

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique



Université Echahid Hamma Lakhdar –El Oued

Faculté des Sciences et technologies
Département d'électronique
Spécialité : Télécommunications



Mémoire de Fin d'Etude

En vue de l'obtention du diplôme de Master Académique

Présenté par : Mennani Soufiane

Soualah Alila Hamza

Thème

Etude d'une fibre optique à cristaux photoniques à large aire effective

Soutenu le : 28 Septembre 2015
Devant le jury composé de :

Nom & Prénom

Mr	Hettiri Messaoud	M.A	Président
Mr	Hima Abdelkader	M.A	Examineur
Mr	Madjouri Abdelkader	M.A	Directeur du mémoire

Remerciements

Une tâche bien difficile m'incombe ici afin de remercier en seulement quelques lignes et surtout comme

il se doit toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à

l'aboutissement de ce travail de mémoire.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Encadrer le Abdelkader Madjoure professeur à la faculté

des sciences et de la technologie Eloude.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à mes professeurs à l'Institut des Sciences et

de la technologie Eloude.

Nos plus sincères remerciements vont également au Président et messieurs les membres du jury d'avoir

accepté d'examiner et d'évaluer notre travail.

Nous exprimons également notre gratitude à tous les professeurs et les enseignants qui ont contribué à

notre formation dès le début nous avons jusqu'à la fin du cycle scolaire. Ne pas oublier, bien sûr,

profonds remerciements à tous ceux qui ont contribué de quelque façon pour nous aider dans ce

travail.

Aussi, nos parents et nos familles qui nous sont chères. Ou pas, trouvez ici pour exprimer mes sincères

remerciements et profonde reconnaissance pour leurs sacrifices et de l'assistance, le soutien et

l'encouragement de l'éducation au mieux. Enfin, je tiens à exprimer ma gratitude à ceux qui sont les

premières personnes à remercier Dieu

Dédicaces

***Mon père et ma mère qui sont les plus chers dans le monde, l'amour et le sacrifice pour remplir ma vie
et mieux demain.***

Mes frères et soeurs

Toutes nos familles

Tous les amis durant mes années d'études

Et tout ce qui est cher à moi

Merci...Merci...Merci

ملخص

الليف البصري هو موجه 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 بالضياء و التبدد اللوني على طول الشريط الطيفي المستعمل. لأجل هذا طورت ألياف من نوع جديد من أجل الحصول على أقل قيمة للضياء تعرف هذه الألياف باسم الليف البصري الميكروبنوي أو الليف البصري الفوتوني أو الليف البصري ذي الشريط الفوتوني المانع. من أجل هذا قمنا بدراسة نظرية بحتة لأبراز تأثير الشكل الهندسي الميكروبنوي للليف البصري الميكروبنوي على الضياء. لقد بينا من خلال هذه الدراسة تأثير مختلف العوامل على مميزات الانتشار عبر الألياف الفوتونية. **الكلمات المفتاحية :** الألياف البصرية الميكرو بنوية، المعلمات الهندسية، نشر، خسائر.

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 of each parameter on the propagations characteristics has been calculated.

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

Table des matières

	Remerciements	2
	Dédicaces	3
	Résumé	4
	Table des matières	5
	Introduction générale	7
	Chapitre I: Introduction aux fibres microstructurées air/silice (FMAS)	9
I.1	Introduction	10
I.2	Bref historique	10
I.3	Structure d'une FMAS	12
I.4	Mécanismes de guidages dans les FMAS	13
	I.4.1. Guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM)	13
	I.4.2. Guidage par effet de bande photonique interdite (par résonance transverse)	14
I.5	Principales propriétés des FMAS	16
	I.5.1. Caractère infiniment monomode	17
	I.5.2. Les pertes de propagation	19
	I.5.2.1. Pertes par absorption	19
	I.5.2.2. Pertes par diffusion	20
	I.5.2.3. Pertes par confinements	20
	I.5.2.4. Pertes par courbure	21
	I.5.3. La dispersion chromatique	22
	I.5.4. La birefringence	24
	I.5.5. L'aire effective de mode	25
	I.5.6. L'effet Kerr optique	26
I.6	Fabrication des FMAS	27
I.7	Conclusion	29
	<i>Bibliographie</i>	30
	Chapitre II: Modélisations des FMAS	32

II.1	Introduction	33
II.2	Méthode d'indice effectif (Effective Index Method: EIM)	33
	II.2.1 Principe	34
II.3	Méthode des fonctions de base localisées (Localized Functions Method: LFM)	35
	II.3.1. Principe	35
II.4	Méthode de décomposition en ondes planes (Plane Wave Method: PWM)	37
	II.4.1. Principe	37
II.5	Méthode multipolaire (Multipole Method: MPM)	39
II.6	Méthode des différences finies dans le domaine temporel	40
	II.6.1. Principe	40
	II.6.2. Stabilité numérique	42
	II.6.3. Conditions aux limites	43
II.7	Méthode des différences finies dans le domaine fréquentiel	43
	II.7.1. Principe	44
II.8	Méthode des éléments finies (Finite Element Method: FEM)	46
	II.8.1. Principe	46
II.9	Méthode de faisceaux propagés (Beam Propagation Method: BPM)	48
	II.9.1. Principe	48
II.10	Méthode d'indice moyenné en azimuth (Equivalent Averaged Index Method: EAIM)	49
	II.10.1. Principe	49
II.11	Conclusion	51
	<i>Bibliographie</i>	53
	Chapitre III: Etude d'une FMAS à large aire effective	55
III.1	Introduction	56
III.2	Les FMAS à large aire effective	56
III.3	Structures et paramètres opto-géométriques	59
	III.3.1 Effets de la courbure	64
III.4	Conclusion	70
	<i>Bibliographie</i>	72
	Conclusion générale	73

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 $1,55\ \mu\text{m}$. 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.

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

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 coeur. On parle alors de Large-Mode-Area fibre (LMA).

Cependant, technologiquement, le diamètre de coeur de ces fibres ne peut excéder une certaine valeur liée à la différence d'indice coeur/gaine. La surface modale est donc limitée. De plus, les pertes par courbures pour ce genre de fibres sont importantes.

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 micronique parallèles à la direction de propagation dans une matrice de silice pure, apparaissent particulièrement attrayantes.

Dans ce contexte, nous allons aborder dans cette note un nouveau type de fibre optique et de tout ce qui touche à ce discours scientifique.

Et nous allons parler au premier chapitre pour une brève histoire qui a conduit les chercheurs à développer ce type de fibre, la conception et parler de la dispersion chromatique de ses caractéristiques et l'accès effectif à la région.

Dans le deuxième chapitre, nous allons examiner les méthodes de modélisation numérique et parlons de chaque méthode et le principe de son travail, et de la formulation des sports et comparées.

Le but du chapitre troisième est l'analyse de la région dans la fibre optique en utilisant une seule modélisation et les moyens d'aborder les caractéristiques et les résultats de simulation de processus.

Chapitre I:

Introduction aux fibres microstructurées air/silice (FMAS)

I.1. Introduction

Ce chapitre a pour but d'introduire les Fibres Microstructurées Air / Silice (FMAS). Dans un premier temps, nous ferons un bref rappel historique pour expliquer la démarche qui a conduit les chercheurs à mettre au point ce nouveau type de guide d'onde. Nous présenterons ensuite la structure, les différents paramètres opto-géométriques de ces fibres ainsi que les différents mécanismes conduisant au confinement d'une onde dans le coeur. Après, nous nous intéresserons aux propriétés optiques caractérisant le mode fondamentale, à savoir, le caractère infiniment monomodal, les pertes, la dispersion de vitesse de groupe (dispersion chromatique), la biréfringence, l'aire effective de mode et la nonlinéarité de Kerr. Pour finir, la technique de fabrication des FMAS dite assemblage/étirage sera expliquée.

I.2. Bref historique

L'idée des fibres microstructurées air/silice (FMAS) remonte à l'année 1987. Eli Yablonovich a démontré la possibilité de réaliser des structures, dont l'indice de réfraction varie d'une façon périodique dans les trois directions de l'espace et qui peuvent présenter des bandes d'énergie dans lesquelles un photon ne peut se propager [1]. Le comportement d'un photon est similaire à celui d'un électron dans un semi-conducteur où le réseau cristallin présente des bandes interdites électroniques. Suivant Yablonovich, une onde électromagnétique envoyée sur cette structure appelée « cristal » doit en voir la périodicité quel que soit son angle d'incidence. Vu à la difficulté de réaliser des structures périodiques en trois dimensions, les efforts ont été orientés vers la réalisation des structures bidimensionnelles présenteraient les mêmes propriétés de réflectivité. Ces structures ont une périodicité d'indice sur la section bidimensionnelle transverse alors que l'indice est invariant sur la direction perpendiculaire. En introduisant un défaut dans la structure, on crée ainsi une cavité diélectrique dans laquelle l'onde lumineuse est piégée. Cette onde peut alors être guidée par résonance transverse suivant la direction longitudinale du cristal. Une telle structure

présente donc des Bandes Interdites Photoniques (BIP) et peut porter le nom de « matériau BIP » ou plus couramment de « cristal photonique » en optique.

Et si on réalise des fibres optiques dans lesquelles la lumière est piégée et guidée dans un coeur entouré par une gaine formée d'une structure à cristaux photoniques ?. Cette question a été posée par le professeur Philip Russel durant une des sessions de CLEO/QELS (Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics & Laser Science) en 1991 [2]. L'idée repose sur la conception d'une fibre optique à coeur creux et une gaine formée d'une microstructuration air/silice. L'objectif était alors de piéger et propager la lumière dans le coeur par bande interdite photonique présente dans la gaine [3, 4].

En 1995, un groupe des chercheurs animé par P. Russel de l'université de Bath ont publié les résultats d'une étude théorique en démontrant la possibilité d'obtenir des bandes photoniques interdites avec un cristal bidimensionnel à faible contraste d'indice (air/silice) et ce quelque soit l'état de la polarisation de l'onde incidente [4]. Les chercheurs ont montré aussi la possibilité d'utiliser une telle structure pour réaliser une fibre optique dont le guidage de la lumière se fait par la réflexion de "Bragg" au lieu de la réflexion totale interne.

Une année après, le même groupe de recherche publiait pour la première fois la fabrication d'une fibre à cristaux photonique constituée d'un coeur de silice entouré de trous d'air de diamètre assez inégaux (0,2 à 1.2 μm) espacés d'environ 2.3 μm [5]. La fibre démontre un caractère monomodal sur une intervalle des longueurs d'onde assez large (458-1550 nm). Les mesures expérimentales ont montré que le mécanisme de guidage n'était pas assuré par bande interdite photonique, notamment à cause de la trop faible proportion d'air dans la gaine, mais avec la réflexion totale interne "modifiée".

Depuis lors, ces fibres ont attiré une attention particulière grâce à leurs propriétés optiques inaccessibles avec les fibres conventionnelles.

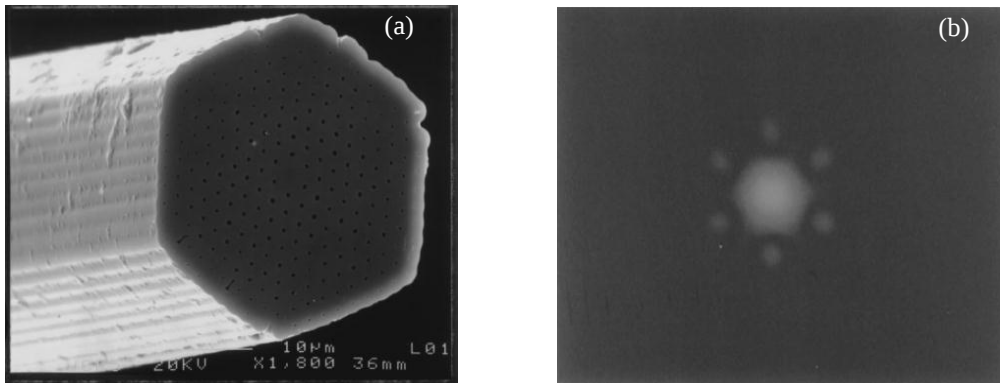


Fig. I.1 Image de la première fibre microstructurée air/silice fabriquée (a) et la distribution du champ optique à $632.8 \mu\text{m}$ (b) [5].

I.3. Structure d'une FMAS

Une FMAS se compose d'un réseau périodique en deux dimensions de trous d'air distribués parallèlement à l'axe de propagation dans une matrice de silice. Les paramètres opto-géométriques qui définissent la microstructure dans la gaine sont la distance entre les centres de deux trous adjacents noté Λ (pas ou pitch), le diamètre des trous d ainsi que le nombre de couronnes de trous d'air. Le rapport d/Λ est appelé facteur de remplissage et représente la proportion d'air présent dans la gaine. Les trous d'air peuvent être arrangés suivant plusieurs motifs: triangulaire, rectangulaire, circulaire, octogonale, hybride... etc. Le coeur, en tant qu'un défaut de structure, est obtenu par l'omission d'un trou d'air (ou plus), autorisant le confinement et le guidage de la lumière long de la FMAS. La Fig. I.2 montre les sections transversales d'une FMAS (a) et d'une fibre conventionnelle (b) [6].

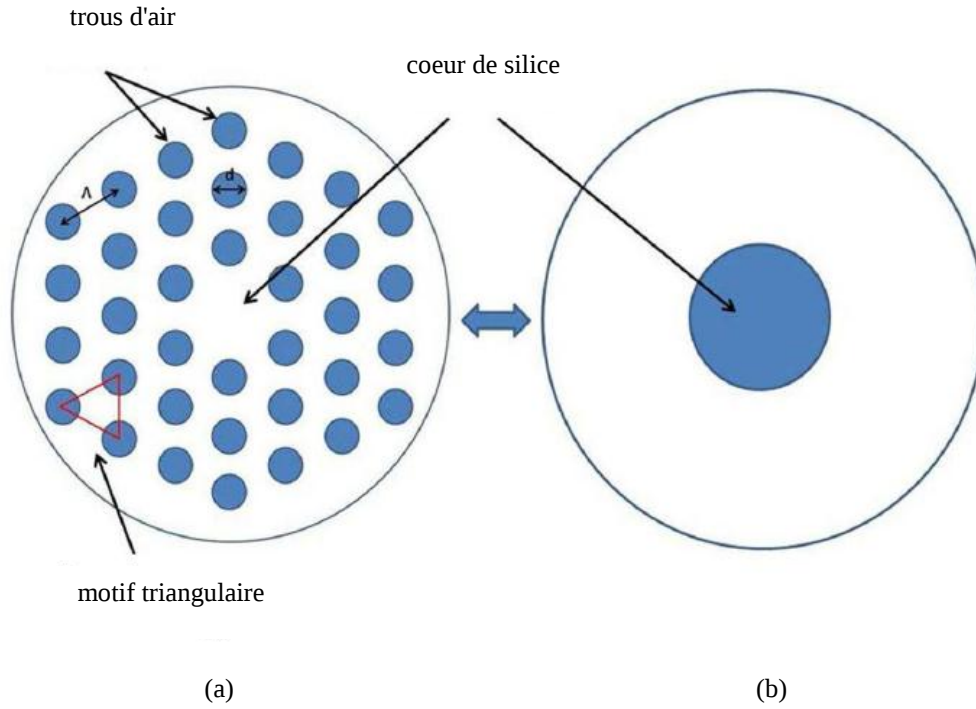


Fig. I.2 Section transversale d'une FMAS (a) et d'une fibre conventionnelle (b).

I.4. Mécanismes de guidages dans les FMAS

La lumière peut être guidée dans les FMAS suivant deux mécanismes: par réflexion totale interne modifiée ou par bande photonique interdite.

I.4.1. Guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM)

Comme son nom l'indique, ce mécanisme a lieu lorsque l'indice de réfraction du cœur est supérieur à celui de la gaine [7]. C'est le même principe utilisé dans les fibres conventionnelles. En effet, la présence de l'air dans la gaine des FMAS a pour effet de diminuer son indice effectif par rapport au cœur, ce qui permet d'avoir une condition de réflexion totale à l'interface entre le cœur et la gaine optique. Pour qu'un mode soit guidé par RTIM, la condition suivante doit être satisfaite:

$$\beta_{FSM} < \beta < kn_{silice} \quad (I.1)$$

avec β la constante de propagation du mode guidé, kn_{silice} la constante de propagation maximale possible pour un mode dans la région du coeur de silice et β_{FSM} la valeur maximale de la constante de propagation autorisée pour les modes de la gaine optique. Elle correspond à la valeur de la constante de propagation du mode fondamental (*FSM: Fundamental Space Filling Mode*) pouvant exister dans la structure hétérogène infinie dans l'absence du coeur. Son expression est donnée par [8]:

$$\beta_{FSM} = k \left(\frac{\iint n^2 |E|^2 dS}{\iint E^2 dS} - \frac{\iint \left| \frac{dE}{dr} \right|^2 dS}{k_0^2 \iint E^2 dS} \right) \quad (I.2)$$

avec E le champ électrique, n l'indice de la silice, S la surface d'une cellule élémentaire de cette section droite et r la distance au centre de la fibre.

I.4.2. Guidage par effet de bande photonique interdite (par résonance transverse)

En raison de la périodicité bidimensionnelle de l'indice de réfraction dans la gaine, il peut exister une bande de longueurs d'onde pour laquelle la propagation de la lumière n'est possible que dans la direction de l'invariance (le coeur). Cette bande photonique interdite est l'analogue pour les photons des bandes d'énergie interdite d'un semi-conducteurs pour les électrons. Dans ce cas, le coeur peut avoir un indice inférieur à celle moyenné de la gaine comme l'air ou n'importe quelle fluide compatible. Afin de créer une bande photonique interdite pour une intervalle de longueurs d'onde désirée, un choix rigoureux des paramètres d et Λ ainsi qu'une bonne maîtrise du processus de la fabrication sont exigés. La Fig. I.3 montre les mécanismes de guidage pour une FMAS à coeur plein (RTIM) et une FMAS à coeur creux (bande photonique interdite) [9].

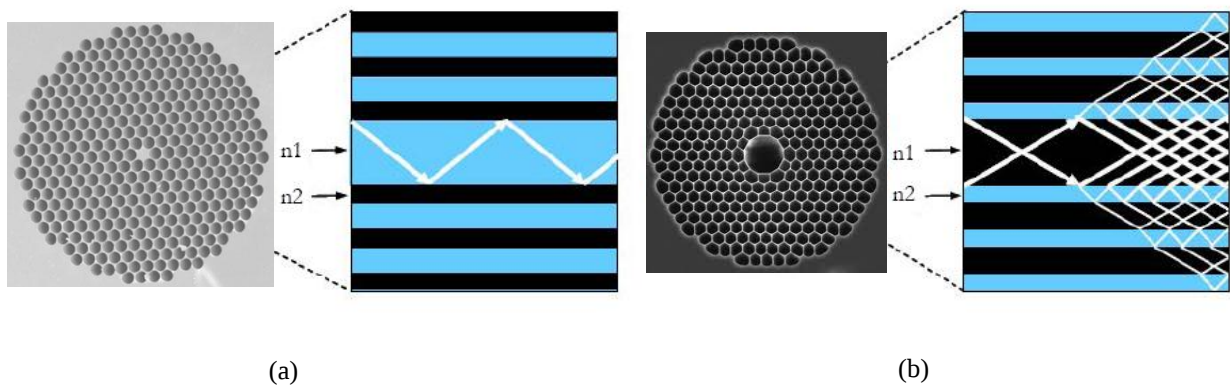


Fig. 1.3 guidage par RTIM (a) par bande photonique interdite (b).

Puisque le coeur des FMAS à bande interdite photonique est de l'air (ou un gaz compatible avec la silice), les pertes intrinsèque, due à l'interaction rayonnement/matière, sont trop faible, ce qui permet la transmission des fortes puissances sans exciter les effets non-linéaires comme la diffusion de Brillouin ou l'émission stimulée de Raman. Ces FMAS sont alors employées pour la transmission des signaux avec un minimum de distorsion, ou pour des applications nécessitant de fortes puissances guidées.

Les FMAS à coeur plein, auxquelles nous limiterons notre étude, ont des caractéristiques similaires à celles des fibres conventionnelles utilisées en télécommunications. Un avantage principal des ces fibres est la facilité d'ajuster ses propriétés optiques (dispersion chromatique, aire modale effective, biréfringence,...etc) dans des plages que ne peuvent atteindre les fibres conventionnelles. Cela est grâce à la flexibilité offerte dans le design des FMAS (motif de réseau, dimension des trous d'air, période de réseau,...etc).

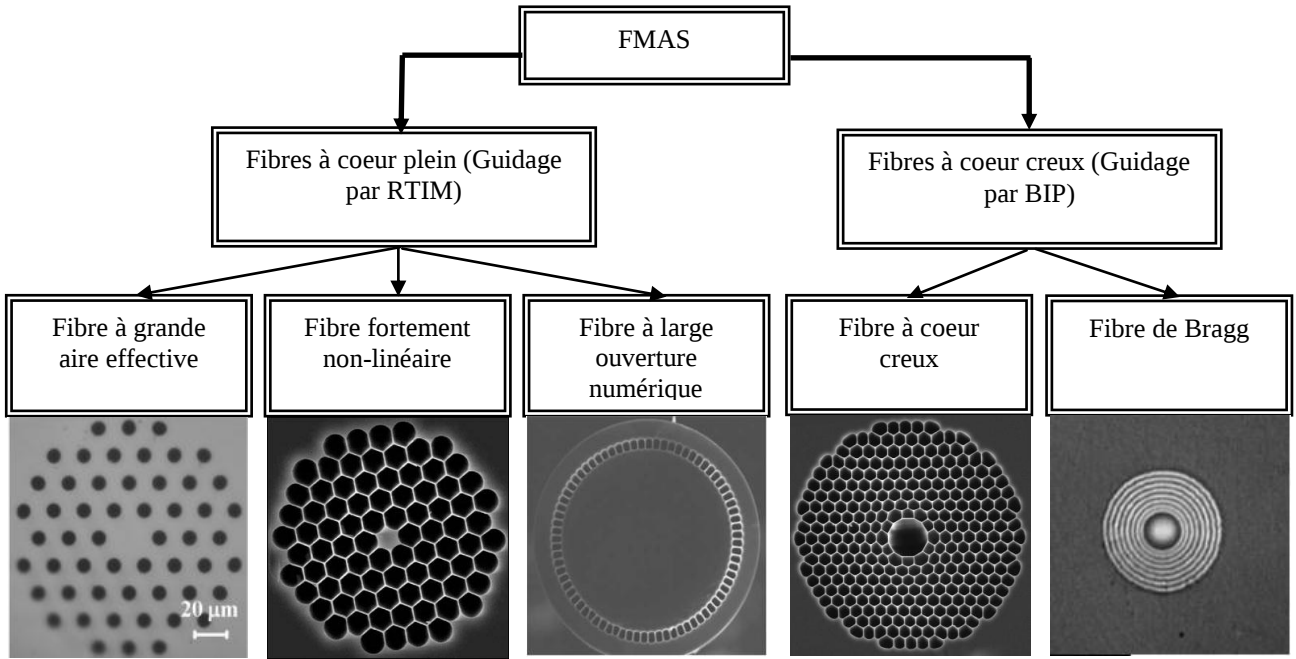


Fig. I.4 Classification des FMS suivant leurs mécanismes de guidage [10].

I.5. Principales propriétés des FMS

De manière générale, un mode qualifié guidée (satisfaisant la condition donnée par l'équation (I.1)) est caractérisé par son indice effectif n_{eff} et sa distribution radiale du champ optique. l'indice effectif est à la fois complexe et dépendante de la longueur d'onde:

$$n_{eff} = \text{Re}[n_{eff}] + \text{Im}[n_{eff}] \quad (\text{I.3})$$

où $\text{Re}[n_{eff}]$ et $\text{Im}[n_{eff}]$ représente les parties réelle et imaginaire de l'indice effectif, respectivement. La Fig I.5 décrit la variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour une FMS à réseau triangulaire avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$.

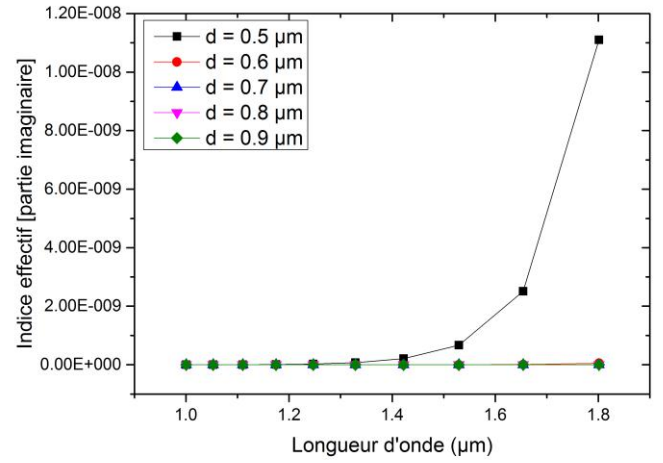
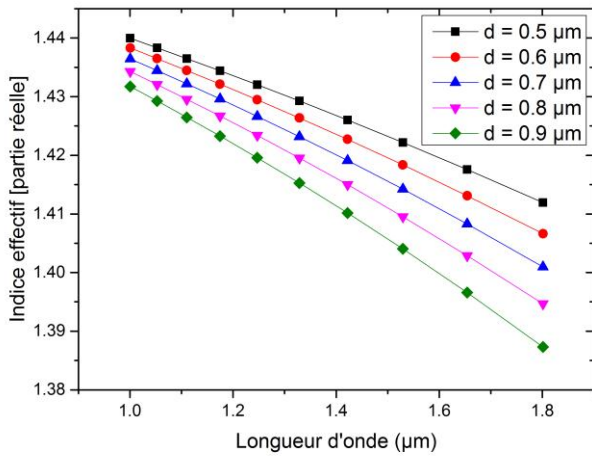


Fig. I.5 Variation de l'indice effectif (parties réelle et imaginaire) en fonction de la longueur d'onde d'une FMAS avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$.

Quant au champ optique, sa distribution dépend aussi de la longueur d'onde. En effet, plus la longueur d'onde devient courte, plus le champ électromagnétique s'étend dans la silice et l'indice effectif de la gaine se rapproche de celui de la silice pleine. Une FMAS apparaît donc comme une fibre à ouverture numérique chromatiquement dépendante.

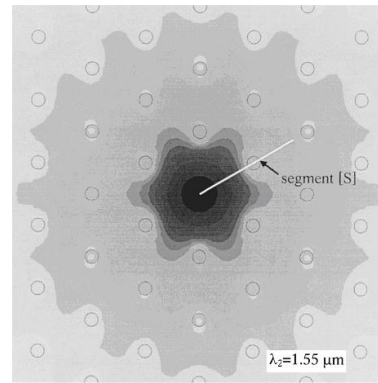
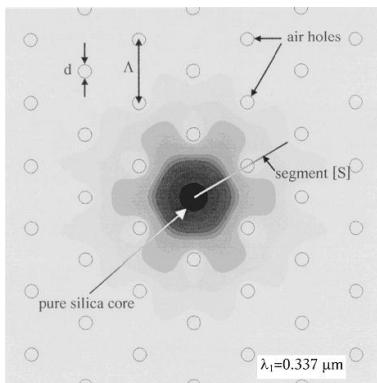


Fig. I.6 Distribution du champ électrique du mode fondamental d'une FMAS avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et $d = 0.5 \mu\text{m}$ pour les longueurs d'onde $0.337 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$ [11].

I.5.1. Caractère infiniment monomode

Pour déterminer si une FMAS est monomode ou multimode, la fréquence spatiale normalisée effective V doit être calculée. Son expression est donné par [11]:

$$V_{eff} = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{(n_{coeur}^2 - n_{FSM}^2)} \quad (I.4)$$

Où a est le rayon du coeur de la fibre à saut d'indice équivalente donnée par $a = 0.64\Lambda$ si d/Λ est inférieur à 0.4[11]. Cette valeur a été choisie pour conserver la même valeur de la fréquence spatiale normalisée de coupure du second mode dans une fibre standard SMF-28, c'est-à-dire 2.405. Les courbes de V_{eff} de la Fig. I.5 sont calculées pour 6 couples de valeurs de Λ et d/Λ : $\Lambda = [2.5, 5]$ μm et $d/\Lambda = [0.1, 0.2, 0.3]$.

Ces courbes montrent qu'il est possible d'obtenir une fibre microstructurée dont la fréquence normalisée est inférieure à la fréquence de coupure du second mode quelle que soit la longueur d'onde, en choisissant d/Λ suffisamment petit. La fibre est alors monomode quelle que soit la longueur d'onde de travail.

De plus, on peut noter que la fréquence normalisée de la fibre dépend uniquement du rapport d/Λ lorsque le rapport a_{eq}/λ est constant. En augmentant Λ (ce qui revient à augmenter la taille du coeur) à d/Λ constant, la structure conserve son caractère monomode large bande.

Si la fibre n'est pas indéfiniment monomode, la bande spectrale de fonctionnement monomode est décalée vers les grandes longueurs d'onde. Il est donc possible de réaliser une fibre monomode large bande possédant un coeur de très grande dimension.

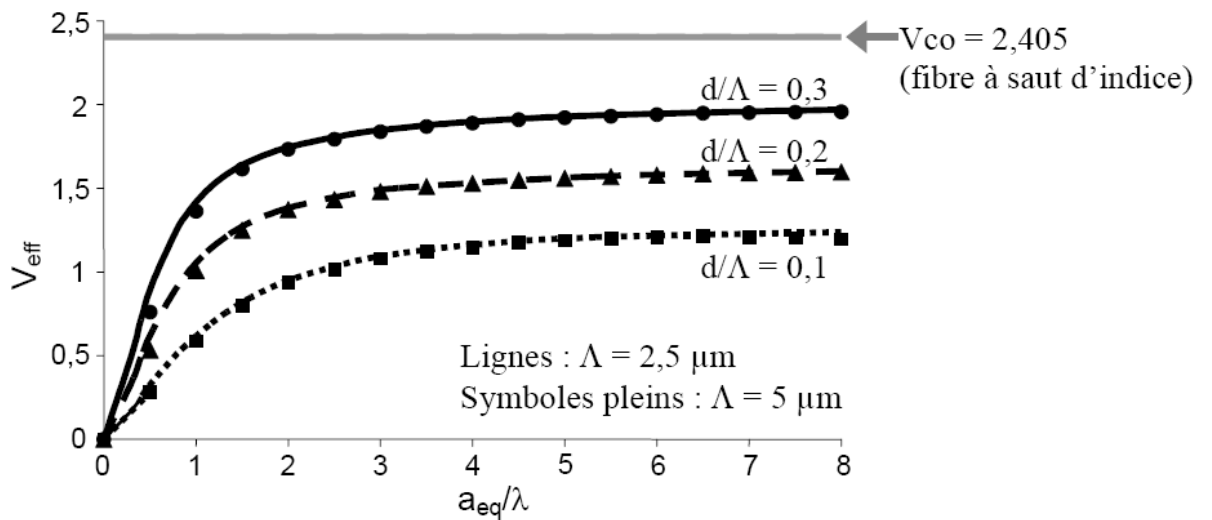


Fig. I.7 Variation de la fréquence normalisée en fonction du rapport a_{eq}/λ [12].

I.5.2. Les pertes de propagation

Une onde optique se propageant dans une fibre optique est atténuée en puissance tout le long de sa propagation. Plusieurs phénomènes participent à l'atténuation. Ces phénomènes peuvent être classés en deux catégories: ceux qui sont liés au matériau du cœur (la silice) et sa qualité de fabrication (absorption, diffusion) et d'autres qui sont relatifs à la capacité de la gaine de piéger l'onde dans le cœur (fraction d'air dans la gaine, nombre de couronnes des trous d'air).

I.5.2.1. Pertes par absorption

Ce type de perte se traduit par une conversion de l'énergie des photons en une autre forme d'énergie (vibration par exemple). Plusieurs sources sont à l'origine de l'absorption. On trouve l'absorption électronique dans l'ultraviolet et l'absorption du réseau (multiphoton) dans l'infrarouge. C'est deux absorptions sont intrinsèques. Il y a aussi l'absorption extrinsèque qui est due aux impuretés introduites lors du processus de fabrication (l'exemple typique concerne l'absorption par les ions OH^- dans les verres de silice) [13].

I.5.2.2. Pertes par diffusion

les pertes par diffusion proviennent de deux sources. La première est due la variation de l'indice de réfraction du matériau (fluctuation locale de la composition) sur des longueurs inférieures à la longueur d'onde de la lumière (diffusion de Rayleigh). la deuxième source est due à la fois aux imperfections géométriques de la fibres (microcourbures) et à la présence d'éléments diffusants discrets, tels que des particules ou des cristallites. La Fig. I.8 illustre les différents mécanismes de pertes due au matériau [14].

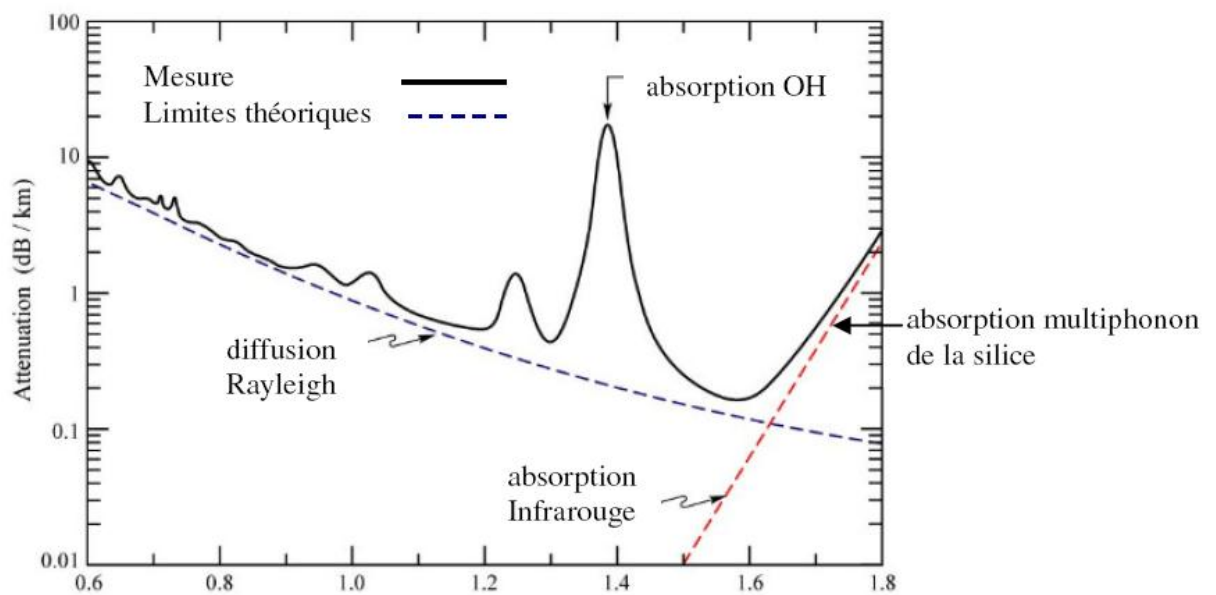


Fig. I.8 les différentes sources d'atténuation dans les fibres de silice

I.5.2.3. Pertes par confinements

Les pertes par confinement sont dues à la dimension finie de la gaine, qui peut entraîner un transfert d'énergie des modes de coeur vers les modes de la gaine externes (non confinés) par effet tunnel [15]. la dimension des pertes par confinement se fait en augmentant la fraction d'air d/Λ et/ou le nombre de couronnes de trous de la gaine. Ces pertes sont calculées en fonction de la partie imaginaire de l'indice effectif du mode suivant la formule suivante [16]:

$$\alpha(\text{dB/km}) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{20}{\ln(10)} \text{Im}(n_{\text{eff}}) \quad (\text{I.5})$$

La Fig. I.9 l'impact de la fraction d'air et de nombre de couronnes de la gaine sur les pertes par confinement d'une FMAS à réseau triangulaire.

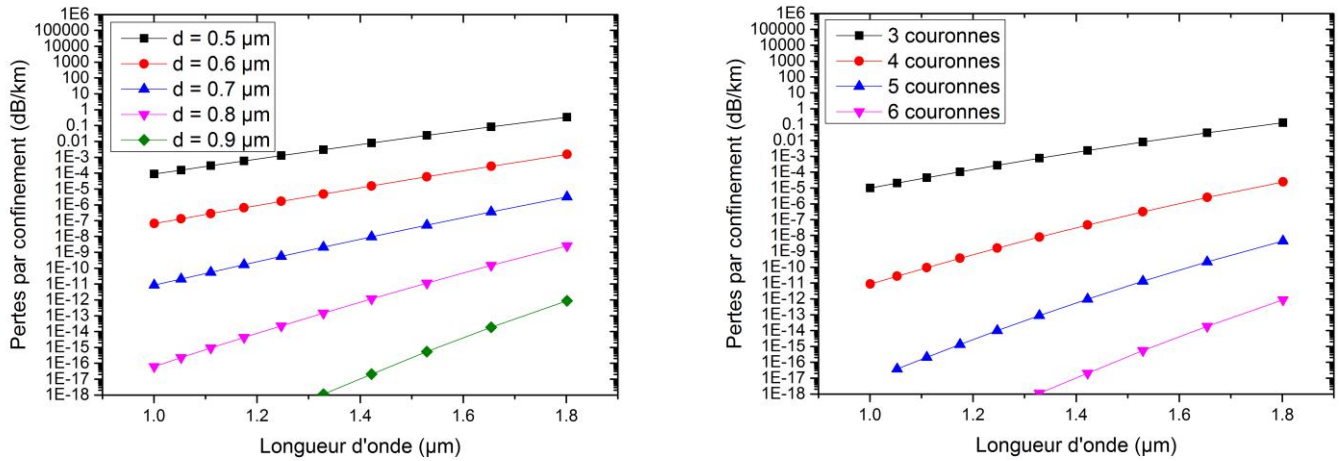


Fig. I.9 Variation des pertes par confinement avec la longueur d'onde pour: (a) différentes valeur de facteur de remplissage ($\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$) et (b) différentes valeurs du nombre de couronnes.

I.5.2.4. Pertes par courbure

Lorsque une fibre subit une courbure, une partie de la puissance optique véhiculée dans le coeur peut d'échapper et se perdre dans la gaine [17]. Comme pour les pertes par confinement, les pertes par courbure dépendent du facteur de remplissage et du nombre de couronnes de trous d'air. L'une des solutions utilisée pour diminuer ces pertes est d'augmenter la proportion de l'air dans la gaine suivant le direction du rayon de la courbure [18]. La Fig. 1.8 montre l'évolution des pertes avec la longueur d'onde en l'absence de la courbure et en présence d'une courbure de rayon de 1 mm et 0.5 mm.

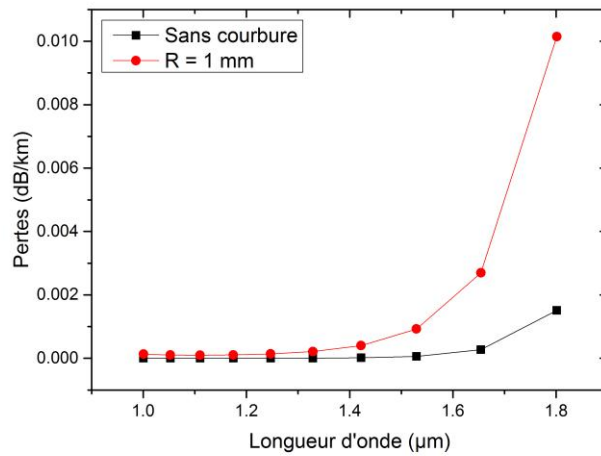


Fig I.10 Evolution des pertes en fonction de la longueur d'onde dans une FMAS en l'absence de la courbure en avec une courbure de rayon de 1 mm.

Les pertes par courbure peuvent être bénéfique pour certaines applications. En effet, les FMAS à grande aire effective (servant au transport de la forte puissance) peuvent avoir, mise à part le mode fondamental, des modes d'ordre supérieur ayant un coefficient de pertes plus grand par rapport à celui du mode fondamental. Pour rendre la fibre monomode, on la courbe avec un rayon suffisamment petit, ce qui va augmenter les pertes par confinement dans le fibre et par la suite éliminer les modes d'ordre supérieur après quelques centimètre de propagation [19].

I.5.3. La dispersion chromatique

Dans les FMAS, comme pour les fibres conventionnelles, la dispersion chromatique est la somme de deux contribution: la dispersion du matériau et la dispersion de guide:

$$D_c = D_m + D_g \quad (I.6)$$

La dispersion de matériau D_m traduit le fait que l'indice de matériau (la silice) varie en fonction de la longueur d'onde. Cette variation est souvent exprimée par le formule de Sellmeier donnée par [20]:

$$n_{silice}^2(\lambda) = 1 + \sum_{k=1}^3 \frac{b_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2} \quad (I.7)$$

avec: $b_1 = 0.6961663$, $b_2 = 0.4079426$, $b_3 = 0.8974794$, $\lambda_1 = 0.0684043 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 0.1162414 \mu\text{m}$ et $\lambda_3 = 9.896161 \mu\text{m}$.

La dispersion de matériau est donnée par:

$$D_m = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{silice}}{d\lambda^2} \quad (I.8)$$

La dispersion de la silice est négative pour des longueurs d'onde inférieures à 1,27 μm et positive au-delà de cette valeur.

Quant à la dispersion de guide, son expression est donnée par [16]:

$$D_g = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \quad (I.9)$$

L'un des avantages des FMAS est la possibilité de contrôler la dispersion chromatique totale en jouant sur la géométrie de la microstructure de la gaine. La Fig. I.11 montre la variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour une FMAS à réseau triangulaire avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à 0.9 μm .

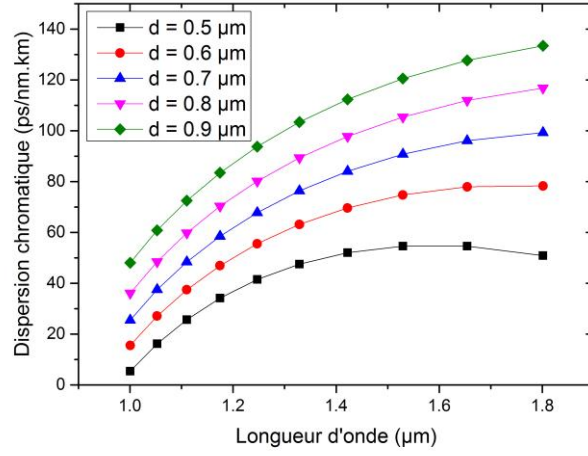


Fig. I.11 Variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour une FMS à réseau triangulaire avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$.

Des FMS avec une dispersion chromatique fortement négative [21], nulle autour d'une certaine longueur d'onde [22] ou sur une plage des longueurs d'onde [23] peuvent être facilement obtenues en ajustant les valeurs de Λ et d et/ou en ajoutant d'autres matériaux comme le germanium [24], la fluorine [25], verre de chalcogénure [26],...etc.

I.5.4. La biréfringence

Dans une fibre optique conventionnelle monomode, le mode fondamental HE_{11} est, en réalité, décomposé sur deux modes selon deux directions de polarisation x et y qui sont perpendiculaires, notés respectivement HE_{11x} et HE_{11y} . En raison de la symétrie circulaire parfaite de la fibre, les deux modes se propagent avec les mêmes indices effectifs, $n_{\text{eff}x}$ et $n_{\text{eff}y}$, et l'état initial de la polarisation de l'onde ne change pas durant la propagation [27, 28]. lorsque la symétrie radiale est brisée, accidentellement ou non, la fibre monomode se comporte comme un milieu anisotrope dans lequel la polarisation évolue tout au long de la fibre. On définit la biréfringence linéaire d'une fibre comme étant la différence entre les indices effectifs des modes HE_{11x} et HE_{11y} [29]:

$$B = |n_{\text{eff}x} - n_{\text{eff}y}| \quad (\text{I.10})$$

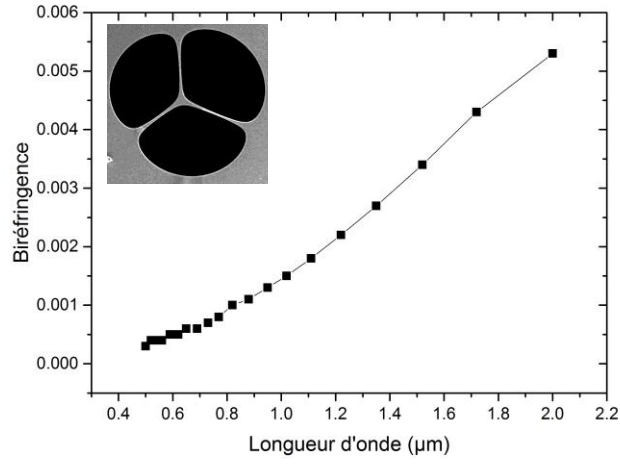


Fig. I.12 Evolution de la biréfringence avec la longueur d'onde d'une fibre microstructurée à coeur suspendu.

I.5.5. L'aire effective de mode

Lorsque la puissance optique est injectée dans la fibre, le champ électrique créé suit une loi de distribution qui n'est pas uniforme. L'intensité du champ est plus élevée sur l'axe de la fibre et diminue progressivement quand on s'éloigne [30, 31]. L'aire effective est déduite de la répartition transverse du module du champ électrique $\vec{E}(x, y)$ [32]:

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_{\infty} \left| \vec{E}(x, y) \right|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{\infty} \left| \vec{E}(x, y) \right|^4 dx dy} \quad (I.11)$$

Dans les FMAS, A_{eff} est proportionnelle au rayon du coeur et inversement proportionnelle au facteur de remplissage. La Fig. I.13 présente la variation de l'aire effective du mode fondamental d'une FMAS en fonction de la longueur d'onde et ce pour $\lambda = 2.3 \mu m$ et différentes valeurs de d .

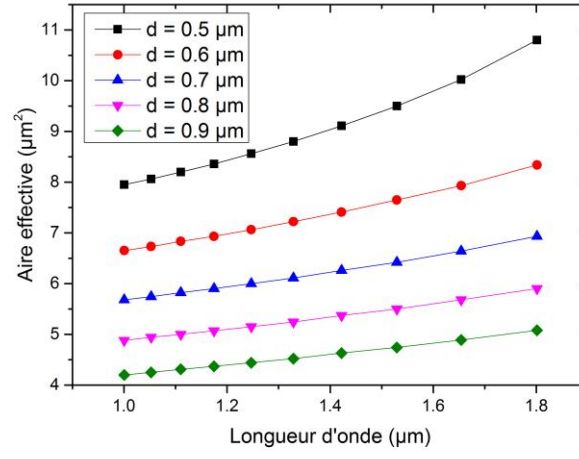


Fig. I.13 Evolution de l'aire effective de mode en fonction de la longueur d'onde pour une FMS à réseau triangulaire avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$.

I.5.6. L'effet Kerr optique

Cet effet provient de la dépendance de l'indice de réfraction du matériau à l'intensité du champ optique [20]. L'effet Kerr englobe plusieurs phénomènes non-linéaires tels que l'automodulation de phase, l'inter modulation de phase et le mélange de quatre ondes. Sous l'effet d'un fort champ optique, l'indice de réfraction du matériau devient non-linéaire comme suit:

$$n_{NL}(\lambda, I) = n(\lambda) + n_2 \times I \quad (\text{I.12})$$

Où $n(\lambda)$ est l'indice linéaire du matériau, I est l'intensité du champ optique et n_2 est le coefficient non-linéaire du matériau ($3 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{w}$). Le coefficient de la non-linéarité γ d'une FMS est donné par [33]:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}} \quad (\text{I.13})$$

Le coefficient de la non-linéarité est inversement proportionnelle à l'aire effective de mode. Il est facile alors de contrôler sa valeur en ajustant les valeurs de Λ et d et ce dans le but de concevoir des FMASs à très haute non-linéarité pour la génération de supercontinuum [34], la conversion de la longueur d'onde [35] et bien d'autres applications [36].

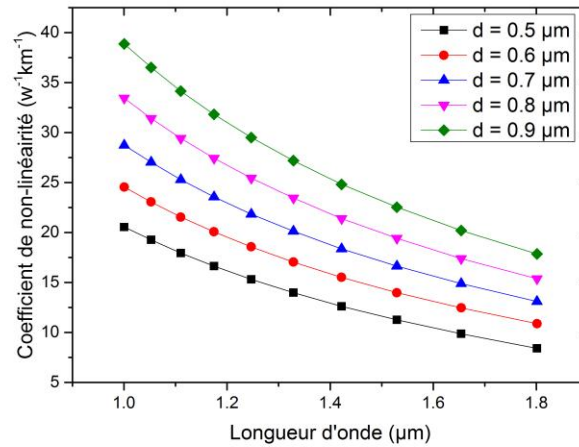


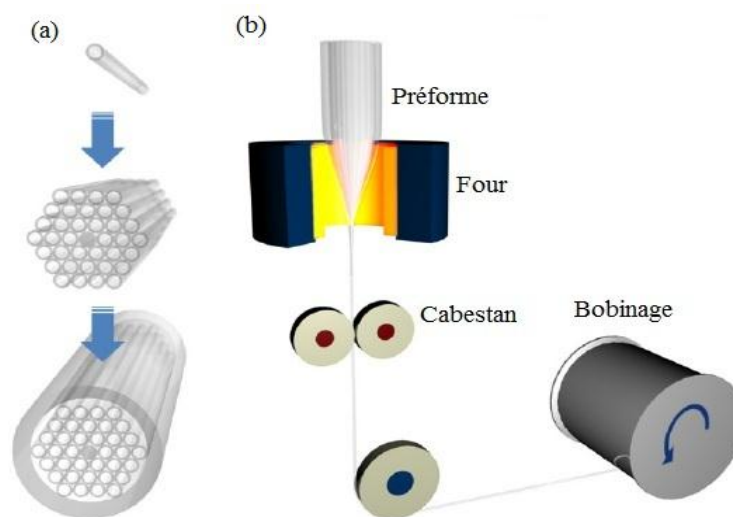
Fig. I.14 Evolution du coefficient de la non-linéarité en fonction de la longueur d'onde pour une FMAS à réseau triangulaire avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et d varie de 0.5 à $0.9 \mu\text{m}$.

I.6. Fabrication des FMAS

Les FMAS sont généralement fabriquées en utilisant une technique dite d'assemblage-étirage (stack and draw). C'est la même technique utilisée pour la fabrication des fibres conventionnelles. Elle repose sur l'étirage à haute température à partir d'une préforme installée dans une tour de fibrage verticale de plusieurs mètres de haut et qui dispose dans sa partie supérieure d'un four de haute température (1800 à 2000°C est nécessaire pour faire couler la silice) [37]. Les préformes des FMAS sont obtenues par un empilement des tubes capillaires creux et pleins de silice de $1\text{-}2\text{ mm}$ de diamètre. Afin de maintenir leur assemblage, les tubes capillaires sont insérés dans un manchon de silice de quelques centimètres. La préforme est étirée directement à l'aide d'un cabestan

pour former la fibre optique. Contrairement au cas des fibres classiques, la section finale d'une FMAS ne résulte pas systématiquement d'une simple réduction homothétique de la préforme. De nombreux paramètres, tels que la température du four, la pression dans les tubes ou la vitesse d'étirage ont une influence significative sur la forme et la taille des trous dans la fibre, ainsi que sur celle des interstices entre les trous. La réalisations des capillaires se fait aussi avec une technique d'étirage similaire aux fibres optiques. On étire, avec un facteur d'étirage moins important un tube de verre de quelques centimètres de diamètre.

Fig.I.15 illustre les différentes étapes de la fabrication des FMAS avec la méthode d'assemblage-étirage.



*Fig. I.15 Les différentes étapes de la fabrications des FMAS par la méthode d'assemblage (a)
étirage (b)*

Pour fabriquer des FMAS avec la plus grande précision que possible, les conditions suivantes doivent être respectées [38]:

1- La silice doit être bien déshydratée et de très grande pureté avec une rugosité aux interfaces silice/air la plus faible que possible.

2- Un bon contrôle des paramètres d et A est exigé car les propriétés optiques des FMAS sont sensibles à leurs valeurs.

3- La section transversale de la FMAS doit être axialement maintenue afin de minimiser les pertes de transmission.

I.7. Conclusion

Dans ce chapitre consacré à l'étude des FMAS, Nous avons parlé de leur classification en terme du mécanisme de guidage de la lumière: FMAS à coeur plein dont le guidage se fait par réflexion totale interne modifiée et FMAS à coeur creux dont le guidage se fait par bande photonique interdite. A savoir qu'on est limité dans le cadre de ce mémoire à l'études des FMAS à coeur plein, nous avons présenté les différentes propriétés optiques telles que le caractère infiniment monomode, les pertes, la dispersion chromatique, l'aire effective de mode et la non-linéarité de Kerr tout en montrant la possibilité de contrôler ces caractéristiques en ajustant les paramètres opto-géométriques de la fibre. A la fin, nous avons expliqué la technique de assemblage-étirage pour la fabrication des FMAS

Le chapitre qui suit sera dédiée aux différentes méthodes et approches pour la modélisation numérique des FMAS.

Bibliographie

- [1] Eli Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, *Physical Review Letters*, 58(20) 1987, 2059-2062.
- [2] P. Russel and R. Dettmer, A neat idea [Photonic crystal fibre], *IEE review*, 74(5) 2001, 19-23.
- [3] P. Russel, Photonic crystal fibers, *Science*, 299 2003, 358-362.
- [4] T.A. Birks, P.J. Roberts, P.St.J. Russell, D.M. Atkin and T.J. Shepherd, Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures, *Electronics Letters*, 31(22) 1995, 1941-1942.
- [5] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell and D. M. Atkin, All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding, *Optics Letters*, 21(19) 1996, 1547-1549.
- [6] Christelle Lesvigne-buy, Conversions non-linéaires et élargissements spectraux dans les fibres optiques microstructurées, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2008.
- [7] J. C. Knight, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, Properties of photonic crystal fiber and the effective index model, *Journal of optical society of America A*, 15(3) 1998, 748-752.
- [8] Yanfeng Li, Yuhong Yao, Minglie Hu, Lu Chai and Chingyue Wang, Analysis of the fundamental space-filling mode of photonic crystal fibres: a symmetry point of view, *Journal of optics A*, 10 2008.
- [9] Rim Cherif, Étude des Effets Non-Linéaires dans les Fibres à Cristaux Photoniques, Thèse de doctorat, Université 7 novembre à Carthage, 2009.
- [10] Anders Bjarklev, Jes Broeng and Araceli Sanchez Bjarklev, *Photonic Crystal Fibres*, Springer, 2003.
- [11] F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux, and P. Roy, Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method, *Optical fiber technology*, 6 2000, 181-191.
- [12] Ambre Peyrilloux, Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2003.
- [13] A. Jacobsen, N. Neuroth, and F. Reitmayer, Absorption and scattering losses in glasses and fibers for light guidance, 72nd annual meeting, the American Ceramic Society, 1970.
- [14] Irene Broquet, La diffusion dans les fibres optiques multimodes, *Annales de télécommunications*, 29 1974, 195-208.
- [15] Mohammed El amraoui, Fibres optiques microstructurées chalcogénures fortement non linéaires a base de As_2S_3 : vers de nouvelles sources supercontinuum infrarouges, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 2010.
- [16] K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa and E. Sasaoka, Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion, *Optics Express*, 11(8) 2003, 843-852.
- [17] M. D. Nielsen, N. A. Mortensen, M. Albertsen, J. R. Folkenberg, A. Bjarklev, and D. Bonacinni, Predicting macrobending loss for large-mode area photonic crystal fibers, *Optics Express*, 12(8) 2004, 1775-1779.
- [18] Marek Napierała, Tomasz Nasilowski, Elzbieta Bereś-Pawlik, Francis Berghmans, Jan Wójcik, and Hugo Thienpont, Extremely large-mode-area photonic crystal fibre with low bending loss, *Optics Express* 18(15), 2010, 15408-15418.

- [19] Marek Napierala, Elzbieta Beres-Pawlik, Tomasz Nasilowski, Paweł Mergo, Francis Berghmans, and Hugo Thienpont, Photonic crystal fiber with large mode area and characteristic bending properties, *IEEE photonic technology letters*, 24(16) 2012, 1409-1411.
- [20] G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Elsevier, 2013.
- [21] Sigang Yang, Yejin Zhang, Lina He, and Shizhong Xie, Broadband dispersion-compensating photonic crystal fiber, *Optics letters* 31(19) 2006, 2830-283.
- [22] Thomas V. Andersen, Karen Marie Hilligsøe, Carsten K. Nielsen, Jan Thøgersen, K. P. Hansen, Søren R. Keiding and Jakob J. Larsen, Continuous-wave wavelength conversion in a photonic crystal fiber with two zero-dispersion wavelengths, *Optics express*, 12(17) 2004, 4113-4122.
- [23] W.H. Reeves, J.C. Knight, P.St.J. Russell and P.J. Roberts, Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers, *Optics express*, 10(14) 2002, 609-613.
- [24] Ming Chen, Shizhong Xie, New nonlinear and dispersion flattened photonic crystal fiber with low confinement loss, *Optics Communications* 281 (2008) 2073–2076.
- [25] K. P. Hansen, Dispersion flattened hybrid-core nonlinear photonic crystal fiber, *Optics express*, 11(13) 2003, 1503-1509.
- [26] Chitrarekha Chaudhari, Takenobu Suzuki, and Yasutake Ohishi, Highly nonlinear chalcogenide core nanofiber and photonic crystal fiber showing zero dispersion at 1.55 μm , *Proc. SPIE*, 7357 2009.
- [27] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, Highly birefringent photonic crystal fibers, *Optics letter*, 25(18) 2000, 1325-1327.
- [28] Kunimasa Saitoh and Masanori Koshiba, Photonic Bandgap Fibers With High Birefringence, *IEEE photonic technology letters*, 14(9) 2002 1291-1293.
- [29] Theis P. Hansen, Jes Broeng, Stig E. B. Libori, Erik Knudsen, Anders Bjarklev, Jacob Riis Jensen, and Harald Simonsen, Highly birefringent index-guiding photonic crystal fibers, *IEEE photonic technology letters*, 13(6) 2001, 588-590.
- [30] J.C. Knight, T.A. Birks, R.F. Cregan, P.St. J. Russell and J.-P. de Sandro, Large mode area photonic crystal fibre, *Electronics letters*, 34(13) 1998, 1347-1348.
- [31] N. A. Mortensen, M. D. Nielsen, J. R. Folkenberg, A. Petersson, and H. R. Simonsen, Improved large-mode-area endlessly single-mode photonic crystal fibers, *Optics letters*, 28(6) 2003, 393-395.
- [32] John M. Fini, Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area, *Optics express*, 14(1) 2006, 69-81.
- [33] S. M. Abdur Razzak, and Yoshinori Namihira, Proposal for highly nonlinear dispersion-flattened octagonal photonic crystal fibers, *IEEE photonic technology letters*, 20(4) 2008, 249-251.
- [34] Kunimasa Saitoh and Masanori Koshiba, Highly nonlinear dispersion-flattened photonic crystal fibers for supercontinuum generation in a telecommunication window, *Optics express*, 12(10) 2004, 2027- 2032.
- [35] Peter A. Andersen, Torger Tøkle, Yan Geng, Christophe Peucheret, and Palle Jeppesen, Wavelength conversion of a 40-Gb/s RZ-DPSK signal using four-wave mixing in a dispersion-flattened highly nonlinear photonic crystal fiber, *IEEE photonic technology letters*, 17(9) 2005.

[36] John M. dudley and J. roy taylor, Ten years of nonlinear optics in photonic crystal fibre, Nature photonics, 3 2009, 85-90.

[37] Jonathan C. Knight, Photonic crystal fibres, Nature, 424 2003, 847-851.

[38] Hervé Rigneault Jean-Michel Lourtioz Claude Delalande and Ariel Levenson, La nanophotonique, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications (CTST), GET et Lavoisier, Paris, 2005

Chapitre II:

Modélisations des FMAS

II.1. Introduction

Si la modélisation de la propagation dans un guide optique classique (de section rectangulaire ou circulaire) peut se faire facilement par des méthodes analytiques, l'étude de cette propagation dans des guides à section transverse complexe (sans symétrie de révolution) et présentant des transitions abruptes de l'indice de réfraction, telle que celle des FMAS doit faire appel à des méthodes numériques adaptées. Le caractère vectoriel des ondes électromagnétiques doit être pris en compte dans les méthodes d'analyse afin d'obtenir une description correcte des propriétés optiques de la FMAS. Il existe plusieurs méthodes numériques pour la modélisation des FMAS, à savoir: la méthode d'indice effectif, la méthode des fonctions localisées, la méthode de décomposition en ondes planes, la méthode multipolaire, la méthode des différences finies (dans le domaine temporel ou fréquentiel), la méthode des éléments finies, la méthode de faisceau propagé et la méthode d'indice moyenné en azimuth. Nous présenterons dans les paragraphes suivants les différentes méthodes de modélisation des FMAS, en présentant, pour chaque méthode, une introduction succincte suivie par le principe et la formulation mathématique. Enfin, ce chapitre se conclura par une comparaison entre les différentes méthodes.

II.2. Méthode d'indice effectif (Effective Index Method: EIM)

Cette méthode a été établie dans le but d'étudier les propriétés d'une FMAS à coeur plein en utilisant la même approche employée pour les fibres optiques conventionnelles [1]. L'idée de base de cette méthode repose sur l'analyse de la structure périodique de la gaine puis remplacer la microstructure par une gaine circulaire ayant un indice effectif équivalent (Fig. II.1).

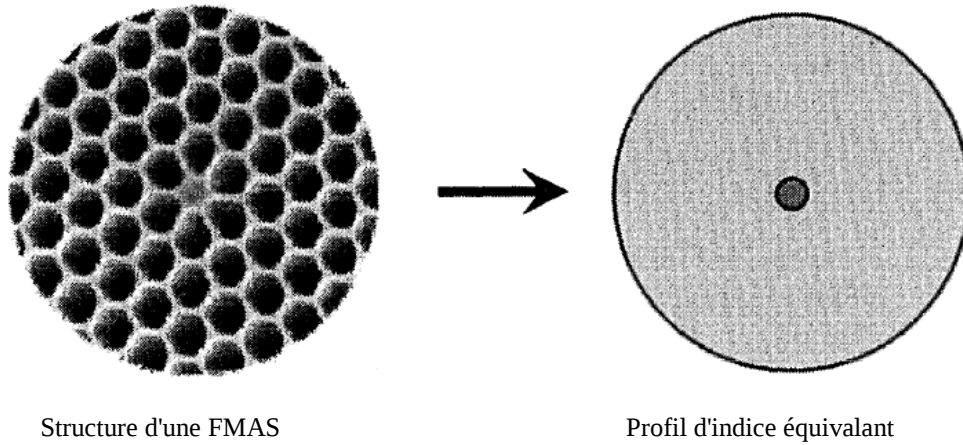


Fig. II.1. FMAS et fibre à saut d'indice équivalent en utilisant l'approche d'indice effectif.

II.2.1 Principe

La première étape dans cette méthode est de déterminer le profil du champ dans la gaine, Ψ , par la résolution de l'équation d'onde dans une cellule unitaire composée d'un seul trou d'air. Le diamètre de ces cellules est égale à la période Λ et leur forme hexagonale est approximée par une zone circulaire.

La constante de propagation du mode de la gaine équivalent, β_{FSM} , est utilisée pour calculer l'indice effectif équivalent de la gaine:

$$n_{eff} = \frac{\beta_{FSM}}{k} \quad (II.1)$$

où k est le vecteur d'onde ayant une longueur λ .

La fibre à saut d'indice équivalent à la FMAS est alors formée d'un coeur solide de diamètres égale à $\Lambda/2$ dont l'indice peut être calculé en utilisant la formule de Sellmeier et d'une

gaine d'indice égale à n_{eff} . Le mode fondamental guidé ainsi que ses différentes propriétés optiques peuvent être alors déterminées.

II.3. Méthode des fonctions de base localisées (Localized Functions Method: LFM)

La méthode d'indice effectif est caractérisée par sa simplicité et sa rapidité. En revanche, les résultats obtenus avec cette méthode sont approximatives. Afin de déterminer les caractéristiques de la propagation dans les FMAS avec plus de précision, la méthode des fonctions de base localisées a été proposée [2]. Cette méthode est basée sur la solution des équations de Maxwell en représentant la distribution du champ optique et le profil d'indice sous forme d'une somme des fonctions de base localisées. Cette approche a été initialement adoptée pour les FMAS dont le motif de la gaine est triangulaire, puis généralisée sur d'autres structures [3].

II.3.1. Principe

Pour déterminer les modes guidés dans la FMAS, les équations de Maxwell sont reformulées sous forme d'une équation à valeur propre comme suit [4]:

$$(\nabla_{\perp}^2 + k^2 \varepsilon) \vec{h}_{\perp} + (\nabla_{\perp} \ln(\varepsilon)) \times (\nabla_{\perp} \times \vec{h}_{\perp}) = \beta^2 \vec{h}_{\perp} \quad (\text{II.2})$$

où $\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ est le gradient suivant le plan x-y, k est le vecteur d'onde et

$\vec{h}_{\perp} = [h_x, h_y]^T$ sont les composantes transversales du champ magnétique $\vec{H}$ donné par:

$$H_i = h_i \exp[j(ckt - \beta z)] \quad (\text{II.3})$$

où β est la constante de propagation, z est la coordonnée de la position, c est la célérité de la lumière et t est la variable du temps.

L'espace de fonctions de base est formé d'une somme des fonction orthonormées d'Hermite-Gauss données par [4]:

$$\phi_{m,n} = \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{2\Lambda^2}\right] H_m \frac{x}{\Lambda} H_n \frac{y}{\Lambda} \quad (\text{II.4})$$

Où H_m est le polynôme d'Hermite d'ordre m et Λ est la période de la microstructure. C'est fonctions de base sont mutuellement orthogonales. En réécrivant l'équation (II.2) sur cette base, on obtient:

$$\sum_{k,l} L_{k,l}^{m,n} \vec{h}_{\perp}^{\rightarrow m,n} = \beta^2 \vec{h}_{\perp}^{\rightarrow m,n} \quad (\text{II.5})$$

$\vec{h}_{\perp}^{\rightarrow m,n}$ représente la projection du champ magnétique transverse sur l'espace des fonctions localisées et $L_{k,l}^{m,n}$ sont les coefficient de la matrice qui représente l'opérateur $\nabla_{\perp}$ dans ce même espace.

Afin de représenter le profil d'indice de la FMAS, deux espaces sont à la fois utilisé: un espace dont la base est formée par des fonctions cosinusoidale pour représenter le réseau périodique air/silice sans tenir compte de défaut du coeur et un espace des fonctions d'Hermite-Gauss localisées pour représenter le défaut du coeur seul. Le profil d'indice est alors donné par:

$$n^2(x,y) = \sum_{a,b=0}^{C-1} c_{ab} \Psi_a^d(x) \Psi_b^d(y) + \sum_{a,b=0}^{P-1} p_{ab} \cos\left(\frac{2a\pi x}{l}\right) \cos\left(\frac{2b\pi y}{l}\right) \quad (\text{II.6})$$

où C et P représente le nombre de termes utilisés pour représenter la microstructure et l représente l'étendue transversale de la structure. Ψ_b^d est une fonction Hermite-Gaussienne donnée par:

$$\Psi_b^d = \frac{2^{-a} \pi^{-0.25}}{\sqrt{(2a)!} \omega_d} \exp\left(\frac{-x^2}{2\omega_d^2}\right) H_{2a}\left(\frac{x}{\omega_d}\right) \quad (\text{II.7})$$

Les coefficients c_{ab} et p_{ab} sont obtenus en calculant l'intégrale de recouvrement du cosinus avec la microstructure sans défaut et de la fonction Hermite-Gaussienne avec le défaut du coeur seul. Une fois ces coefficients sont calculés, les propriétés optiques des modes guidées dans la FMAS peuvent être déterminées.

II.4. Méthode de décomposition en ondes planes (Plane Wave Method: PWM)

La méthode de décomposition en ondes planes a été initialement proposée pour déterminer la relation de dispersion dans les cristaux photoniques [5, 6]. Elle permet de calculer le diagramme des bandes pour des inclusions de forme et de profil d'indice quelconques avec un coût numérique contenu. L'approche utilisée est similaire à celle employée pour déterminer les bandes électroniques dans les semi-conducteurs [7]. Cette méthode convient, alors, à l'étude des FMAS à guidage par bande photonique interdite.

II.4.1. Principe

Dans ce qui suit, on va supposer que le milieu constituant la gaine de la fibre à cristaux photoniques est supposé infini, non magnétique, linéaire et ne contient ni charges libres ni courants.

Dans le régime harmonique, l'équation d'onde pour le champ électrique $\vec{E}$ et le champ magnétique $\vec{H}$ est donnée par :

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{II.8})$$

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{II.9})$$

$\vec{r}$ étant le vecteur de la position, ω est la pulsation, $\varepsilon(\vec{r})$ est la permittivité électrique et $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ est la célérité de la lumière dans le vide.

Grâce à la périodicité de l'indice du cristal photonique dans la gaine, et en utilisant le théorème de Bloch, la solution de l'équation d'onde peut être exprimée sous la forme d'une onde plane modulée par une fonction ayant la même périodicité que le cristal photonique:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{V}(\vec{r}) e^{-j \vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.10})$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{U}(\vec{r}) e^{-j \vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.11})$$

où $\vec{V}(\vec{r})$ et $\vec{U}(\vec{r})$ sont des fonctions vectorielles périodiques et $\vec{k}$ est le vecteur d'onde associé. En utilisant la décomposition en séries de Fourier, les solutions peuvent être écrites dans l'espace réciproque comme suit:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \vec{E}_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{-j(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.12})$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{-j(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.13})$$

où $\vec{G}$ représente la base vectorielle de l'espace réciproque. En réécrivant les équations (II.8) et (II.9) dans l'espace réciproque, on obtient:

$$-(\vec{k} + \vec{G}) \times \left[(\vec{k} + \vec{G}) \times \vec{E}_{\vec{k}}(\vec{G}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') \vec{E}_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (\text{II.14})$$

$$-(\vec{k} + \vec{G}) \times \left[\sum_{\vec{G}'} \varepsilon^{-1}_r(\vec{G} - \vec{G}') (\vec{k} + \vec{G}') \times \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{G}') \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{G}) \quad (\text{II.15})$$

où $\varepsilon_r(\vec{G})$ et $\varepsilon^{-1}_r(\vec{G})$ sont les transformées de Fourier de $\varepsilon_r(\vec{r})$ et $\varepsilon^{-1}_r(\vec{r})$, respectivement.

Les équations (II.14) et (II.15) sont ensuite reformulées de sorte que le problème se ramène au calcul des valeurs propres d'une matrice de dimension finie. Ainsi, pour calculer le diagramme de bandes, il suffit de fixer la longueur d'onde et de résoudre l'équation matricielle aux valeurs propres pour obtenir les valeurs possibles de la constante de propagation.

II.5. Méthode multipolaire (Multipole Method: MPM)

Dans la méthode multipolaire, un trou d'air est considéré comme un élément diffractant. Le champ électromagnétique est exprimé dans un repère cylindrique autour des trous d'air [8]. Le champ étant composé d'une composante incidente (regroupant toutes les ondes en incidence directe sur un trou ainsi que les ondes diffusées par les autres trous et incidente sur le trou considéré) et une composante sortante (regroupant toutes les ondes diffusées par le trou considéré). L'expression de la composante incidente du champ électrique est donnée par:

$$E_z = \sum_{-\infty}^{\infty} \left[a_m^{(l)} J_m(k_{\perp}^e r_l) + b_m^{(l)} H_m^{(l)}(k_{\perp}^e r_l) \right] \exp(-jm\phi_l) \exp(-j\beta z) \quad (\text{II.16})$$

Où $k_{\perp}^e = \sqrt{k_0^2 n_e^2 - \beta^2}$ est le vecteur d'onde transverse dans la silice d'indice n_e et β est la constante de propagation du mode guidé.

L'expression de la composante sortante du champ électrique est donnée par:

$$E_z = \sum_{-\infty}^{\infty} \left[c_m^{(l)} J_m(k_{\perp}^i r_l) \right] \exp(-jm\phi_l) \exp(-j\beta z) \quad (\text{II.17})$$

Avec $k_{\perp}^i = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_i^2}$ où $n_e = 1$ est l'indice de l'air. Des expressions similaires peuvent être déduites pour le champ magnétique. En appliquant les conditions aux limites, les coefficients $a_m^{(l)}$, $b_m^{(l)}$ et $c_m^{(l)}$ sont obtenus.

L'avantage de la méthode multipolaire, par rapport aux méthodes décrites auparavant, est qu'elle prend en compte la partie réelle et la partie imaginaire de la constante de propagations 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.

II.6. Méthode des différences finies dans le domaine temporel

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (Finite-difference Time-Domain: FDTD) a été proposée dans le but d'étudier les propriétés optiques des modes guidés dans les fibres à cristaux photoniques en tenant en compte toutes les composantes de champ électrique et magnétique " 3D ou Full-wave" [9, 10]. La FDTD a également démontré une bonne efficacité dans le calcul des structures des bandes des cristaux photoniques, les modes de défaut, les modes guidés et les modes de surface [9].

II.6.1. Principe

Pour un matériau linéaire et isotrope dans une région de l'espace libre de courant et de charge isolée, les équations de Maxwell peuvent s'écrire de la manière suivante:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu(r)} \nabla \times E \quad (\text{II.18})$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times H - \frac{\sigma(r)}{\varepsilon(r)} E \quad (\text{II.19})$$

où $\varepsilon(r)$, $\mu(r)$ et $\sigma(r)$ sont respectivement la permittivité, la perméabilité et la conductivité de matériau, tout dépendant de la position. Les équations de Maxwell peuvent être discrétisées dans l'espace et le temps par la méthode des cellules de Yee [11], dont une cellule unitaire est montrée par Fig. II.2.

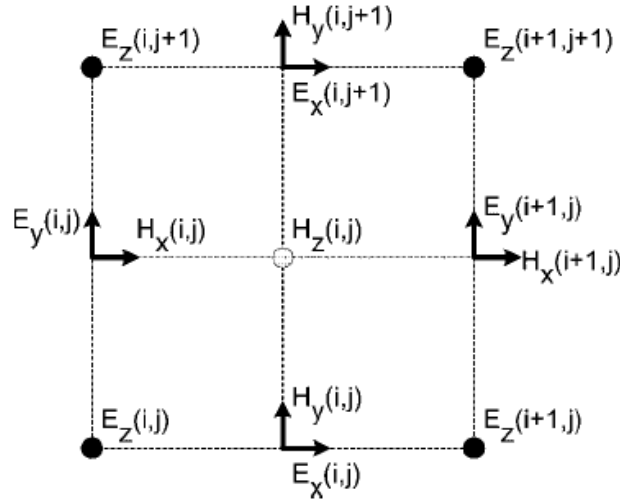


Fig. II.2 Cellule unitaire de Yee pour un maillage en deux dimensions.

Pour un mode guidée, dont la constante de propagation β , un composante du champ (électrique ou magnétique) peut s'écrire sous la forme:

$$\phi(x, y, z) = \phi(x, y)e^{j\beta z} \quad (\text{II.20})$$

Ce qui mène à remplacer les dérivatives par rapport à z par $j\beta$ et cela permet d'exprimer les équations de Maxwell en fonction de x et y [12].

Soit, par exemple, la composante H_x de la première équation de Maxwell:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \quad (\text{II.21})$$

Après discrétisation, elle devient:

$$H_x|_{i,j}^{n+1/2} = H_x|_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu_{i,j}} \left(\frac{E_z|_{i,j+1}^n - E_z|_{i,j}^n}{\Delta y} - i\beta E_y|_{i,j}^n \right) \quad (\text{II.22})$$

avec n représentant la discrétisation temporelle, i et j indiquant les positions des noeuds de la maille respectivement dans les direction x , y ; Δt est l'incrément de temps, Δx et Δy sont les incréments spatiaux entre deux points voisins de la grille suivant respectivement les directions x , y .

Après simplification, l'équation (II.22) ainsi que les équations relatives aux composantes deviennent:

$$H_x|_{i,j}^{n+1/2} = H_x|_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu_{i,j}} \left(\frac{E_z|_{i,j+1}^n - E_z|_{i,j}^n}{\Delta y} - \beta E_y|_{i,j}^n \right) \quad (\text{II.23.a})$$

$$H_y|_{i,j}^{n+1/2} = H_y|_{i,j}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j}} \left(\frac{E_z|_{i+1,j}^n - E_z|_{i,j}^n}{\Delta x} - \beta E_x|_{i,j}^n \right) \quad (\text{II.23.b})$$

$$H_z|_{i,j}^{n+1/2} = H_z|_{i,j}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j}} \left(\frac{E_x|_{i,j+1}^n - E_x|_{i,j}^n}{\Delta y} - \frac{E_y|_{i+1,j}^n - E_y|_{i,j}^n}{\Delta x} \right) \quad (\text{II.23.c})$$

$$E_x|_{i,j}^{n+1} = \frac{\varepsilon_{i,j} - \sigma_{i,j}\Delta t/2}{\varepsilon_{i,j} + \sigma_{i,j}\Delta t/2} E_x|_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j} + \sigma_{i,j}\Delta t/2} \times \left(\frac{H_z|_{i,j}^{n+1/2} - H_z|_{i-1,j}^{n+1/2}}{\Delta y} + \beta H_y|_{i,j}^{n+1} \right) \quad (\text{II.23.d})$$

$$E_y|_{i,j}^{n+1} = \frac{\varepsilon_{i,j} - \sigma_{i,j}\Delta t/2}{\varepsilon_{i,j} + \sigma_{i,j}\Delta t/2} E_y|_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j} + \sigma_{i,j}\Delta t/2} \times \left(\frac{H_z|_{i,j}^{n+1/2} - H_z|_{i-1,j}^{n+1/2}}{\Delta x} + \beta H_x|_{i,j}^{n+1} \right) \quad (\text{II.23.e})$$

$$E_z|_{i,j}^{n+1} = \frac{\varepsilon_{i,j} - \sigma_{i,j}\Delta t/2}{\varepsilon_{i,j} + \sigma_{i,j}\Delta t/2} E_z|_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j} + \sigma_{i,j}\Delta t/2} \times \left(\frac{H_y|_{i,j}^{n+1/2} - H_y|_{i-1,j}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{H_x|_{i,j}^{n+1/2} - H_x|_{i,j-1}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \quad (\text{II.23.f})$$

II.6.2. Stabilité numérique

Le choix du pas temporel Δt n'est pas arbitraire. En effet, les équations temporelles de la FDTD imposent à Δt une certaine limite dépendant de Δx , Δy et β . Cette limite est nécessaire

pour éviter une instabilité numérique. Ainsi, les calculs FDTD en trois dimensions sont stables si la condition ci-dessous est satisfaite [13] :

$$\Delta t \leq 1 / \left(c \sqrt{\Delta x^{-2} + \Delta y^{-2} + (\beta / 2)^2} \right) \quad (\text{II.24})$$

où c est la célérité de la lumière dans le vide.

II.6.3. Conditions aux limites

Les conditions aux limites aux bords de la fenêtre de calcul doivent être considérées avec attention. En effet, le champ électromagnétique à cet endroit doit être calculé d'une manière particulière, vu que les informations à l'extérieur de la fenêtre de calcul ne sont pas explicitement connues.

Beaucoup d'outils de simulation utilisent des conditions absorbantes sur les frontières du domaine qui éliminent toute propagation d'énergie dirigée vers l'extérieur de la fenêtre de calcul et empiétant sur ces bords. Une de ces méthodes les plus efficaces est la méthode de couches parfaitement adaptées (Perfectly Matched Layer: PML) [14], dans laquelle à la fois les conductivités électriques et magnétiques sont introduites de telle manière que l'énergie est absorbée sans induire de réflexion.

II.7. Méthode des différences finies dans le domaine fréquentiel

Une autre alternative de l'approche des différences finies repose sur la résolution des équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel [15]. La méthode des différences finies dans le domaine fréquentiel (Finite-Difference Frequency-Domain: FDFD) a été appliquée aux FMAS vu à sa précision améliorée par rapport à la méthode de FDTD [16].

II.7.1. Principe

En utilisant l'approximation sur le profil des champs donnée par (II.20), les six composantes du champ électrique (E_x, E_y et E_z) et magnétique (H_x, H_y et H_z) discrétisé suivant le schéma de Yee sont données comme suit [17]:

$$-j\omega\mu_0 H_x|_{i,j+1/2} = \left[\frac{1}{s_y} \frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y \right]_{i,j+1/2} \quad (\text{II.25.a})$$

$$-j\omega\mu_0 H_y|_{i,j+1/2} = \left[-j\beta E_x - \frac{1}{s_x} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right]_{i+1/2,j} \quad (\text{II.25.b})$$

$$-j\omega\mu_0 H_z|_{i+1/2,j+1/2} = \left[\frac{1}{s_x} \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{1}{s_y} \frac{\partial E_x}{\partial y} \right]_{i+1/2,j} \quad (\text{II.25.c})$$

$$j\omega\epsilon_0 \epsilon_x E_x|_{i+1/2,j} = \left[\frac{1}{s_y} \frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y \right]_{i+1/2,j} \quad (\text{II.25.d})$$

$$-j\omega\epsilon_0 \epsilon_y E_y|_{i,j+1/2} = \left[-j\beta H_x - \frac{1}{s_x} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right]_{i,j+1/2} \quad (\text{II.25.e})$$

$$-j\omega\epsilon_0 \epsilon_z E_z|_{i,j} = \left[\frac{1}{s_x} \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{1}{s_y} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right]_{i,j} \quad (\text{II.25.f})$$

Où ϵ_x , ϵ_y et ϵ_z sont les permittivités électriques relatives correspondant aux positions des noeuds de la maille respectivement dans les direction x, y et z. Le paramètre s est donné par:

$$s = 1 - j \frac{\sigma_e}{\omega\epsilon_0 n^2} = 1 - \frac{\sigma_m}{\omega\mu_0} \quad (\text{II.26})$$

Où σ_e et σ_m sont les conductivité électrique et magnétique de la région PML, respectivement.

Après développement algébrique, les équations de Maxwell sont données, sous forme matricielle, de la façon suivante:

$$-j\omega\mu_0 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & j\beta I & A_y \\ -j\beta I & 0 & -A_x \\ -B_y & B_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.27.a})$$

$$j\omega\epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & j\beta I & C_y \\ -j\beta I & 0 & -C_x \\ -D_y & D_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.27.b})$$

Où:

$$(A_x E_z)_{i,j} = \frac{E_z|_{i+1,j} - E_z|_{i,j}}{s_x|_{i+1/2,j} \Delta x} \quad (A_y E_z)_{i,j} = \frac{E_z|_{i,j+1} - E_z|_{i,j}}{s_x|_{i,j+1/2} \Delta y} \quad (\text{II.28.a})$$

$$(B_x E_y)_{i,j} = \frac{E_y|_{i+1,j+1/2} - E_y|_{i,j+1/2}}{s_x|_{i+1/2,j+1/2} \Delta x} \quad (B_y E_x)_{i,j} = \frac{E_x|_{i+1/2,j+1} - E_x|_{i+1/2,j}}{s_x|_{i+1/2,j+1/2} \Delta y} \quad (\text{II.28.b})$$

$$(C_x H_z)_{i,j} = \frac{H_z|_{i+1,j+1/2} - H_z|_{i-1/2,j+1/2}}{s_x|_{i,j+1/2} \Delta x} \quad (C_y H_z)_{i,j} = \frac{H_z|_{i+1,j+1/2} - H_z|_{i+1/2,j-1/2}}{s_x|_{i+1/2,j} \Delta y} \quad (\text{II.28.c})$$

$$(D_x H_y)_{i,j} = \frac{H_y|_{i+1/2,j} - H_y|_{i-1/2,j}}{s_x|_{i,j} \Delta x} \quad (D_y H_x)_{i,j} = \frac{H_x|_{i,j+1/2} - H_x|_{i,j-1/2}}{s_y|_{i,j} \Delta y} \quad (\text{II.28.d})$$

Δx et Δy sont les tailles de la maille, I est une matrice identité, ϵ_x , ϵ_y et ϵ_z sont des matrices diagonales relatives aux permittivités, A_x , A_y , B_x , B_y , C_x , C_y , D_x et D_y sont des matrices carrées déterminées en utilisant le schéma de la différence centrale et les conditions aux limites.

Le système d'équation (II.27) est résolu en utilisant la méthode de la puissance inverse, en donnant comme résultat, l'indice effectif du mode guidé ainsi que son profil du champ.

II.8. Méthode des éléments finies (Finite Element Method: FEM)

La méthode des éléments finies est une technique numérique mise au point dans les années 1940. A l'origine, elle était utilisée pour la résolution des problèmes de la mécanique des structures. Sa première utilisation à un problème d'ingénierie électrique remonte à la fin des années 1960. Depuis lors, elle est utilisée dans de nombreux problèmes d'ingénierie notamment dans le calcul appliqué à l'électromagnétisme et l'optique. C'est une technique d'approximation des variables inconnues qui permet la résolution d'un système discret d'équations aux dérivées partielles en le transformant en un système continu d'équations algébriques [17].

II.8.1. Principe

Soit un guide optique quelconque, dont la direction de propagation est suivant l'axe z . Le matériau est supposé anisotrope, sans charge et non-magnétique. Dans le régime harmonique, l'évolution du champ magnétique est décrite par l'équation suivante [19, 20]:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n_z^2} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right] \\ - \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n_z^2} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right] \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \frac{1}{n_y^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{n_x^2} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) \end{bmatrix} + k_0^2 n_{eff}^2 \begin{bmatrix} \frac{1}{n_y^2} H_x \\ \frac{1}{n_x^2} H_y \end{bmatrix} = k_0^2 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} \quad (II.29)$$

Où x et y sont les coordonnées cartésiennes de la structure, k_0 est le vecteur d'onde dans le vide, n_{eff} est l'indice effectif complexe, n_x^2 , n_y^2 et n_z^2 sont les composantes du tenseur de la permittivité.

En utilisant la procédure de Galerkin et un schéma de discrétisation triangulaire, l'équation (II.29) devient:

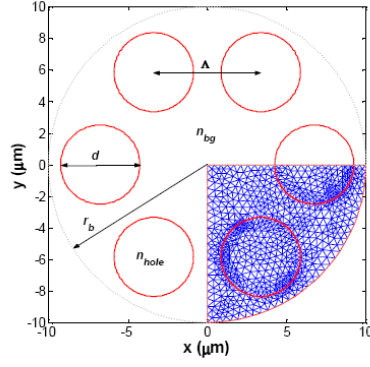


Fig. II.3 FMAS à six trous d'air, zone de computation (le quart) et la discrétisation triangulaire.

$$\begin{aligned}
& \sum_{Limite} \left\{ - \int_{\Gamma_e} \frac{1}{n_z^2} w_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) dy - \int_{\Gamma_e} \frac{1}{n_z^2} w_x \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) dx \right. \\
& \quad \left. - \int_{\Gamma_e} \frac{1}{n_y^2} w_x \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) dy + \int_{\Gamma_e} \frac{1}{n_x^2} w_y \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) dx \right\} \\
& + \sum_{Interface} \left\{ - \int_{\Gamma_{Int}} \frac{1}{n_y^2} w_x \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) dy + \int_{\Gamma_{Int}} \frac{1}{n_x^2} w_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) dx \right\} \quad (II.30) \\
& + \sum_{Triangle \Omega_e} \iint \left\{ \frac{1}{n_z^2} \left(\frac{\partial w_y}{\partial x} - \frac{\partial w_x}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n_y^2} w_x \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{n_x^2} w_y \right) \right] \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) \right. \\
& \quad \left. k_0^2 n_{eff}^2 \left(\frac{1}{n_y^2} w_x H_x + \frac{1}{n_x^2} w_y H_y \right) - k_0^2 (w_x H_x + w_y H_y) \right\} dx dy = 0
\end{aligned}$$

Où w_x et w_y sont des fonctions de pondérations, Ω_e représente l'aire de triangle, Γ_{Int} représente la ligne séparatrice entre deux régions différentes et Γ_e représente l'élément linéaire des limites de la computation.

Après développement, l'équation (II.30) est transformée en une équation généralisée à matrice creuse à valeurs propre, qui sera ensuite résolue numériquement en donnant les indices effectifs des modes (valeurs propres) et les profil des champs correspondant (vecteurs propres).

II.9. Méthode de faisceaux propagés (Beam Propagation Method: BPM)

La méthode des faisceaux propagés est une méthode numérique permettant de simuler la propagation d'une onde dans un guide de géométrie quelconque [21]. Elle permet l'implémentation de géométrie à profil d'indice complexe, ce qui s'avère être un avantage pour simuler des profils réels des FMAS. Dans le but de déterminer les modes guidés dans la FMAS, une version de cette méthode appelée "méthode des faisceaux propagés en distance imaginaire" est souvent utilisée.

II.9.1 Principe

Considérons une FMAS dont la structure est uniforme suivant l'axe de propagation z , on peut écrire le champ incident dans la fibre comme un développement en série selon la base des modes propres de la structure:

$$\phi_{in}(x, y) = \sum_m c_m \phi_m(x, y) \quad (II.31)$$

Le principe de la méthode des faisceaux propagés en distance imaginaire repose sur un changement de variable de type $z' = iz$. La propagation des ondes suivant cette axe imaginaire peut alors s'écrire sous la forme:

$$\phi_{in}(x, y, z') = \sum_m c_m \phi_m(x, y) \exp \beta_m z' \quad (II.32)$$

La propagation se matérialisait par le terme en exponentielle complexe dans l'équation (II.31) est donc devenu une croissance exponentielle dans l'équation (II.32); dont le taux de croissance correspond à la constante de propagation du mode considéré. Le principe de base de cette méthode consiste à injecter un champ incident quelconque, et de le propager suivant cette axe imaginaire. Comme le mode fondamental ($m=0$) est celui qui possède par définition la constante de propagation la plus élevée, sa contribution au champ est celle qui aura le plus fort taux de croissance. Après une certaine distance de propagation, le mode fondamental dominera donc les autres modes de par le

terme $e^{\beta_0 z'}$ auquel il est associé. La constante de propagation est généralement obtenue par des techniques numérique standard en réécrivant le problème sous forme vectorielle. Les modes d'ordres supérieurs peuvent être obtenus par une procédure d'orthogonalisation grâce à laquelle on soustrait du champ la contribution des modes d'ordres inférieurs et en recommençant la propagation suivant l'axe imaginaire [21].

II.10. Méthode d'indice moyenné en azimuth (Equivalent Averaged Index Method: EAIM)

C'est la méthode la plus récente parmi toutes les méthodes utilisées pour la modélisation des FMAS. La méthode d'indice moyenne en azimuth est une méthode scalaire rapide et simple à implémenter par rapport à la méthode des éléments finies ou la méthode des fonctions localisées [22].

II.10.1 Principe

La méthode d'indice moyenne en azimuth consiste à résoudre l'équation d'onde scalaire en remplaçant le profil d'indice transverse 2D par un profil à symétrie de révolution équivalent.

Considérons un profil d'indice 2D de FMAS dont les trous sont répartis en couronnes hexagonales autour d'une région centrale exempte de trou.

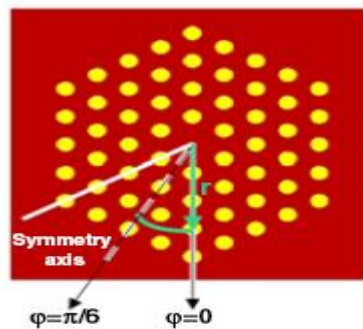


Fig. II.4 Profil d'indice 2D d'une FMAS

Notons $n(r, \varphi)$ ce profil 2D et $E(r, \varphi)$ la répartition transverse du module du champ électrique, fonctions des coordonnées radiale (r) et azimutale (φ). Le champ électrique peut s'écrire sous la forme [23]:

$$E = E(r, \varphi) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{II.33})$$

Les profils des FMAS considérées présentent une symétrie de rotation d'angle $(2\pi)/6$. En conséquence, il est possible de décomposer le profil $n(r, \varphi)$ et le module du champ $E(r, \varphi)$ en série de Fourier de la manière suivante [23]:

$$\begin{aligned} n^2(r, \varphi) &= \overline{n^2(r)} + \sum_{m \neq 0} \alpha_m(r) \cos(6m\varphi) \\ E(r, \varphi) &= \overline{E(r)} + \sum_{m \neq 0} a_m(r) \cos(6m\varphi) \\ \alpha_m(r) &= \frac{2}{\pi} \int_0^\pi n^2(r, \varphi) \cos(6m\varphi) d\varphi \\ a_m(r) &= \frac{2}{\pi} \int_0^\pi E(r, \varphi) \cos(6m\varphi) d\varphi \end{aligned} \quad (\text{II.34})$$

Où $\alpha_m(r)$ et $a_m(r)$ sont les termes de d'ordre supérieur de série de Fourier. $\overline{n^2(r)}$ et $\overline{E^2(r)}$ sont les termes moyens:

$$\begin{aligned} \overline{n^2(r)} &= \frac{3}{\pi} \int_0^{\pi/3} n^2(r, \varphi) d\varphi \\ \overline{E^2(r)} &= \frac{3}{\pi} \int_0^{\pi/3} E^2(r, \varphi) d\varphi \end{aligned} \quad (\text{II.35})$$

Dans la méthode d'indice moyenne en azimut, seuls les termes moyens des séries de Fourier sont pris en compte.

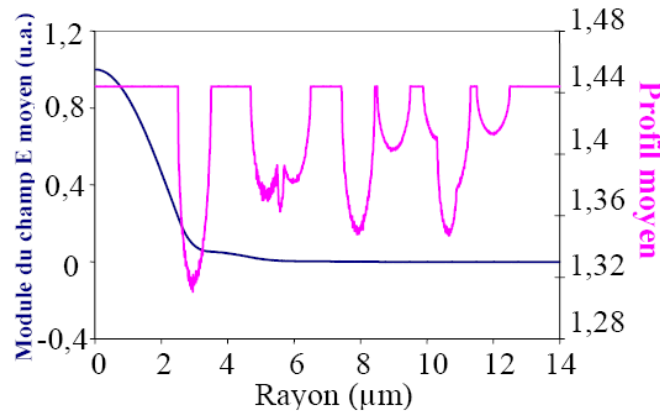


Fig. II.5 Profil 1D équivalent et champ E calculé à partir de ce profil

L'utilisation du profil équivalent à une dimension permet de diminuer les temps de calcul en remplaçant la résolution de l'équation d'onde 2D par la résolution de l'équation d'onde à une dimension [23]:

$$\frac{\partial^2 \overline{E(r)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{E(r)}}{\partial r} + k^2 \overline{n^2(r)} \overline{E(r)} = \beta^2 \overline{E(r)} \quad (\text{II.36})$$

La résolution du système (II.36) grâce à une méthode de Runge Kutta (à pas séparés et à l'ordre 3) permet de calculer les valeurs propres $\beta = kn_{\text{eff}}$ des modes à symétrie de révolution ainsi que les répartitions des champs $E(r, \varphi)$ scalaires qui leur sont associées. Le champ électrique résultant est donc à symétrie de révolution.

II.11. Conclusion

Dans le tableau II.1, nous regroupons les avantages et les inconvénients associés à chaque méthode.

Méthode	Avantages	Inconvénients
EIM	- Simple - Rapide	- Scalaire - Relativement imprécise - Pas de calcul des structures des bandes photoniques
LFM	- Modélisation des structures à petites dimensions et à géométrie complexe	- Nécessite une grande attention lors de l'interprétation des résultats - Relativement compliquée

		- Relativement imprécise lors de calcul des structures des bandes photoniques
PWM	- Calcul des structures des bandes photoniques - Bon accord avec les résultats expérimentaux	- Relativement imprécise
MPM	- Calcul exact - Estimation des pertes par confinement	- Pas de profil d'indice quelconque
FDTD FDFD	- Approche très générale - Structures arbitraires	- Requiert une mémoire vive importante
FEM	- Précis - Structures arbitraires	- Requiert une mémoire vive importante - Requiert un choix rigoureux de maillage
BPM	- Constante de propagation complexe.	- Relativement imprécise
EAIM	- Simple - Efficace	- Scalaire

Grâce à la disponibilité des calculateurs à très grande vitesse de traitement (microprocesseur rapide et mémoire vive très importante), la capacité énorme de calcul et simulation n'est plus un problème. De ce fait, nous avons choisi d'utiliser la méthode des différences finies (FDTD et FDFD) pour analyser les propriétés optiques des FMAS, vu à sa précision et son efficacité, quelque soit la géométrie et le profil d'indice.

Bibliographie

- [1] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, Endlessly single-mode photonic crystal fiber, *Optics Letters*, 22(13) (1997) 961-963.
- [2] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers, *Optics Letters*, 23(21) (1998) 1662-1664
- [3] Tanya M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick, and P. J. Bennett, Holey optical fibers: an efficient modal model, *Journal of Lightwave Technology*, 17(6) 1999, 1093-1101.
- [4] A. W. Snyder, and I. D. Love, *Optical waveguide theory*, Chapman and Hall, London, 1983, 595-606.
- [5] K. M. Leung and Y. F. Liu, Full vector wave calculation of photonic band structures in face-centered-cubic dielectric media, *Physical Review Letters*, 65(21), 1990, 2646-2649.
- [6] Ze Zhang and Sashi Satpathy, Electromagnetic wave propagation in periodic structures: bloch wave solution of Maxwell's equations, , *Physical Review Letters*, 65(21), 1990, 2650-2653.
- [7] J. Joannopoulos, I. Winn, and R. Meade, *Photonic crystals: molding the flow of light*, Princeton University Press, 1995.
- [8] T. P. White, R. C. McPhedran, C. M. de Sterke, L. C. Botten and M. J. Steel, Confinement losses in microstructured optical fibers, *Optics Letters*, 26(21), 2001, 1660-1662.
- [9] Min Qiu, analysis of guided modes in photonic crystal fibers using the finite-difference time- domain method,
- [10] G. E. Town and J. T. Lizier, Tapered holey fibers for spot-size and numerical-aperture conversion, *Optics Letters*, 26(14), 2001, 1042-1044.
- [11] Kane S Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, *IEEE transactions in antennas and propagation*, 14(3), 1966, 302-307.
- [12] A. Asi and L. Shafai, Dispersion analysis of anisotropic inhomogeneous waveguides using compact 2D-FDTD, *Electronics Letters*, 28(15), 1992, 1451-1452.
- [13] Andreas C. Cangellaris, Numerical stability and numerical dispersion of a compact 2-D/FDTD method used for the dispersion analysis of waveguides, *IEEE microwave and guided wave letters*, 3(1), 1993, 3-5.
- [14] Jean-Pierre Berenger, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, *Journal of computational physics*, 114, 1994, 185-200.
- [15] Zhaoming Zhu and Thomas G. Brown, Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers, *Optics Express*, 10(17), 2002, 853-864.
- [16] Tomasz Karpisz, Bartłomiej Salski, Anna Szumska, Mariusz Klimczak and Ryszard Buczynski, FDTD analysis of modal dispersive properties of nonlinear photonic crystal fibers, *Optical and quantum electronics*, 2015, 99-106.
- [17] Chin-Ping Yu and Hung-Chun Chang, Yee-mesh-based finite difference eigenmode solver with PML absorbing boundary conditions for optical waveguides and photonic crystal fibers, *Optics Express*, 12(25), 2004, 6165-6177.

- [18] F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux, and P. Roy, Complete Analysis of the Characteristics of Propagation into Photonic Crystal Fibers, by the Finite Element Method, 6, 2000, 181-191.
- [19] H.P. Uranus and H.J.W.M. Hoekstra, Modelling of microstructured waveguides using a finite-element-based vectorial mode solver with transparent boundary conditions, 12(12), 2004, 2795-2809.
- [20] H. P. Uranus, H. J. W. M. Hoekstra and E. VAN groesen, Galerkin finite element scheme with bayliss-gunzburger turkel-like boundary conditions for vectorial optical mode solver, Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials, 13(2), 2004, 175-194.
- [21] Emmanuel Kerrinckx, Les microstructurations dans les fibres optiques, Thèse de doctorat, Université de Lille, 2005.
- [22] A Peyrilloux, S Février, J Marcou, L Berthelot, D Pagnoux and P Sansonetti, Comparison between the finite element method, the localized function method and a novel equivalent averaged index method for modelling photonic crystal fibres, Journal of optics A, 4, 2002, 257-262.
- [23] Ambre Peyrilloux, Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques, Thèse de doctorat, Université de Limoge, 2003.

Chapitre III

Etude d'une FMAS à large aire effective

III.1. Introduction

Le but de ce chapitre est d'analyser les performances d'une FMAS à large aire effective. Les simulations sont faites en utilisant la méthode de différences finies dans le domaine fréquentiel (FDFD) combinée avec la technique des couches parfaitement adaptées (PML) pour modéliser les conditions aux limites. Après une brève introduction aux FMAS à large aire effective, nous présenterons la structure à analyser en appuyant sur l'aspect monomodal du guide. Ensuite nous nous intéresserons aux propriétés de la FMAS, à savoir: la dispersion chromatique, les pertes par confinement et l'aire effective de mode. Les performances de la FMAS en présence d'une macro-courbure sera, par la suite, démontrées en présentant deux variantes de la structure pour modérer son influence: la première consiste à doubler la gaine dans le sens de la courbure et la deuxième consiste à agrandir, sélectivement, des trous d'air dans le sens de la courbure. Enfin, nous terminons par une conclusion, dans laquelle, nous allons adresser les différents résultats obtenus dans cet étude.

III.2. Les FMAS à large aire effective

Les fibres optiques à large aire effective sont utilisées pour le transport de la haute puissance optique avec le minimum des effets nonlinéaires et sans endommager le milieu de la propagation. Elles sont utilisées dans plusieurs applications telles que les lasers à fibres [1], les amplificateurs fibrés [2], les systèmes de télécommunications multiplexés (Wavelength Division Multiplexing: WDM) [3], et les réseaux de distribution à domicile (Fiber To The Home: FTTH) [4].

Les FMAS à large aire effective ont fait l'objet de plusieurs travaux de recherche, et ce grâce aux degrés de liberté offerts par leur structure. La méthode la plus utilisée pour l'obtention d'une large aire effective est de supprimer un maximum de trous d'air du centre de la structure. Une FMAS à réseau triangulaire dont le cœur est obtenu par l'élimination de sept trous d'air a été

présentée [5]. Sachant que l'aire effective de mode est inversement proportionnelle à la fraction d'air, les auteurs ont démontré qu'un maximum d'aire effective de $500 \mu m^2$ peut être obtenu pour un facteur de remplissage $d/\Lambda = 0.1$. Cette valeur d'aire effective peut être, encore, maximisée en éliminant plus de trous d'air. Avec un coeur formé par l'omission de neuf trous d'air et une gaine à réseau rectangulaire, l'aire effective a pu atteindre une valeur de $630 \mu m^2$, en utilisant le même facteur de remplissage [6].

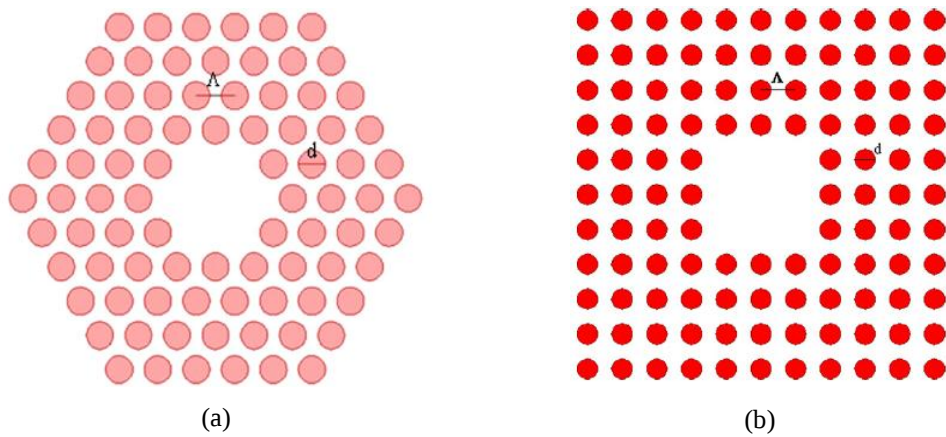


Fig. III.1 Structure d'une FMAS à large aire effective avec étudiée en [5] (a) et [6] (b).

L'inconvénient majeur de structures proposées par [5] et [6] est leur faiblesse de confiner la lumière lorsque le guide subit une courbure. Afin de remédier à ce problème là, des alternatives basées sur des structures complexe sont proposées. Dans [7], un coeur triangulaire est formée par l'omission de trois trous d'air. Les résultats de simulations ont montré que pour la longueur d'onde $1.064 \mu m$, la structure a une aire effective d'environ $930 \mu m^2$ en l'absence d'une courbure et $815 \mu m^2$ en présence d'une courbure de rayon de 30 cm. Quant aux pertes, les auteurs ont trouvé que la structure présente des faibles pertes dans les deux situations (1.6×10^{-5} dB/km et 0.0025 dB/m pour un rayon de courbure nul et de 30 cm, respectivement). La sensibilité du guide vis à vis une courbure inclinée par rapport à l'axe horizontale de la structure a été aussi examinée. Sur une

intervalle d'angle d'orientation de la courbure de -55° à 55° , la structure maintient une large aire effective d'environ $848 \mu m^2$ et des faibles pertes par confinement d'environ 0.0144 dB/km.

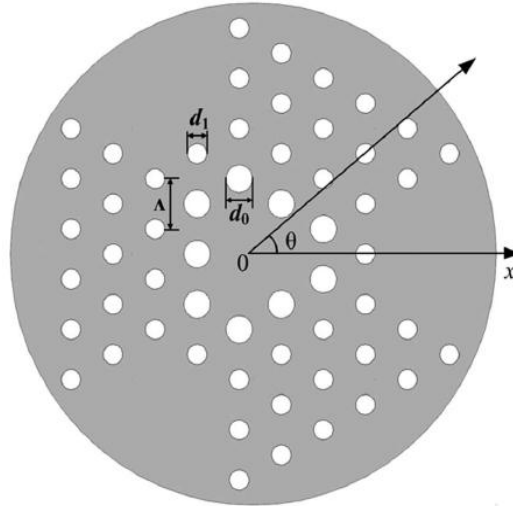


Fig. III.2 Structure de la FMS à large aire effective proposée par [7].

L'utilisation des matériaux à indice de réfraction élevé par rapport à celui de la silice a été reportée. Ce matériau peut être une liquide, qu'on peut l'infiltrer sélectivement dans certains trous d'air de la gaine [8], ou bien un solide qui sert à doper le coeur [9]. L'avantage de cette technique est la possibilité d'ajuster les propriétés de la FMS en jouant sur l'indice du matériau ajouté.

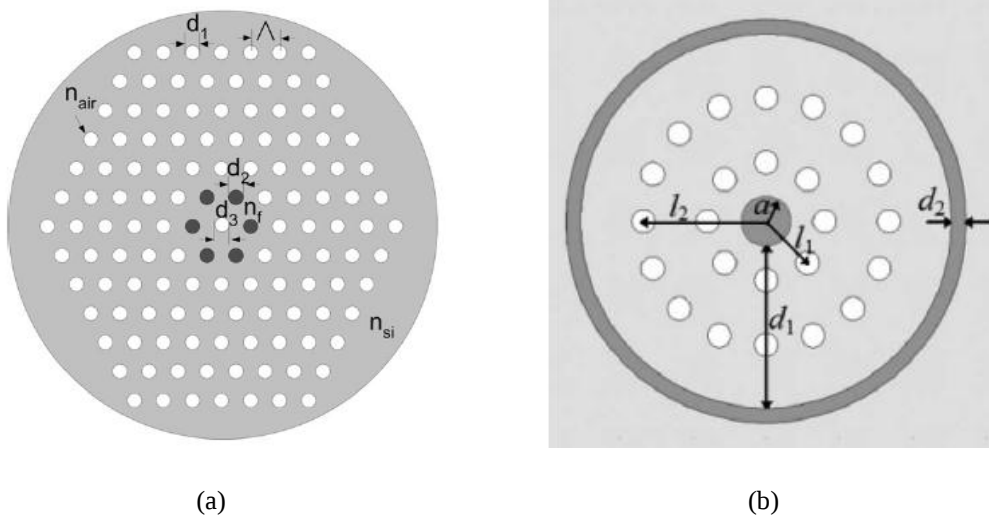


Fig. III.3 Section transversale d'une FMAS à large aire effective avec: une liquide sélectivement infiltrée (a) coeur et gaine extérieure dopée par le germanium (b) [8, 9].

Dans ce qui suit, on s'intéresse à l'étude d'une FMAS à large air effective dont la gaine est formée de six couronnes de trous d'aire arrangés suivant une configuration circulaire et un coeur obtenu par la suppression d'un seul trou d'air. L'avantage de cette structure est la possibilité d'achever le régime monomode sans faire recours à l'élimination des modes d'ordre supérieur par courbure. L'utilisation, uniquement, de la silice, en tant que matériau matrice, rendre notre structure facile à réaliser.

III.3. Structures et paramètres opto-géométriques

La section transversale de la FMAS à large aire effective est donnée par la Fig. III.4. La gaine est constituée de six couronnes de trous d'air suivant une configuration circulaire. Le coeur solide est obtenu par l'omission d'un trou au centre de la structure. Le matériau étant la silice et son indice de réfraction est modélisé suivant la formule de Sellmeier. Le rayon des trous d'air et la période de réseau sont, respectivement, d et Λ . R et θ représentent le rayon et l'angle de la courbure, respectivement.

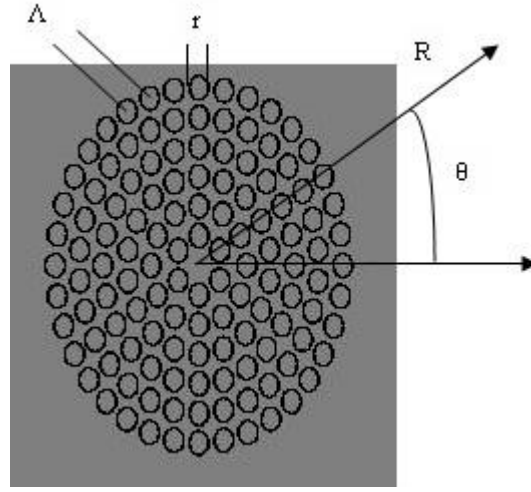


Fig III.4 Structure de la FMS à large aire effective.

Le choix de nombre de couronnes (six) est fait afin d'assurer un bon confinement de la lumière dans le coeur. En effet, le calcul des pertes dans la FMS à réseau circulaire a montré que l'utilisation de six couronnes de trous d'air est un choix optimal. La Fig. III.5 montre l'évolution des pertes par confinement de la FMS pour 3, 4, 5 et 6 couronnes.

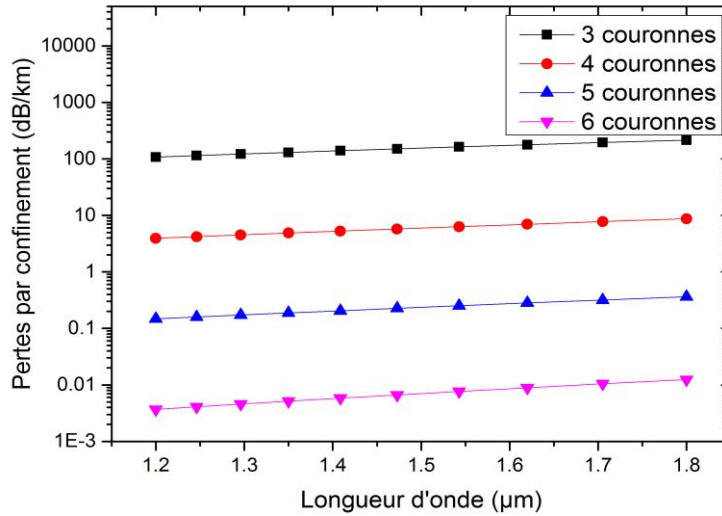


Fig. III.5 Evolution des pertes de la FMS pour 3, 4, 5 et 6 couronnes de trous d'air

Afin de déterminer les modes guidés dans le coeur (indice effectif et distribution du champ), nous avons utilisé la méthode FV-FDFD combinée avec la technique PML en tant que conditions aux limites. Dans toutes les simulations, nous avons mis $d = 4 \mu\text{m}$ et Λ varie de $20 \mu\text{m}$ à $25 \mu\text{m}$ avec un pas de $1 \mu\text{m}$.

Tous d'abord, le régime monomodal du guide doit être vérifié. Puisque le coeur est très large, il sera logique de trouver plusieurs modes (y compris le mode fondamental) qui peuvent être guidés suivant leurs propres constantes de propagation. La différence principale entre ces modes est qu'ils se propagent avec des différents coefficients de pertes. Nous avons alors calculé les pertes par confinement du mode fondamental et de trois modes d'ordre supérieur pour la longueur d'onde 1.55 μm en utilisant différentes valeurs du facteur de remplissage d/Λ (Fig. III.6). On remarque très bien que le mode fondamental se propage avec un coefficient de pertes extrêmement faible. Cependant, les modes d'ordre supérieur souffrent de fortes pertes, ce qui les empêchent d'aller loin de quelques centimètres. On peut déduire, alors, que la FMAS fonctionne en régime monomode, quelque soit la valeur de d/Λ .

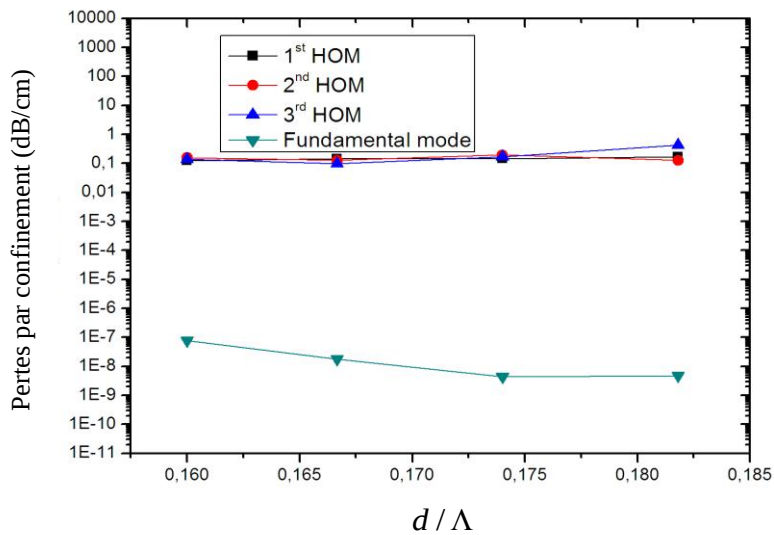


Fig. III.6 Evolution des pertes par confinement en fonction de la longueur d'onde pour le mode fondamental et les trois premiers modes d'ordre supérieur.

Considérons maintenant le mode fondamental, la variation de la partie réelle de son indice effectif en fonction de la longueur d'onde, pour différente valeur de d/Λ , est donnée par la

Fig. III.7.

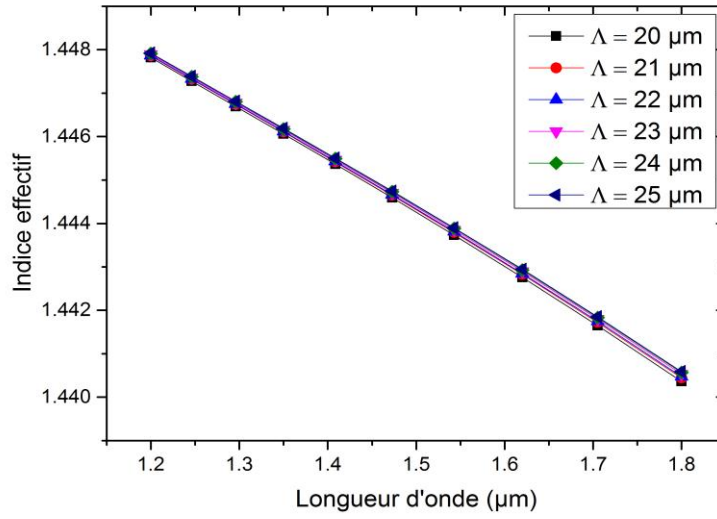


Fig. III.7 Variation de l'indice effectif du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde avec $d = 4 \mu\text{m}$ et Λ varie de $20 \mu\text{m}$ à $25 \mu\text{m}$.

La dispersion chromatique est, ensuite, calculée en utilisant la formule I.8. Son évolution en fonction de la longueur d'onde est donnée par le F.g III.8.

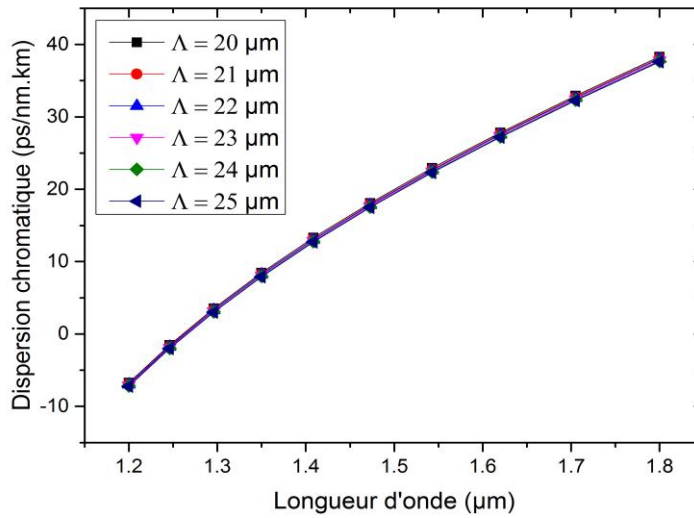


Fig. III.8 Evolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde avec $d = 4 \mu\text{m}$ et Λ varie de $20 \mu\text{m}$ à $25 \mu\text{m}$.

On remarque que la variation du facteur de remplissage n'a aucun effet sur la dispersion chromatique. En effet, pour toutes valeurs de d/Λ , la FMAS a une dispersion chromatique qui

varie entre -8 ps/nm.km et 38 ps/nm.km avec un point de zéro dispersion qui correspond à la longueur d'onde de $1.25 \text{ }\mu\text{m}$.

Les pertes par confinement sont aussi calculées. leur évolution en fonction de la longueur d'onde est donnée par la Fig. III.9.

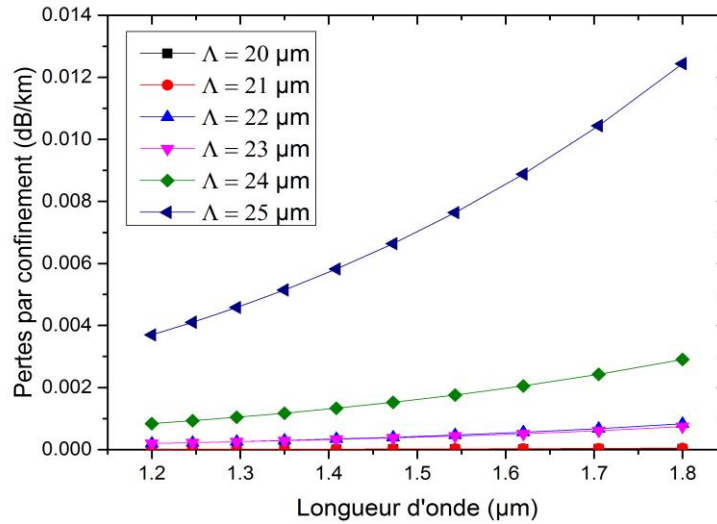


Fig. III.9 Evolution des pertes par confinement en fonction de la longueur d'onde avec $d = 4 \text{ }\mu\text{m}$ et Λ varie de $20 \text{ }\mu\text{m}$ à $25 \text{ }\mu\text{m}$.

Les pertes par confinement dans la FMAS à large aire effective dépendent, à la fois, de la longueur d'onde et fortement du facteur de remplissage. En général, le structure présente un bon confinement de la lumière dans son coeur, quelque soit la valeur de d/Λ . Pour une onde d'excitation de longueur de $1.55 \text{ }\mu\text{m}$, les pertes sont d'environ $1.41 \times 10^{-5} \text{ dB/km}$ pour un facteur de remplissage $d/\Lambda = 0.20$. En diminuant ce facteur jusqu'à $d/\Lambda = 0.16$, les pertes deviennent $7.64 \times 10^{-3} \text{ dB/km}$.

Finalement, nous avons calculé l'aire effective de mode de la structure en utilisant la formule I.11. Sa variation en fonction de longueur d'onde est donnée par la Fig. III.10.

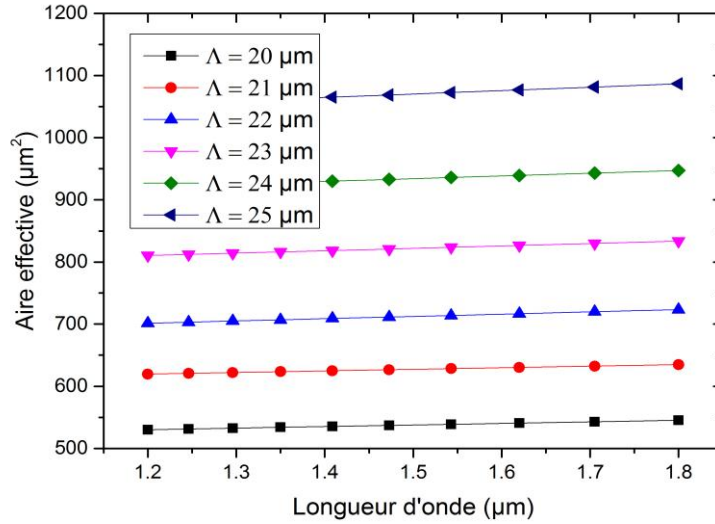


Fig. III.10 Evolution de l'aire effective de mode en fonction de la longueur d'onde avec $d = 4 \mu\text{m}$ et Λ varie de $20 \mu\text{m}$ à $25 \mu\text{m}$

Sachant que l'aire effective de mode est proportionnelle au rayon du coeur et que ce dernier est proportionnel à la période Λ , la Fig. III.7 montre bien que la valeur de l'aire effective augmente avec Λ . La structure présente une très large aire effective, jusqu'à $1072 \mu\text{m}^2$ autour de la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ et pour $\Lambda = 25 \mu\text{m}$. Malgré que le coeur de la structure est obtenu par la suppression d'un seul trou, l'aire effective de mode est plus large que celle d'une FMAS dont le coeur est formé par la suppression de neuf trous d'aire, reporté dans [5].

III.3.1 Effets de la courbure

La courbure des fibres optiques est parfois inévitable. En effet, lors de la conception des lasers à fibres optiques à très large aire effective, un bon packaging en forme compact nécessite de courber la fibre avec des rayons de l'ordre de quelques centimètres. Cette courbure a, par conséquence, un effet néfaste sur la puissance et la qualité de faisceau du laser [Mrinmay Pal]. Dans cet optique, nous avons étudié l'impact de la courbure sur l'aire effective de mode et sur le confinement de la lumière. La Fig. III.11 donne l'évolution de l'aire effective de mode en fonction de la longueur d'onde en présence d'une courbure de rayon 50 cm et d'angle d'orientation nul.

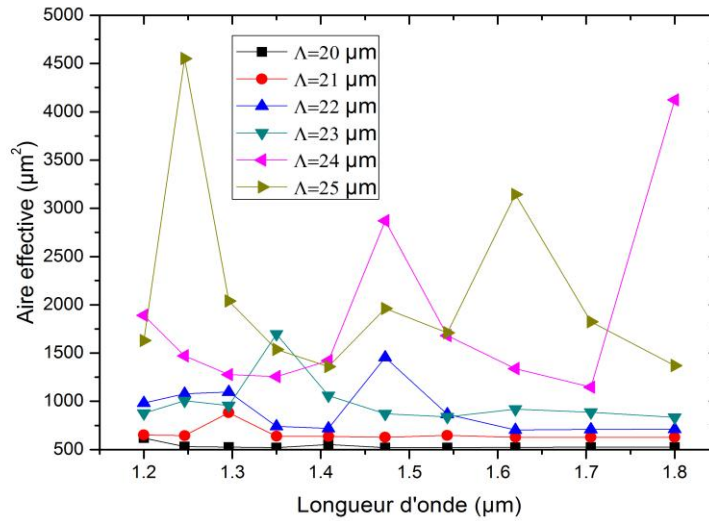


Fig. III.11 Evolution de l'aire effective de mode en fonction de la longueur d'onde avec $d = 4 \mu\text{m}$ et Λ varie de $20 \mu\text{m}$ à $25 \mu\text{m}$ et en présence d'une courbure de rayon de 50 cm .

Les résultats numériques montrent que la courbure a contribué à l'augmentation de l'aire effective de mode. Autour de la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ et pour $\Lambda = 25 \mu\text{m}$, la structure montre une aire effective d'environ $1710 \mu\text{m}^2$. Malheureusement, cette large aire est accompagnée par des très fortes pertes par courbure. La Fig. III.12 montre l'évolution des pertes par confinement en fonction de la longueur d'onde en présence d'une courbure de rayon 50 cm et d'angle d'orientation nul.

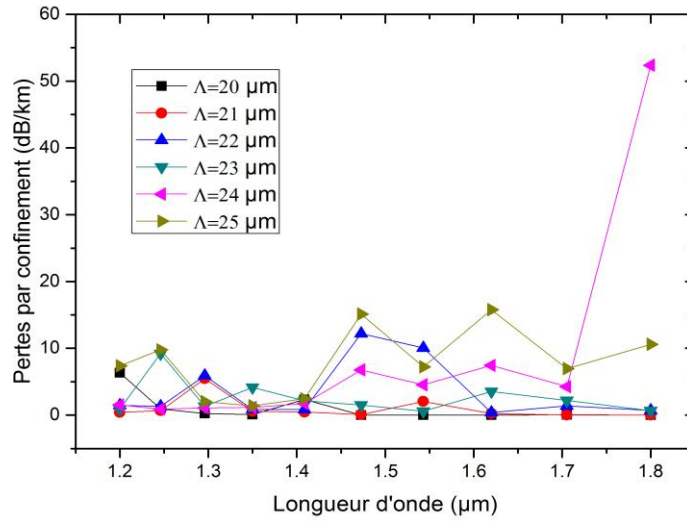


Fig. III.12 Evolution des pertes par confinement en fonction de la longueur d'onde avec $d = 4 \mu\text{m}$ et Λ varie de $20 \mu\text{m}$ à $25 \mu\text{m}$ et en présence d'une courbure de rayon de 50 cm .

Autour de la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ et pour $\Lambda = 25 \mu\text{m}$, la structure souffre de pertes par confinement d'environ 7.22 dB/km . Afin de renforcer le confinement de la lumière lors d'une courbure dans une sens donné, deux solutions sont proposées. La première consiste à multiplier, sélectivement, le nombre des trous d'air dans le sens de la courbure (structure a), alors que la deuxième consiste à agrandir, sélectivement, des trous d'air dans le sens de la courbure (structure b). La section transversale de ces deux structures est donnée par la Fig. III.13. Les deux structures partagent la même idée: l'augmentation de la fraction de l'air dans la gaine suivant le sens de la courbure.

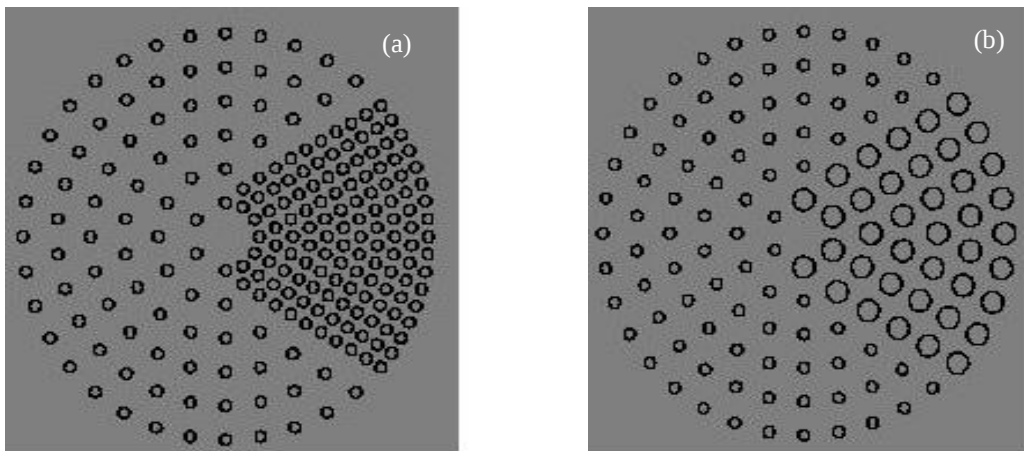


Fig. III.13 Section transversale de la structure (a) et structure (b).

Les paramètres géométriques de deux structures sont $d = 4 \text{ } \mu\text{m}$, $\Lambda = 25 \mu\text{m}$, la petite période dans la structure (a) $\Lambda' = 0.5\Lambda \text{ } \mu\text{m}$ et le rayon des grands trous d'air dans la structure (b) est $d' = 2d$.

Dans un premier temps, nous avons calculé les pertes par confinement. Leur évolution en fonction de la longueur d'onde avec différentes valeur du rayon de la courbure pour les structures (a) et (b) est donnée par la Fig. III.14. Le rayon de la courbure varie de 10 cm 50 cm avec un pas de 10 cm et l'angle de la courbure est nul.

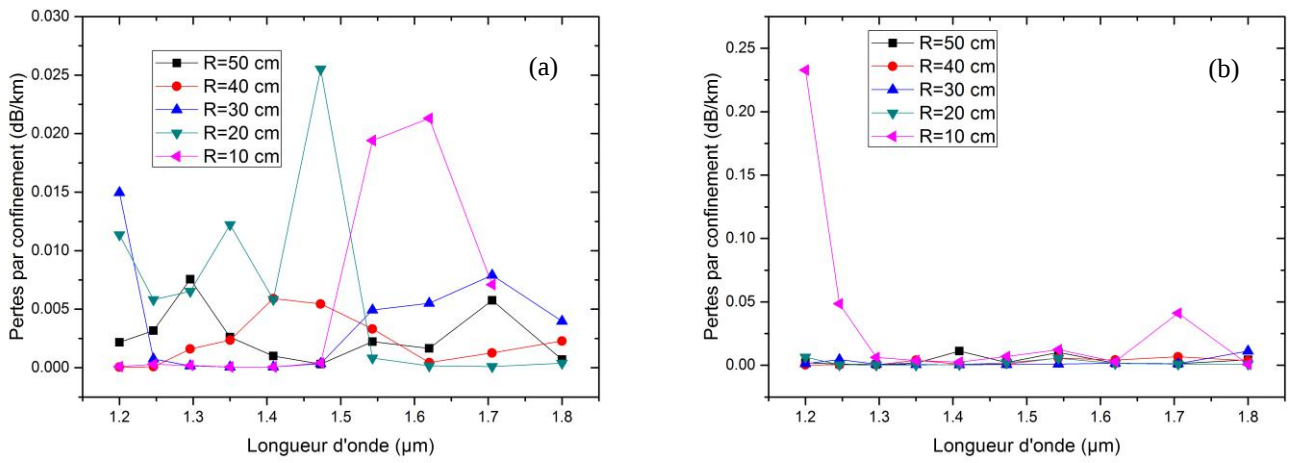


Fig. III.14 Evolution des pertes par confinement en fonction de la longueur d'onde avec différentes valeurs du rayon de la courbure pour les structures (a) et (b).

On remarque que les deux structures ont des très faibles pertes même pour les courbures de petits rayon. Pour une longueur d'onde de $1.55 \text{ } \mu\text{m}$ et avec une courbure de rayon de 10 cm, les structures (a) et (b) présentes des pertes de 0.019 dB/km et 0.012 dB/km, respectivement. Cependant, la situation n'est pas identique pour l'aire effective de mode. La Fig. III.15 montre l'évolution de l'aire effective en fonction de la longueur d'onde pour les deux structures et avec un rayon de courbure variant de 10 cm à 50 cm.

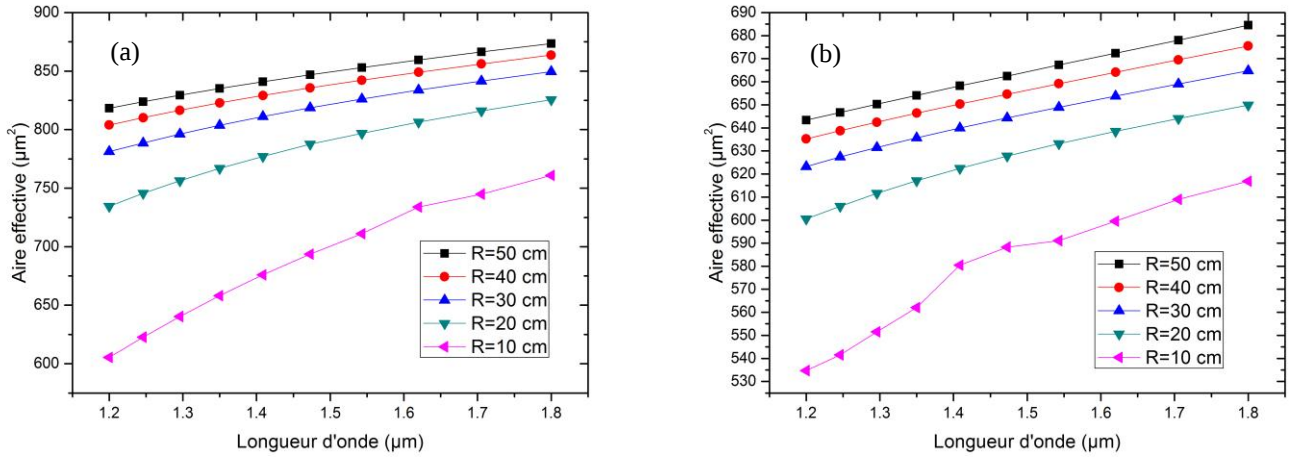


Fig. III.15 Evolution l'aire effective de mode en fonction de la longueur d'onde avec différentes valeurs du rayon de la courbure pour les structures (a) et (b).

Les résultats de simulations montrent que la structure (b) a une aire effective plus grande que celle de la structure (a). Pour une longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ et avec un rayon de courbure de 10 cm, l'aire effective de la structure (a) est de $591 \mu\text{m}^2$, alors que pour la structure (b), elle est de $711 \mu\text{m}^2$.

De plus, l'influence de l'angle d'orientation de la courbure sur les pertes et l'aire effective des deux structures est analysée. Le calcul de ces paramètres est fait pour la longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ et sur une intervalle d'angles d'orientation de 0° à 80° .

La Fig. III. 16 présente l'évolution des pertes par confinement pour les structures (a) et (b) en présence d'une courbure de rayon 30, 40 et 50 cm, respectivement.

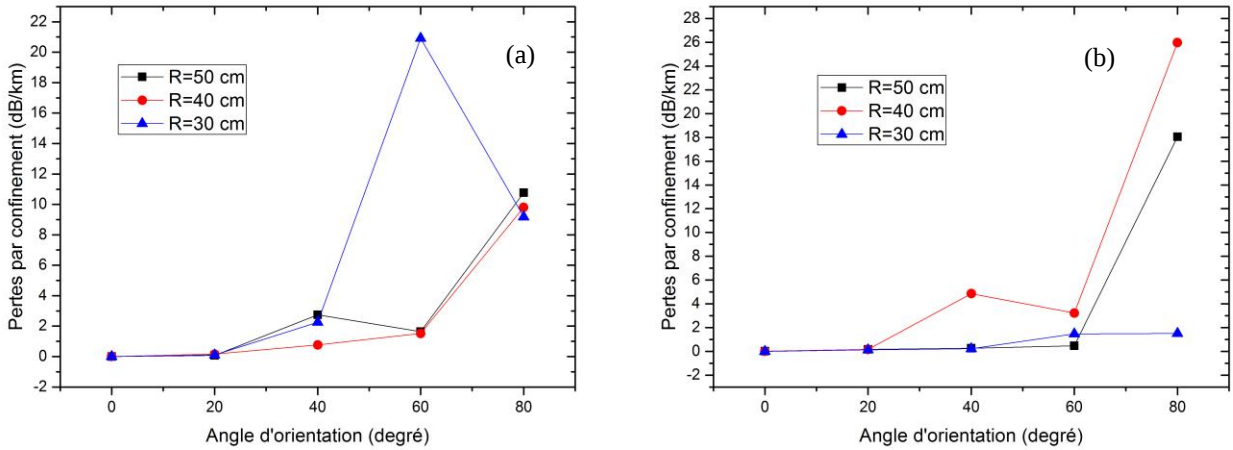


Fig. III.16 Evolution des pertes par confinement en fonction de l'angle d'orientation pour différentes valeurs du rayon de la courbure pour les structures (a) et (b).

Eventuellement, les pertes augmentent avec l'angle d'orientation de la courbure. Cela s'explique par le fait qu'en changeant l'angle d'orientation de la courbure, on s'éloigne de la zone à double fraction d'air dans la gaine. A un angle donné, le confinement de l'onde n'est plus assisté par cette zone et les pertes augmentent considérablement. Les résultats des simulations montrent que pour la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$, la structure (b) souffre d'une pertes de 0.008 dB/m pour une courbure de rayon et d'angle d'orientation de 40 cm et 0° , respectivement. Ces pertes augmentent pour atteindre 4.85 dB/m et puis 26 dB/m pour les angles d'orientation de 40° et 80° , respectivement. Quant à la structure (a), elle présente une certaine robustesse vis à vis le changement de l'angle d'orientation. Pour la même longueur d'onde d'excitation, la structure (a) présente des pertes d'environ 0.003 dB/m une courbure de rayon et d'angle d'orientation de 40 cm et 0° , respectivement. Ces pertes augmentent pour atteindre 0.77 dB/m et puis 9.86 dB/m pour les angles d'orientation de 40° et 80° , respectivement.

Finalement, la sensibilité de l'aire effective de mode vis à vis un changement d'angle d'orientation de la courbure est analysée pour les deux structures. Pour une longueur d'onde

d'excitation de $1.55 \mu\text{m}$, la Fig. III.17 montre l'évolution de l'aire effective en fonction de l'angle d'orientation de la courbure pour différentes valeurs du rayon de la courbure.

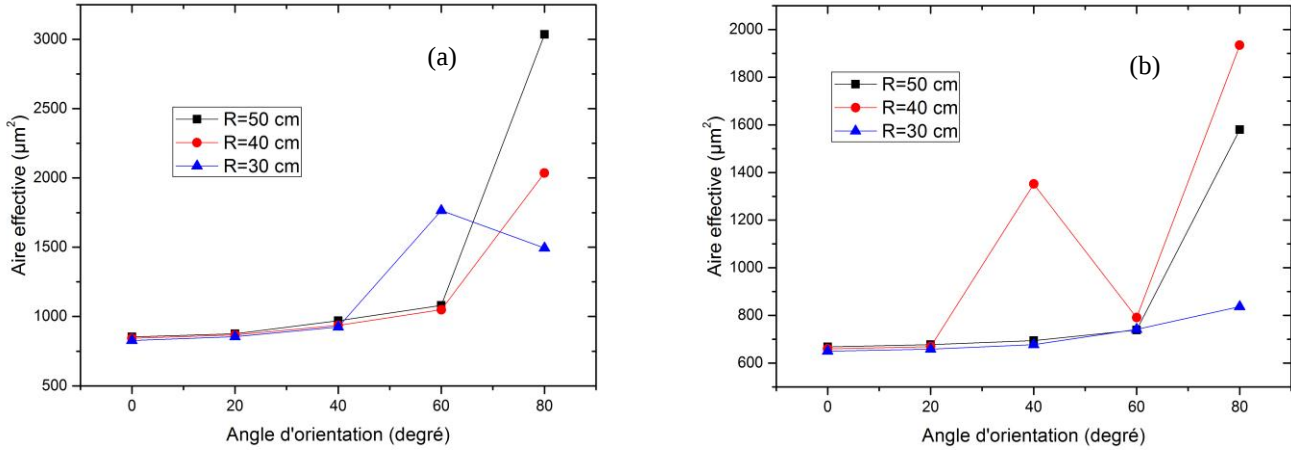


Fig. III.17 Evolution de l'aire effective de mode en fonction de l'angle d'orientation pour différentes valeurs du rayon de la courbure pour les structures (a) et (b).

On remarque que l'aire effective augmente avec l'angle d'orientation et ce pour les deux structures. En plus, la structure (a) présente une aire effective plus grande que celle de la structure (b) et ce quelque soit l'angle d'orientation de la courbure. Pour une courbure de rayon et d'angle d'orientation de 40 cm et 0° , respectivement, la structure (a) a une aire effective de mode d'environ $659 \mu\text{m}^2$. Elle augmentent pour atteindre $1351 \mu\text{m}^2$ et puis $1934 \mu\text{m}^2$ pour les angles d'orientation de 40° et 80° , respectivement. Considérons la structure (b), pour une courbure de rayon et d'angle d'orientation de 40 cm et 0° , respectivement, une aire effective de mode d'environ $659 \mu\text{m}^2$ est obtenue. Elle augmentent pour atteindre $936 \mu\text{m}^2$ et puis $2035 \mu\text{m}^2$ pour les angles d'orientation de 40° et 80° , respectivement.

III.4. Conclusion

Enfin, nous avons vu la performances d'une FMAS à large aire effective en l'absence et en présence d'une macro-courbure. La FMAS est constituée d'une gaine composée de six couronnes de

trous d'air de forme circulaire et d'un coeur solide obtenu par la suppression d'un trou d'air central. L'analyse numérique du guide est faite en utilisant la méthode de différences finies dans le domaine fréquentiel (FDFD) combinée avec la technique de couche parfaitement adaptées (PML) pour modéliser les conditions aux limites. Dans un premier temps, nous avons démontré le caractère monomodal de la FMAS. Sachant que les fibres à large aire modale sont, en général, multimodales; nous avons démontré que seul le mode fondamental peut se propager dans le coeur avec des très faibles pertes, alors que les modes d'ordre supérieur souffrent de fortes pertes, ce qui empêche leur propagation au-delà de quelques centimètres, et par conséquent, notre FMAS fonctionne en régime monomodal. Dans une première phase de l'étude, nous avons analysé les performances de notre FMAS en l'absence de la courbure. Nous avons trouvé que la FMAS à réseau circulaire a une large aire effective, soit $1072 \mu\text{m}^2$ pour la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$, avec des faibles pertes de l'ordre de 10^{-3} dB/km. En présence de la courbure, les simulations ont montré que l'aire effective a augmenté mais au détriment du bon confinement. Afin de pallier au problème de fortes pertes par courbure et maintenir l'aire effective la plus large que possible, nous avons proposé deux solutions: une première structure dans laquelle la proportion d'air est augmentée en doublant le nombre de couronnes dans le sens de la courbure. Dans la deuxième, la proportion de l'air est augmentée en agrandissant, sélectivement, des trous d'air dans le sens de la courbure. Dans un premier temps, on a examiné la robustesse de ces structures vis-à-vis le changement du rayon de la courbure seul. Les résultats numériques ont montré que les deux structures ont des très faibles pertes même pour les petits rayons, alors que l'aire effective reste très large. En introduisant un changement d'angle d'orientation de la courbure, la FMAS à couronnes multiples a montré de bonnes performances par rapport à la FMAS à trous d'air agrandis.

Bibliographie

- [1] Zhang Y, Zhang C, Hu M, Song S, Chai L, Wang C. High-energy subpicosecond pulse generation from a mode-locked Yb-doped large-mode-area photonic crystal fiber laser with fiber facet output. *IEEE Photonics Technology Letters*, ;22(5) 350–2 (2010).
- [2] Varshney SK, Saitoh K, Koshihara M, Pal BP, Sinha RK. Design of S-band erbium- doped concentric dual-core photonic crystal fiber amplifiers with ASE suppression. *Journal of Lightwave Technology*, 27(11) 1725–33 (2009).
- [3] T. Matsui et al, Single-mode photonic crystal fiber design with ultralarge effective area and low bending loss for ultra-high speed WDM transmission, *J. Lightwave Technol.* 29(4) 511–515 (2011).
- [4] Zhiqiang Wang, Chun-Liu Zhao and Shangzhong Jin, Design of a bending-insensitive single-mode photonic crystal fiber, *Optical Fiber Technology*,19 213–218 (2013).
- [5] H. Demir and S. Ozsoy, Comparative study of large-solid-core photonic crystal fibers: Dispersion and effective mode area, *Optik* 123 (2012) 739– 743.
- [6] H. Demir and S. Ozsoy, Large-solid-core square-lattice photonic crystal fibers, *Optical Fiber Technology*, 17 (2011) 594–600.
- [7] Xin Wang, Shuqin Lou, and Wenliang Lu, Bend-resistant large-mode-area photonic crystal fiber with a triangular-core, *Applied Optics / Vol. 52, No. 18 / 20 June 2013*.
- [8] Jianhua Li, Jingyuan Wang, Yan Cheng, Rong Wang, Baofu Zhang and Huali Wang, Novel large mode area photonic crystal fibers with selectively material-filled structure, *Optics & Laser Technology* 48 (2013) 375–380.
- [9] Gautam Prabhakar, Akshit Peer, Vipul Rastogi and Ajeet Kumar, Large-effective-area dispersion-compensating fiber design based on dual-core microstructure, *Applied Optics / Vol. 52, No. 19 / 1 July 2013*.
- [10] Mrinmay Pal, Mukul C Paul, Debashri Ghosh, Shyamal K Bhadra, Kunimasa Saitoh and Lorenzo Rosa, Design and fabrication of LMA low-bending loss leakage channel fibers, *Photonics Global Conference (PGC)*, Singapore, 2012.

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. 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.

En effet, le calcul des pertes dans la FMAS à réseau circulaire a montré que l'utilisation de six couronnes de trous d'air est un choix optimal.

On peut déduire, alors, que la FMAS fonctionne en régime monomode, quelque soit la valeur de d/Λ .

Afin de déterminer les modes guidés dans le coeur (indice effectif et distribution du champ), nous avons utilisé la méthode FV-FDFD combinée avec la technique PML en tant que conditions aux limites. Dans toutes les simulations, nous avons mis $d = 4 \text{ } \mu\text{m}$ et Λ varie de $20 \text{ } \mu\text{m}$ à $25 \text{ } \mu\text{m}$ avec un pas de $1 \text{ } \mu\text{m}$.

Nous avons alors calculé les pertes par confinement du mode fondamental et de trois modes d'ordre supérieur pour la longueur d'onde $1.55 \text{ } \mu\text{m}$ en utilisant différentes valeurs du facteur de

remplissage d/Λ . On remarque très bien que le mode fondamental se propage avec un coefficient de pertes extrêmement faible. Cependant, les modes d'ordre supérieur souffrent de fortes pertes, ce qui les empêchent d'aller loin de quelques centimètres. On peut déduire, alors, que la FMAS fonctionne en régime monomode, quelque soit la valeur de d/Λ .

Ensuite calcule la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde avec $d = 4 \mu m$ et Λ varie de $20 \mu m$ à $25 \mu m$. On remarque que la variation du facteur de remplissage n'a aucun effet sur la dispersion chromatique. En effet, pour toutes valeurs de d/Λ , la FMAS a une dispersion chromatique qui varie entre -8 ps/nm.km et 38 ps/nm.km avec un point de zéro dispersion qui correspond à la longueur d'onde de $1.25 \mu m$.

Les pertes par confinement sont aussi calculées en fonction de la longueur d'onde avec $d = 4 \mu m$ et Λ varie de $20 \mu m$ à $25 \mu m$. On remarque, le structure présente un bon confinement de la lumière dans son coeur, quelque soit la valeur de d/Λ . Pour une onde d'excitation de longueur de $1.55 \mu m$, les pertes sont d'environ $1.41 \times 10^{-5} \text{ dB/km}$ pour un facteur de remplissage $d/\Lambda = 0.20$. En diminuant ce facteur jusqu'à $d/\Lambda = 0.16$, les pertes deviennent $7.64 \times 10^{-3} \text{ dB/km}$.

Finalement, nous avons calculé l'aire effective de mode de la structure en fonction de longueur d'onde avec $d = 4 \mu m$ et Λ varie de $20 \mu m$ à $25 \mu m$. On remarque, la structure présente une très large aire effective, jusqu'à $1072 \mu m^2$ autour de la longueur d'onde $1.55 \mu m$ et pour $\Lambda = 25 \mu m$. Malgré que le coeur de la structure est obtenu par la suppression d'un seul trou, l'aire effective de mode est plus large que celle d'une FMAS dont le coeur est formé par la suppression de neuf trous d'aire, reporté dans .

