et la normale à la fibre. Pour avoir une propagation guidée, il faut que le rayon soit réfléchi mais au-dessus d'un certain angle le rayon est réfracté par la gaine optique. La courbure est due à une déformation globale de l'axe [4].

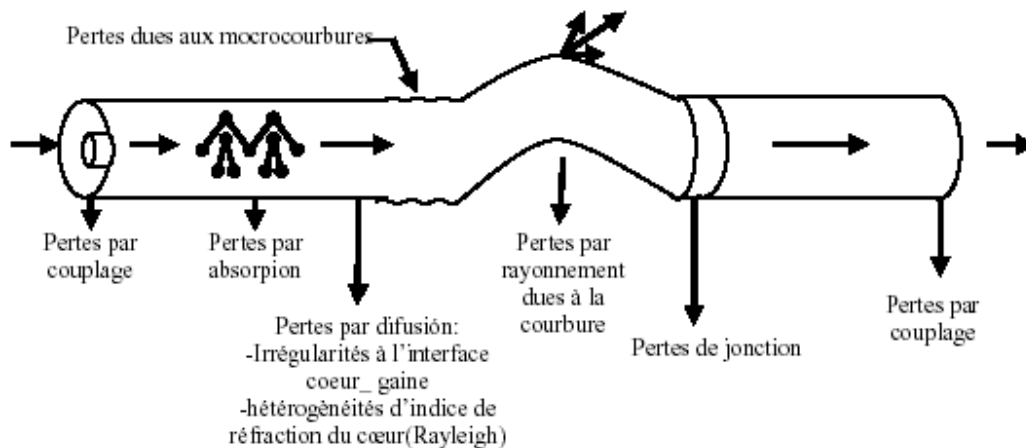


Fig.I.10 : Différentes pertes dans une fibre optique[4].

VI.4. Défauts de fabrication

La non-perpendicularité des faces (écart de 2 à 3 degrés) provoque une atténuation de 0,3 dB; la rugosité des faces ($r = 5 \mu\text{m}$) donne également 0,3 dB de perte.

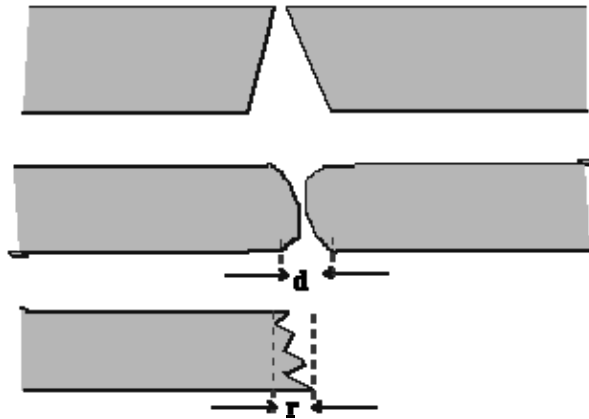


Fig.I.11 : Défauts de fabrication[4].

Remarque

Il faut que les deux faces optiques en contact de la connexion soient parfaitement sciées et polies.

VII. Effet de dispersion dans les fibres optiques

La dispersion dans les fibres est la combinaison de trois types de dispersion :

- La dispersion intramodale.
- La dispersion intermodale.
- La dispersion chromatique.

De façon générale, la dispersion est un élargissement et une déformation de l'impulsion lumineuse transportée par la fibre, ce qui diminue la bande passante.

VII.1. Dispersion intramodale

Cette dispersion est due aux propriétés dispersives du matériau et à la structure du guide d'onde. Pour un mode donné, la variation de l'indice avec la longueur d'onde impose un élargissement du signal qui peut être important dans les fibres monomodes mais négligeables dans les fibres multimodes.

VII.2. Dispersion intermodale

Une des causes de l'élargissement de l'impulsion est la dispersion intermodale. L'énergie lumineuse injectée à l'entrée de la fibre est répartie entre différents modes.

Les différents modes se propagent dans le cœur avec la vitesse :

$$v_m = \frac{c}{n_1} \sin \theta_m \quad (\text{I.45})$$

avec v_m est la composante suivant l'axe de propagation de la vitesse

- Le mode le plus lent : $\theta = \theta_m$ alors

$$v_{\min} = \frac{c}{n_1} \sin \theta_{\text{lim}} \quad (\text{I.46})$$

- Le mode le plus rapide : $\theta = \frac{\pi}{2}$ alors

$$v_{\max} = \frac{c}{n_1} \quad (\text{I.47})$$

après un trajet d'une distance L , le décalage entre les deux modes pour une fibre à saut d'indice sera:

$$\Delta \tau = \frac{L}{c} \frac{n_1(n_1 - n_2)}{n_2} \quad (\text{I.48})$$

VII.3. Dispersion chromatique

La dispersion chromatique exprimée en ps/(nm·km), caractérise l'étalement du signal lié à sa largeur spectrale (deux longueurs d'ondes différentes ne se propagent pas exactement à la même vitesse). Cette dispersion dépend de la longueur d'onde considérée et résulte de la somme de deux effets: la dispersion propre au matériau, et la dispersion du guide, liée à la forme du profil d'indice. Il est donc possible de la minimiser en adaptant le profil.

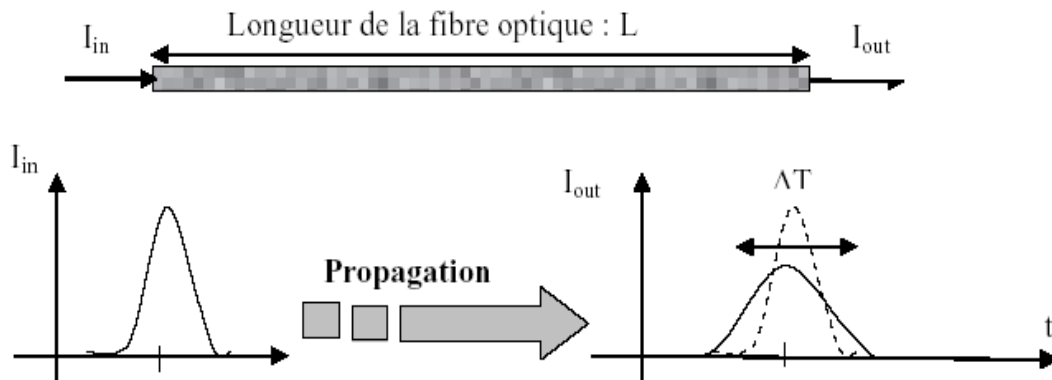


Fig.I.12 : Dispersion chromatique dans une fibre optique [4].

La dispersion propre au matériau est due à la variation de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde.

Une impulsion de rayonnement est un paquet d'ondes dont la vitesse de groupe est donnée par :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \quad (\text{I.49})$$

Puisque : $\omega = 2\pi\nu$ et $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Cette vitesse s'écrit :

$$v_g = \frac{dv}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = -\lambda^2 \frac{dv}{d\lambda} \quad (\text{I.50})$$

Compte tenu de la relation $v = \frac{c}{n\lambda}$, v_g s'écrit :

$$v_g = -c\lambda^2 \left(-\frac{1}{n\lambda^2} - \frac{1}{n^2\lambda} \frac{dn}{d\lambda} \right) = \frac{c}{n} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (\text{I.51})$$

Si la largeur spectrale du rayonnement est $\Delta\lambda$, l'étalement de la vitesse de groupe est :

$$\Delta v = \left(\frac{dv_g}{d\lambda} \right) \Delta\lambda \quad (\text{I.52})$$

soit :

$$\Delta v_g = \frac{c\lambda}{n^2} \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} - \frac{2}{n} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right) \Delta\lambda \quad (\text{I.53})$$

Il en résulte que l'étalement dans le temps d'une impulsion brève, après un trajet d'une distance L dans le matériau est donnée par :

$$\Delta\tau = \left| \frac{L\Delta v_g}{v_g^2} \right| = \left| \frac{L\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \Delta\lambda \right| \quad (\text{I.54})$$

La courbe représentant les variations de $dn^2/d\lambda^2$ en fonction de la longueur d'onde, est portée sur la figure I.6 pour la silice pure. Elle montre que $dn^2/d\lambda^2$ et par suite la dispersion du matériau, s'annule pour $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ et change de signe au-delà.

Il existe donc une longueur d'onde pour laquelle la dispersion due au matériau peut compenser les autres causes de dispersion, ce qui permet d'annuler la dispersion totale. Le calcul exact de cette longueur d'onde est relativement complexe mais on peut montrer (Gambling 1979) qu'elle est comprise entre 1,3 et 1,8 μm .

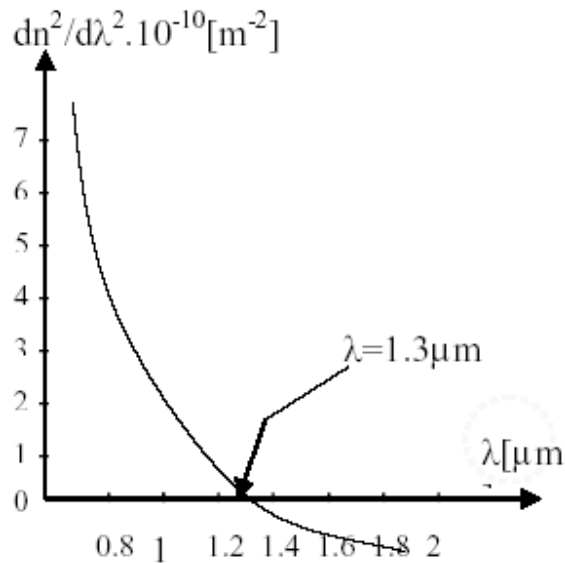


Fig.I.13 : Variation de $dn^2/d\lambda^2$ pour une fibre de silice pure [6].

VIII. Propriétés optiques des fibres optiques

La réponse d'un milieu diélectrique à la lumière qui le traverse devient non- linéaire pour des champs électromagnétiques intenses (champs laser avec $E > 10^6$ m/s) comme c'est le cas dans les communications océaniques, par exemple. Cette réponse non- linéaire est due notamment aux mouvements non- harmoniques des électrons du matériau de transmission sous l'influence de l'onde qui le traverse. Les effets non- linéaires sont parfois observables pour des puissances de l'onde dans la fibre relativement faibles qui sont de l'ordre de quelques dizaines de mW, ceci à cause des très petites dimensions des fibres (cœur) et des pertes très faibles (< 1 dB/km).

Les effets non- linéaires de plus bas ordre proviennent de la susceptibilité $\chi^{(3)}$ d'ordre 3. En effet, la susceptibilité d'ordre 1 est déjà prise en compte dans l'atténuation et les dispersions discutées plus tôt. La susceptibilité d'ordre 2, responsable des effets non- linéaires comme les générations de seconde harmonique, de somme de fréquences et d'oscillation paramétrique est nulle pour des molécules possédant une inversion symétrique comme la silice pure qui constitue le cœur de la fibre en absence de dopants.

La susceptibilité d'ordre 3 est responsable des phénomènes comme la génération de troisième harmonique, du mélange à quatre ondes (Four-wave mixing FWM) et de la réfraction non-linéaire. Dans les fibres optiques, seule la réfraction non-linéaire joue un rôle significatif. La plupart des effets non-linéaires dans la fibre optique proviennent de cette réfraction non-linéaire, phénomène dû à la dépendance de l'indice de réfraction par rapport à l'intensité du champ qui traverse le milieu.

VIII.1. Effet Kerr Optique

Étudions maintenant en détail l'influence de la non linéarité sur l'indice optique du matériau. Commençons par réécrire la relation (I.52) sous la forme :

$$P = \varepsilon_o \chi^{(1)} + \varepsilon_{NL} |E| E \quad (\text{I.56})$$

avec :

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E|^2 \quad (\text{I.57})$$

Polarisation et indice optique sont liés par la relation suivante :

$$D = n^2 \varepsilon_o E = \varepsilon_o E + P \quad (\text{I.58})$$

Il vient alors naturellement :

$$n^2 = 1 + \chi^{(1)} + \varepsilon_{NL} = (n_o + \Delta n_{NL})^2 \approx n_o^2 + 2n_o \Delta n_{NL} \quad (\text{I.59})$$

En posant $n_o = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$, il vient finalement qu'à une pulsation ω donnée :

$$n(\omega, |E|^2) = n_o(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (\text{I.60})$$

où n_2 représente l'indice optique non linéaire. Il est donné par :

$$n_2 = \frac{3}{8n_o} \chi^{(3)} \quad (\text{I.61})$$

L'équation (I.56) nous renseigne sur deux choses. D'une part la partie linéaire de la polarisation est responsable de la dépendance en fréquence de l'indice optique. D'autre part nous voyons que la partie non linéaire de la polarisation engendre une dépendance de l'indice optique en fonction de l'intensité I du champ incident. Ce phénomène est connu sous le nom **d'effet Kerr optique**.

Sachant que $I = a|E|^2$, avec $a = \frac{1}{2}\epsilon_0 c n_0$, l'indice optique peut être réécrit sous la forme :

$$n(\omega, I) = n_o(\omega) + n_2^1 I \quad (\text{I.62})$$

avec $n_2^1 = \frac{n_2}{a}$

Dans les fibres télécoms standards, n_2^1 est de l'ordre de $2.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. Cela signifie que, pour une puissance incidente de $1 \text{ GW}/\text{cm}^2$, Δn_{NL} vaudra environ 2.5×10^{-7} . La variation d'indice optique causée par la non linéarité de la fibre reste donc minime par rapport à $n_0 \approx 1.45$ pour la silice fondue. Cette variation sera toutefois responsable de bien des phénomènes au sein des fibres optiques, connus sous le nom d'effets non linéaires, grâce aux grandes longueurs de propagation. Nous pouvons citer, entre autres, l'auto-modulation de phase, l'instabilité modulationnelle, le mélange à quatre ondes, etc.

Partie 2

Cristaux Photoniques

I. Définition d'un cristal photoniques

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice optique varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde, sur une ou plusieurs directions de l'espace [13]. Cette variation périodique de l'indice optique suivant les différentes directions entraîne l'apparition de gammes de fréquence pour laquelle la lumière ne peut alors plus se propager. C'est l'analogie entre la propagation d'une onde électromagnétique dans ces milieux et la propagation des électrons dans un cristal atomique [14] qui a mené à l'appellation de ces bandes de fréquences « bandes interdites photoniques ». La réalisation d'une périodicité sur toutes les directions de l'espace peut ainsi permettre de réfléchir une onde lumineuse quelque soit son angle d'incidence ou sa polarisation.

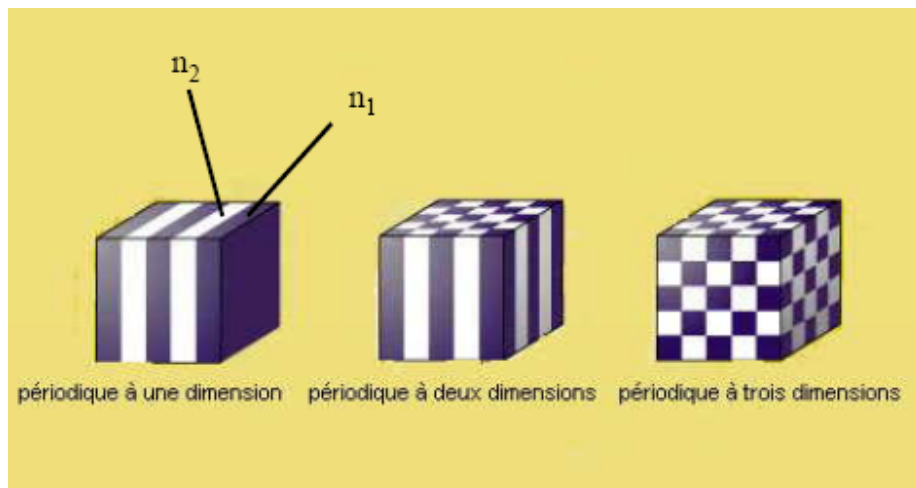


Fig.I.14 : Différents types de cristaux photoniques : unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D), tridimensionnels (3D) [13].

II. Cristaux photoniques 3D

Seuls les cristaux photoniques 3D permettent d'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle [15]. Le premier cristal photonique 3D, appelé yablonovite, fut fabriqué en 1991 par E. Yablonovitch [16] en perçant mécaniquement des trous selon des angles bien choisis dans un bloc de plexiglas (indice 3,6), de façon à retrouver la structure cristalline du diamant qui est aussi celle du silicium (Figure I.15.a). En effet, la cristallisation cubique face centrée (et la cristallisation diamant) possède la zone de Brillouin la plus sphérique possible, ce qui est propice à l'apparition de bandes interdites omnidirectionnelles. En 1991, ce cristal présentait une bande interdite pour les microondes, les dimensions de la structure étant centimétriques. Au fil des années, les scientifiques ont cherché à réduire la dimension des motifs, en utilisant des gravures par FIB ou rayons X, pour aujourd'hui aboutir à des cristaux photoniques présentant une bande interdite dans le proche infrarouge et le visible (Figure I.15.b). D'autres structures autorisent l'apparition d'une bande interdite totale, notamment la structure dite en "**tas de bois**" qui consiste à empiler des réseaux 1D, en tournant de 90° et en décalant d'une demie période deux réseaux consécutifs (Figure I.15.c).

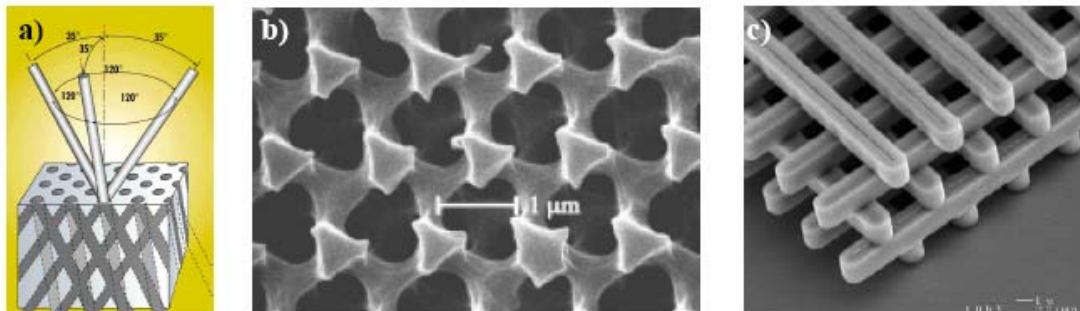


Fig. I.15: a) Schéma de fabrication de la Yablonovite,
 b) Image MEB d'une structure Yablonovite en PMMA [17],
 c) Image MEB d'une structure tas de bois en silicium [18].

Il existe aussi des cristaux photoniques 3D naturels. Par exemple, les ailes d'une certaine race de papillons, les Lycaenidae, contiennent un réseau de trous périodiques qui réfléchissent totalement la lumière bleue, quelque soit l'angle d'incidence (Figure I.16.a). Les ailes ont alors la

couleur bleue. Si la structure périodique est absente, les ailes seront marrons. Citons aussi comme autre exemple les opales (Figure I.16.b) qui sont composées d'empilements périodiques de billes de silice, de quelques centaines de nanomètres de diamètre. On peut fabriquer des opales artificielles par auto-organisation colloïdale de billes de silice. Cependant, le contraste d'indice de réfraction entre l'air et la silice est trop faible (inférieur à 2) pour qu'apparaisse une bande interdite complète. Pour améliorer le contraste, il est possible d'utiliser les opales comme moule afin de déposer des matériaux à fort indice par infiltration, la silice étant éliminée par la suite. Ces structures artificielles, appelées opales inversées, possèdent bien un gap omnidirectionnel (Figure I.16.c).

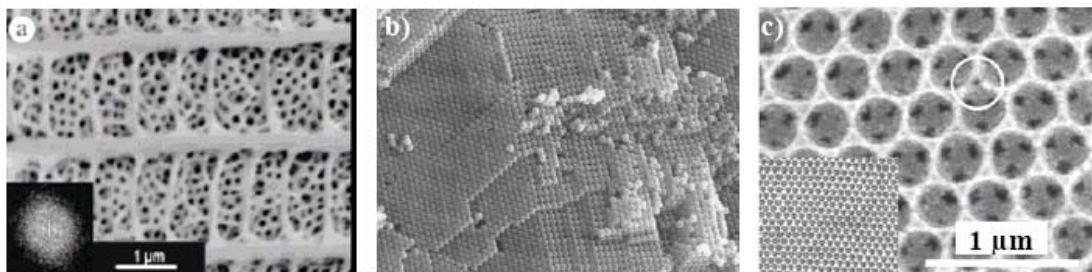


Fig. I.16: Images MEB a) d'une aile de papillon [19], b) d'opales artificielles composées de billes en silice de diamètre 480 nm [17] et c) d'opales inversées en ZnO (l'encart est une vue d'ensemble de la structure) [21].

Néanmoins, quel que soit le type de structure 3D choisi, l'élaboration de tels dispositifs pour l'optique reste non-triviale et demande de nombreuses étapes de fabrication. De plus, il est difficile de créer des défauts (cavités ou guides) dans les structures 3D et ces structures sont difficilement intégrables dans les dispositifs à base de guides d'ondes déjà existants. C'est pourquoi, pour l'instant, la majorité des travaux de recherche concerne les cristaux photoniques bidimensionnels.

III. Cristaux photoniques 2D

A deux dimensions, les cristaux photoniques sont composés d'un réseau périodique de piliers de diélectrique dans l'air ou de trous d'air percés dans un diélectrique. Les deux réseaux les plus courants pour l'organisation des piliers (ou des trous) sont le réseau carré et le réseau triangulaire (ou hexagonal). La Figure I-4 présente ces deux réseaux avec leurs zones de Brillouin respectives. Pour un réseau carré de période a , la première zone de Brillouin est un carré de côté $2\pi/a$. Par des considérations de symétrie (le carré possédant 4 axes de symétrie principaux), on peut montrer que la zone de Brillouin irréductible est un triangle rectangle isocèle de sommets Γ , X, M. Pour le réseau triangulaire, le réseau réciproque est aussi un réseau triangulaire. Sa zone de Brillouin irréductible est un triangle rectangle de sommets Γ , K, M. Dans les deux cas, il suffit de suivre l'évolution du vecteur d'onde k sur les trois côtés du triangle pour atteindre les extrema de $\omega(k)$. On peut alors tracer le diagramme de bande $\omega = f(k)$ qui représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui-ci.

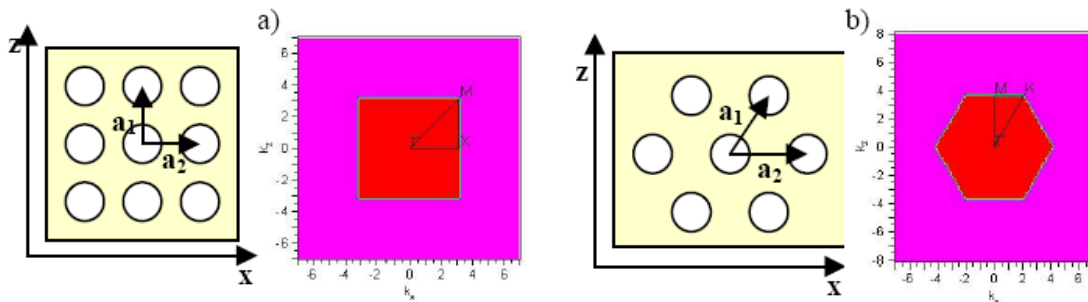


Fig.I.17: a) Réseau carré et sa zone de Brillouin associée,
b) Réseau triangulaire et sa zone de Brillouin associée[13].

A deux dimensions, il est nécessaire de considérer deux directions de propagation différentes: TE (avec le champ E perpendiculaire à l'axe des trous) et TM (où E est parallèle à l'axe des trous). Ces deux polarisations sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bande indépendants. Il n'existe donc pas forcément une bande interdite dans les deux cas.

Il existe de nombreux degrés de liberté lors de la conception d'un cristal photonique 2D. En particulier, il est possible pour un type de réseau choisi d'ajuster le paramètre de maille et le facteur de remplissage surfacique (rapport surface d'air/surface totale).

Ces paramètres influencent directement les propriétés et l'allure du diagramme de bandes associé au cristal photonique réalisé, en particulier la largeur et la position de la bande interdite. La configuration la plus propice à l'obtention d'une bande interdite complète (c'est-à-dire en TE et en TM) est le réseau triangulaire de trous dans un diélectrique de haut indice de réfraction. En effet, la bande interdite sera d'autant plus large que le contraste d'indice est grand. Quant au réseau triangulaire, sa première zone de Brillouin est celle qui a la forme la plus circulaire possible, donc la plus favorable à l'ouverture d'une bande interdite.

Un exemple de bande interdite complète est donné sur la Figure I.18 dans le cas d'un réseau hexagonal de trous d'air dans du silicium.

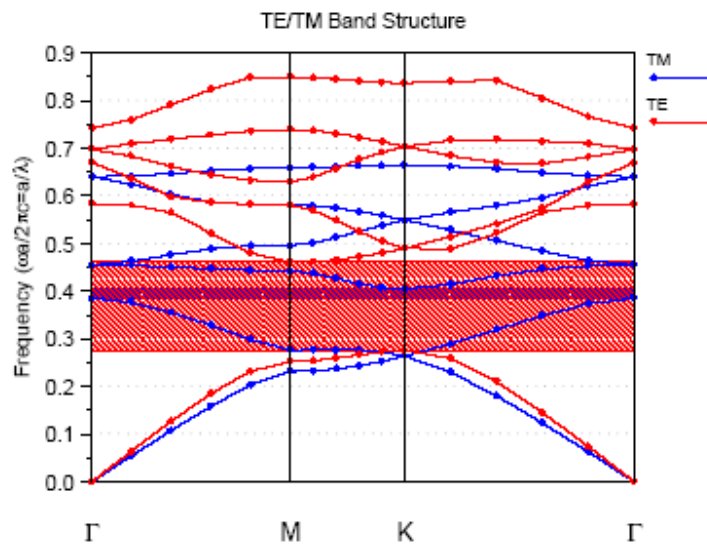


Fig. I.18: Diagramme de dispersion d'un réseau hexagonal de trous d'air dans du silicium avec $\varepsilon = 11,6$ et $r/a = 0,43$ pour les polarisations TE (en rouge) et TM (en bleu). Les zones hachurées marquent les BIP de chacune des polarisations. Seules les fréquences comprises entre 0,385 et 0,406 permettent l'ouverture d'une bande interdite complète [13].

IV. Principe de guidage dans un cristal photonique

En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou de plusieurs rangées de trous) dans le cristal photonique, il est possible de guider la lumière selon une direction choisie. Un photon restera confiné dans le guide si son énergie est située à l'intérieur de la bande interdite.

Des composants divers sont réalisables à partir de défauts linéaires (Figure I.19). La transmission au travers de ces dispositifs peut être optimisée en modifiant la taille ou la forme des trous au niveau du virage ou de la jonction, afin de minimiser le couplage entre le mode guidé et les modes rayonnés au niveau des courbures.

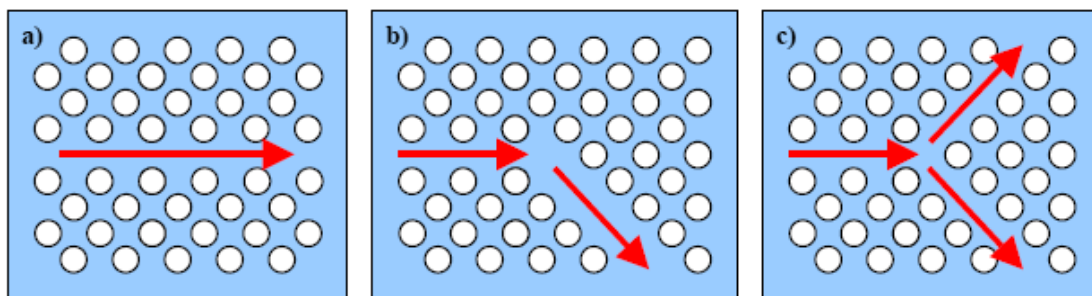


Fig. I.19: Différents composants à base de défauts linéaires a) guide droit, b) virage à 120° et c) jonction Y[13].

Comme le confinement n'est pas lié à une réflexion directe sur les parois mais à une réflexion progressive sur 2 à 3 rangées de trous, il est possible de courber les guides presque sans pertes. Les calculs théoriques réalisés par A. Mekis [22] sur un réseau carré de piliers de diélectrique dans l'air donnent une transmission de 98% du signal après un virage à 90° . Les cristaux photoniques apparaissent donc comme un bon moyen de réaliser des virages optiques compacts.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les fibres optiques conventionnelles qui sont constitués d'un cœur et d'une gaine optique de silice où on utilise les dopants pour augmenter ou diminuer l'indice de réfraction. La différence des indices entre le cœur et la gaine assure donc le guidage monomode ou multimode. Puis nous avons étudié l'atténuation dans ces fibres, qui donne trois fenêtres de transmissions autour 650nm, 1300nm et 1550nm. La troisième fenêtre présente des atténuations minimales et pour cela elle plus utilisé dans les système de télécommunications. Ensuite, nous avons étudié les causes de ces pertes qui sont dues soit à l'interaction matière-rayonnement (pertes intrinsèques) ou au raccordement de deux fibres. Il y a d'autres pertes dues aussi à la fabrication.

Pour améliorer les caractéristiques de propagations des fibres optiques, un nouveau matériau été apparu durant l'année 1990. Ce matériau peut remplacer la gaine optique dans les fibres pour obtenir un guidage très spécifique et des propriétés de propagation immense.

Dans la deuxième partie, nous avons étudié les cristaux photoniques dont la constante diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde. Ils ont la particularité de présenter des bandes interdites photoniques qui interdisent la propagation de la lumière dans la structure. L'utilisation de cet effet de bande interdite ouvre la voie à la réalisation de nombreuses fonctions optiques telles que le guidage ou le filtrage de la lumière. Nous nous sommes attardés plus particulièrement sur les cristaux photoniques 2D et leur intérêt pour les fibres optiques Nous allons voir par la suite des nouvelles fibres optiques qui ouvrent de nouveaux horizons dans le domaine de télécommunication.

Références

- [1] A. Peyrilloux, D. Pagnoux "Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques" Université de Limoge. 2 juillet 2003.
- [2] P. Viale, S. Février, J-M. Bondy " Gestion des effets non linéaires dans les fibres optiques à bande interdite photonique" Université de Limoges, 7 septembre 2006.
- [3] www.cudos.org.au
- [4] D. Berkane, D. Benatia" *Etude de la propagation optique dans une structure de fibre optique en présence de microdéformations périodiques*", Université de Batna –Algérie.
- [5] Un article de Wikipédia, l'encyclopédie libre; [http// :www.wikipedia.fr](http://www.wikipedia.fr)
- [6] Encyclopédie des sciences industrielles Quillet, Nouvelle encyclopédie de mécanique, d'électricité et d'électronique, Publiée avec le concours du Centre National des Lettres, Dépôt légal : Novembre 1983.
- [7] Le dossier du Ministère de l'Industrie_France : "Étude générique sur les technologies optoélectroniques : La fibre optique, une technologie de pointe" ; <http://www.telecom.gouv.fr/>.
- [8] Agrawal, G.P.: "Applications of nonlinear fiber Optics", Academic Press, San Diego, CA. (2001).
- [9] Buck, John A.: "Fundamentals of Optical Fibers", 2nd edition, John Wiley and sons, Inc (Buck, 1995)
- [10] Cours sur la fibre optique, Mr G. Brun : maître de conférence à l'Université J. Monnet, Saint-Etienne : <http://www.univ-st-etienne.fr/>.
- [11] Cours sur la fibre optique, M^{me} H. Triki : maître de conférence à l'Université Badji Mokhtar-Annaba-Algerie.
- [12] U. Serge " *Fibres Optiques : Théories et Applications*".
- [13] Un article "*Cristaux photoniques et optique intégrée*".
- [14] Joannopoulos, J. D., MEADE, R. D., WINN, J. N. Photonic crystal. Molding the flow of light. Princeton University Press, Princeton, 1995, 137 p.
- [15] D. Neel "*Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI*", 21 Novembre 2006.

-
- [16] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter et K. M. Leung, "*Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms*", Phys. Rev. Lett., 1991, vol. 67, n° 17, pp. 2295–2298.
- [17] C. Cuisin, A. Chelnokov, J.-M. Lourtioz, D. Decanini et Y. Chen "*Submicrometer resolution Yablonovite templates fabricated by x-ray lithography*", Appl. Phys. Lett., 2000, vol. 77, n° 6, pp. 770-772
- [18] Sandia, <http://www.sandia.gov/media/photonic.htm>, consulté le 15/08/06 (2006)
- [19] L. P. Biró, Z. Bálint, K. Kertész, Z. Vértesy, G. I. Márk, Z. E. Horváth, J. Balázs, D. Méhn, I. Kiricsi, V. Lousse et J.-P. Vigneron, "*Role of photonic-crystal-type structures in the thermal regulation of a Lycaenid butterfly sister species pair*", Phys. Rev. E, 2003, vol. 67, n°, pp. 021907 (7 pages)
- [20] H. Miguez, A. Blanco, C. Lopez, F. Meseguer, H. M. Yates, M. E. Pemble, F. Lopez-Tejiera, F. J. Garcia-Vidal et J. Sanchez-Dehesa, "*Face Centered Cubic Photonic Bandgap Materials Based on Opal-Semiconductor Composites*", IEEE Journal of Lightwave Technology, 1999, vol. 17, n° 11, pp. 1975-1981
- [21] M. Scharrer, X. Wu, A. Yamilov, H. Cao et R. P. H. Chang, "*Fabrication of inverted opal ZnO photonic crystals by atomic layer deposition*", Appl. Phys. Lett., 2005, vol. 86, n°, pp. 151113 (3 pages)
- [22] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve et J. D. Joannopoulos, "*High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides*", Phys. Rev. Lett., 1996, vol. 77, n° 18, pp. 3787-3790.

Chapitre II

Fibres optiques microstructurées

I. Introduction

Comme on l'a déjà dit, la fibre optique est un guide de lumière qui constitue aujourd'hui le support privilégié pour le transport de l'information haut débit. Mais, pour répondre aux besoins sans cesse plus importants engendrés par le développement d'Internet en particulier, il s'avère nécessaire d'améliorer toujours les caractéristiques de propagation dans les fibres, surtout celles relatives à la dispersion des modes de polarisation (PMD) -donc à la biréfringence- et celles concernant la valeur et la pente de la dispersion chromatique sur toute la bande spectrale utilisée (cas des communications "WDM"). Pour cela, les solutions les plus courantes consistent à optimiser les profils d'indice des fibres de silice fabriquées par la technique MCVD. Cependant, avec ce type de fibre, il n'est pas possible d'obtenir, en régime monomode et pour des applications dans le domaine de l'optique non linéaire, une dispersion de guide positive, ce qui a pour conséquence de ne permettre l'annulation de la dispersion chromatique de ces fibres qu'à des longueurs d'onde supérieures à 1270 nm.

Mais au milieu des années 90, une nouvelle génération de fibres est imaginée dans le but d'obtenir un guidage par bande interdite photonique. Le cœur de ces fibres est en silice pure, et la gaine optique est constituée d'un arrangement régulier de micro-canaux d'air dans une matrice de silice. Ces fibres aujourd'hui connues sous le nom de "fibres microstructurées air-silice" (FMAS), guident en fait la lumière, le plus souvent, par réflexion totale interne, comme les fibres classiques. Cependant, il a été rapidement démontré qu'elles pouvaient fonctionner en régime monomode sur une bande spectrale beaucoup plus large que les fibres usuelles et qu'elles pouvaient présenter des caractéristiques de dispersion tout à fait originales. C'est pour cette raison qu'elles ont très rapidement suscité un fort intérêt dans la communauté scientifique internationale.

A la suite des premiers résultats publiés par l'équipe de P.St.J. Russel à Bath en 1996, l'équipe d'optique guidée et intégrée de l'IRCOM s'est engagée sur ce thème dès 1998 par des travaux de modélisation (démonstration du potentiel de la méthode des éléments finis pour prévoir de manière fiable les caractéristiques de propagation des FMAS en fonction du pas et du diamètre des trous) et réalisation (mise en place de protocoles pour fabriquer des FMAS répondant au mieux à un cahier de charges prédéfini). Mais préalablement au développement concret d'applications, il est aussi apparu indispensable de combler le manque relevé dans la littérature concernant la mise au point de méthodes de caractérisation adaptées à ce type de fibre [1].

II. Définition d'une fibre microstructurée

Dans ce type de fibre, la gaine est constituée d'une matrice de canaux d'air parallèles à l'axe optique, l'omission d'un trou (défaut central) dans la matrice forme le cœur solide de la fibre.

Les fibres microstructurées présentent une structure géométrique périodique sur deux dimensions et homogène sur la troisième (l'axe z), axe de propagation de la lumière. Elles sont généralement en silice et comportent des canaux d'air le long de la fibre dont les paramètres caractéristiques sont le diamètre des canaux d et le pas Λ , distance inter canaux de centre à centre (Fig. II.1) :

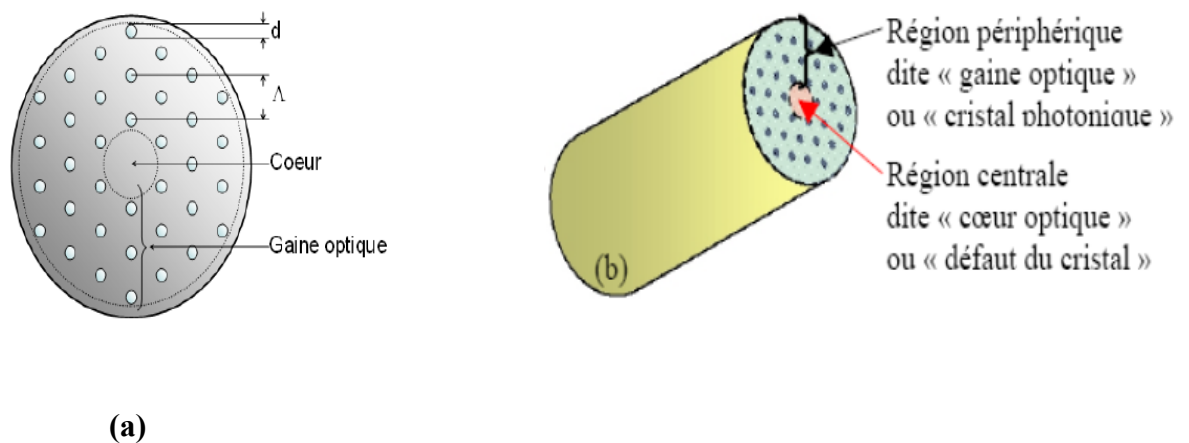


Fig.II.1: Schéma dispersif d'une fibre microstructurée

(a): coupe transverse [1] ,

(b): fibre microstructurée [2] .

III. Principe du guidage

Le terme générique de fibre microstructurée regroupe deux catégories de fibres qui se distinguent par les mécanismes de guidage différents qu'elles mettent en jeu:

- soit un effet de bande interdite photonique dans la gaine,
- soit la réflexion totale interne

Le premier principe de guidage exploite le phénomène de bandes interdites photoniques dans un cristal photonique. Comme nous l'avons indiqué précédemment, ces bandes sont l'analogie pour les photons des bandes d'énergie interdite d'un semi-conducteur cristallin pour les électrons. La similarité des comportements de l'électron et du photon provient de la similarité de leur nature corpusculaire et ondulatoire, et du formalisme identique des lois qui leur sont appliquées. En effet, l'équation d'onde scalaire, dérivée des équations de Maxwell, d'un champ électromagnétique $E(x,y,z)$ dans un milieu de permittivité électrique relative $\varepsilon(x,y,z)$ (équation (II.1)) est semblable à l'équation de Schrödinger indépendante du temps d'une fonction d'onde $\psi(x,y,z)$ d'une particule dans un potentiel $V(x,y,z)$ (équation (II.2)) telle que [2]:

$$\nabla^2 E(x, y, z) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(x, y, z) \quad (\text{II.1})$$

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

Dans ces équations, ω est la fréquence angulaire de l'onde électromagnétique, c est la vitesse de la lumière dans le vide ($c = 2,99792458 \cdot 10^8$ m/s), m est la masse de l'électron, E est l'énergie totale de l'électron, et \hbar est la constante de Plank modifiée ($\hbar = h / (2\pi)$, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J.s). Si le potentiel $V(x, y, z)$ est périodique dans l'équation (II.2), il n'existe aucune solution à cette équation pour certaines valeurs de l'énergie E des électrons. De manière analogue dans l'équation (II.1), si la permittivité relative du milieu $\varepsilon(x, y, z)$ est périodique, il n'existe aucune solution pour certaines valeurs de la pulsation ω de l'onde électromagnétique. Étant données les relations qui lient la pulsation ω à la longueur d'onde des photons et à leur énergie (équation (II.3)), la propagation des ondes lumineuses aux longueurs d'onde qui correspondent aux bandes d'énergie interdites du matériau de permittivité $\varepsilon(x, y, z)$ est interdite.

$$E_{\text{photon}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \hbar\omega \quad (\text{II.3})$$

ν : fréquence associée au photon, et $\lambda = c / \nu$: longueur d'onde d'émission du photon dans le vide.

Les longueurs d'ondes centrales rejetées par le cristal photonique sont déterminées par la période Λ du cristal ($\lambda \approx 2\Lambda$). La période effectivement « vue » pour une onde électromagnétique envoyée sur le cristal dépend de son angle d'incidence. Dans un cristal photonique à une ou à deux dimensions, une onde réfléchi pour un angle d'incidence donné θ_0 n'est plus réfléchi si son angle incidence devient trop différent de θ_0 . Au contraire dans un cristal photonique à trois dimensions, la périodicité effective en fonction de l'angle d'incidence de l'onde varie suffisamment peu pour que l'onde soit réfléchi quel que soit cet angle. Ces conditions peuvent être reproduites par l'utilisation d'un cristal photonique à deux dimensions, invariant et de grande longueur suivant la troisième dimension z [3] [4]. Un tel matériau présente de véritables bandes interdites photoniques si l'onde incidente n'a pas une direction perpendiculaire à la direction z . C'est le cas rencontré en propagation guidée où la constante de propagation longitudinale β de l'onde est toujours non nulle. Si un défaut est introduit dans le cristal, l'onde lumineuse injectée dans ce site sera réfléchi par le cristal pour des longueurs d'onde imposées par la périodicité. Si la région du défaut est assez grande, un mode transverse peut s'y installer et être guidé dans la direction z .

Dans le cas d'une fibre à cristal photonique, cette région est appelée cœur optique et la région du cristal est appelée gaine optique par analogie avec une fibre optique standard (voir Figure II.2) [5]. La largeur spectrale des bandes interdites photoniques dépend fortement de la différence d'indice entre les milieux qui composent le cristal. Plus cette différence d'indice est grande, plus les bandes interdites sont larges et donc, plus la bande de transmission de la fibre microstructurée est grande. Le guidage par effet de la bande interdite photonique est opérant quel que soit l'indice du cœur de la fibre microstructurée. Cette propriété distingue les fibres microstructurées des guides d'onde usuels pour lesquels l'indice de réfraction du cœur doit être supérieur à l'indice de la gaine optique. Si l'indice du cœur est inférieur aux indices des matériaux constituant la gaine photonique, la fibre microstructurée peut être monomode. Au contraire s'il est supérieur, un autre principe de propagation entre en jeu, assez comparable au guidage par réflexion totale interne. La fibre microstructurée est alors multimode aux longueurs d'onde correspondant aux bandes interdites de la gaine photonique car il existe au moins deux modes dus à chacun des deux types de propagation.

IV. Fabrication des fibres microstructurées

La première fabrication a été réalisée dans les laboratoires de l'Université de Bath en 1996 [6]. La technique employée est celle de l'assemblage-étirage ("Stack and Draw") qui consiste à étirer à haute température un arrangement de capillaires et de barreaux de silice. La réalisation des fibres microstructurées se fait en plusieurs étapes.

La première étape consiste à réaliser un arrangement de tubes capillaires à l'intérieur d'un tube de maintien, comme le montre la figure II.2. Ces capillaires sont sélectionnés en fonction de leurs diamètres intérieur et extérieur. Ils proviennent soit du commerce soit d'étirages effectués au laboratoire à partir de tubes de grande section. Un ou plusieurs capillaires au centre sont remplacés par des barreaux de silice afin de former le cœur. On s'attend à ce que le nombre de trous et leur disposition dans cet arrangement soient conservés dans la fibre étirée. Cependant les conditions d'étirage (température, pressions interne et externe) peuvent modifier la taille et la forme de ces trous.

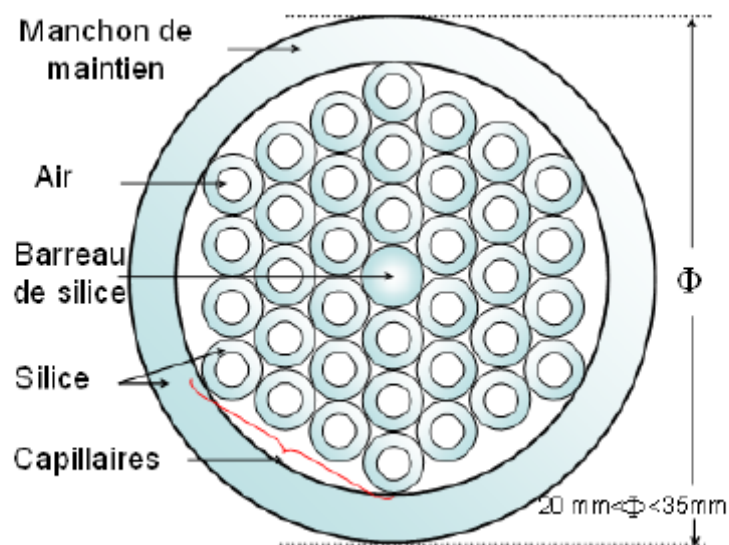


Fig.II.2: Arrangement de la préforme primaire [1] .

Bien que la régularité de l'arrangement ne soit pas indispensable à l'obtention d'un guidage par réflexion totale interne, elle est recherchée pour deux raisons. La première est que dans une distribution aléatoire de trous apparaissent des zones de silice plus larges susceptibles de se comporter comme autant de "cœurs" dans lesquels la lumière peut se coupler. D'autre part, il est hautement improbable qu'une fibre comportant un arrangement de trous quelconque présente des caractéristiques de propagation pouvant répondre à un cahier de charges initialement fixé. Autrement dit, la fibre doit ressembler le plus fidèlement

possible aux structures régulières sur lesquelles sont basées les simulations numériques qui permettent, connaissant les caractéristiques de propagation visées, de définir les paramètres géométriques à atteindre. Les trous interstitiels entre les capillaires présents dans l'arrangement initial devront être rebouchés lors de l'étirage. Pour cela, on chauffe une extrémité de cet arrangement afin de rendre solidaires les capillaires mais aussi de les reboucher. On réalise ensuite une opération de verrerie qui consiste à enfermer une extrémité du manchon de maintien dans une ampoule de silice afin de pouvoir contrôler ultérieurement la pression différentielle entre l'intérieur des capillaires et les interstices lors du fibrage. L'ensemble constitue la préforme primaire à partir de laquelle vont être étirées des cannes microstructurées aux dimensions extérieures millimétriques (figure II.3 (a)). Cette première réduction d'échelle homothétique est effectuée grâce à une tour de fibrage équipée d'un système d'entraînement par galets et d'un dispositif de coupe de capillaires. Le contrôle des dimensions (diamètre extérieur des cannes, pas et diamètre des trous de la structure interne) repose sur la maîtrise de la rhéologie de la silice pendant l'étirage. Les vitesses de descente de la préforme et de fibrage, la température du four et les différences de pression dans la préforme sont autant de paramètres qui doivent être maîtrisés avec précision pour obtenir une canne microstructurée de qualité requise.

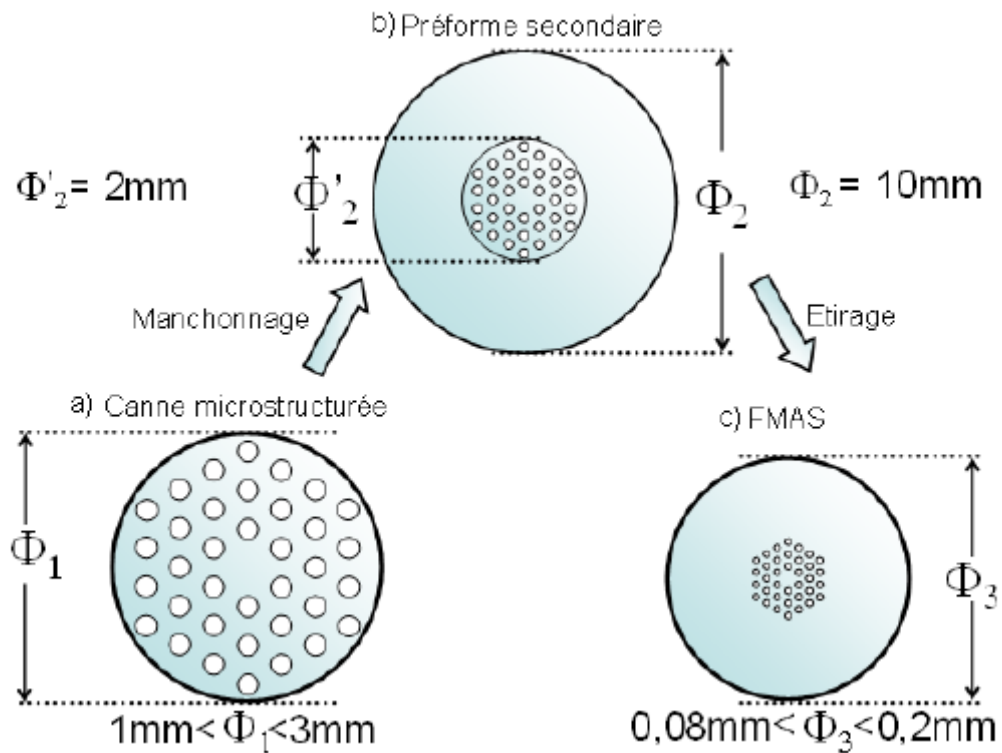


Fig.II.3: Différente étape de fabrication de fibre microstructurée [1]

- a : Canne microstructurée,
- b : préforme secondaire,
- c : fibres microstructurées.

L'étape suivante consiste à manchonner la canne microstructurée dans un tube à bord épais pour constituer la "préforme secondaire" d'environ dix millimètres de diamètre (figure I.4 (b)). Finalement celle-ci est étirée sur une seconde tour de fibrage qui dispose d'un tambour d'enroulement et d'un système d'enduction qui permet de protéger la fibre par une gaine polymère. La fibre obtenue mesure typiquement $125\ \mu\text{m}$ de diamètre extérieur (figure I.4 (c)).

Ce fibrage en deux étapes est indispensable pour obtenir un rapport d'échelle important entre les motifs de la préforme primaire et ceux de la fibre.

Aux longueurs d'onde de transparence de la silice, la taille des trous dans la gaine doit être de l'ordre du micron, voire submicronique, pour obtenir les caractéristiques de propagation voulues. Cela signifie que le rapport d'échelle entre les trous des capillaires de la

préforme primaire et ceux de la fibre doit être très grand (supérieur à 1000). C'est pourquoi le fibrage en deux étapes avec remanchonnage de la canne microstructurée intermédiaire est une opération indispensable.

Au cours de la seconde étape de fibrage, la température apparaît comme un paramètre très critique, qui doit être parfaitement maîtrisé [7]. En effet, à température trop basse, la trop forte viscosité de la silice peut conduire à la rupture de la fibre. A mesure que la température augmente, la viscosité de la silice diminue et la pression des canaux d'air augmente, ce qui a une forte influence sur la dimension des trous dans la fibre finale. Au-delà d'une certaine température on constate même qu'une partie ou la totalité des trous peut disparaître, conséquence d'une trop faible viscosité de la silice. Comme la température, les vitesses de descente de la préforme dans le four et la vitesse d'enroulement de la fibre sont aussi des paramètres dont dépendent les caractéristiques géométriques de la fibre étirée [8].

V. Différents types de fibres optiques microstructurées

Les fibres microstructurées peuvent être divisées en deux catégories.

- Les fibres à guidage dans un milieu d'indice supérieur à celui de la gaine
- Les fibres à guidage dans un milieu d'indice inférieur à celui de la gaine

Les différents types de fibres sont schématisés sur la figure (II.4)

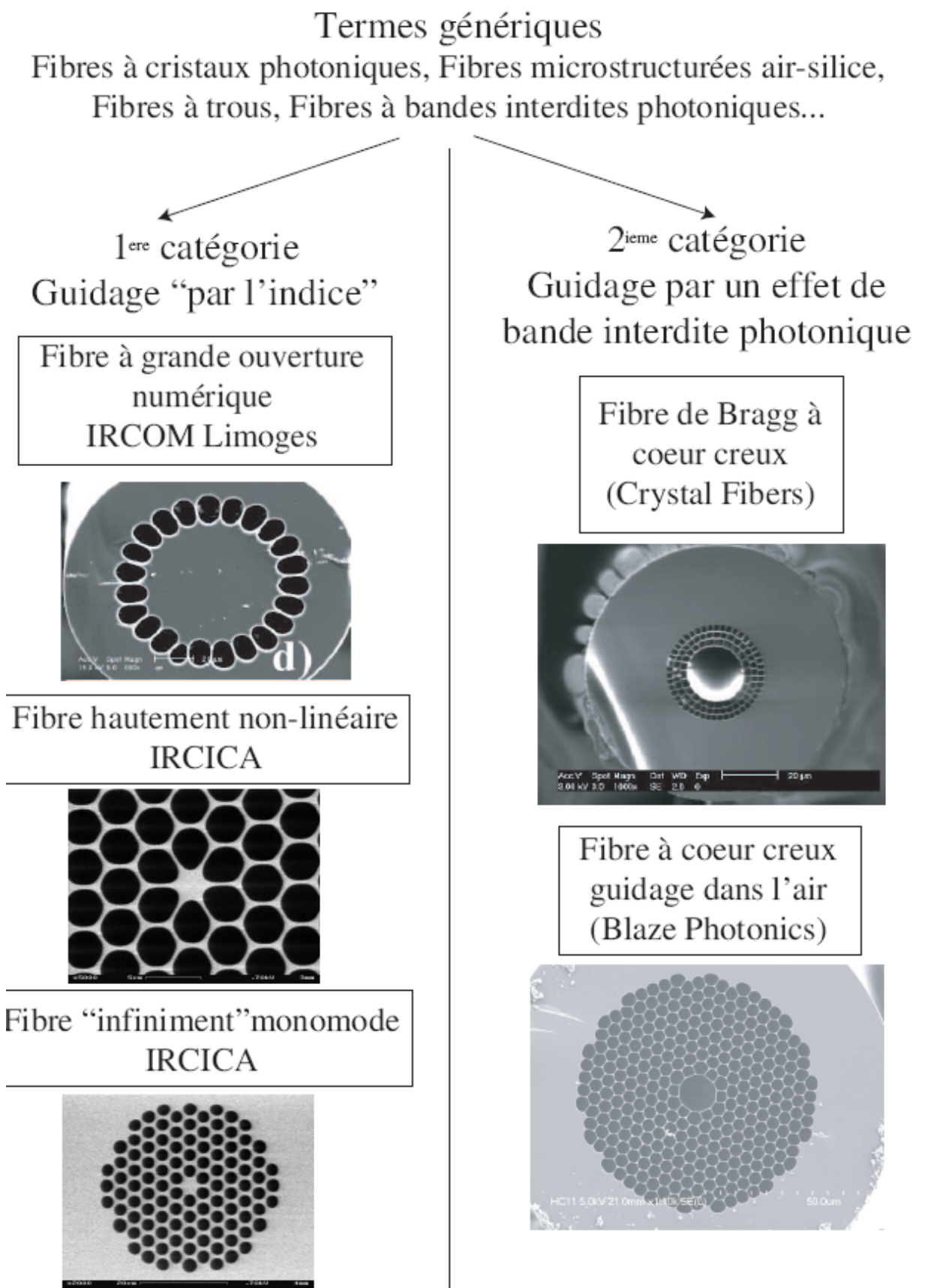


Fig.II.4: Différents types de fibres microstructurées [8].

On subdivise généralement ces deux grandes catégories en sous-classes.

Pour les fibres à guidage dans un milieu d'indice fort (fibres microstructurées à cœur plein), on trouve les fibres "*infiniment monomode*" présentant un cœur "de grande taille" et un mode fortement étalé, les fibres "à grandes ouvertures numériques" et les fibres "*fortement non-linéaire*" présentant un très petit cœur et supportant une densité de puissance importante dans le cœur.

Pour les fibres à guidage dans un milieu d'indice faible (fibres microstructurées à cœur creux), on distingue généralement les fibres dites "*de Bragg*" «constituées de couches concentriques d'indices différents et les fibres "*à cœur creux*" où la lumière est guidée dans l'air [8].

Dans la suite de ce mémoire, la dénomination de fibre microstructurée fera donc référence aux seules fibres microstructurées à guidage par la réflexion totale interne, sauf précision contraire.

VI. Propriétés de propagation

IV.1. L'indice effectif de la gaine

Pour que le guidage de la lumière s'effectue par réflexions totales, la condition physique à vérifier est que la constante de propagation β soit comprise entre kn_{silice} et β_{FMS} .

$$\beta_{FMS} < \beta < kn_{silice} \quad (II.4)$$

avec kn_{silice} la constante de propagation maximale possible pour un mode dans la région du cœur composé de silice et β_{FMS} la constante de propagation du mode de gaine de la fibre ayant l'ordre le plus faible. Ce mode correspond au mode fondamental qui se propagerait dans un milieu hétérogène (composé de silice et de canaux) identique à la gaine d'extension infinie [9] [10]. L'indice équivalent de la gaine dans une fibre microstructurée s'écrit :

$$n_{FMS} = \frac{\beta_{FMS}}{k} \quad (II.5)$$

La structure des fibres microstructurées est plus complexe et la définition d'indice de réfraction pour la gaine est moins aisée car la gaine optique est un milieu hétérogène composé de canaux d'air dans une matrice en silice. On définit alors un indice effectif de gaine souvent appelé n_{FMS} (FSM pour "Fundamental Space filling Mode") [11]. Il est égal à l'indice effectif du mode fondamental qui se propagerait dans la microstructure de la gaine optique de dimension infinie en l'absence de défaut. Il s'agit du mode qui possède la plus grande fraction d'énergie localisée dans la silice pure. Par conséquent, la constante de propagation de ce mode est la plus élevée parmi toutes celles qui sont associées aux modes pouvant se propager dans cette gaine infinie et sans défaut.

$$n_{FMS} = \frac{\iint n^2 |E|^2 ds}{\iint |E|^2 ds} - \frac{\iint \left| \frac{E}{dr} \right|^2 ds}{k_o^2 \iint |E|^2 ds} \tag{II.6}$$

avec E le champ électrique, n l'indice de la silice ou du matériau remplissant les trous suivant le point de la section droite considérée, S la surface d'une cellule élémentaire de cette section droite et r la distance au centre de la fibre.

Lorsque la longueur d'onde augmente, le champ électromagnétique s'étend de plus en plus loin dans la gaine et pénètre de plus en plus profondément dans les canaux d'air. L'indice de réfraction moyen de la gaine, qui dépend de la proportion d'air dans la structure, est donné par l'équation suivante:

$$\left\{ \begin{array}{l} n_{gaine}^2 = n_{coeur}^2 - (n_{coeur}^2 - n_{air}^2) \dots \dots \dots si \lambda \gg d \\ n_{gaine}^2 \approx n_{coeur}^2 - \frac{d}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{\Lambda} \right)^2 \dots \dots \dots si \lambda \langle d \end{array} \right. \tag{II.7}$$

Avec λ : longueur d'onde et f : facteur de remplissage en air. Pour les fibres à maille

triangulaire $f = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2$.

L'indice de gaine décroît alors et tend vers une valeur minimale $(f + (1 - f)n^2)^{1/2}$.

Au contraire aux courtes longueurs d'onde, le champ est fortement confiné dans le cœur de silice et n_{FMS} augmente en tendant vers n_{silice} [12] [13].

On constate donc que contrairement au cas des FSI, la différence d'indice entre le cœur et la gaine optique est une fonction de la longueur d'onde. Plus précisément cette différence d'indice décroît lorsque la longueur d'onde diminue.

Par analogie avec la condition I.1 s'appliquant aux modes des FSI, l'indice effectif n_{eff} de tout mode se propageant dans une fibre microstructurée vérifie :

$$B_{FMS} \langle n_{eff} \rangle < n_{coeur} \quad (\text{II.8})$$

L'évolution spectrale de n_{FMS} dépend fortement des paramètres d et λ . La fréquence spatiale normalisée dans une fibre microstructurée, donnée par l'expression (II.4), évolue donc d'une manière très différente de celle décrite dans le cas des FSI.

$$V_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda} a_{\text{eq}} \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{FMS}^2} \quad (\text{II.9})$$

où a_{eq} représente le rayon du cœur qui reste à définir puisque dans une fibre microstructurée le cœur n'a pas de limite physique précise. Certains auteurs ont choisi de poser $a_{\text{eq}} = \Lambda$ [11]. Dans ce cas la fréquence spatiale normalisée de coupure du second mode, qui était notée V_{lim} dans le cas des FSI et qui est notée V_{co} pour les fibres microstructurées, est égale à π [13]. Pour conserver, pour les fibres microstructurées, la même valeur de V_{co} que pour les FSI (c'est-à-dire 2,405), on montre qu'il faut choisir $a_{\text{eq}} = 0,64\Lambda$ [12]. Cette approche est tout à fait valide pour $d/\Lambda < 0,4$. Elle est plus approximative au-delà. Le domaine spectral de fonctionnement monomode d'une fibre microstructurée peut être identifié grâce aux courbes montrées sur la figure. II.6.

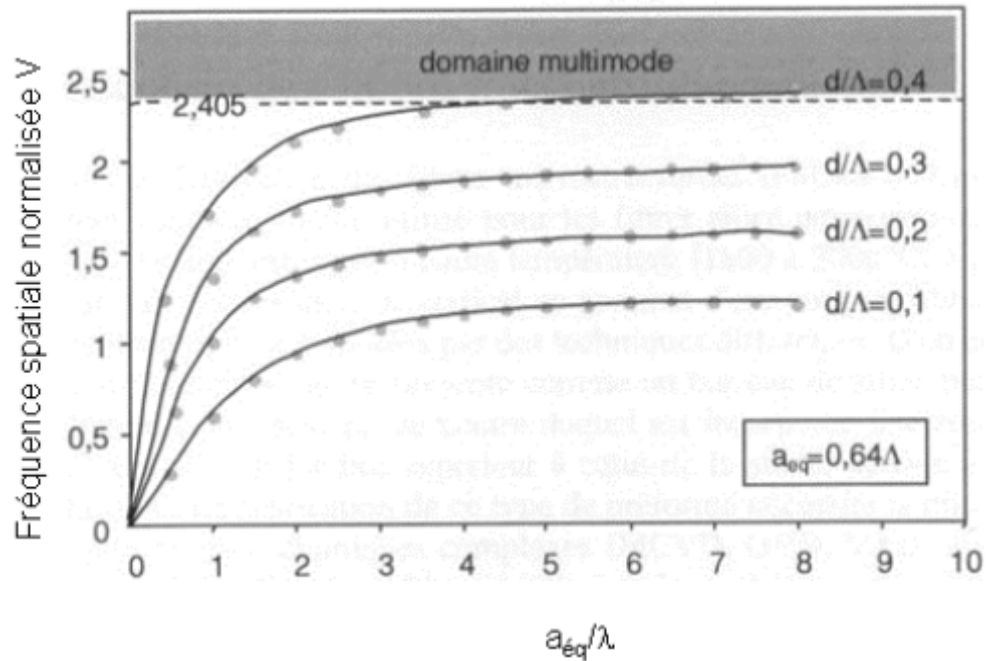


Fig.II.5: Fréquence spatiale normalisée en fonction de la longueur d'onde [1].

La valeur choisie pour a_{eq} qui permet de tracer ce réseau de courbes est $0,64\Lambda$. La valeur limite V_{co} séparant le domaine monomode et multimode est donc 2,405. V tend par valeurs inférieures vers une limite qui ne dépend pas de λ mais seulement du rapport d/Λ .

Comme on l'a vu précédemment, lorsque λ diminue, le champ a tendance à être confiné dans le cœur ce qui a pour conséquence de diminuer le terme $\sqrt{n_{cœur}^2 - n_{FSM}^2}$ dans l'expression (II.4) car n_{FSM} tend vers $n_{cœur}$. Cette diminution s'oppose à l'augmentation de V induite par l'évolution croissante de $1/\lambda$. Sur la figure II.5 on constate que certaines courbes restent en dessous de la limite $V_{co} = 2,405$ quelle que soit la longueur d'onde. Ce sont celles pour lesquelles le rapport d/Λ est inférieur à 0,35. Elles correspondent à des fibres à faible proportion d'air dans la gaine. Ces fibres sont donc monomodes quelle que soit la longueur d'onde [14]. Dans ce cas, le faible confinement du champ peut conduire à des pertes élevées.

IV.2. Longueur d'onde de coupure du deuxième mode

La dépendance spectrale atypique de l'indice effectif de gaine et notamment la possibilité qui en découle d'obtenir une fibre monomode sur de grandes plages spectrales a suscité de nombreux travaux théoriques annonçant qu'il est possible d'obtenir un domaine spectral infini sur lequel une fibre microstructurée serait monomode [14,15] [16]. Par contre il existe comparativement peu d'articles présentant des mesures de λ_c , la longueur d'onde frontière entre les domaines monomode et bimode [17,18].

Dans la référence [16] les auteurs établissent une méthode de calcul de λ_c . A l'aide de la méthode multipolaire développée par White et al, [17] des réseaux de courbes montrant l'évolution de la partie imaginaire de l'indice effectif du second mode en fonction de λ/Λ sont tracés (figure I.10) [18]. Ces courbes correspondent à des fibres microstructurées dont la fraction d'air va croissant (index (1) pour $d/\Lambda=0,4$ à index (14) pour $d/\Lambda=0,7$). Chaque courbe se décompose en deux parties linéaires croissantes dans le repère $f(\log \text{Im}(n_{\text{eff}})) = f(\log \text{Im}(\lambda))$, avec un changement de pente à une longueur d'onde donnée λ_{cp} . La rupture devient plus nette lorsque la proportion d'air augmente (et donc d/Λ augmente). Pour analyser une telle courbe il faut s'appuyer sur le fait que les pertes de confinement sont d'autant plus fortes que $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ est grand.

Ainsi, aux courtes longueurs d'onde ($\lambda < \lambda_{cp}$), les valeurs de $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ sont considérées comme faibles, et donc les pertes de confinement aussi (le second mode est guidé). Par contre elles croissent rapidement jusqu'à la rupture de la pente. Au-delà de celle-ci, ($\lambda > \lambda_{cp}$) les valeurs de $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ sont élevées même si la pente est moins forte et il en est de même pour les pertes de confinement (le second mode est évanescent). La frontière entre les domaines spectraux monomode et multimode, c'est-à-dire, est localisée au niveau du changement de pente de la courbe ($\lambda = \lambda_{cp}$).

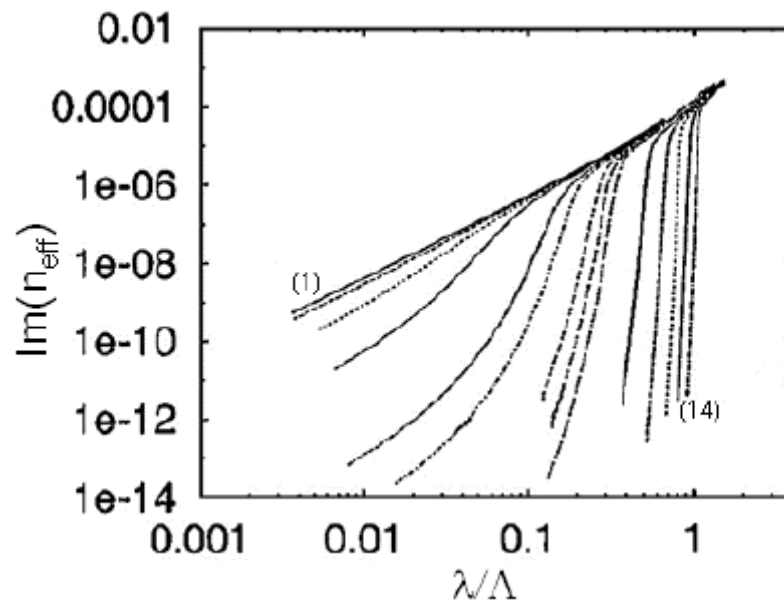


Fig.II.6 : $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ en fonction de λ/Λ pour $d/\Lambda=0,4$ (1), 0,42, 0,43, 0,45, 0,46, 0,48, 0,49, 0,5, 0,55, 0,6, 0,65, 0,7 (14) [1].

Pour mieux repérer le changement de pente, on trace la dérivée seconde de $\log \text{Im}(n_{\text{eff}})$ par rapport à $\log(\Lambda)$, (soit $Q = \frac{d^2 \log \text{Im}(n_{\text{eff}})}{d^2(\log(\Lambda))}$) en fonction de λ/Λ (courbe (4) de la figure.

II.7.

Le passage au minimum de cette courbe se fait à $\lambda = \lambda_c$.

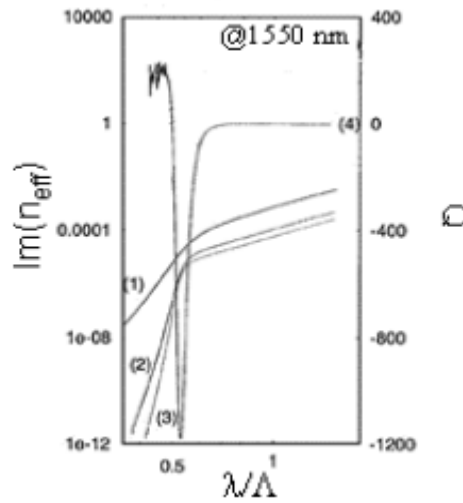


Fig.II.7 : $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ en fonction de λ/Λ pour une fibre microstructurée avec $d/\Lambda=0,55$ ayant 4 couronnes (1), 8 couronnes (2) 10 couronnes (3), et Q en fonction de λ/Λ [17].

Cette méthode de calcul pour déterminer λ_c a été appliquée pour des fibres microstructurées ayant différentes proportions d'air. A partir des résultats obtenus, l'expression (II.5) a été déduite. Elle permet de délimiter les domaines spectraux monomode et multimode (figure. II.9).

$$\frac{\lambda_c}{\Lambda} \approx \alpha \left(\frac{d}{\Lambda} - 0.406 \right)^\gamma \quad (\text{II.10})$$

avec $\alpha=12,080 \pm 0.12$, $\gamma=0,89 \pm 0.02$ et $d/\Lambda > (0.46 \pm 0.03)$.

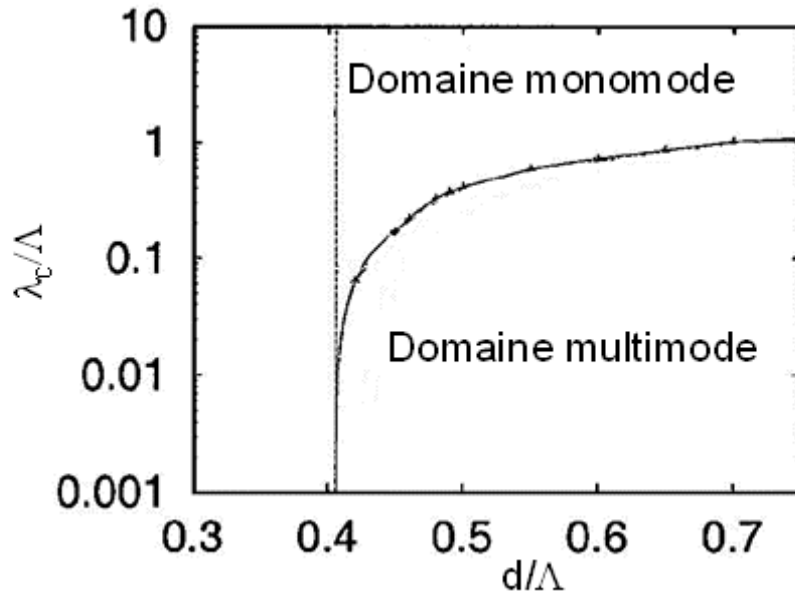


Fig.II.8 : Détermination par le calcul des limites des domaines spectraux de propagation monomode et multimode dans une fibre microstructurée [1].

La courbe $\frac{\lambda_c}{\Lambda} = f\left(\frac{d}{\Lambda}\right)$ débute à l'abscisse $d/\Lambda=0,406$ où elle possède une asymptote verticale. En dessous de $d/\Lambda=0,406$, la fibre est toujours monomode. Pour $d/\Lambda=0.406$, la courbe croît uniformément. λ_c est donc d'autant plus élevée que d/Λ est grand, c'est-à-dire que le champ est plus confiné [18].

Une autre approche pour déterminer la limite entre le domaine monomode et multimode est celle de Mortensen et al. Déjà évoquée au paragraphe précédent. Selon ces auteurs, la longueur d'onde de coupure λ_c est la longueur d'onde pour laquelle la fréquence spatiale normalisée V_{eff} est égale à π (pour $\Lambda=a_{\text{eq}}$) [19].

Enfin, λ_c peut aussi être calculée à partir de l'évolution spectrale de l'aire effective A_{eff} du mode fondamental [21]. En effet lorsque $\lambda < \lambda_c$, le second mode est confiné et le rapport $\frac{A_{\text{eff}}}{\Lambda^2}$ reste proche de 1 tandis qu'au-delà de λ_c , le mode est évanescent et augmente subitement, de même que le rapport $\frac{A_{\text{eff}}}{\Lambda^2}$.

IV.3. Dispersion chromatique

Le phénomène de dispersion chromatique est lié à la dépendance de l'indice de réfraction linéaire du milieu n à la longueur d'onde. Ainsi une impulsion se propageant dans une fibre optique subira un étalement temporel plus ou moins important en fonction de sa longueur d'onde centrale et de sa largeur temporelle. La dispersion chromatique d'un guide est la somme de la dispersion du matériau et de la dispersion introduite par l'effet de guidage. Sa valeur peut donc être modifiée et contrôlée par l'introduction d'un dopage particulier ou par une modification des paramètres optogéométriques du guide.

La dispersion chromatique dans la fibre microstructurée dépend de celle de la différence d'indice cœur gaine qui augmente lorsque la longueur d'onde augmente. Autrement dit, à la différence des fibres optiques usuelles, l'ouverture numérique des fibres microstructurées est une fonction de la longueur d'onde. Nous pouvons ainsi considérer les fibres microstructurées comme des fibres à différence d'indice variable en fonction de la longueur d'onde. Au moyen des paramètres géométriques (pas et diamètre de trous) de la fibre microstructurée à cœur plein, il est possible d'ajuster la dépendance en longueur d'onde de l'indice de gaine, ce qui conditionne le confinement du champ, et donc l'évolution spectrale de l'ouverture numérique. A l'aide de la formule de dispersion du guide d'onde, nous savons que la dispersion du guide est directement liée à l'étalement spectral du mode fondamental. Finalement, il est donc possible d'agir sur la dispersion du guide en ajustant les caractéristiques géométriques des fibres microstructurées.

Une dispersion positive du guide est obtenue d'après l'expression de dispersion du guide d'onde, si la distribution du champ reste confinée dans le cœur et ne varie pas spectralement. Pour comprendre ceci, nous pouvons prendre exemple sur les fibres effilées qu'ont réalisées Birks et al. [21]. Des fibres monomodes conventionnelles du commerce ("Corning SMF 28", longueur d'onde de coupure 1250 nm, ouverture numérique 0,1), ont été étirées de manière à les amincir. Dans la zone où la fibre est très effilée (diamètre de 1 à 2 μm), le cœur devient tellement petit qu'il joue un rôle négligeable. La structure effilée peut être considérée comme un guide de silice de faible diamètre dans lequel le champ se propage, entouré d'air. Le champ est fortement confiné dans la zone guidante car la différence d'indice entre celle-ci et le milieu extérieur est très élevée (bien plus qu'entre le cœur et la gaine d'une fibre conventionnelle). Le confinement du champ est tel que ses variations spectrales sont très faibles. La dispersion du guide devient alors positive ce qui permet de décaler la longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique vers les courtes longueurs d'onde. La figure I.19 montre la dispersion chromatique de cette fibre effilée. Sur la figure I.19 (a) on constate

que lorsque le diamètre de la fibre effilée diminue, la dispersion chromatique augmente pour atteindre une valeur proche de 300 ps/(km.nm) pour un diamètre de 1 μm à $\lambda=850$ nm. A cette longueur d'onde, la dispersion de la silice est de -84 ps/(km.nm). Au fur et à mesure que la taille de la structure diminue, le champ est de plus en plus confiné ce qui augmente la contribution positive du guide à la dispersion. La figure II.9 (b) confirme que plus la fibre est mince, plus le zéro de dispersion est décalé vers les courtes longueurs en raison de la forte contribution positive du guide.

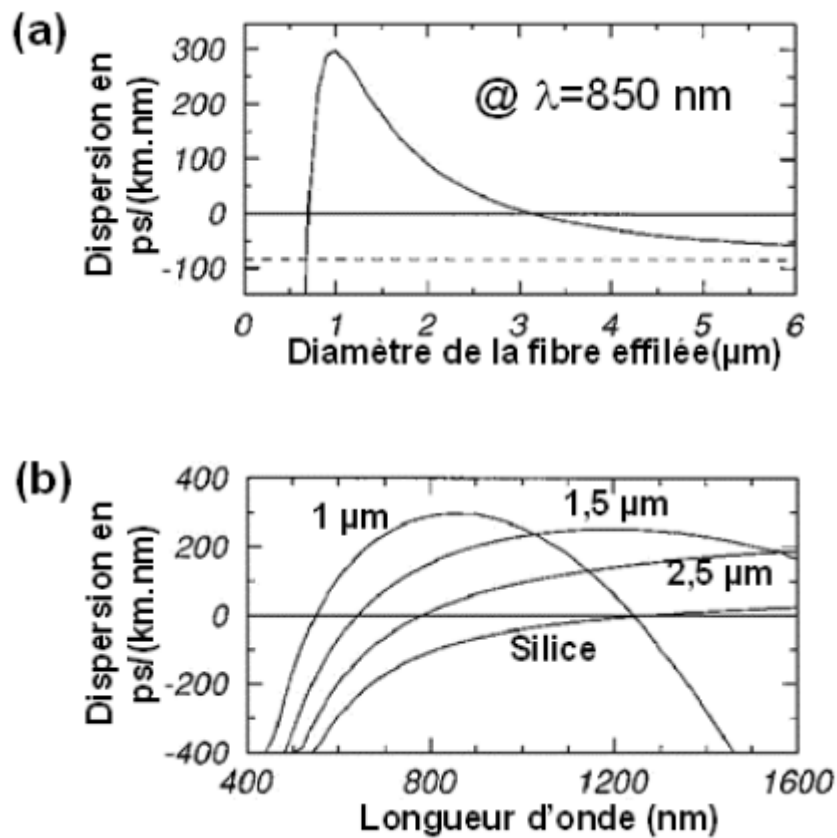


Fig.II.9: (a) dispersion chromatique calculée en fonction du diamètre de la fibre effilée à 850 nm (b) variation, en fonction de la longueur d'onde, de la dispersion chromatique de différentes fibres effilées (diamètre 1, 1,5, 2,5 μm de gauche à droite), et de la silice pure [1, 21].

Suivant le même principe, un fort confinement du champ dans des fibres microstructurées est rendu possible si la différence d'indice cœur gaine est forte, c'est-à-dire si la gaine microstructurée possède une proportion d'air élevée. Le cas de la fibre effilée de Birks et al. ne peut pas être reproduit dans les fibres microstructurées car une gaine composée seulement d'air n'est pas envisageable, mais on peut s'en approcher avec une proportion d'air dans la gaine microstructurée élevée et un cœur de petite taille pour conserver le caractère monomode de la propagation. Il est possible alors de décaler vers les basses longueurs d'onde la position du zéro de dispersion, typiquement jusqu'à 600-800 nm. Ce décalage permet d'obtenir des dispersions chromatiques positives dans des bandes spectrales inaccessibles avec les fibres plus conventionnelles notamment dans le proche infrarouge voire le visible [22][23]. Le décalage vers les basses longueurs d'onde du zéro de dispersion est utilisé par exemple dans la génération de continuum où il est nécessaire d'obtenir une dispersion positive à la longueur de pompe (par exemple égale à 1064 nm [24]). Le tableau I.2 récapitule quelques travaux portant sur la mesure de la dispersion chromatique dans différentes fibres microstructurées et notamment sur la position du zéro de dispersion.

N° de fibre	Λ (μm)	d (μm)	d/Λ	Diamètre du cœur en μm	Position du zéro de dispersion en nm
1 [42]	1	0,62	0,62	1,38	660
2 [42]	1,58	1,24	0,78	1,92	740
3 [42]	1,85	1,1	0,6	2,6	840
5 [43]	2,3	1,61	0,7	3	880
6 [43]	2,3	1,38	0,6	3,2	1270
7 [42]	1,6	0,8	0,5	2,4	1550
8 [45]	2,3	0,35	0,15	4,26	1390
9 [46]	1,5	0,75	0,5	2,25	866
10 [46]	1,5	0,9	0,6	2,1	820
11 [46]	1,5	1,05	0,7	1,95	800
12 [46]	1,5	1,2	0,8	1,8	750
13 [47]	2,26	1,51	0,67	3	810
14 [39]	2	1,3	0,65	1,7	767
15 [39]	-	-	-	1,4	710
16 [39]	-	-	-	4	950
17 [48]	4,4	3,52	0,8	4	1050
18 [48]	2,5	1,75	0,7	3	850
19 [48]	1,8	1,53	0,85	2,4	810

Tableau.II.1: position du zéro de dispersion en fonction des paramètres géométriques dans différentes fibres microstructurées [1].

Le cas des fibres 1, 2 et 14 en particulier confirme que la longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique peut être fortement décalée vers les basses longueurs d'onde,

jusque dans le visible, à condition que la fibre possède simultanément un fort rapport d/Λ et un cœur de très petite taille [25].

A taille de cœur égale, c'est la proportion d'air qui fixe l'ampleur du décalage du zéro de dispersion, comme c'est le cas pour les fibres 2 et 11 d'une part et pour les fibres 13 et 18 d'autre part.

Au contraire, lorsque la taille du cœur est grande et/ou la proportion d'air dans la gaine microstructurée est faible, le champ du mode fondamental s'étale davantage ce qui rend négative la contribution du guide (d'après la relation I.42). Ainsi le zéro de dispersion peut aussi être décalé vers des longueurs d'onde supérieures ou égales à $1,27 \mu\text{m}$, par exemple à 1270 nm (fibre n°6), 1390 nm (fibre n°8) ou 1550 nm (fibre n°7).

Toujours en jouant sur les paramètres géométriques des fibres microstructurées, on peut aussi ajuster l'allure de la courbe de dispersion pour obtenir une dispersion plate et quasi-nulle sur une large bande spectrale ce qui est nécessaire pour de nombreuses applications, parmi lesquelles :

- propagation de solitons : la pente non nulle de la dispersion peut être à l'origine de fortes instabilités détruisant les caractéristiques de transmission du soliton [26],
- génération de supercontinuum sur une large bande favorisée par une dispersion positive, faible et avec une pente négligeable [27],
- multiplexage en longueur d'onde WDM (Wavelength Division Multiplexing) : la dispersion des fibres des lignes de transmission doit être plate pour que les impulsions dont les longueurs d'onde centrales sont différentes se propagent en subissant le même allongement temporel [27].

Pour obtenir une dispersion chromatique plate à une longueur d'onde donnée, il faut ajuster la dispersion du guide pour que sa pente soit opposée à celle de la dispersion du matériau. La modification du rapport d/Λ permet de décaler spectralement la courbe de dispersion du guide sans pour autant apporter de changement significatif sur la valeur de sa pente [27] alors qu'une modification de Λ entraîne un changement de la pente et aussi un décalage spectral. On ajuste donc, à l'aide de Λ , la courbe de dispersion du guide pour obtenir une pente opposée à celle du matériau, puis on modifie d/Λ afin de décaler la courbe de la dispersion du guide vers la longueur d'onde pour laquelle on souhaite obtenir une dispersion plate [27].

Le tableau I.2 montre quelques résultats obtenus avec des fibres microstructurées de géométrie légèrement différente, et l'ampleur des fluctuations de la dispersion ΔD sur une largeur spectrale $\Delta\lambda$ centrée sur une longueur d'onde λ_0 .

N° de fibre	Λ (μm)	d (μm)	d/Λ	ΔD (ps/(km.nm))	λ_0 (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)
20[48]	2,65	0,64	0,121	2	1500	543
21[48]	2,3	0,548	0,119	1	1500	548
22[49]	3,12	0,8	0,256	2	1300	668
23[49]	2,62	0,632	0,241	2	1500	523
24[49]	2,19	0,54	0,246	2	1800	411
25[49]	2,32	0,98	0,422	2	1550	270
26[49]	2,71	0,8	0,3	2	1550	294
27[49]	2,16	0,56	0,26	2	1550	259
28[49]	1,93	0,54	0,28	2	1550	195

Tableau II.2 : obtention de dispersion plate [1].

Des variations très faibles peuvent être obtenues sur de grandes bandes spectrales. Par exemple, la dispersion varie de 2 ps/(km.nm) sur une largeur spectrale de 668 nm pour la fibre n°22. La position de la longueur d'onde centrale peut être ajustée de 1300 à 1800 nm.

Comme pour les fibres compensatrices "classiques" (FDCC, ...), la dispersion négative des fibres microstructurées au-delà de 1,27 μm peut être exploitée pour réaliser la compensation de dispersion chromatique de fibres conventionnelles [28][29]. La dispersion peut atteindre les valeurs de -680 ps/(km.nm) à 1550 nm et on peut ainsi compenser avec un rapport 35 la dispersion de fibres conventionnelles. L'obtention d'un rapport 100 avec une dispersion de -2000 ps/(km.nm) est envisageable[28]. Comme nous l'avons vu tout au long de ce paragraphe, le confinement du champ dans les fibres microstructurées peut être contrôlé à l'aide des paramètres géométriques Λ et d . Par voie de conséquence, la dispersion chromatique, qui est liée à l'étalement du champ en fonction de la longueur d'onde, peut être finement ajustée par l'intermédiaire du choix de Λ et d . Ceci constitue l'une des propriétés les plus intéressantes des fibres microstructurées.

VII. Application

Les propriétés physiques propres aux fibres microstructurées ayant été présentées à la section précédente ne demandent évidemment qu'à servir de tremplin pour le développement de différentes applications et la communauté scientifique a très rapidement réalisé l'immense potentiel des fibres microstructurées. Dans ce qui suit, nous présentons un bref survol des différents domaines de recherche où les propriétés uniques des fibres microstructurées ont été utilisées afin de pousser un peu plus loin des technologies existantes.

Tout d'abord, la fabrication d'amplificateurs optiques et de sources laser est un domaine très important pour lequel les propriétés modales et dispersives uniques des fibres microstructurées peuvent être mises à contribution. En particulier, la possibilité offerte par les fibres microstructurées de ne supporter qu'un seul mode transverse même pour des tailles de mode très larges permet de concevoir des lasers et des amplificateurs à haute puissance tout en évitant de saturer le gain et en minimisant les effets non-linéaires indésirables. La possibilité de décaler le zéro de dispersion en deçà de $1.27 \mu\text{m}$ pour certaines géométries de la fibre microstructurée permet aussi la réalisation de lasers ou amplificateurs à fibre dopés à l'Ytterbium présentant une dispersion nette anormale ou encore de compenser la dispersion dans les lasers à fibre à synchronisation modale à cavité en anneau et dans les lasers Raman [30].

La technologie des fibres microstructurées à gaine d'air a aussi permis des avancées intéressantes dans le domaine des amplificateurs et des lasers en permettant de développer des fibres double-gaine ayant une ouverture numérique beaucoup plus élevée que ce qui est permis par la technologie des fibres double-gaine conventionnelles. Typiquement, la gaine extérieure composée d'acrylate de ces dernières permet d'atteindre des valeurs d'ouverture numérique approchant 0.5, alors que la technologie des fibres microstructurées à gaine d'air permet d'obtenir des valeurs d'ouverture numérique supérieures à 0.7. De plus, le fait de n'être composées que de silice rend les fibres microstructurées à gaine d'air beaucoup plus appropriées pour leur utilisation dans les lasers ou amplificateurs fibres à haute puissance.

Une des premières applications pour lesquelles les fibres microstructurées se sont particulièrement démarquées au cours des dernières années est la génération de Supercontinuum (SC), c'est-à-dire la génération de lumière cohérente ayant un spectre très large par l'entremise d'effets non-linéaires. En combinant la très petite surface de mode des fibres microstructurées hautement non linéaire avec la possibilité de décaler le zéro de dispersion de ces fibres aux longueurs d'onde d'émission de lasers à impulsions brèves modernes, comme par exemple les lasers Ti : Saphir, il a été démontré qu'il est possible de

généraliser des supercontinuum s'étendant de 400 à 1600 nm. Récemment, de nombreux groupes se sont penchés sur l'étude des propriétés et des mécanismes de génération de SC dans les fibres microstructurées, ce qui a amené ce sujet à devenir un des plus actifs des dernières années dans le domaine de la propagation non-linéaire dans les fibres optiques. La génération de SC dans les fibres microstructurées est aussi une technologie qui trouve des applications dans des domaines variés tels que la métrologie, l'imagerie médicale par tomographie optique basée sur la cohérence, la spectroscopie et les télécommunications.

Les propriétés de dispersion des fibres microstructurées inaccessibles aux FSI conventionnelles sont aussi d'un intérêt incontestables pour les réseaux de télécommunication, notamment en ce qui a trait à la compensation et la gestion de la dispersion. Les fibres microstructurées ont aussi fait l'objet de recherche afin d'évaluer leur potentiel pour des applications télécom à 10 Gbit/s et 40 Gbit/s. Leurs propriétés non-linéaires ont aussi suscité un intérêt pour les applications telles que la commutation optique, la conversion de fréquence ou encore les filtres sintonisables en longueur d'onde¹.

Parmi les autres applications ayant été proposées pour les fibres microstructurées, notons particulièrement la possibilité de pôler les fibres microstructurées afin d'augmenter substantiellement la susceptibilité de deuxième ordre et de permettre ainsi la génération de seconde harmonique dans une fibre optique. La présence de trous dans les fibres microstructurées les rend aussi particulièrement intéressantes pour les applications reliées aux capteurs à onde évanescente. En effet, l'injection de gaz dans les trous constituant la gaine de la fibre peut modifier ses propriétés de guidage et ainsi mener au développement de senseurs spécifiques à la détection de gaz. De plus, la possibilité de fabriquer des fibres microstructurées hautement biréfringentes sans avoir recours à l'induction de contraintes thermiques comme c'est le cas pour les fibres à préservation de polarisation conventionnelles (Panda ou Bow-tie) permet la réalisation de fibres hautement biréfringentes insensibles aux variations de température. Ce résultat est potentiellement très intéressant pour les applications nécessitant l'utilisation de capteurs dans des environnements soumis à de grandes variations de température.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous sommes intéressés à nouvelles fibres optiques. Ces fibres dites microstructurées et peuvent être classer en deux types : fibres à cœur creux qui assure le guidage par l'effet de la bande interdite photonique et les fibres à cœur plein qui obéissent à un guidage par réflexion totale interne à l'instar des fibres optiques conventionnelles à saut d'indice. Ces fibres sont dites plus simplement fibres microstructurées. Nous nous sommes intéressé plus particulièrement aux fibres microstructurées à cœur plein et nous avons présenté ainsi les propriétés optiques et en comparaisons avec les fibres conventionnelles. Ces fibres présentent un nombre de degrés de liberté plus important que les fibres conventionnelles à saut d'indice. De ce fait, les propriétés optiques des ces fibres sont ajustables entraînant ainsi une multitude d'applications potentielles. On peut citer entre autres, des dispersions chromatiques ajustables, un comportement "infiniment monomode", la réalisation de fibres à effet non linéaire exacerbés ou à l'inverse réduit, le transport de forte puissance, le guidage de particules, la réalisation de source de lumière très large bande (supercontinuum), les effets solitons, etc....

Références

- [1] L. Labonté, D. Pagnoux " *Analyse théorique et expérimentale des principales caractéristiques du mode fondamental dans les fibres optiques microstructurées air/silice*" Université de Limoges, 17 octobre 2005.
- [2] A. Peyrilloux, D. Pagnoux " *Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques*" Université de Limoge. 2 juillet 2003.
- [3] Birks T. A., Roberts P. J., Russell P. St. J., Atkin D. M., Shepherd T. J. Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures. *Electronics Letters*, 1995, vol. 31, n° 22, pp. 1941-1943.
- [4] ROBERTS P. J., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J., SHEPHERD T. J., ATKIN D. M. Two-dimensional photonic band-gap structures as quasi-metals. *Optics Letters*, 1996, vol. 21, n° 7, pp. 507-509.
- [5] Russell P. St. J. Holey new fibers. *Optical Fiber Communication Conference*, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 2001), papier TuL1, Anaheim (Californie, Etats Unis), 17-22 mars 2001.
- [6] Birks T. A., Knight J. C., Russell P. St. J., " *Endlessly single-mode photonic crystal fiber*", *Optics Letters*, vol. 22, n° 13, 1997 .
- [7] Auguste J.L., B Londy J.M, ROY J.M., *Technique de l'ingénieur*, RE 43-1, 2005.
- [8] E. Kerrinckx, " *Les microstructurations dans les fibres optiques*" UNIVERSITÉ DE LILLE, 16 novembre 2005.
- [9] M. MIDRIO, M. SINGH, AND C. SOMEDA, " *The space filling mode of holey fibers : an analytical vectorial solution*" *J. Lightwave Tech.* 18 (7), pp 1031-1037 (2000).
- [10] Z. Zhuent. G. Brown, " *Analysis of the space filling modes of photonic crystal fibers*," *Opt. Express* 8 (10), pp 547-554 (2001).
- [11] Knight J.C, Birks T. A, Russell P. St. J., De Sandro J.P., " *Properties of photonic crystal fiber and the effective index model*", *JOSA A*, vol 15, n° 3, 1998
- [12] Bréchet F., Marcou J., ROY P. " *Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method*", *Optical fiber technology*, vol. 6, n° 2, 2000
- [13] Mortensen N.A., Folkenberg J.R., Nielsen M.D., Hansen K.P." *Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers*", *Optics letters*, vol. 28, n°20, 2003.

-
- [14] Birks T. A., Mogilevtsev, Knight J. C, Russell P. St. J, Broeng J " *The analogy between photonic crystal fibres and step index fibres*", Optical Fiber Communication Conference, San Jose, California, 1998.
- [15] Knight J. C., Birks T. A., Russell P. St. J., Atkind. M." *All-silica single- mode optical fiber with photonic crystal cladding*", Optics Letters, vol. 21, n° 19, 1996
- [16] Folkenberg J.R., Mortensen N.A., Hansen K.P., Hansen T.P. Simonsen H.R., Jakobsen C." *Experimental investigation of cutoff phenomena in nonlinear photonic crystal fibers*", Optics letters, vol. 28, n°20, 2003
- [17] Kuhlmeiy B.T., Mc Phedran, De Sterke C.M." *Modal cutoff in microstructured optical fibers*", Optics letters, vol. 27, n°19, 2002
- [18] White T.P., Mc Phedran R.C, DE Sterke C.M., Botten L.C., Steel M.J." *Confinement losses in microstructured optical fibers*", Optics letters, vol. 26, n° 21, 2001
- [19] Mortensen N.A., Folkenberg J.R., Nielsen M.D., Hansen K.P." *Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers*", Optics letters, vol. 28, n°20, 2003.
- [20] Mortensen N.A." *Effective area of photonic crystal fibers*", Optics letters, vol. 10, n°7, 2002
- [21] Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J " *Supercontinuum generation in tapered fibers*", Optics letters, vol.25, n°19, 2000.
- [22] Ranka J.K., Windeler R.S., Stentz A.J." *Optical properties of high delta air-silica microstructure optical fibers*", Optics letters, vol. 25, n°11, 2000
- [23] Ranka J.K., Windeler R.S., Stentz A.J." *Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm "*, Optics letters, vol. 25, n°1, 2000
- [24] Champert P.A., Couderc V., Leperoux P., Fevrier S., Tombelaine V., Labonté L., Roy P., Froelhy C., Nerin P." *White –light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system*", Optics express, vol. 12, n°19, 2004 .
- [25] Knight J.C., Arriaga J., Birks T.A., Ortigosa Blanch A., Wadsworth W.J., Russell P. St J." *Anomalous dispersion in photonic crystal fiber*", IEEE photonics technology letters, vol. 12, n° 7, 2000.
- [26] Wang X., Kikuchi K., Takushima Y." *Analysis of dispersion-managed optical fiber transmission system using non-return-to-zero pulse format and performance restriction from third-order dispersion*", Ieice Transaction of Electronics, vol. E82-C, n° 8, 1999.

-
- [27] Ferrando A., Silvestre E., Miret J.J., Andres P." *Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibres*", Optics letters, vol. 25, n°11, 2000
- [28] Birks T.A., Mogilevstev D., Knight J.C., Russel P. St J." *dispersion compensating using single materials*", IEEE photonics technology letters, vol. 11, n°6, 1999 .
- [29] Marcou J., Pagnoux D., Blondy J.M., Brechet F., Auguste J.L." *Management of the chromatic dispersion in three recently studied optical fibers*", Photonics 2000, Calcutta, 2000.
- [30] A. Proulx " *Développement de composants à base de fibre à gaine trouée : fabrication, modélisation et caractérisation*", Université Laval.

Chapitre III

Effets des pertes dans les fibres microstructurées

I. Introduction

Les pertes dans les fibres optiques peuvent être classées selon deux catégories selon que l'on doit traiter un mécanisme à caractère dissipatif représenté par l'absorption ou que l'on observe une limitation sur la transmission liée à un processus de diffusion élastique. Les mécanismes d'absorption se développent lorsque la fréquence de l'onde optique correspond à des transitions électroniques ou à des modes de vibrations moléculaires du matériau ou de ses constituants.

Inversement, le processus de diffusion peut être intrinsèque aux matériaux ou extrinsèque si les pertes sont liées à des imperfections du guide (fluctuations longitudinales du profil d'indice ou de la géométrie du guide). Dans ce dernier cas, les pertes peuvent être décrites par la théorie du couplage de modes qui permet d'établir l'échange d'énergie entre les modes guidés avec les modes rayonnants.

II. Pertes par absorption

Les pertes dues à l'absorption sont liés à l'existence d'ions OH dans la matrice vitreuse. Sur la figure qui suit, I. Arfouai [1] a porté le spectre d'absorption, associé à l'existence de 1 p.p.m. d'hydroxyle OH dans la silice. On observe que 1 p.p.m. d'ions OH a pour effet d'induire des pertes de l'ordre de 40dB/km à 1,38 μ m et 1 dB/km à 0,95 μ m. Ainsi, le développement des techniques d'élaboration des fibres optiques a consisté à réduire la pollution des matériaux. En final, seuls les modes de vibration de la structure moléculaire contribuent à définir le domaine spectral d'emploi des matériaux et pour la silice, au-delà de 2 μ m les pertes deviennent importantes, limitant ainsi l'emploi des fibres optiques à base de silice.

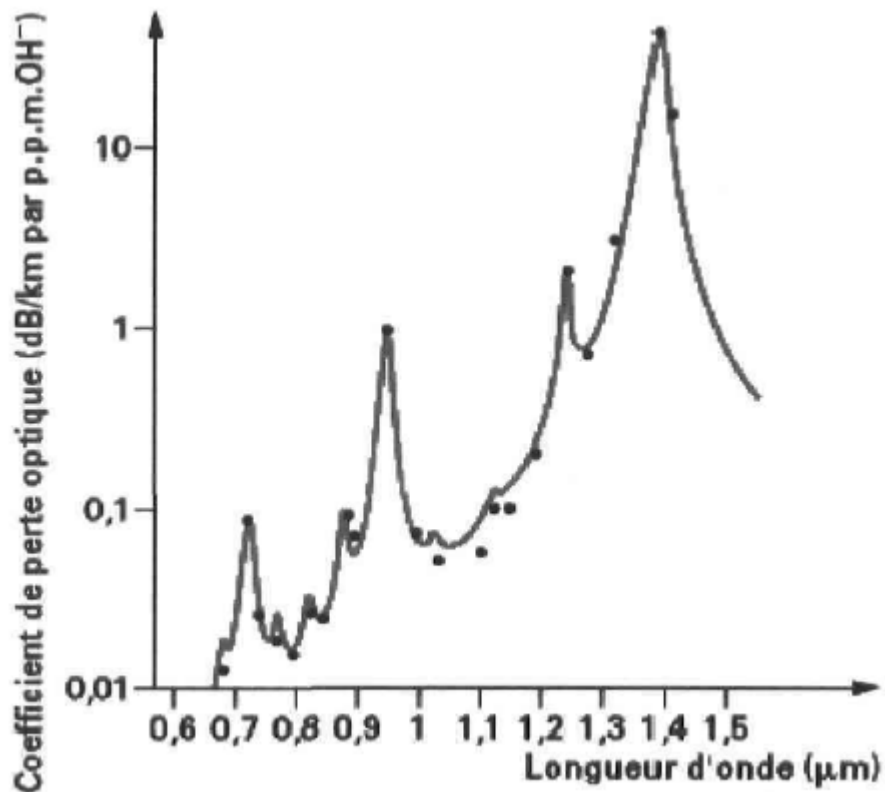


Fig.III.1: Spectre d'absorption associé à l'existence de 1 p.p.m. de OH dans la silice [1].

En effet, dans le domaine du proche infrarouge, le mécanisme d'absorption provient des caractéristiques de vibrations chimiques entre atomes composant le matériau de fibre. Il peut être décrit par un mécanisme de couplage et de transfert d'énergie entre l'onde électromagnétique caractérisant l'onde optique vers l'oscillateur mécanique décrivant la liaison chimique entre atomes et plus généralement l'édifice moléculaire.

Dans le cas de la silice, cet édifice est représenté par un tétraèdre SiO₄ qui possède des fréquences propres de vibrations selon le mode de déformation considéré.

III. Pertes par diffusion

Les autres contributions sont liées à des processus de diffusion de la lumière qui dans les domaines du visible et du proche IR suivent une loi de type Rayleigh en λ^{-4} . Le mécanisme de diffusion est lié à des fluctuations de concentrations des dopants et à des fluctuations de densité.

Les pertes par diffusion proviennent de variations microscopiques de la densité du matériau, de fluctuations de composition et d'inhomogénéité ou de défauts induits durant le processus de fabrication de la fibre. Pour un milieu amorphe à composition simple, les pertes par diffusion liées à des fluctuations de densité sont données par :

$$\alpha_d = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} (n_c^2 - 1) k_B T_f B_T \quad (\text{III.1})$$

avec :

k_B : Constante de Boltzmann,

B_T : Coefficient de compressibilité isotherme,

T_f : Température effective pour laquelle les fluctuations de densité sont figées dans le milieu vitreux durant la phase de solidification.

α_d est ici exprimé en neper, la conversion en décibels est obtenue en multipliant cette grandeur par $10 \log_{10}(e) = 4,343$.

Dans le cas où la fibre est constituée de multiples composés (fibres dopée par des oxydes) alors les pertes par diffusion sont obtenues à partir d'une expression du type :

$$\alpha_d = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} (\delta n_c^2)^2 \delta V \quad (\text{III.2})$$

δn_c est la fluctuation de l'indice de réfraction sur élément de volume δV .

Ces pertes par diffusion varient selon une loi en λ^{-4} , de type Rayleigh, et décroissent très rapidement avec λ .

Pour la diffusion Rayleigh, une relation linéaire fonction de la concentration du dopant employé (de type GeO_2 par exemple) peut être utilisée. Cette relation qui concorde assez bien avec les mesures réalisées sur des fibres optiques monomodales à faibles pertes peut se mettre sous la forme :

$$\alpha_d = (0.75 + 0.7\Delta n)\lambda^{-4} \quad (\text{III.3})$$

où α_d est exprimé en dB/km et λ en μm .

Ainsi, l'emploi d'un fort dopage au niveau du matériau de cœur (concentration molaire d'oxyde de germanium ou de bore) permettant de réaliser une fibre à grande différence d'indice présente l'inconvénient d'augmenter les pertes par diffusion. À ces contributions s'ajoutent celles caractérisant les pertes par microcourbures. Ces pertes peuvent être induites par :

- Le conditionnement du guide (câblage) ou par sa manipulation et sont extrinsèques à la fibre ;
- Les conditions de fabrication (fibrage) et sont dans ce cas intrinsèques au guide.

Finalement, le coefficient de perte peut s'écrire :

$$\alpha(km^{-1}) = \alpha_{OH} + \alpha_{IR} + \frac{\alpha_d}{\lambda^4} + \alpha_{microcourbure} \quad (\text{III.4})$$

α_d correspond au coefficient de pertes par diffusion ($km^{-1} \cdot \mu m^4$). Une représentation des pertes en transmission en dB/km en fonction du paramètre $1/\lambda^4$ a l'avantage de permettre d'évaluer les pertes par diffusion (pente de la courbe), la concentration résiduelle en ions OH et les pertes par microcourbures.

IV. Pertes par courbure

Lorsque la proportion d'air diminue, ce qui équivaut à dire que le rapport d/Λ diminue aussi, la fréquence spatiale normalisée s'éloigne de la limite V_{co} [2]. L'indice n_{FSM} se rapproche alors de celui du cœur et l'efficacité du guidage diminue, ce qui augmente les pertes par courbure [3].

Nous avons déjà indiqué plus haut que, dans une fibre microstructurée donnée (d/Λ fixé), une diminution de la longueur d'onde de travail amène un meilleur confinement du champ et une augmentation de l'indice de gaine n_{FSM} qui se rapproche de $n_{cœur}$ par valeurs inférieures. Dans ce cas aussi, l'efficacité du guidage diminue et les pertes par courbure augmentent [3]. Le domaine spectral d'utilisation des fibres microstructurées est de ce fait limité du côté des courtes longueurs d'onde. Vers les grandes longueurs d'onde, l'extension du champ est de plus en plus importante dans la gaine et le confinement devient insuffisant (pertes de confinement).

Il est nécessaire de connaître l'influence du rayon de courbure sur les pertes des fibres optiques en fonction de la longueur d'onde, en particulier pour évaluer la possibilité de conditionner celles-ci dans des dispositifs à encombrement réduit. Une limitation de l'encombrement de dispositifs nécessite en effet que les fibres soient enroulées avec un rayon de courbure le plus petit possible. Concernant les fibres microstructurées les questions qui se posent sont donc : dans quelle mesure sont-elles sensibles aux pertes par courbure ? Ces pertes limitent-elles le domaine spectral d'utilisation de ces fibres ?

Pour calculer les pertes par courbure des fibres microstructurées, on peut exploiter le modèle établi pour les fibres à profil arbitraire. Ce modèle donne le coefficient de pertes exprimé grâce à la formule suivante [4]:

$$2\alpha = \frac{\sqrt{\pi} A^2 a e^{\left(\frac{-4\Delta w^3 R}{3aV^2}\right)}}{4Pw \sqrt{\frac{wR}{a} + \frac{V^2}{2\Delta w}}} \quad (\text{III.5})$$

où :

- V est la fréquence spatiale normalisée
- a représente le rayon du cœur

Δ est donné par :

$$\Delta = \frac{n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2}{2n_{coeur}^2} \quad (III.6)$$

- α est le coefficient des pertes par courbures en champ
- A est l'amplitude du champ électrique dans la gaine [4]
- P est la puissance transportée par le mode fondamental multipliée par l'impédance du vide
- R est le rayon de la courbure appliquée à la fibre
- w est la constante de propagation transverse normalisée dans la gaine [4]:

$$w = a\sqrt{B^2 - k^2 n_{gaine}^2} = \sqrt{V^2 - a^2(k^2 n_{coeur}^2 - B^2)} \quad (III.7)$$

D'une part, on peut adapter la relation (I.9) aux PCF en remplaçant respectivement w , Δ , V et a par w_{eff} , Δ_{eff} , V_{eff} et a_{eq} et en faisant l'approximation suivante, mentionnée dans la référence [5]:

$$\frac{A^2}{P} = \frac{1}{A_{eff}} \quad (III.8)$$

où A_{eff} représente l'aire effective du mode fondamental.

$$A_{eff} = \frac{\left[\iint_{-\infty}^{+\infty} |E(x,y)|^2 dx dy \right]^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |E(x,y)|^4 dx dy} \quad (III.9)$$

avec $E(x,y)$ le champ électrique du mode fondamental.

D'autre part, on remplace dans les expressions (III.12) et (III.13) n_{gaine} par n_{FSM} :

$$w = a\sqrt{B^2 - k^2 n_{FSM}^2} = \sqrt{V^2 - a^2(k^2 n_{coeur}^2 - B^2)} \quad (III.10)$$

$$\Delta = \frac{n_{coeur}^2 - n_{FMS}^2}{2n_{coeur}^2} \quad (III.11)$$

De manière empirique, la valeur de $a_{\acute{e}q}=0,64\Lambda$ [3].

La relation (II.6) devient alors :

$$\alpha = \frac{\sqrt{\pi} A^2 a_{\acute{e}q} e^{\left(\frac{-4\Delta_{eff} w_{eff}^3 R}{3aV_{eff}^2} \right)}}{4A_{eff} w_{eff} \sqrt{\frac{w_{eff} R}{a_{\acute{e}q}} + \frac{V_{eff}^2}{2\Delta_{eff} w_{eff}}}} \quad (III.12)$$

On définit aussi un rayon de courbure, appelé rayon critique, en dessous duquel les pertes croissent de manière abrupte. Ce rayon a pour expression [6]:

$$R_c = \frac{8\pi^2 n_{coeur}^2 \Lambda^3}{\lambda^3 w_{eff}^3} \quad (III.13)$$

Les pertes par courbure d'une fibre microstructurée à cœur plein caractérisée par $d=2,4 \mu\text{m}$ et $\Lambda=7,8 \mu\text{m}$, ont été calculées en fonction de la longueur d'onde pour trois rayons de courbure différents à l'aide de la relation III.13. Les courbes correspondantes sont présentées sur la figure III.2.

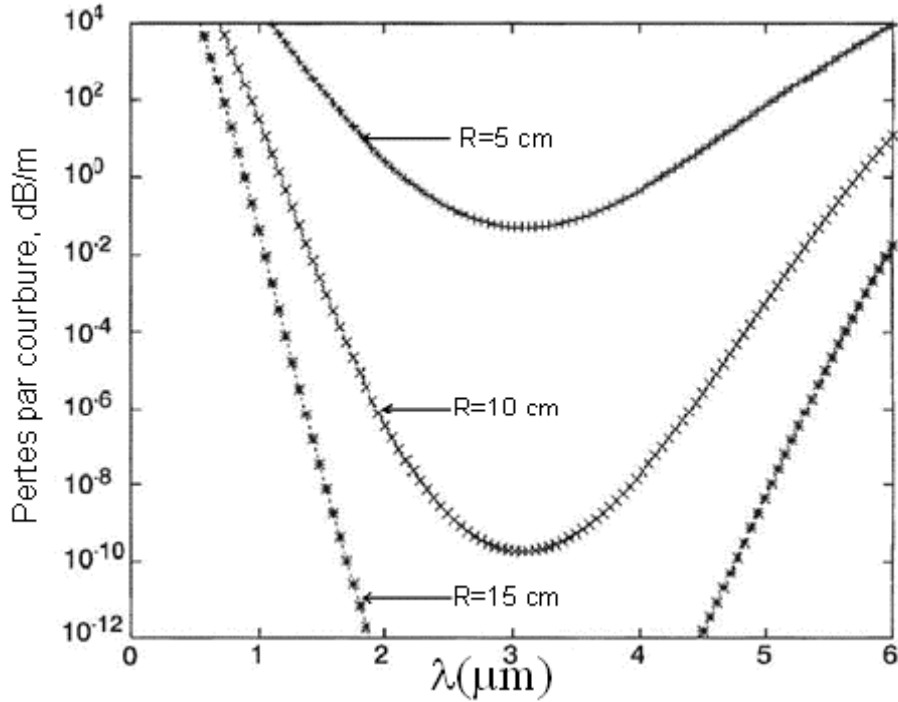


Fig. III.2: Pertes de courbure en fonction de la longueur d'onde d'une PCF ayant pour diamètre de trous 2,4 μm et un pas de 7,8 μm [2, 3].

Dans les FSI (Fibre à saut d'indice), les pertes par courbure augmentent continûment avec la longueur d'onde, avec une pente de plus en plus importante. Elles présentent donc "un front de pertes" aux grandes longueurs d'onde. En ce qui concerne les FMAS RTI, on montre qu'aux grandes longueurs d'onde w_{eff}^2 décroît plus vite que λ^{-2} lorsque λ augmente [7], ce qui a pour conséquence une augmentation des pertes avec la longueur d'onde. Ce comportement spectral des pertes est similaire à celui observé dans les FSI.

Dans les fibres microstructurées, du côté des basses longueurs d'onde, w_{eff} et V_{eff} tendent asymptotiquement vers les limites exprimées ci-dessous :

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} w_{eff} = \lim_{\lambda \rightarrow 0} \sqrt{V_{eff}^2 - a_{\dot{e}q}^2 (k_0^2 n_{coeur}^2 - B^2)} \quad (\text{III.14})$$

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} V_{eff} = ka_{\dot{e}q} \sqrt{(n_{coeur}^2 - n_{FMS}^2)} \approx V_{eff} \quad (\text{III.15})$$

Dans ces conditions, les pertes par courbure prennent la forme [3]:

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} 2\alpha = \lim_{\lambda \rightarrow 0} \frac{\sqrt{\pi} A^2 a_{\text{eq}} e^{\left(\frac{-8\pi\Delta_{\text{eff}} R}{3}\right)}}{8\pi P a_{\text{eq}} \sqrt{2\pi R + \frac{\pi a_{\text{eq}}}{\Delta_{\text{eff}}}}} = \infty \quad (\text{III.16})$$

L'expression (II.15) montre que lorsque $\lambda \rightarrow 0$, $\alpha \rightarrow \infty$.

Il existe donc un "front de pertes" du côté des courtes longueurs d'onde en deçà duquel ces pertes deviennent trop importantes pour une application réaliste.

Plusieurs séries de mesures [3][8] ont confirmé la présence de ce front de pertes aux courtes longueurs d'onde comme le montre la figure (II.11). La fibre caractérisée possède les mêmes paramètres géométriques que la fibre qui a fait l'objet des calculs présentés à la figure I.7 ($d=2.4 \mu\text{m}$, $\Lambda=7.8 \mu\text{m}$).

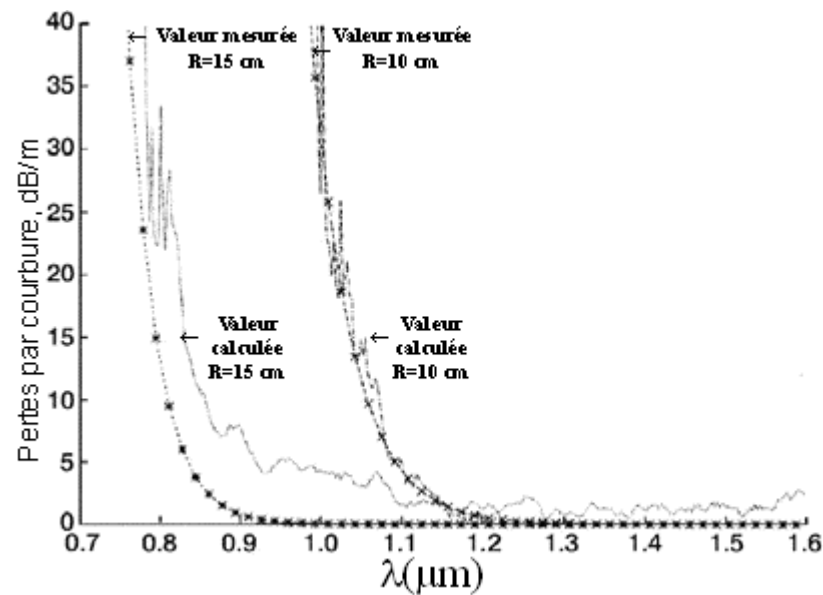


Fig. III.3: Mesure des pertes par courbure en fonction du rayon [2, 3].

Ce front de perte aux courtes longueurs d'onde n'existe pas pour les FSI. On montre qu'aux courtes longueurs d'onde le rayon critique dans les PCF devient proportionnel à $\frac{\Lambda^3}{\Lambda^2}$ [6]. Cette évolution spectrale atypique des pertes par courbure des fibres microstructurées conduit donc à l'existence d'une bande spectrale utilisable où les pertes sont acceptables [7][9]. Cette bande est limitée des deux cotés par les deux "fronts de pertes". La taille des trous influence la largeur de la bande de pertes minimales. Le pas Λ permet en particulier de localiser le centre de cette bande qui se situe approximativement à une longueur d'onde égale à $\frac{\Lambda}{2}$ [9].

En conclusion, la bande spectrale de fonctionnement des fibres microstructurées est limitée par l'apparition de pertes massives aux courtes et hautes longueurs d'onde. La largeur et le centre de la bande spectrale à pertes minimales sont ajustables par un choix adéquat du pas des trous et de leur diamètre. Lors de la fabrication, on peut donc fixer ces paramètres pour que les pertes par courbures soient minimales dans la bande spectrale d'utilisation envisagée.

V. Pertes de confinement

La gaine optique microstructurée a une extension radiale limitée au delà de laquelle se trouve une zone de silice d'indice moyen plus élevé. Si le confinement du champ dans le cœur est insuffisant, une fraction de l'onde évanescente peut déborder au-delà de la gaine optique, ce qui est à l'origine des pertes par confinement. Celles-ci sont d'autant plus élevées que le champ s'étale plus dans la structure. L'extension du champ doit donc être limitée afin de les maintenir en dessous d'un seuil acceptable. Or le champ est d'autant mieux confiné que la proportion d'air dans la gaine est plus importante et/ou que le nombre de couronnes est plus élevé [10][11]. A une longueur d'onde donnée, les pertes diminuent lorsqu'on augmente Λ tout en maintenant d/Λ constant.

Pour un mode excité donné, les pertes de confinement renseignent sur la capacité de la fibre à guider ce mode efficacement ou pas. Plus elles sont élevées, plus l'atténuation du mode est forte au cours de sa propagation. Autrement dit, du point de vue pratique, on peut considérer qu'un mode excité a disparu au bout d'une longueur de propagation d'autant plus courte que les pertes de confinement sont plus fortes. Le caractère monomode ou multimode du faisceau émergent dépend donc, dans certains cas, de la longueur de la fibre considérée.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'effet des pertes dans les fibres microstructurées. Nous avons montré que les pertes dans ce type de fibres sont très sensibles à la variation des paramètres optogéométriques (pas, diamètre de trous, ...) et de leur profil d'indice. Par la suite, nous allons étudier l'influence des paramètres géométriques de la fibre microstructurée sur les pertes.

Références

- [1] I. Arfaoui "*Fibres optiques à cœur creux comme éléments sélectifs et compensateurs de dispersion pour les systèmes de communication multilongueurs d'onde*" université Laval Qubec.
- [2] L. Labonté, D. Pagnoux "*Analyse théorique et expérimentale des principales caractéristiques du mode fondamental dans les fibres optiques microstructurées air/silice*" Université de Limoges, 17 octobre 2005.
- [3] Sorensen T., Broeng J., Bjarklev A., Knudsen E., Barkou Libori S.E. "*Macro-bending loss properties of photonic crystal fibre*", Electronics letters, vol. 37, n° 5, 2001.
- [4] Sakai J.I., Kimura T. "*Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers*", Applied optics, vol. 17, n°10, 1978 .
- [5] Sakai J. "*Simplified bending loss formula for single-mode optical fibers*", Applied optics, vol. 18, 1979.
- [6] Birks T. A., Mogilevtsev, Knight J. C, Russell P. St. J, Broeng J, "*The analogy between photonic crystal fibres and step index fibres*", Optical Fiber Communication Conference, San Jose, California, 1998.
- [7] Mortensen N.A. "*Effective area of photonic crystal fibers*", Optics letters, vol. 10, n°7, 2002 .
- [8] Niesen M.D., Mortensen N.A., Albertsen M., Folkenbrg J.R., Bjarklev A., Bonacinni D. "*Predicting macrobending loss for large-mode area photonic crystal fibers*", Optics express, vol 12, n° 8, 2004.
- [9] Sorensen T., Broeng J., Bjarklev A., Handsen T.P., Knudsen E., Barkou Libori S.E., Simonsen H.R., Jensen J.R. "*Spectral macro-bending loss considerations for photonic crystal fibres*", IEE proceedings optoelectronics, vol. 149, n°5-6, 2002
- [10] White T.P., McPhedran R.C, DE Sterke C.M., Botten L.C., Steel M.J. "*Confinement losses in microstructured optical fibers*", Optics letters, vol. 26, n° 21, 2001
- [11] Finazzi V., Monro T.M., Richardson D.J. "*Small core silica holey fibers : nonlinearity and confinement loss trade-offs*", Journal of optical society of America, part B, vol. 20, n° 7, 2003.

ChapitreIV

Résultats et discussion

Résultats et discussion

IV.1 Origine des pertes

On peut exprimer les pertes de manière générale comme suit [1]:

$$\alpha(\lambda) = \frac{A(\lambda)}{\lambda^2} + B(\lambda) + C_1 e^{\left(\frac{D_1}{\lambda}\right)} + D_1 e^{\left(\frac{D_2}{\lambda}\right)} + E(\lambda) + F(\lambda) \quad (\text{IV.1})$$

avec :

$\frac{A(\lambda)}{\lambda^2}$: les pertes par diffusion Rayleigh.

$B(\lambda)$: les pertes dues aux imperfections des fibres.

$C_1 e^{\left(\frac{D_1}{\lambda}\right)}$: les pertes par absorption ultraviolette.

$D_1 e^{\left(\frac{D_2}{\lambda}\right)}$: les pertes par absorption infrarouge.

$E(\lambda)$: les pertes par d'autres impuretés.

$F(\lambda)$: les pertes par confinement.

Dans une fibre microstructurée, les pertes se déterminent grâce à la formule suivante [2]:

$$F = \frac{40\pi}{\ln(10)\lambda} \text{Im}(n_{\text{eff}}) \quad (\text{IV.2})$$

Les pertes du champ électrique dans les fibres microstructurées peuvent être contrôlées à l'aide des paramètres géométriques Λ , du rapport d/Λ , le nombre de coucous N_r , l'aire effective du mode fondamentale A_{eff} ainsi que l'imaginaire de l'indice effectif $\text{Im}(n_{\text{eff}})$. Les résultats obtenus par simulation numérique ont été réalisés en utilisant le logiciel CUDOS [3] qui est basé sur la méthode multipolaire.

IV.2 Méthode multipolaire (MM)

Une méthode multipolaire (MM) appliquée à la modélisation de fibres à cristaux photoniques a été développée par l'Institut Fresnel de Marseille et l'université de Sydney (Australie) [4, 5]. Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé un logiciel librement téléchargeable sur le site internet du CUDOS. Ce logiciel est basé sur la méthode multipolaire et permet de déterminer les indices effectifs des modes des FCP.

Cette méthode totalement vectorielle consiste à décrire chaque trou d'une FCP comme un élément diffractant. Le principe de la méthode est de calculer pour chaque trou la matrice de diffractions associée. Le champ électromagnétique est décrit comme la somme d'une composante incidente (regroupant toutes les ondes en incidences directes sur un trou ainsi que les ondes diffusées par les autres trous et incidente sur le trou considéré) et en une composante sortante (regroupant toutes les ondes diffusées par le trou considéré). Le champ électromagnétique est exprimé dans un repère cylindrique local comme une décomposition en série de Fourier-Bessel. Les matrices associées à chaque trou sont ensuite exprimées dans un repère commun, aboutissant ainsi à la formulation

$$[S][F] = 0$$

où $[S]$ désigne la matrice de diffraction globale de la fibre et $[F]$ le vecteur associé aux champs électromagnétiques \vec{E} ou \vec{H} .

Cette méthode présente l'avantage de prendre en compte la partie réelle et la partie imaginaire de la constante de propagation des modes de la fibre. La partie imaginaire permettant d'avoir accès aux pertes par confinement de la structure. Ces pertes sont liées à l'extension finie de la microstructuration. Le calcul se fait en donnant en entrée la fréquence (c'est à dire que le calcul est effectué à une longueur d'onde fixée) et donne comme résultat la constante de propagation complexe et les vecteurs champs électriques et magnétiques.

L'intérêt de cette méthode est de pouvoir tirer parti des symétries du champ dans une structure à maille hexagonale. Il est alors possible de restreindre l'étude à un secteur du profil d'indice limité à $\pi/6$. Cette méthode numérique est très précise et est applicable à la modélisation de fibres à cœur plein comme des fibres à cœur creux.

La méthode multipolaire présente l'avantage de donner une solution exacte des équations et ainsi d'obtenir des indices effectifs très fiables. Elle permet également d'estimer les pertes par confinement des FCP. Cependant, cette méthode ne permet pas de simuler le comportement de fibres ayant un profil d'indice quelconque.

IV.3 Variation des pertes en fonction du pas

La figure IV.2 présente les variations des pertes, exprimées en dB/km, en fonction de l'espacement entre les trous d'air Λ .

Les calculs effectués à une longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$, sont tracés pour des profils d'indices à 3 couronnes et un rapport d/Λ fixé. D'après ces figures, on remarque la forte sensibilité des pertes aux variations géométriques pour les petites valeurs d et Λ . En effet, les pertes diminuent lorsqu'on augmente Λ tout en maintenant le rapport d/Λ constant. Il est à noter que les pertes décroissent très fortement lorsque le rapport d/Λ augmente. On constate aussi que pour les grandes valeurs de Λ , les variations des pertes tendent à s'annuler au fur et à mesure que le rapport d/Λ diminue.

Les figures suivantes obtenues par notre logiciel montre bien la répartition du champ. On voit nettement sur la figure IV.1. a qu'il est bien confiné dans le cœur alors que sur la figure IV.1. b il est étalé.

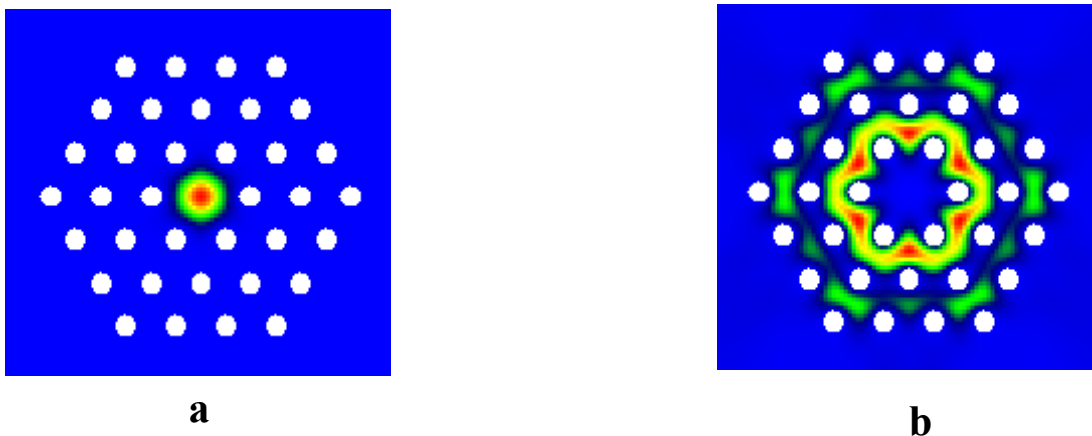


Fig.IV.1: Image des profils obtenues par CUDOS

a : profil pour $N_r=3$, $\Lambda=10\mu\text{m}$, $d/\Lambda=0.4$,

b : profil pour $N_r=3$, $\Lambda=3\mu\text{m}$, $d/\Lambda=0.4$.

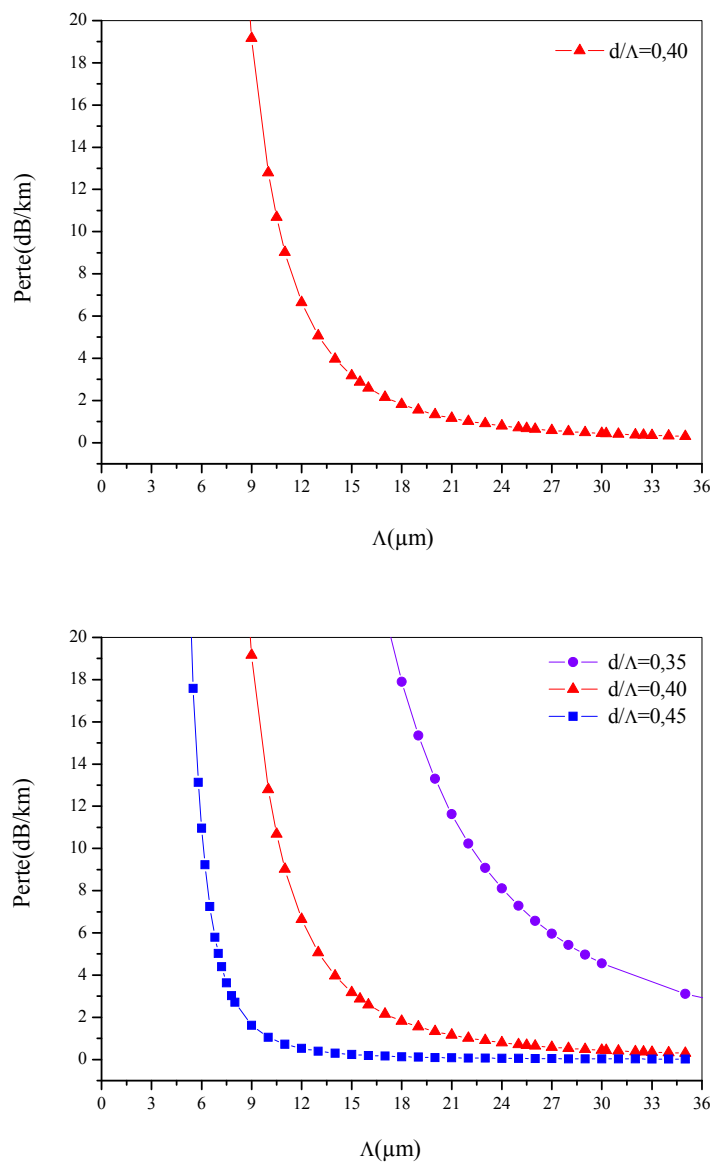


Fig.IV.2: Pertes du mode fondamental en fonction de Λ .

IV.4 Variation des pertes en fonction de nombre de couronnes

Les figures IV.3 illustrent la variation des pertes, calculées à une longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$, en fonction de nombre de couronnes N_r pour une fibre ayant un pas de $10\mu\text{m}$.

On voit clairement qu'elles décroissent exponentiellement lorsque N_r augmente. Pour les faibles valeurs de N_r , les pertes varient quasi linéairement et très rapidement. On constate aussi que au fur et à mesure que le rapport d/Λ augmente les pertes décroissent en faisant diminuer le nombre de couronnes N_r .

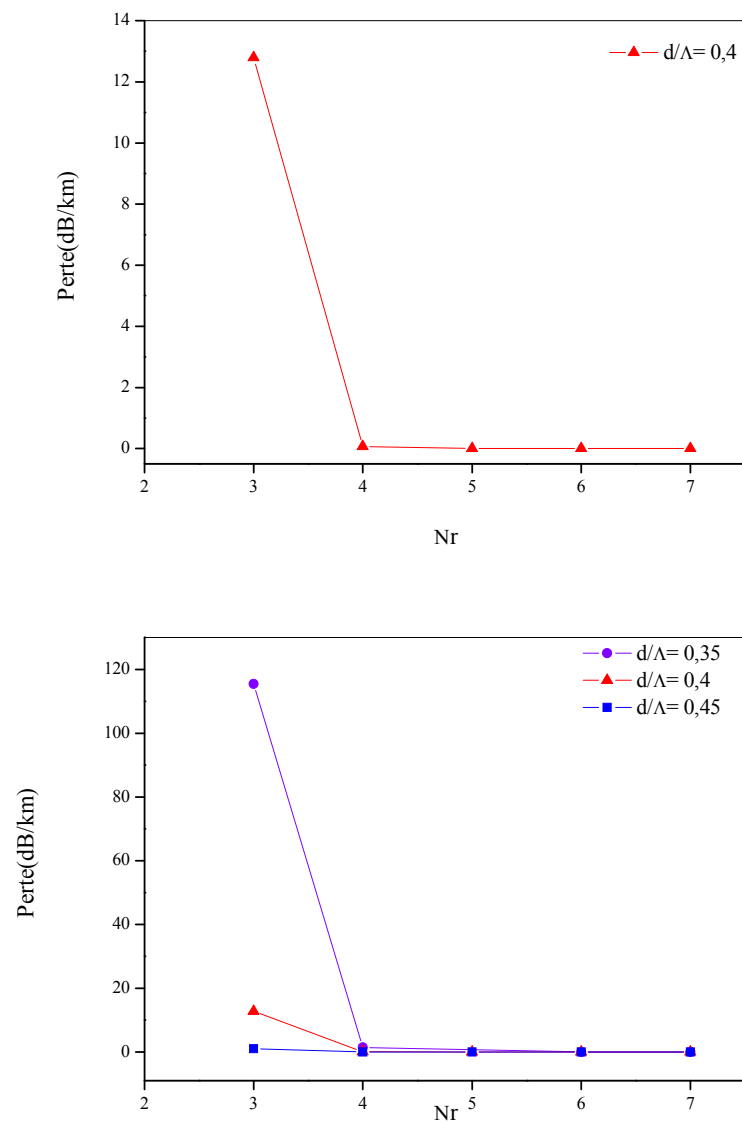


Fig.IV.3: Diminution des pertes du mode fondamental en fonction du nombre de couronnes.

IV.5 Variation des pertes en fonction de l'aire effective

La figure IV.4 présente l'évolution des pertes dans une fibre microstructurée possédant un nombre de couronne égale à 3, en fonction de l'aire effective (en μm^2) du mode fondamentale.

Les calculs effectués sont faites pour une longueur d'onde égale à $1.55\mu\text{m}$ et un rapport $d/\Lambda=0.4$. On voit nettement que les pertes sont presque nulles pour une valeur de l'aire effective comprise entre $1.29\mu\text{m}^2$ et $1.30\mu\text{m}^2$. On constat que les fibres microstructurées pour lesquelles A_{eff} compris entre 1.29 et $1.30\mu\text{m}^2$ semblent offrir un bon compromis pour obtenir une fibre à pertes faibles.

Pour les valeurs de $A_{\text{eff}} > 1.30\mu\text{m}^2$, la variation des pertes devient plus importante lorsque A_{eff} augmente, et nous pouvons nous attendre à un accroissement pour des grandes valeurs de A_{eff} .

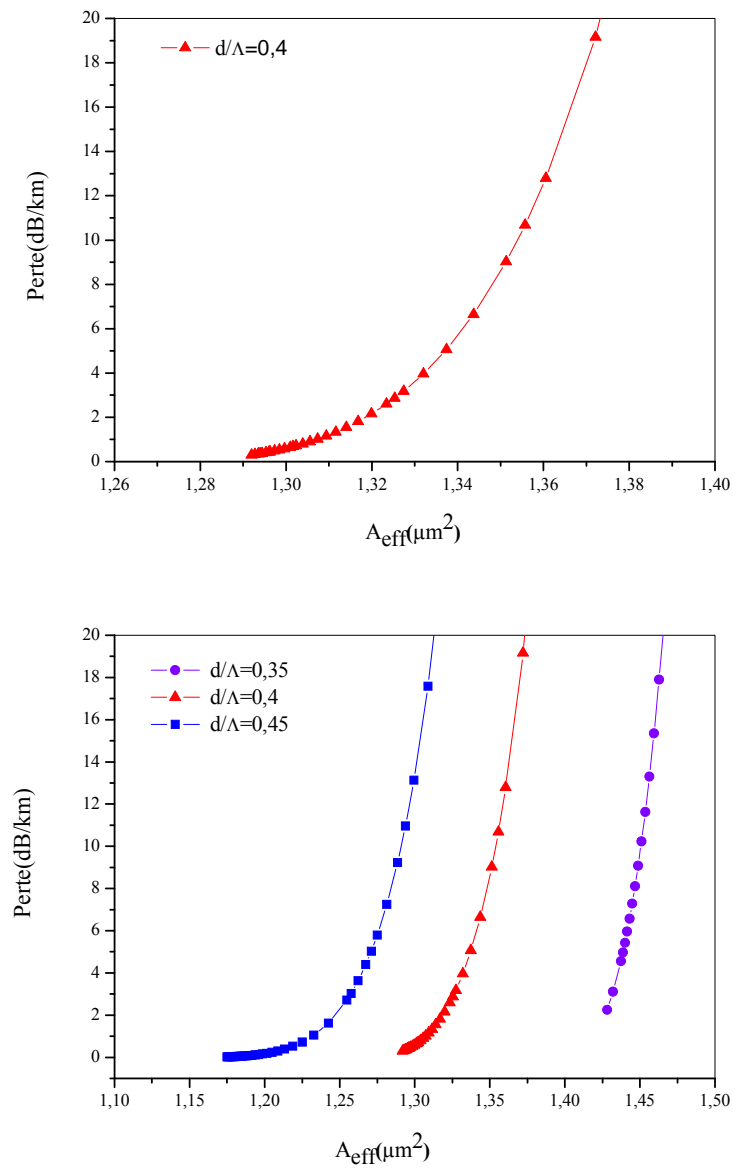


Fig.IV.4 : Pertes du mode fondamentale en fonction de l'aire effectif.

IV.6 Variation des pertes en fonction de l'imaginaire de l'indice effectif

La figure IV.5 représente l'évolution des pertes, exprimées en dB/km, en fonction de la partie imaginaire de l'indice effectif $\text{Im}(n_{\text{eff}})$. Pour une fibre ayant 3 couronnes de trous et pour $d/\Lambda=0.4$ et $\lambda=1.55\mu\text{m}$, les pertes calculées présentent une variation exponentielle qui se traduit par une droite.

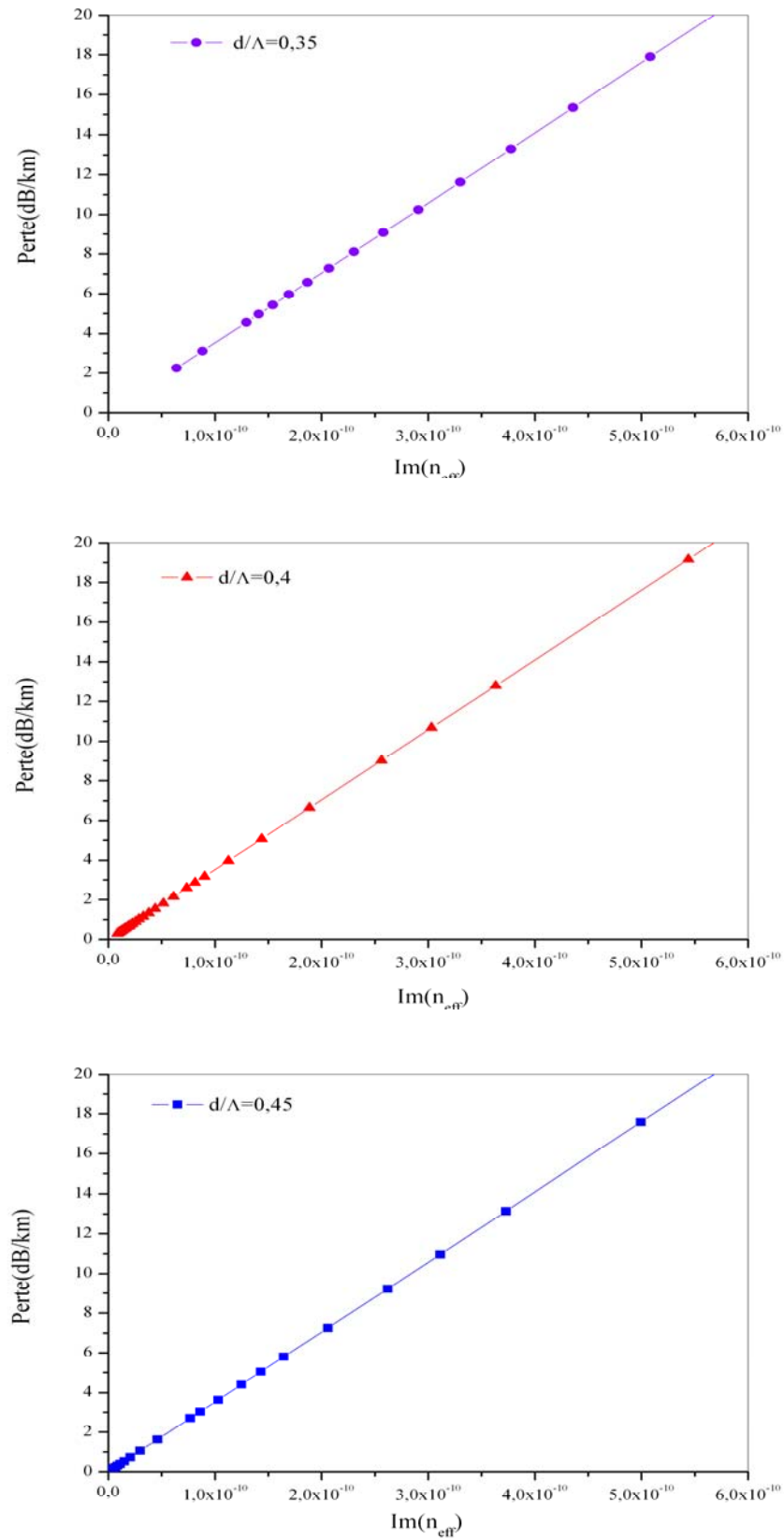


Fig.IV.5 : Pertes du mode fondamentale en fonction de l'imaginaire de l'indice effectif.

IV.7 Variation des pertes en fonction du rapport d/Λ

La figure IV.6 présente l'évolution des pertes dans une fibre microstructurée possédant un nombre de couronne égale à 3 et un espacement entre les trous $\Lambda=10\mu\text{m}$, en fonction du rapport d/Λ du mode fondamentale. On voit nettement que les pertes sont presque nulles pour une valeur du rapport $d/\Lambda > 0,45$. On constat que les fibres microstructurées pour lesquels $d/\Lambda > 0,45$ semblent offrir un bon compromis pour obtenir une fibre à pertes faibles.

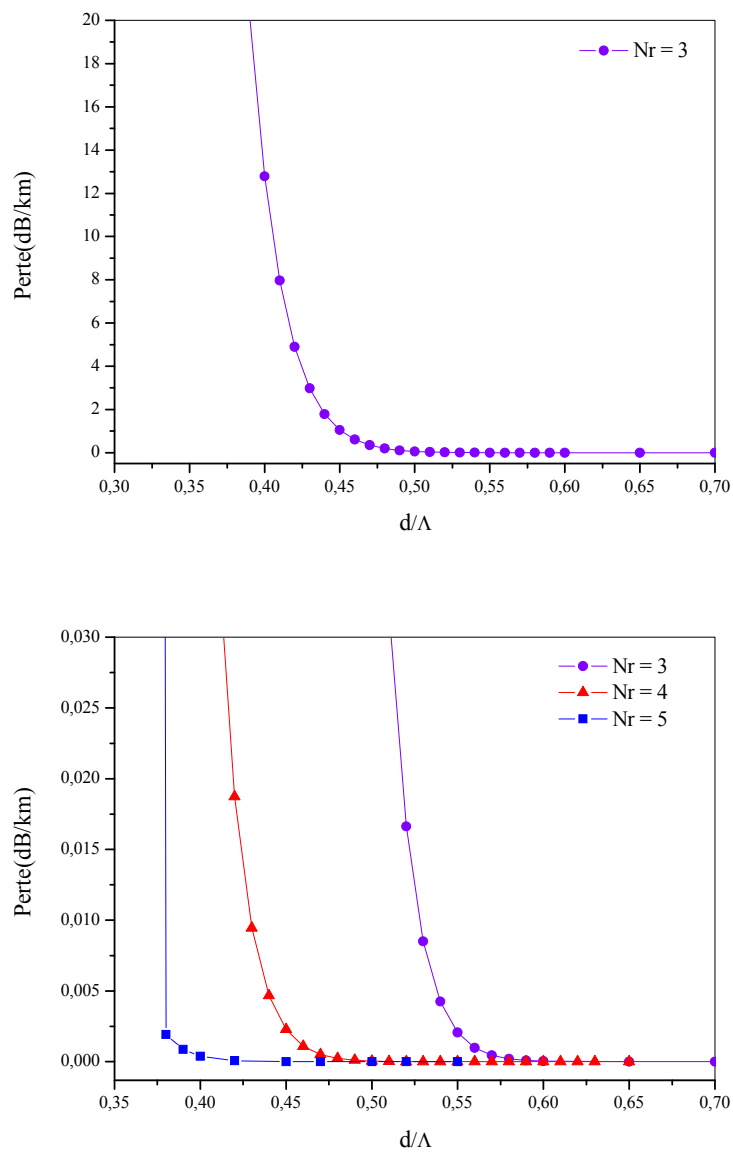


Fig.IV.6 : Pertes du mode fondamentale en fonction du rapport d/Λ .

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé un travail basé sur la modélisation et la simulation numérique des différents paramètres de propagations dans les fibres optiques microstructurées.

Tout d'abord, nous avons étudié l'effet de l'espacement entre les trous. Nous avons montré que, les pertes sont diminuées exponentiellement lorsque le pas augmente. Pour les grandes valeurs de Λ , les variations des pertes tendent à s'annuler au fur et à mesure que le rapport d/Λ diminue. Soulignons que l'ajoute d'un nombre de couronne influe directement sur la courbe de perte. Pour les faibles valeurs de N_r , les pertes varient quasi linéairement et très rapidement et elles décroissent exponentiellement pour les grandes valeurs de N_r . L'analyse de l'influence de l'aire effective sur les pertes montre que les pertes sont presque nulles pour une valeur de l'aire effective plus faible. On constate que les fibres microstructurées pour lesquelles A_{eff} très faible semblent offrir un bon compromis pour obtenir une fibre à pertes faibles. Pour les grandes valeurs de A_{eff} , la variation des pertes devient plus importante lorsque A_{eff} augmente, et nous pouvons nous attendre à un accroissement pour des grandes valeurs de A_{eff} . On conclut que pour avoir une faible perte, il faut minimiser au maximum la surface effective. L'évolution des pertes en fonction de la partie imaginaire de l'indice effectif $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ a été aussi analysée. Les pertes calculées présentent ainsi une variation exponentielle qui se traduit par une droite. Finalement, nous avons étudié la variation des pertes en fonction du rapport d/Λ où nous avons trouvé que les pertes sont plus grandes pour des valeurs du rapport $d/\Lambda < 0.4$. Ces résultats indiquent que les pertes diminuent lorsque ce rapport augmente.

Les résultats obtenus précédemment nous permettent de choisir le bon profil d'indice d'une FMAS suivant l'application visée pour divers domaines d'application : télécommunication, médicale, En effet, pour des valeurs du rapport $d/\Lambda < 0.4$, les bonnes performances sont obtenues pour quatre couronnes, un rapport $d/\Lambda=0.39$ et un espacement entre les trous égale à $10\mu\text{m}$, ce qui donne des pertes égales à 0.13 dB/km . Pour des valeurs du rapport $d/\Lambda > 0.4$, le meilleur profil correspond à un nombre de couronne égale à trois, un rapport $d/\Lambda = 0.5$ avec $\Lambda = 10\mu\text{m}$, ce qui conduit à des pertes égales à $0,059\text{ dB/km}$.

Cependant, et de point de vue pratique, la bonne évaluation des profils à faible pertes reste à confirmer par l'expérience.

Références

- [1] J Zhou *, K Tajima, K Nakajima, K Kurokawa, C Fukai, T Matsui, I Sankawa
"Progress on low loss photonic crystal fibers" *Optical Fiber Technology* 11 (2005)
101–110 Received 5 October 2004.
- [2] P. Blattnig, V. Romano, W. Liithy, T. Feurer "Numerical analysis of hexagonal solid-
core photonic crystal fibers" January 31, 2006.
- [3] www.cudos.org.au
- [4] T. P. White, B. T. Kuhlmeiy, R. C. Mc Phedran, D. Maystre, G. Renversez, C. Martijn
De Sterke, and L. C. Botten, "*multiple method for microstructured optical fibers
I. Formulation*", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 10, pp. 2322-2330, 2002.
- [5] T. P. White, B. T. Kuhlmeiy, R. C. Mc Phedran, D. Maystre, G. Renversez, C. Martijn
De Sterke, and L. C. Botten, "*Multiple method for microstructured optical fibers
II. Implementation and results*", *J. Opt.Soc. Am. B*, vol. 19, no. 10, pp. 2331-2340,
2002.

Conclusion générale

Conclusion générale

L'étude présentée dans ce mémoire a pour objectif de prédire et de caractériser les propriétés de propagation des fibres microstructurées à guidage par réflexion totale interne afin d'évaluer leur application dans les systèmes de télécommunications optiques.

Les caractéristiques de propagation originales des fibres microstructurées à réflexion totale interne sont particulièrement attractives pour de nombreuses applications, en particulier dans les domaines des télécommunications et de l'optique non linéaire. Mais, pour que les fibres microstructurées puissent remplir les fonctions attendues, il est indispensable que leurs caractéristiques soient parfaitement en accord avec le cahier des charges prévu. En particulier, les pertes, la dispersion chromatique et le domaine spectral de propagation monomode où multimode sont très sensibles aux paramètres opto-géométriques des fibres. La compréhension des liens existant entre ces caractéristiques et la géométrie des fibres réelles (en tenant compte des imperfections) est indispensable pour faire progresser les techniques de fabrication notamment. Ceci constitue le thème central des résultats du travail présenté dans ce manuscrit.

Tout d'abord, nous avons cherché un modèle permettant de modéliser correctement la propagation dans les fibres microstructurées. Nous avons montré que, les pertes diminuent exponentiellement lorsque le pas augmente. Ce résultat nous a permis de continuer notre étude pour des valeurs du rapport $d/\Lambda < 0.4$ et de $d/\Lambda \geq 0.4$. En effet, les pertes diminuent lorsqu'on augmente Λ tout en maintenant le rapport d/Λ constant. Il est à noter que les pertes décroissent très fortement lorsque le rapport d/Λ augmente. On constate aussi que pour les grandes valeurs de Λ , les variations des pertes tendent à s'annuler au fur et à mesure que le rapport d/Λ diminue.

En suite, nous avons étudié l'effet d'ajout d'un nombre de couronne sur la variation des pertes. Lorsque la proportion d'air dans la fibre est plus importante, c.-à-d. N_r grande, les pertes décroissent exponentiellement quand N_r augmente. Pour les faibles valeurs de N_r , les pertes varient quasi linéairement et très rapidement. On constate aussi que au fur et à mesure que le rapport d/Λ augmente les pertes décroissent en faisant diminuer le nombre de couronnes N_r .

Puis, nous avons analysé l'influence de l'aire effective sur les pertes. Les calculs effectués montrent que les pertes sont presque nulles pour une valeur de l'aire effective plus faible. On constate que les fibres microstructurées pour lesquelles A_{eff} très faible semblent offrir un bon compromis pour obtenir une fibre à pertes faibles.

Conclusion générale

Pour les grandes valeurs de A_{eff} , la variation des pertes devient plus importante lorsque A_{eff} augmente, et nous pouvons nous attendre à un accroissement pour des grandes valeurs de A_{eff} . On conclut que pour avoir une faible perte, il faut minimiser au maximum la surface effective.

Nous avons tracé aussi l'évolution des pertes en fonction de la partie imaginaire de l'indice effectif $\text{Im}(n_{\text{eff}})$. Les pertes calculées dans ce cas présentent une variation exponentielle qui se traduit par une droite.

En fin, nous avons étudié la variation des pertes en fonction du rapport d/Λ qui présente une valeur critique à partir de laquelle les pertes sont très faibles. Nous avons trouvé que les pertes diminuent lorsque le rapport d/Λ augmente.

Dans la deuxième partie de ce travail, nous avons effectué une comparaison entre les pertes pour le rapport $d/\Lambda < 0.4$ et celles de $d/\Lambda > 0.4$. Les résultats obtenus montrent que les pertes pour les premières valeurs sont plus grandes que celles des dernières.

Les résultats obtenus précédemment nous permettent de choisir le bon profil d'indice d'une FMAS suivant l'application visée pour divers domaines d'application : télécommunication, médicale, En effet, pour des valeurs du rapport $d/\Lambda < 0.4$, les bonnes performances sont obtenues pour quatre couronnes, un rapport $d/\Lambda=0.39$ et un espacement entre les trous égale à $10\mu\text{m}$, ce qui donne des pertes égales à 0.13 dB/km . Pour des valeurs du rapport $d/\Lambda > 0.4$, le meilleur profil correspond à un nombre de couronne égale à trois, un rapport $d/\Lambda = 0.5$ avec $\Lambda = 10\mu\text{m}$, ce qui conduit à des pertes égales à $0,059\text{ dB/km}$.

Cependant, et de point de vue pratique, la bonne évaluation des profils à faible pertes reste à confirmer par l'expérience.

Soulignons que Les perspectives de ce travail sont très nombreuses et concernent diverses applications. Les fibres microstructurées à dispersion plate peuvent être utilisées comme fibres de lignes dans les télécommunications haut débit. Avec une forte dispersion négative, les fibres microstructurées peuvent être insérées dans les modules de compensation de dispersion des systèmes de transmissions. Avec un mode à très petite aire effective et une dispersion judicieusement ajustée, les fibres microstructurées intéressent les applications optiques non linéaires telles que la propagation d'onde soliton, la réalisation de lasers déclenchés à fibre ou encore de sources à très large spectre.

Dans la continuité de ce travail, nous souhaitons étudier la propagation des solitons dans une fibre microstructurée, et nous attendons aussi à analyser l'effet des pertes dans une fibre microstructurée à cœur creux.