

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE ABOU BAKR BELKAID, FACULTE DE TECHNOLOGIE
- Tlemcen -

Thèse

Pour obtenir le grade de
Docteur de l'université de Tlemcen
Option : Systèmes et Réseaux de Télécommunications

Présentée par
Mr. Mohammed DEBBAL

Thème :

**Modélisation et Optimisation des fibres à cristal
photonique dédiées aux télécommunications optiques**

Soutenue le 24 Octobre 2013 devant le jury composé de :

Mr. BENDIMERAD Fethi Tarik	Prof. Université Abou Bekr-Belkaid- Tlemcen	Président
Mme KANDOUCI Malika	Prof. Université Djillali Liabès- Sidi Bel Abbès	Examinatrice
Mr. BASSOU Ghaouti	Prof. Université Djillali Liabès- Sidi Bel Abbès	Examinateur
Mr. NAOUM Rafah	Prof. Université Djillali Liabès- Sidi Bel Abbès	Examinateur
Mr. CHIKH-BLED Mohammed	Prof. Université Abou Bekr-Belkaid- Tlemcen	Encadreur
Mr. ROY Philippe	Chargé de Recherche CNRS, XLIM- Limoges	Invité
Mr. SPAJER Michel	Ingénieur de Recherche, FEMTO-ST, Besançon	Invité



بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

{وَقُلِ اعْمَلُوا فَسَيَرَى اللَّهُ عَمَلَكُمْ وَرَسُولُهُ وَالْمُؤْمِنُونَ وَسَتُرَدُّونَ إِلَىٰ عَالِمِ الْغَيْبِ

وَالشَّهَادَةِ فَيُنبِّئُكُمْ بِمَا كُنتُمْ تَعْمَلُونَ}

التوبة - 105

صدق الله العظيم

*Je dédie cet humble travail à celle qui m'a donné la vie,
le symbole de tendresse, qui s'est sacrifiée pour mon
bonheur et ma réussite, à ma mère ...*

*A mon père, écolle de mon enfance, qui a été mon ombre
durant toutes les années des études, et qui a veillé tout
au long de ma vie à m'encourager, à me donner l'aide
et à me protéger.*

Que dieu les gardes et les protège.

*Je dédie ce travail aussi à mes très chers frères :
Anes, Housseem et à tout la famille DEBBAL*

A tous ceux qui me sont chères.

A tous ceux qui m'aiment.

A tous ceux que j'aime.

*Je dédie avec ma profonde affection,
ce travail*

Remerciements

Je tiens à remercier, en premier lieu, Allah qui nous a donné la patience, la force et le courage durant ces trois années d'étude doctorale pour terminer et élaborer ce modeste travail.

*J'adresse ma plus haut respect et ma sincère gratitude à Monsieur **Mohammed CHIKH-BLED** mon directeur de thèse Professeur de l'université Abou-Bekr BELKAID. Je le remercie pour m'avoir transmis une partie de son savoir dans le domaine de la photonique. Merci aussi pour sa disponibilité, l'aide précieuse qu'il m'a apportée chaque fois où j'en avais besoin et ses nombreux conseils durant ce travail. Je lui suis particulièrement reconnaissante de la confiance dont il m'a témoignée durant toutes ces années d'études.*

*Une partie des travaux qui sont présentés dans cette thèse ont été réalisés à l'Institut de recherche XLIM; Je remercie Monsieur **Philippe ROY**, chargé de recherche CNRS et responsable de l'équipe Photonique, de m'avoir accueilli au sein de son équipe et de m'avoir permis de travailler dans de très bonnes conditions. Je lui exprime ma reconnaissance pour ses nombreux et bons conseils et pour les diverses discussions scientifiques que nous avons pu partager.*

*Ma considération et respect sont adressés également au directeur du laboratoire de télécommunications de l'université de Tlemcen (LTT), Professeur **Fethi Tarik BENDIMERAD**. Qu'il trouve ici mes remerciements les plus sincères. J'exprime ma reconnaissance pour nous avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse.*

*Je remercie Monsieur **Ghaouti BASSOU** et Monsieur **Rafah NAOUM**, Professeurs à l'Université de Djillali Liabès - Sidi Bel Abbès de m'avoir fait l'honneur d'avoir accepté de juger ce travail.*

*Je remercie également Madame **Malika KANDOUCI** professeur à l'université de Djillali Liabès - Sidi Bel Abbès pour sa participation au jury et l'intérêt qu'elle a bien voulu porté à ce travail.*

*Ma gratitude s'adresse aussi à Monsieur **Michel SPAJER** Chargé de Recherche au C.N.R.S, FEMTO-ST à Besançon (France) pour l'intérêt qu'il m'a montré en participant à ce jury de thèse.*

Je n'oublie pas tous mes collègues pour leurs gratitudes, chaleureuse collaboration, patience et disponibilité pour m'avoir aidé de près ou de loin à effectuer ce travail.

Que tous ceux qui ne sont pas nommés ici, mais qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de ce modeste travail, trouvent l'assurance de ma pleine gratitude.

Je ne saurais oublier ma très grande famille qui m'a toujours soutenu dans tous mes choix. Vous constituez une grande partie de mes motivations et j'espère toujours vous faire honneur. Je remercie profondément mes parents pour leur soutien à tous les instants.

Enfin, j'adresse mes plus sincères remerciements à qui ceux me sont chères. Je leur souhaite un avenir plein de succès, et à tous mes proches, qui m'ont toujours soutenu et encouragé au cours de la réalisation de cette thèse.

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

Je dis encore une fois Merci à tous ceux que j'ai oubliés.



Table des Matières

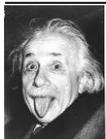
Dédicaces	2
Remerciements	4
Table des Matières	6
Table des figures.....	11
Liste des acronymes	15
Introduction générale	16



CHAPITRE I : DE LA FIBRE CONVENTIONNELLE A LA FIBRE MICROSTRUCTUREE AIR/SILICE (FMAS) : ETAT DE L'ART

I. Fibres optiques conventionnelles	21
I.1. Les différents Types de fibres conventionnelles.....	21
I.1.1. Fibres multimodes	21
I.1.2. Fibres monomodes	21
I.2. La lumière et l'onde électromagnétique	21
I.2.1. Définitions	21
I.2.2. Propagation de la lumière.....	22
I.2.3. Applications	23
I.3. Principe du guidage dans les fibres conventionnelles.....	23
L'ouverture numérique	24
I.4. Modes de propagation.....	25
I.4.1. Equations de propagation dans la fibre optique	25
I.4.2. Solutions de l'équation de propagation	26
I.4.3. Modes guidés et modes évanescents	28
I.4.4. Calcul des champs des modes dans une fibre optique	29
I.4.5. La fréquence de coupure et la fréquence normalisée	33
I.5. Propriétés optiques de propagation	37
I.5.1. Pertes de propagation	37
I.5.2. L'atténuation	38
I.5.3. Dispersion.....	39

II. Fibre microstructurée air-silice (FMAS).....	42
II.1. Guidage dans les FMAS	42
II.2. Modes de propagation	44
II.2.1. L'ouverture numérique	44
II.2.2. La fréquence normalisée	45
II.2.3. Le rayon du cœur de la FMAS.....	45
II.3. Propriétés optiques de propagation des FMAS	47
II.3.1. Pertes par courbure	47
II.3.2. Dispersion chromatique	48
II.3.3. L'aire effective.....	50
II.3.4. La biréfringence	51
III. L'approximation analytique	51
III.1. Le paramètre V	51
III.2. Le paramètre N_{FSM}	54
III.3. Le paramètre W	54
III.4. Le paramètre N_{eff}	56
IV. Présentation d'une interface dédiée aux FMAS.....	56
V. Résultats.....	58
VI. Applications des FMAS	62
VI.1. FMAS de type RTIM	62
VI.1.1. Infiniment monomode	62
VI.1.2. Hautement non linéaire (HNL).....	63
VI.1.3. Grande aire effective (LMA pour Large Mode Area).....	63
VI.1.4. Grande ouverture numérique.....	64
VI.1.5. Faible dispersion.....	64
VI.2. Applications FMAS de type BIP	64
VII. Conclusion	66
VIII. Références bibliographiques	67



CHAPITRE II : TECHNIQUES DE MODELISATION DES FMAS

I. Les méthodes numériques de calcul.....	73
I.1. Méthode multipolaire (MM)	73

I.2. Méthode des faisceaux propagés (BPM)	75
I.3. Méthode des différents finis « FDTD »	76
I.4. Méthode des éléments finis (MEF) « FEM ».....	78
I.5. Méthode des ondes planes « PWE »	80
I.5.1. Cas d'une structure périodique 1D.....	80
I.5.2. Avantages	82
I.5.3. Inconvénients	82
II. Application de la BPM pour l'étude des micro-structures.....	83
II.1. Les principes de base.....	83
II.2. BPM Scalaire, paraxiale	84
II.3. Solution numérique et conditions aux limites	86
II.4. BPM Vectorielle	88
II.5. BPM grand-angle.....	89
Exemple d'utilisation du BPM à grand angle.....	90
II.6. BPM bidirectionnelle.....	94
II.7. Méthode de transformation de Fourier rapide (FFT-BPM).....	95
II.8. BPM basée sur les différences finies (FD-BPM)	97
II.9. Techniques BPM supplémentaires	98
II.10. Résolution des Modes via BPM	98
III. Conclusion	100
IV. Références bibliographiques	102



CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

I. Caractéristiques des fibres microstructurées.....	108
I.1. Etude d'un FMAS de pas $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, nombre de couronne $N=3$ à $\lambda=1.55\mu\text{m}$	108
I.2. Etude d'un FMAS de pas $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, nombre de couronne $N=5$ à $\lambda=1.55\mu\text{m}$	109
I.3. Etude d'un FMAS de pas $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, nombre de couronne $N=10$ à $\lambda=1.55\mu\text{m}$..	110
I.4. Limitations de la BPM	111
II. Diagrammes de dispersion pour applications aux télécommunications optiques....	112
II.1. L'indice effectif en fonction des paramètres opto-géométriques	112
II.1.1. L'indice effectif en fonction de la distance.....	115
II.1.2. Comparaisons des indices effectifs obtenus avec d'autres méthodes.....	116

II.2. La fréquence effective et le caractère monomode	117
II.3. La dispersion chromatique.....	118
III. Distributions du champ dans les FMAS	123
III.1. Résultats de la distribution du champ dans une fibre RTIM.....	126
III.2. Distribution du champ dans une FMAS de type BIP	131
IV. Couplage de modes dans les FMAS à 2 cœurs	137
IV.1. Principe du phénomène de couplage dans une FMAS à 2 cœurs	137
IV.2. Théorie des modes couplés (CMT).....	138
IV.2.1. Cas des faibles perturbations	139
IV.2.2. Cas des fortes perturbations	140
IV.3. Calcul numérique des coefficients de couplage.....	143
IV.3.1. Méthode des SuperModes (MSM)	144
IV.3.2. Méthode du faisceau propagé (BPM).....	146
IV.3.3. Méthode de la fibre équivalente (MFE)	147
IV.4. Détermination des coefficients de couplage et de la longueur de couplage	147
IV.4.1. Longueur et coef du couplage en fonction des paramètres géométriques...	149
IV.4.2. Longueur et coef du couplage en fonction du diamètre du trou central.....	151
IV.4.3. Applications des FMAS à deux cœurs	152
V. Conclusion	155
VI. Références bibliographiques	157



CHAPITRE IV : FABRICATIONS DES FMAS

I. Fabrication des FMAS	161
I.1. Choix et caractéristiques de la structure	161
I.2. Fabrication	162
I.3. Moyens technologiques	163
II. Fibrage électrophorèse capillaire – CE1	165
III. Fibrage électrophorèse capillaire – CE2	180
IV. Conclusion	185
V. Références bibliographiques	186



CONCLUSIONS GÉNÉRALE

Conclusions générale et perspectives	188
---	------------

**LISTE DES TRAVAUX**

Liste des publications	192
Conférences Internationales	193
Conférences nationales	193

**RESUMÉ**

Résumé.....	194
Abstract	195
ملخص	196

Table des figures

Figure 1 : Spectre électromagnétique.....	22
Figure 2 : Réfraction de la lumière entre 2 dioptries d'indices n_1 et n_2	24
Figure 3 : Réflexion totale interne.....	24
Figure 4 : Guidage par réflexion totale interne dans une fibre conventionnelle	24
Figure 5 : L'ouverture numérique.....	24
Figure 6 : Système de coordonnées cylindriques utilisé dans la fibre optique	26
Figure 7 : Fibre optique à saut d'indice	34
Figure 8 : Evolution de la fréquence normalisée V en fonction de la longueur d'onde	35
Figure 9 : Les fonctions de Bessel de première espèce.....	35
Figure 10 : Quatre distributions du champ électromagnétique possibles du mode LP_{11}	36
Figure 11 : Les conditions de coupure et les désignations LP	36
Figure 12 : Pertes dues aux courbures (macroband)	37
Figure 13 : Les différents décalages au raccordement de fibres	38
Figure 14 : Affaiblissement de la lumière en fonction de la longueur d'onde de la source.....	39
Figure 15 : Dispersion dans la fibre optique	41
Figure 16 : Guidage par RTIM et par effet BIP	42
Figure 17 : Fibres à guidage par réflexion	43
Figure 18 : Fibres à guidage par Bande interdite photonique (BIP)	43
Figure 19 : Ouvertures numériques calculées pour une fibre.....	44
Figure 20 : Comparaison des fréquences normalisées V et V_{FMAS}	47
Figure 21 : Variation de la dispersion chromatique en fonction.....	49
Figure 22 : Aire effective calculée à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$	50
Figure 23 : Variation de la biréfringence.....	51
Figure 24 : V en fonction de la longueur relative λ/Λ	52
Figure 25 : V en fonction de la longueur relative λ/Λ	53
Figure 26 : L'indice équivalent de la gaine n_{FSM} en fonction.....	54
Figure 27 : W en fonction de la longueur relative λ/Λ	55
Figure 28 : L'indice effectif du mode fondamental n_{eff} en fonction.....	56
Figure 29 : V en fonction de λ/Λ	57
Figure 30 : N_{eff} en fonction de λ/Λ	57
Figure 31 : Variations de l'indice effectif du mode fondamental.....	59
Figure 32 : Variations de n_{FSM} en fonction de la longueur relative λ/Λ	61
Figure 33 : Fibre FMAS infiniment monomode	62

Figure 34 : Fibre FMAS hautement non linéaire	63
Figure 35 : FMAS à Grande aire effective	63
Figure 36 : FMAS à grande ouverture numérique	64
Figure 37 : FMAS réalisés à l'IRCOM	65
Figure 38 : FMAS à réseaux de BRAGG.....	65
Figure 39 : Mode fondamental par la méthode multipolaire.....	73
Figure 40 : Répartition du mode fondamental. $\Lambda = 2,3\mu\text{m}$,	74
Figure 41 : Mode fondamental de deux FMAS avec différents pas (Pitch).....	75
Figure 42 : Maillage de "Yee"	76
Figure 43 : Le mode fondamental en utilisant la technique FDTD.....	77
Figure 44 : Contours du champ électrique transverse	77
Figure 45 : Contours de la composante E_x du mode fondamental.....	78
Figure 46 : Domaine Ω , sous-domaines Ω_i et bord $\partial\Omega$	78
Figure 47 : Répartition transverse du champ électrique dans une FMAS.....	79
Figure 48 : Le système de maillage de plusieurs sous-domaines.....	79
Figure 49 : Diagramme de bandes pour une structure de Bragg (1D)	81
Figure 50 : Cellule élémentaire pour le réseau triangulaire 2D	82
Figure 51 : Diviseur de puissance en optique guidée.....	83
Figure 52 : Propagation du champ dans un coupleur en Y.....	84
Figure 53 : Evolution du champ électrique dans un guide d'onde rectangulaire.....	90
Figure 54 : Inclinaison de 20° du guide d'onde.....	91
Figure 55 : Inclinaison du faisceau lumineux	91
Figure 56 : Simulation pour $\Delta x = 0.2$; $\Delta y = 1$; $\Delta z = 2$	92
Figure 57 : Simulation pour $\Delta x = 0.2$; $\Delta y = 1$; $\Delta z = 1$	92
Figure 58 : Simulations obtenues en fonction des pas Δx et Δz	93
Figure 59 : Puissances obtenues en utilisant un ordre de Padé de (1,1).....	94
Figure 60 : Equivalence entre un guide et un système de lentilles.	96
Figure 61 : Propagation de la lumière dans un guide monomode.....	97
Figure 62 : Cartographies du champ électrique pour $N = 3$, $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, $\lambda = 1.55\mu\text{m}$	108
Figure 63 : Cartographies du champ électrique pour $N = 5$, $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, $\lambda = 1.55\mu\text{m}$	109
Figure 64 : Cartographies du champ électrique pour $N = 10$, $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, $\lambda = 1.55\mu\text{m}$	110
Figure 65 : Profils d'indice 2D et 3D d'une FMAS.....	112
Figure 66 : Variations de N_{eff} en fonction de différents paramètres de la fibre.....	113
Figure 67 : Variations de N_{eff} en fonction de λ pour d/Λ variant de 0.1 à 0.8	115
Figure 68 : Variations de l'indice effectif calculés à $1,55\mu\text{m}$ en fonction de d/Λ	116

Figure 69 : Variations de N_{eff} en fonction de λ par la BPM	117
Figure 70 : Variations de V_{eff} en fonction de Λ/λ	118
Figure 71 : Dispersion chromatique d'une fibre SMF28	119
Figure 72 : Variations de la dispersion chromatique en fonction	120
Figure 73 : Variations de la dispersion chromatique	120
Figure 74 : Dispersion chromatique pour $\Lambda = 4\mu\text{m}$	121
Figure 75 : Dispersion chromatique pour $\Lambda = 3\mu\text{m}$	121
Figure 76 : Comparaison de la dispersion chromatique	122
Figure 77 : Profils d'indices 2D	123
Figure 78 : Mode électromagnétique obtenus par la BPM.....	124
Figure 79 : Profils du mode fondamental	125
Figure 80 : Profils et cartographies du champ électrique.....	126
Figure 81 : Profils du champ pour $\Lambda = 4\mu\text{m}$, $\lambda = 1.55\mu\text{m}$	127
Figure 82 : Profils du champ électrique pour	128
Figure 83 : Cartographies du champ électrique pour	129
Figure 84 : Profils et cartographies du champ électrique.....	131
Figure 85 : Profils et cartographies du champ électrique.....	132
Figure 86 : Profils et cartographies du champ électrique.....	133
Figure 87 : Profils et cartographies du champ électrique.....	134
Figure 88 : Profils et cartographies du champ électrique.....	135
Figure 89 : Variations de l'amplitude en fonction la longueur d'onde.....	136
Figure 90 : Variations de l'amplitude en fonction la longueur d'onde.....	136
Figure 91 : Profil d'indice d'une FMAS à deux cœurs	137
Figure 92 : Principe du couplage de modes entre deux guides	138
Figure 93 : Transfert de puissance entre cœurs.	138
Figure 94 : Décomposition d'un mode du guide composite.....	141
Figure 95 : Transfert de puissance dans les deux cœurs	143
Figure 96 : Représentations de E^+ et E^- dans une polarisation x	145
Figure 97 : Supermodes symétriques et antisymétriques d'une FMAS à.....	146
Figure 98 : Profil d'indice de réfraction simulé et résultats associés de la BPM scalaire.	146
Figure 99 : FMAS à deux cœurs et son modèle équivalent	147
Figure 100 : Amplitude du champ dans une FMAS.....	148
Figure 101 : Variations de la longueur de couplage	150
Figure 102 : Variations du coefficient de couplage.....	150
Figure 103 : Variations de la longueur et le coefficient du couplage en fonction	151

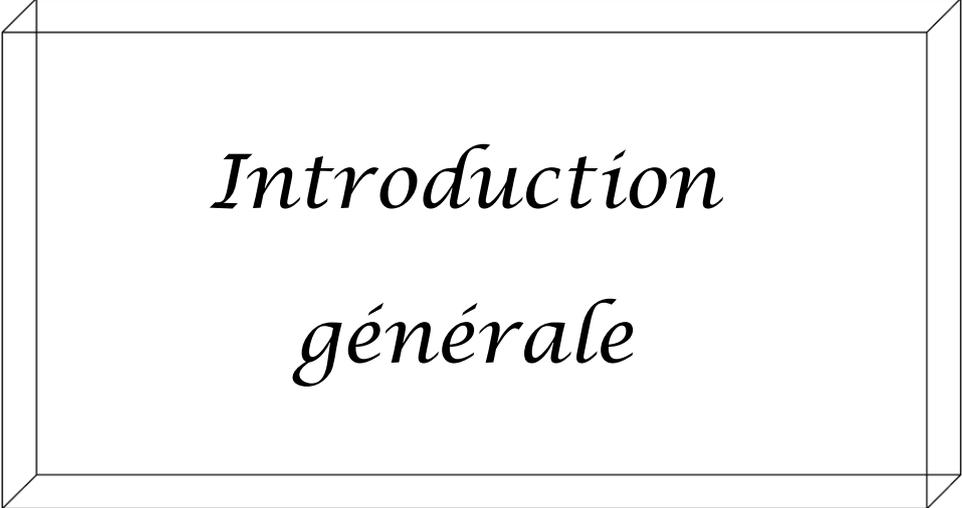
Figure 104 : Une structure FMAS à 2 cœurs, le diamètre de la fibre est de 220 μ m,.....	151
Figure 105 : Variations de la longueur et du coefficient de couplage en fonction.....	152
Figure 106 : Puissance dans le cœur 1 en fonction en fonction de la distance	153
Figure 107 : Longueur de couplage en fonction de d.....	153
Figure 108 : Structure de CE1	161
Figure 109 : Différentes étapes de fabrication caractéristiques	162
Figure 110 : Tour de fibrage "fibres".....	164
Figure 111 : Four résistif - tour de fibrage	164
Figure 112 : Four inductif côté capillaires et cannes.....	165
Figure 113 : Galets tracteurs pour étirage	165
Figure 114 : Capillaires de diamètre de 2mm	166
Figure 115 : Les six capillaires du coin sont retirés	167
Figure 116 : Insertion des capillaires dans le tube de maintien.....	167
Figure 117 : Préforme obtenue après assemblage des capillaires et des cannes	168
Figure 118 : L'assemblage des capillaires	168
Figure 119 : La maille de base triangulaire	169
Figure 120 : Premières réalisations de FMAS obtenues à l'IRCOM.....	169
Figure 121 : soudure des capillaires.....	170
Figure 122 : Four à induction.....	171
Figure 123 : Echantillon des cannes fabriqués après l'étirage de la préforme.....	171
Figure 124 : Les deux échantillons sélectionnés pour le fibrage final	175
Figure 125 : Fibrage finale de la préforme.....	176
Figure 126 : Tour de fibrage.....	177
Figure 127 : Fibre avec diamètre de 200 μ m	179
Figure 128 : Fibre avec diamètre de 200 μ m	180
Figure 129 : Conception de CE2	181
Figure 130 : L'échantillon n°3 sélectionné pour le fibrage final.....	183
Figure 131 : Fibrage du CE2	184

Liste des acronymes

AEIM	Méthode de la Moyenne de l'Indice Equivalent
BBM	Méthode Modale Bi-orthogonal
BIP	Bandes Interdites Photoniques
BPM	Méthode des Faisceaux Propagés
CE	Electrophorèse Capillaire
FDFD	Méthode des Différents Finies Fréquentielle
FDTD	Méthode des Différents Finies Temporelle
FEM (MEF)	Méthode des Eléments Finis
FMAS	Fibre Microstructurée Air-Silice
FOM	Fibres Optiques Microstructurées
FSI	Fibre à Saut d'Indice
FSM	Fundamental Space-filling Mode
MCVD	Modified Chemical Vapour Deposition
MEB	Microscope Electronique à Balayage
MFE	Méthode de la fibre Equivalente
MIE	Méthode de l'Indice Effective
MM	Méthode Multipolaire
MMF	Multi Mode Fiber
MSM	Méthode des SuperModes
PCF	Photonic Crystal Fiber
PWE	Méthode des Ondes Planes
RTIM	Réflexion Totale Interne Modifiée
SMF	Single Mode Fiber
TBC	Transparent Boundary Condition

« La lumière reste le principal lieu entre l'homme et l'univers, grâce aux messages. De Galilée aux sondes voyager, de l'artiste d'Altamira à Buffet, le but poursuivi, l'effort consenti est le même : transmettre une information sous la forme la plus condensée que nous connaissons, une image »

*M. Henry. La formation des images.
La recherche : La révolution "Iconique"
(des images) - Numéro spécial, mai 1983*



*Introduction
générale*

La fibre optique est le canal de transmission privilégié pour les communications haut débit. Afin de répondre aux besoins sans cesse croissants, il devient indispensable d'améliorer les caractéristiques des fibres optiques, essentiellement celles qui concernent la dispersion chromatique. C'est un phénomène néfaste qui limite les débits de transmission.

Les solutions les plus utilisées consistent à optimiser les profils d'indice des fibres de silice grâce à la technique MOCVD. L'inconvénient majeur pour ce type de fibre, est l'impossibilité d'obtenir un régime monomode, cela a pour conséquence de ne permettre l'annulation de la dispersion chromatique qu'à des longueurs d'onde supérieures à 1270 nm.

En 1996, le groupe d'optoélectronique de l'Université de Bath publiait la première fabrication d'un nouveau type de fibre optique basé sur la réalisation d'un agencement périodique de trous d'air autour d'un cœur de silice. Ces nouveaux composants, baptisés Fibres à Cristal Photonique (PCF : Photonic Crystal Fibers) faisaient apparaître des propriétés singulières, inaccessibles aux fibres conventionnelles.

Ces fibres aujourd'hui connues également sous le nom de "Fibres Microstructurées Air-Silice" (FMAS), guident en fait la lumière, le plus souvent, par réflexion totale interne, comme les fibres classiques. Cependant, il a été rapidement démontré qu'elles pouvaient fonctionner en régime monomode sur une bande spectrale beaucoup plus large que les fibres usuelles et qu'elles pouvaient présenter des caractéristiques de dispersion tout à fait originales. C'est pour cette raison qu'elles ont très rapidement suscité un fort intérêt dans la communauté scientifique internationale. Les FMAS se déclinent ainsi en deux classes. La première classe les FMAS de type RTIM, et la deuxième de type BIP.

Ces fibres nouvelle génération sont arrivées aujourd'hui à maturité, et permettent d'envisager une amélioration des performances des composants fibrés pour les télécommunications optiques, ou bien dans le domaine de la métrologie optique. Elles sont également de bonnes candidates au développement de nouvelles sources de puissance pour l'industrie, ou bien de sources de lumière blanche pour des applications médicales.

Depuis l'année 2009, l'équipe Photonique & Réseaux optiques de Télécommunications du Laboratoire de Télécommunications de Tlemcen (LTT) a engagé des travaux de recherches qui concernent la modélisation et la conception des FMAS en vue de leurs applications dans le domaine des Télécommunications.

C'est donc pour apporter une contribution à l'évaluation des apports des FMAS aux télécommunications optiques que les travaux de cette thèse ont été engagés.

Mon travail consiste à étudier, modéliser et concevoir des fibres microstructurées air/silice (FMAS) pour des applications Télécoms.

Le premier chapitre de ce mémoire décline les propriétés optiques des fibres classiques dites conventionnelles, et celles des FMAS aux propriétés innovantes. Aussi, je présenterais certains travaux effectués par différentes équipes qui combinent des modèles analytiques et empiriques afin de faire des prédictions sur le comportement propagatif et dispersif des différentes structures de FMAS. Après cette étude préliminaire, je proposerais une interface graphique que j'ai développée avec une implémentation des différents modèles analysés et discutés précédemment. Enfin, je terminerais par une description des applications les plus significatives des FMAS.

Le chapitre deux est consacré à la description des outils de simulation utilisés pour la modélisation des FMAS, avec une étude détaillée sur la technique Beam Propagation Method (BPM). Ceci nous a amené à porter notre choix sur la BPM, qui est une méthode de simulation assez performante, et qui donne de bons résultats sur des structures régulières ne comportant pas un très grand nombre de couronnes.

Mon étude porte également sur les paramètres à optimiser afin de modéliser la propagation et la dispersion dans les FMAS. J'ai développé d'autres programmes Matlab adaptés au problème des FMAS. Ces travaux font l'objet du prochain chapitre

Le troisième chapitre est consacré aux résultats de simulation obtenus par la méthode BPM dans le but de faire des prédictions sur les propriétés des FMAS en fonction des paramètres géométriques. Une importance particulière sera donnée à ces paramètres en fonction de l'application recherchée.

L'analyse du couplage inter-cœurs était également indispensable afin d'étudier le problème de la diaphonie. Sa connaissance est importante car il constitue un travail préliminaire à l'étude des FMAS multi-cœurs. Afin de valider nos résultats, une comparaison avec d'autres méthodes a été réalisée.

Enfin le dernier chapitre est consacré à la conception d'une FMAS à Bandes Interdites Photoniques (BIP) dédiée à l'électrophorèse capillaire. Cette FMAS a été réalisée dans le cadre d'un projet avec le Laboratoire Xlim de Limoges.

L'électrophorèse capillaire est une technique de séparation des analytes et qui trouve son application dans de nombreux secteurs de la chimie, de la pharmacologie, du biomédical, ainsi que de l'agro-alimentaire.

Les FMAS présentent l'avantage d'une grande capacité de séparation grâce au grand nombre de capillaires (quelques centaines), avec de petits diamètres (de l'ordre de 1 à 10 μm).

La fabrication de la FMAS utilise la technique Stack and Draw.

Dans cette partie, j'aborderais les différentes étapes de fabrication qui m'ont permis de réaliser cette FMAS spécifique à partir d'un cahier des charges bien précis.

Je terminerais par la proposition du prototype réalisé.

*« Pour ce qui est des qualités requises pour le filtrage et la propagation, je vous assure que, selon les règles de nos docteurs, il est tel qu'on le peut souhaiter »
D'après Molière, *Le malade imaginaire*, II, 6*

Chapitre I

De la fibre conventionnelle a la fibre microstructurée air/silice (FMAS) :

Etat de l'art

Dans une première partie de ce chapitre, nous allons discuter des fibres optiques avec un état de l'art. Nous introduirons les différentes grandeurs caractéristiques ainsi que les propriétés optiques les plus significatives et limitations des fibres optiques « classiques » dites conventionnelles.

Nous introduirons par la suite une nouvelle génération de fibres optiques microstructurées (FOM) aux propriétés innovantes, principal objet de notre étude.

Dans une deuxième partie, et afin de modéliser simplement les FMAS une synthèse de travaux assez récents avec une bibliographie assez détaillée concernant des modèles empiriques et analytiques seront présentés et discutés. Ces modèles vont nous permettre de trouver des analogies entre les principaux paramètres des fibres conventionnelles et des FMAS sans avoir recours aux modèles numériques.

Une interface graphique qui a été développée sur la base de ces modèles sera présentée. Elle permettra de tracer plusieurs diagrammes de dispersion en fonctions des paramètres géométriques de la FMAS considérée.

Enfin, différentes applications seront proposées pour les FMAS de type RTIM, et les FMAS de type BIP.

I. **Fibres optiques conventionnelles**

I.1. Les différents Types de fibres conventionnelles

On distingue dans les fibres optiques deux catégories, selon leurs diamètre du cœur et leurs longueur d'onde utilisée : les fibres monomodes et multimodes.

I.1.1. Fibres multimodes

Les fibres multimodes (dites MMF, pour Multi Mode Fiber). Les rayons lumineux peuvent suivre des trajets différents suivant l'angle de réfraction. Plusieurs modes (trajets lumineux) peuvent se transmis dans ces types de fibres, Elles sont généralement utilisées pour de courtes distances. Elles sont caractérisées par un diamètre de cœur de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de micromètres (les cœurs en multimodes sont de 10 ou 62,5 μm pour le bas débit).

I.1.2. Fibres monomodes

Les fibres monomodes (dites SMF, pour *Single Mode Fiber*). Les rayons suivent un seul chemin. Elles sont utilisées pour de plus longues distances et/ou de plus hauts débits. Les pertes sont donc minimisées pour de très hauts débits et de très longues distances. Leur cœur très petit n'admet ainsi qu'un mode de propagation. Ces fibres monomodes sont caractérisées par un diamètre de cœur de seulement quelques micromètres (le cœur monomode est de 9 μm pour le haut débit).

I.2. La lumière et l'onde électromagnétique

I.2.1. Définitions

La lumière est l'ensemble des ondes électromagnétiques visibles par l'œil humain, c'est-à-dire dont les longueurs d'onde sont comprises entre 380 nm (violet) et 780 nm (rouge). La lumière est intimement liée à la notion de couleur. C'est Isaac Newton qui a proposé pour la première fois au XVII^e siècle un cercle des couleurs chromatiques fondé sur la décomposition de la lumière blanche. Pour rappel, c'est le champ d'application de l'optique.

Outre la lumière visible, par extension, on appelle parfois « lumière » d'autres ondes électromagnétiques, telles que celles situées dans les domaines infrarouge et ultraviolet.

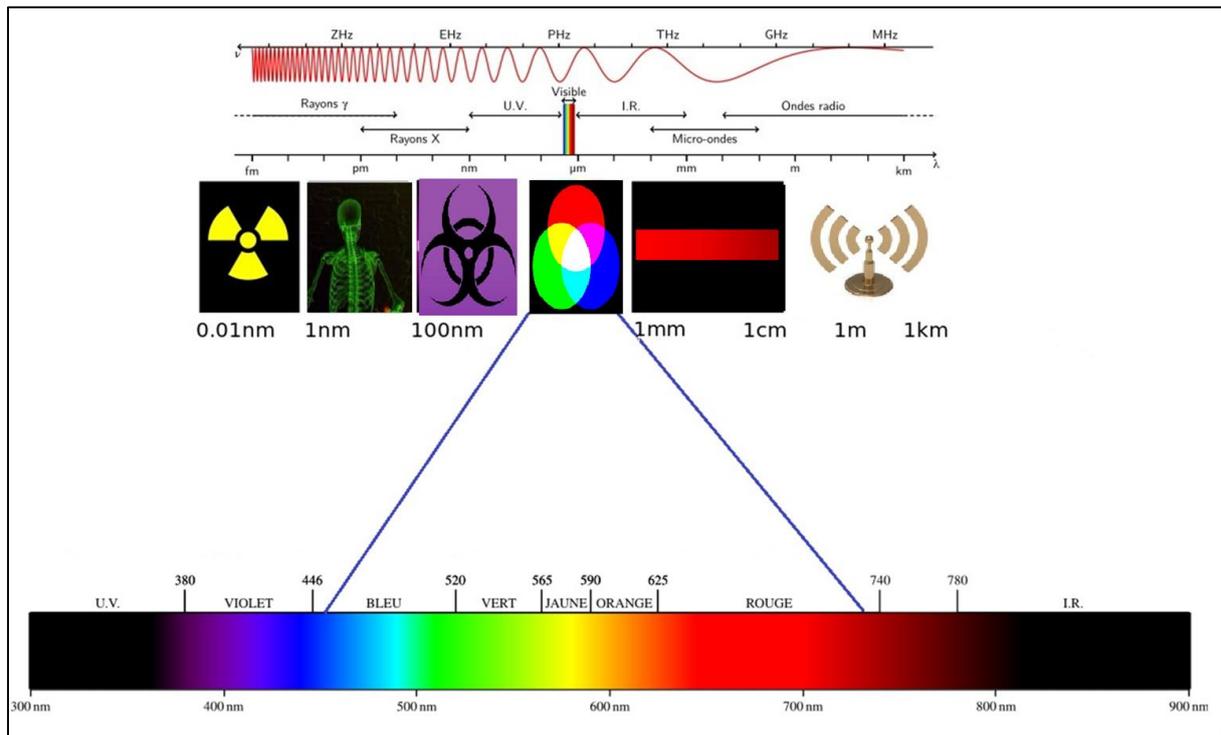


Figure 1 : Spectre électromagnétique

I.2.2. Propagation de la lumière

La lumière se déplace en ligne droite dans tout milieu transparent homogène, en particulier le vide ou l'air. Elle peut en revanche changer de trajectoire lors du passage d'un milieu à un autre. Dans le vide, la lumière se déplace à une vitesse strictement fixe (et supérieur à celle-ci dans d'autres milieux). On trouve d'ailleurs souvent l'affirmation « la vitesse de la lumière est constante », « dans le vide » étant alors sous-entendu $c = 299792 \text{ km/s}$.

La lumière est un peu plus lente dans l'air, et notablement plus lente dans l'eau. Le principe de Fermat ou les lois de Descartes permettent de déduire les changements de trajectoire de la lumière lorsqu'elle passe d'un milieu à l'autre en fonction de sa vitesse dans chacun des milieux, alors elle se déplace dans la matière à une vitesse :

$$V = c/n \quad (1)$$

Où n est l'indice de réfraction du milieu. La fréquence ν et la longueur d'onde λ sont liées par la relation :

$$\lambda = V/\nu \quad (2)$$

Soit dans le vide

$$\lambda = c/\nu \quad (3)$$

La lumière peut d'ailleurs être décomposée (les faisceaux prennent des directions différentes selon leur longueur d'onde, et donc selon leur couleur pour la lumière visible) à force de traverser différents milieux transparents, la vitesse dépend de la fréquence. La lumière n'est perçue par un récepteur que si elle va directement dans sa direction.

I.2.3. Applications

Pour les rayonnements optiques comme pour le courant électrique, on peut distinguer deux types fondamentaux d'applications :

- ✓ les applications énergétiques, comme l'éclairage.
- ✓ les applications « informationnelles », dans lesquelles la lumière sert de support à des informations dont elle assure la transmission.

I.3. Principe du guidage dans les fibres conventionnelles

Le principe physique majeur qui a inspiré la technologie des fibres optiques est ce que l'on appelle « la réflexion totale interne ». Ceci découle de la loi de la réfraction voulant qu'une onde traversant une frontière entre deux milieux de densités différentes soit déviée. Pourtant, si jamais l'onde tente de passer d'un milieu d'indice élevé à un milieu d'indice inférieur, il existe un angle minimum entre la direction de l'onde et la normale de la frontière pour lequel l'onde ne sera pas déviée, mais réfléchi. Il est donc possible pour une onde lumineuse de se propager indéfiniment dans un cylindre de verre.

Nous pouvons expliquer le principe de guidage de la lumière dans les fibres avec simplement les lois de la réfraction et de la réflexion de Descartes.

Nous rappelons que lorsqu'un rayon incident se propageant dans un milieu d'indice n_1 arrive sur un autre milieu d'indice n_2 suivant un angle θ_1 par rapport à la normale au dioptré, le rayon est alors dévié suivant un angle θ_2 par rapport à la normale en vérifiant la relation de Descartes:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (4)$$

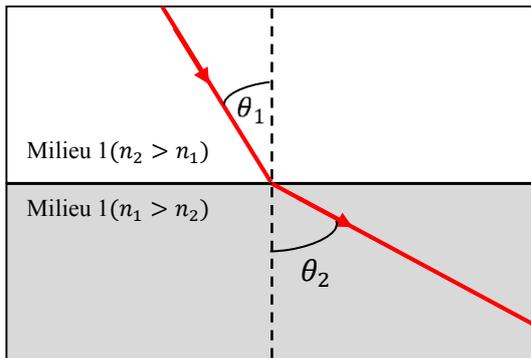


Figure 2 : Réfraction de la lumière entre 2 dioptries d'indices n_1 et n_2

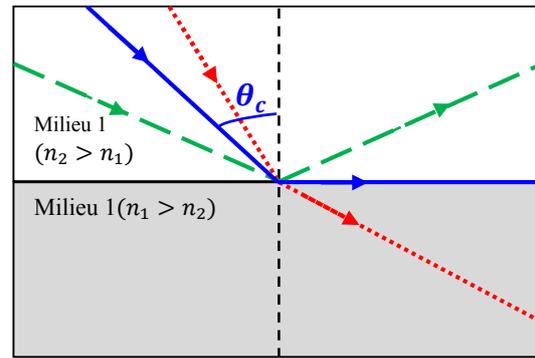


Figure 3 : Réflexion totale interne

A l'angle critique θ_c , et avec $n_1 > n_2$. Le rayon est réfracté à 90° . Au-delà de cet angle critique $\theta_1 > \theta_c$ toute la lumière est réfléchi (Réflexion totale interne (TIR)). Le principe de guidage par réflexion totale interne dans une fibre optique est schématisé dans la figure 4 ci-dessous :

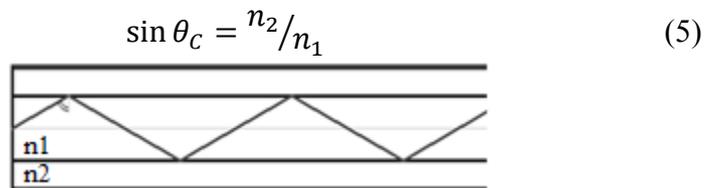


Figure 4 : Guidage par réflexion totale interne dans une fibre conventionnelle

L'ouverture numérique

L'ouverture numérique d'une fibre optique caractérise le cône d'acceptance de la fibre : si un rayon lumineux tente de pénétrer la fibre en provenant de ce cône, alors le rayon sera guidé par réflexion totale interne ; dans le cas contraire, le rayon ne sera pas guidé.

En posant n_c , n_g et θ respectivement les indices du cœur, de la gaine et l'angle d'incidence, alors l'ouverture numérique de la fibre s'exprime par la formule (Eq. 6) [2]:

$$ON = \sin \theta = \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \tag{6}$$

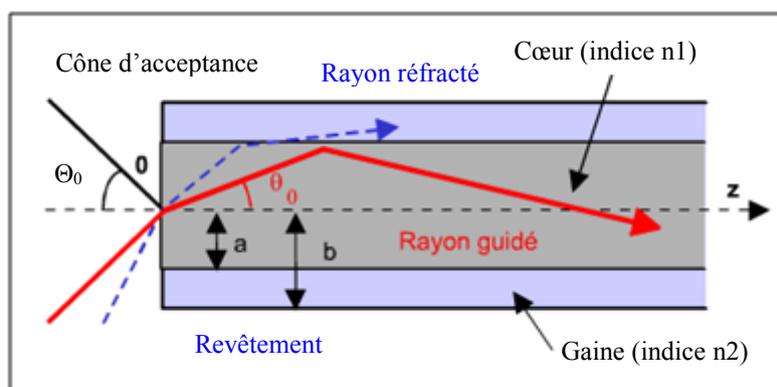


Figure 5 : L'ouverture numérique

Plus l'ouverture numérique est grande, plus l'angle d'acceptance augmente. Il est préférable à priori d'avoir des ouvertures numériques les plus élevés possibles pour transporter plus d'énergie dans un diamètre de guidage donné par exemple.

Le paramètre de guidage Δ d'une fibre optique est défini à partir de la valeur de l'indice de la gaine et de l'ouverture numérique par la relation (Eq. 7) :

$$\Delta = \frac{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2}{2 n_{\text{gaine}}^2} = \frac{ON^2}{2 n_{\text{gaine}}^2} \quad (7)$$

Dans la plupart des fibres optiques $\Delta < 0,01$, indice de cœur et indice de gaine sont donc très peu différents.

1.4. Modes de propagation

La théorie qu'on va présenter s'inspire directement des travaux de thèse de L. Cherbi [63].

Les équations de propagation dans les fibres optiques sont déduites à partir des équations de Maxwell qui régissent les variations dans le temps et dans l'espace des champs électrique et magnétique pour un guide diélectrique [3,4].

Pour des raisons de commodité, nous considérons que la fibre optique est un milieu linéaire (ϵ et μ sont indépendants des champs électrique $|\vec{E}|$ et magnétique $|\vec{H}|$), isotrope (ϵ, μ et σ sont indépendants du point considéré: $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z = \epsilon, \mu_x = \mu_y = \mu_z = \mu$ et $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \sigma$), non-magnétique et sans sources ($\vec{j} = 0, \rho = 0$). Par ailleurs, nous considérons que l'onde, se propageant dans la fibre optique, possède une variation temporelle harmonique ($\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$), avec ω est la pulsation (rad/s). Nous pouvons calculer plusieurs grandeurs permettant habituellement de caractériser la propagation dans les fibres optiques.

1.4.1. Equations de propagation dans la fibre optique

A partir des équations de Maxwell, nous pouvons développer un nouveau système d'équations d'onde en fonction de \vec{E} ou \vec{H} . Le principal intérêt de ces équations réside dans le fait qu'elles peuvent être découplées, c'est-à-dire que chacune d'elles ne fait intervenir qu'un seul champ (\vec{E} ou \vec{H}). Elles sont donc très utiles pour résoudre les problèmes liés aux conditions aux limites.

Dans un tel milieu, l'équation de propagation (équation de Helmholtz) s'écrit :

$$(\nabla + K'^2) \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \vec{0} \\ \vec{0} \end{Bmatrix} \quad (8)$$

Avec $K' = \omega\sqrt{\mu\omega}$

$\nabla = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$: Opérateur Laplacien

I.4.2. Solutions de l'équation de propagation

La description et le calcul des champs dans la fibre optique, considérée comme un guide d'onde circulaire, consiste à chercher des solutions des équations de Maxwell qui satisfont les conditions aux limites et qui propagent l'énergie selon la direction imposée z.

Compte tenu de la forme circulaire de la fibre optique, il est tout à fait naturel de choisir un système de coordonnées cylindriques (Fig.6). Dans un tel système le champ électromagnétique s'écrit:

$$\vec{E} = \text{Re}[E_r \vec{a}_r + E_\psi \vec{a}_\psi + E_z \vec{a}_z] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (9)$$

$$\vec{H} = \text{Re}[H_r \vec{a}_r + H_\psi \vec{a}_\psi + H_z \vec{a}_z] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (10)$$

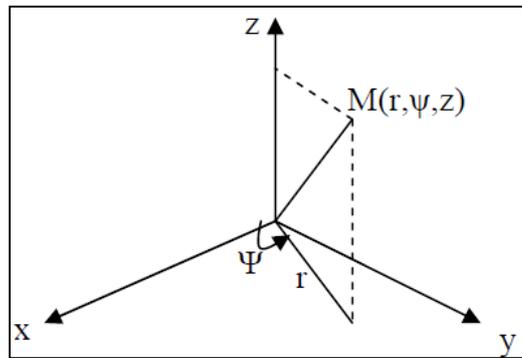


Figure 6 : Système de coordonnées cylindriques utilisé dans la fibre optique

En manipulant judicieusement les équations de Maxwell, nous pouvons exprimer les composantes transverses des champs électromagnétiques en fonction de leurs composantes longitudinales, nous obtenons:

$$\begin{cases} E_r = -\frac{j}{\gamma^2} \left[\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega\mu \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \psi} \right] \end{cases} \quad (11)$$

$$\begin{cases} E_\psi = -\frac{j}{\gamma^2} \left[\beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \psi} + \omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \end{cases} \quad (12)$$

$$\begin{cases} H_r = -\frac{j}{\Upsilon^2} \left[\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \omega \varepsilon \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \psi} \right] \\ H_\psi = -\frac{j}{\Upsilon^2} \left[\beta \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \psi} + \omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial \psi} \right] \end{cases} \quad (13)$$

$$(14)$$

Où $\Upsilon^2 = n^2(r)k_0^2 - \beta^2$ avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$

Où β est la constante de propagation longitudinale, k_0 est le nombre d'onde et λ_0 la longueur d'onde dans l'espace libre.

D'autre part, nous savons que les composantes axiales des champs \vec{E} et \vec{H} obéissent à l'équation d'onde [5]. En particulier, les équations d'ondes modifiées deviendront :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \psi^2} + \Upsilon^2 E_z = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \psi^2} + \Upsilon^2 H_z = 0 \quad (16)$$

Cette analyse mathématique, nous amène à la solution des équations d'ondes (Eq.15 et 16) pour les composantes axiales E_z et H_z et par la suite, aux composantes transverses E_r, E_ψ, H_r et H_ψ grâce aux relations différentielles (Eq.11, 12, 13 et 14).

Nous introduisons maintenant la notion des modes dans un guide d'onde optique qui représentent une famille de solutions possibles possédant une certaine constante de propagation β . Ici, suite à la géométrie cylindrique de la fibre, il est naturel de chercher des solutions ayant une symétrie circulaire.

Dans la fibre optique E_z et H_z sont des fonctions à variables séparables, autrement dit:

$$E_z(r, \psi) = R(r)\Psi(\psi) \quad (17)$$

$$H_z(r, \psi) = R(r)\Psi(\psi) \quad (18)$$

Nous obtenons alors les deux équations différentielles totales

$$\frac{d^2 \Psi}{d\psi^2} = -\nu^2 \Psi \quad (19)$$

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left(\gamma^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) R = 0 \quad (20)$$

Où ν est la constante de séparation.

Dans ce qui suit, nous avons choisi des solutions qui ont une symétrie de révolution. Nous décomposons alors le champ E_z ou H_z en solutions à symétrie azimutale [6,7], dans le cœur et la gaine, de la forme:

$$\Psi(\psi) = A_c \cos(\nu\psi) + A_s \sin(\nu\psi) \quad (21)$$

Sachant que la constante de séparation ν doit être un nombre entier afin que: $\Psi(\psi + 2\pi) = \Psi(\psi)$.

A_c et A_s sont deux constantes. Nous écrivons les composantes E_z et H_z sous la forme:

$$E_z = R(r)[A_c \cos(\nu\psi) + A_s \sin(\nu\psi)] \quad (22)$$

$$H_z = R(r)[B_c \cos(\nu\psi) + B_s \sin(\nu\psi)] \quad (23)$$

Où B_c et B_s sont aussi des constantes à déterminer.

Il est important de réaliser qu'en fait nous avons ici deux types de solutions: une en fonction de $\cos(\nu\psi)$ et l'autre en fonction de $\sin(\nu\psi)$.

Ces deux types de solutions conduisent à des solutions identiques mais l'une d'elles a subi une rotation de 90 degrés par rapport à l'autre: $\sin(\psi) = \cos(\psi + \pi/2)$. Afin de simplifier le reste du développement (4 équations, 4 inconnues au lieu de 8 équations, 8 inconnues), il convient de ne considérer qu'un seul type de solution à savoir:

$$E_z = AR(r)\sin(\nu\psi + \psi_0) \quad (24)$$

En revanche, le premier type de solutions sera obtenu en posant $\psi_0 = 0$. Par contre, le deuxième type sera obtenu pour $\psi_0 = 2\pi$. Cependant, le choix de l'expression du champ électrique issue de l'équation (Eq.25) nous oblige à choisir le champ magnétique ayant l'expression suivante:

$$H_z = BR(r)\cos(\nu\psi + \psi_0) \quad (25)$$

I.4.3. Modes guidés et modes évanescents

A ce niveau d'analyse, il est nécessaire de distinguer deux types de modes se propageant dans la fibre. Les premiers sont les modes guidés, les seconds sont les modes à fuites. Les modes guidés sont les modes tels que leurs indices effectifs soient supérieurs à l'indice de la gaine. Pour les modes évanescents, les indices sont inférieurs à celui de la gaine. Ces modes sont appelés aussi les modes de gaine où la constante de propagation est inférieure à $k_0 n_2$. Alors, le champ oscille également dans la gaine. Dans ce cas, la constante de propagation a une valeur complexe, ce qui entraîne une atténuation du mode.

I.4.4. Calcul des champs des modes dans une fibre optique

L'indice de réfraction n est égal à 1 pour l'air quelle que soit la longueur d'onde d'étude. Pour la silice, l'indice de réfraction est calculé en fonction de la longueur d'onde à partir de la formule de Sellmeier:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{A_0\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} + \frac{A_1\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{A_2\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}} \quad (26)$$

Les valeurs des constantes A_i et λ_i sont pour la silice pure [8] :

$A_0 = 0,6961633$	$A_1 = 0,4079426$	$A_2 = 0,8974794$
$\lambda_0 = 6,84043 \cdot 10^{-8} \text{ m}$	$\lambda_1 = 1,162414 \cdot 10^{-7} \text{ m}$	$\lambda_2 = 9,896161 \cdot 10^{-6} \text{ m}$

La recherche des modes guidés par une fibre est précédée par la détermination de l'intervalle des valeurs de la constante de propagation β correspondant aux modes propagatif pouvant s'établir dans le cœur (Eq.27) qui nous permet de calculer l'indice effectif du mode n_{eff} .

$$\beta_{\max \text{ gaine}} < \beta \leq k n_{\text{cœur}} \quad (27)$$

$$\text{Avec } \beta = kn_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}$$

La constante de propagation maximale autorisée dans la gaine correspond à celle du mode fondamental de la gaine photonique. Cette valeur permet de définir un indice effectif de la gaine par la relation : $\beta_{\max \text{ gaine}} = k n_{\text{eff gaine}}$

Grâce à l'indice effectif de la gaine, nous pouvons connaître l'intervalle des valeurs possibles des indices effectifs des modes guidés par le cœur de la fibre [9] (Eq.28).

$$n_{\text{eff gaine}} < n_{\text{eff modes guidés}} \leq n_{\text{cœur}} \quad (28)$$

La connaissance de cet intervalle va permettre de gagner du temps dans la recherche des modes guidés.

Comme le coefficient $n(r)^2 k_0^2 - \beta^2$ est constant dans chaque milieu, l'équation (Eq.20) est appelée équation différentielle de Bessel. Les solutions des champs E_z et H_z dans les différentes régions ont la forme suivante :

$$E_z = \begin{cases} \left[A J_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) + A' N_\nu \left(u \frac{r}{a} \right) \right] \sin(\nu\psi + \psi_0), & r \leq a \quad (29) \\ \left[C K_\nu \left(W \frac{r}{a} \right) + C' I_\nu \left(w \frac{r}{a} \right) \right] \sin(\nu\psi + \psi_0), & r > a \quad (30) \end{cases}$$

$$H_z = \begin{cases} \left[BJ_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) + B' N_\nu \left(u \frac{r}{a} \right) \right] \cos(\nu\psi + \psi_0), & r \leq a \\ \left[DK_\nu \left(W \frac{r}{a} \right) + D' I_\nu \left(w \frac{r}{a} \right) \right] \cos(\nu\psi + \psi_0), & r > a \end{cases} \quad (31)$$

$$(32)$$

Où J_ν et N_ν sont les fonctions de Bessel d'ordre ν .

U et W sont les constantes de propagation et d'atténuation normalisées, définies comme suit:

$$\begin{cases} U^2 = a^2(n_1^2 k_0^2 - \beta^2) & (33) \\ W^2 = a^2(\beta^2 - n_2^2 k_0^2) & (34) \end{cases}$$

$$(34)$$

En tenant compte du fait que le champ est nul à l'infini et que :

$$\begin{cases} \lim_{r \rightarrow 0} N_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) = \infty \\ \lim_{r \rightarrow 0} I_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) = \infty \end{cases}$$

Nous pouvons montrer aisément que les coefficients A' , B' , C' , D' sont nuls. Dans ces conditions les composantes E_z et H_z deviennent:

$$E_z = \begin{cases} AJ_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) \sin(\nu\psi + \psi_0), & r \leq a \\ BK_\nu \left(W \frac{r}{a} \right) \sin(\nu\psi + \psi_0), & r > a \end{cases} \quad (35)$$

$$(36)$$

$$H_z = \begin{cases} CJ_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) \cos(\nu\psi + \psi_0), & r \leq a \\ DK_\nu \left(W \frac{r}{a} \right) \cos(\nu\psi + \psi_0), & r > a \end{cases} \quad (37)$$

$$(38)$$

1.4.4.1. Les conditions aux limites à l'interface cœur-gaine

Il faut appliquer les conditions aux limites à l'interface cœur-gaine afin de pouvoir déterminer la constante de propagation β , ainsi que les constantes A , B , C , et D .

L'application de ces conditions aux composantes tangentielles des champs E et H (E_z, H_z et E_ψ, H_ψ) à l'interface cœur-gaine ($r = a$), nous permet d'obtenir le système d'équations matriciel suivant :

$$\left\{ \begin{aligned} A \left(\frac{j\beta}{(U/a)^2} \frac{\nu}{a} J_\nu(U) \right) - B \left(-\frac{j\omega\mu}{(U/a)} J'_\nu(U) \right) + C \left(\frac{j\beta}{(W/a)^2} \frac{\nu}{a} K_\nu(W) \right) - D \left(-\frac{j\omega\mu}{(W/a)} K'_\nu(W) \right) &= 0 \end{aligned} \right. \quad (39)$$

$$\left\{ \begin{aligned} A \left(\frac{j\omega\varepsilon_0 n_1^2}{(U/a)} J'_\nu(U) \right) - B \left(-\frac{j\beta}{(U/a)^2} \frac{\nu}{a} J_\nu(U) \right) + C \left(\frac{j\omega\varepsilon_0 n_2^2}{(W/a)} K'_\nu(W) \right) - D \left(-\frac{j\beta}{(W/a)^2} \frac{\nu}{a} K_\nu(W) \right) &= 0 \end{aligned} \right. \quad (40)$$

$$A(j_\nu(U)) + B(0) - C(-k_\nu(W)) + D(0) = 0 \quad (41)$$

$$A(0) + B(j_\nu(U)) + C(0) - D(-k_\nu(W)) = 0 \quad (42)$$

Où $J'_\nu(x) = \frac{\partial}{\partial x} J_\nu(x)$ et $K'_\nu(x) = \frac{\partial}{\partial x} K_\nu(x)$

1.4.4.2. L'équation caractéristique

L'ensemble des équations (38, 39, 40, 41) forme un système d'équations homogènes, que nous pouvons mettre sous la forme matricielle suivante :

$$M \cdot \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Avec

$$M = \begin{pmatrix} \frac{j\beta}{(U/a)^2} \frac{v}{a} J_\nu(U) & -\frac{j\omega\mu}{(U/a)} J'_\nu(U) & \frac{j\beta}{(W/a)^2} \frac{v}{a} K_\nu(W) & -\frac{j\omega\mu}{(W/a)} K'_\nu(W) \\ \frac{j\omega\varepsilon_0 n_1^2}{(U/a)} J'_\nu(U) & -\frac{j\beta}{(U/a)^2} \frac{v}{a} J_\nu(U) & \frac{j\omega\varepsilon_0 n_2^2}{(W/a)} K'_\nu(W) & -\frac{j\beta}{(W/a)^2} \frac{v}{a} K_\nu(W) \\ j_\nu(U) & 0 & -k_\nu(W) & 0 \\ 0 & j_\nu(U) & 0 & -k_\nu(W) \end{pmatrix} \quad (43)$$

Afin d'éviter la solution triviale (champs nuls), le déterminant de M doit être nul, ce qui nous permet d'obtenir l'équation caractéristique suivante :

$$\left(\frac{J'_\nu(U)}{U J_\nu(U)} + \frac{K'_\nu(W)}{W K_\nu(W)} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{J'_\nu(U)}{u J_\nu(U)} + \frac{K'_\nu(W)}{W K_\nu(W)} \right) = v^2 \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \quad (44)$$

Cette équation caractéristique détermine les valeurs de la constante de propagation des modes se propageant dans la fibre pour une valeur d'indice de réfraction du cœur n_1 et de la gaine n_2 constituant la fibre et pour la longueur d'onde λ de la source optique utilisée. Nous appelons aussi cette équation, équation aux valeurs propres.

1.4.4.3. Classification des modes

Nous constatons que l'équation aux valeurs propres permet d'avoir pour chaque valeur de V , un nombre fini de solutions correspondant à un ensemble discret de modes, ceux-ci peuvent être classés comme suit:

- Pour $\nu = 0$: les modes transverses, à symétrie de révolution
 - o Modes TE_{0m} , $E_z = 0$, β est donné par la $m^{\text{ième}}$ racine de l'équation :

$$\frac{J_1(U)}{u J_0(U)} + \frac{K_1(W)}{w K_0(W)} = 0 \quad (45)$$

(dans ce cas A et C sont nuls)

- Modes TM_{0m} , $H_z = 0$, β est donné par la $m^{\text{ième}}$ racine de l'équation :

$$\frac{n_1^2 J_1(U)}{n_2^2 u J_0(U)} + \frac{K_1(W)}{w K_0(W)} = 0 \quad (46)$$

(dans ce cas B et D sont nuls)

Ces deux familles de modes correspondent aux deux cas d'annulation du premier membre de l'équation (Eq.44), en utilisant les relations : $J'_0(U) = -J_1(U)$ et $K'_0(W) = -K_1(W)$

- Pour $\nu \neq 0$: les modes hybrides $EH_{\nu m}$ et $HE_{\nu m}$ dont le calcul est plus lourd, mais qui peuvent être déduits de (Eq.44) en appliquant la théorie du guidage faible ($n_1^2 - n_2^2 \ll n_1^2$). Ce qui donne (Eq.47):

$$\frac{J'_\nu(U)}{u J_\nu(U)} + \frac{K'_\nu(W)}{w K_\nu(W)} = \pm \nu \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \quad (47)$$

En utilisant les propriétés des équations de Bessel, notamment :

$$\frac{J'_\nu(U)}{u J_\nu(U)} = \frac{J_{\nu-1}(U)}{u J_\nu(U)} - \frac{\nu}{U^2} = -\frac{J_{\nu+1}(U)}{u J_\nu(U)} + \frac{\nu}{U^2} \quad (48)$$

et

$$\frac{K'_\nu(W)}{w K_\nu(W)} = -\frac{K_{\nu-1}(W)}{w K_\nu(W)} - \frac{\nu}{W^2} = -\frac{K_{\nu+1}(W)}{w K_\nu(W)} + \frac{\nu}{W^2} \quad (49)$$

Nous obtenons les solutions suivantes :

- Modes $EH_{\nu m}$ avec un signe +, β est donné par la $m^{\text{ième}}$ solution de :

$$\frac{J_{\nu+1}(U)}{u J_\nu(U)} = -\frac{K_{\nu+1}(W)}{w K_\nu(W)} \quad (50)$$

- Modes $HE_{\nu m}$ avec un signe -, β est donné par la $m^{\text{ième}}$ solution de :

$$\frac{J_{\nu-1}(U)}{u J_\nu(U)} = \frac{K_{\nu-1}(W)}{w K_\nu(W)} \quad (51)$$

Physiquement, ν (ordre azimutal) correspond au nombre de maxima d'intensité du mode sur une demi circonférence, et m (ordre radial) correspond à ce nombre sur un rayon de fibre optique.

En définissant une nouvelle variable l , les équations (Eq.42), (Eq.50), (Eq.51) peuvent être exprimées sous la forme (Eq.52):

$$U \frac{J_{l-1}(U)}{U J_l(U)} = -W \frac{K_{l-1}(W)}{W K_l(W)} \quad (52)$$

Avec

$$l = \begin{cases} l, & \text{Pour les modes } TE_{0m}, TM_{0m} \\ \nu + 1, & \text{Pour les modes } EH_{\nu m} \\ \nu - 1, & \text{Pour les modes } HE_{\nu m} \end{cases}$$

I.4.5. La fréquence de coupure et la fréquence normalisée

La fréquence normalisée V est un paramètre qui contribue à caractériser les conditions de guidage dans les fibres standard. A partir de la formule de Gloge (Eq.53) et en traçant la constante de propagation normalisée b [10] de chacun des modes se propageant dans la fibre en fonction de V , on obtient la courbe de dispersion normalisée de chacun de ces modes.

$$b = \frac{n_{eff}^2 - n_{gaine}^2}{n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2} = 1 - \left[\frac{1 + \sqrt{2}}{1 + (4 + V^4)^{1/4}} \right]^2 \quad (53)$$

La fréquence normalisée dépend de la longueur d'onde dans le vide λ_0 , du rayon de cœur a de la fibre et des indices du cœur n_c et de la gaine n_g (fig.7). La fréquence normalisée est exprimée par (Eq.54) :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (54)$$

La fréquence normalisée de coupure associée à la longueur d'onde de coupure d'un mode est celle pour laquelle $n_{eff} = n_{gaine}$ ($b = 0$). La longueur d'onde de coupure est la longueur d'onde λ_c en dessous de laquelle la fibre n'est plus monomode. Le domaine spectral de propagation monomode dans une fibre est l'ensemble des longueurs d'onde pour lesquelles V est inférieure à la fréquence normalisée de coupure du second mode.

La fréquence normalisée donne une indication directe sur le nombre de modes M qu'une fibre multimode peut contenir via l'approximation ci-contre: $M = V^2/2$

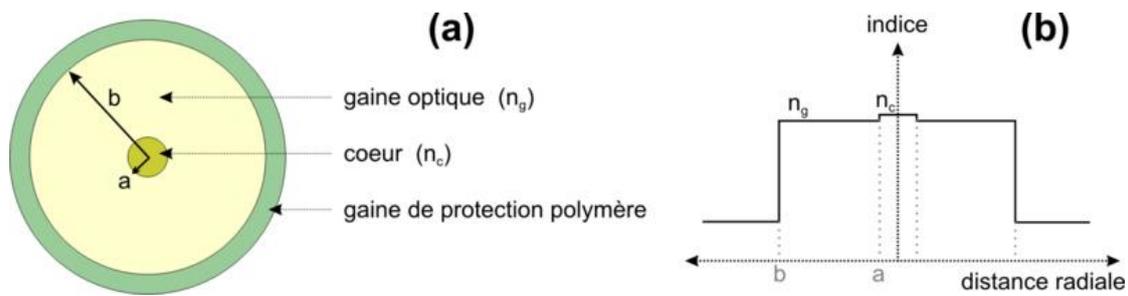


Figure 7 : Fibre optique à saut d'indice

La même condition s'applique pour les guides d'ondes symétriques (Eq.55) pour une fréquence normalisée V inférieure à $\frac{\pi}{2}$ et $M = 4V/\pi$ on aura :

$$V = \frac{\pi}{\lambda_0} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (55)$$

La fibre est monomode lorsque la fréquence normalisée V est plus petite que le premier zéro de la fonction de Bessel d'ordre zéro. Pour cela, nous introduisons le nombre d'onde en espace libre $k = 2\pi/\lambda$ et sa projection transversale $k_{\perp} = k \sin \theta$. Alors on peut simplifier le paramètre V par la formule (Eq.56)

$$V = k_{\perp} \cdot a \quad (56)$$

Il est facile de comprendre pourquoi le paramètre V comporte des informations sur le nombre de modes guidés [11] [2] : Le paramètre naturel décrivant la distribution d'intensité transversale n'est rien d'autre $k_{\perp} \cdot a$. En outre, pour la longueur d'onde de coupure de second ordre, noté λ_c , la valeur habituelle est $V(\lambda_c) = V_c \approx 2.405$ [12] [13] résulte naturellement de la solution du premier zéro de la fonction de Bessel [10], i.e, $J_0(V_c) = 0$ (Fig.9).

Les fréquences de coupure sont données par les valeurs de la fréquence V [14] pour :

- ✓ Les modes TE_{0m} et TM_{0m} , la $m^{\text{ième}}$ racine de $J_0(V)$.
- ✓ Les modes HE_{1m} , la $m^{\text{ième}}$ racine de $J_1(V)$.
- ✓ Les modes $EH_{\nu m}$, la $m^{\text{ième}}$ racine non nulle de $J_{\nu}(V)$.
- ✓ Les modes $HE_{\nu m}$ ($\nu > 1$), la $m^{\text{ième}}$ racine non nulle de $J_{\nu-2}(V)$.

C'est V qui va déterminer si la fibre est monomode ou multimode (Fig.8).

- Si $V < 2.405$, un seul mode se propage dans la fibre, le mode HE_{11} ou LP_{01} aussi appelé mode fondamental de la fibre. La fibre est dite monomode ou unimodale.
- Si $V > 2.405$, plusieurs modes peuvent se propager, la fibre est dite multimode.

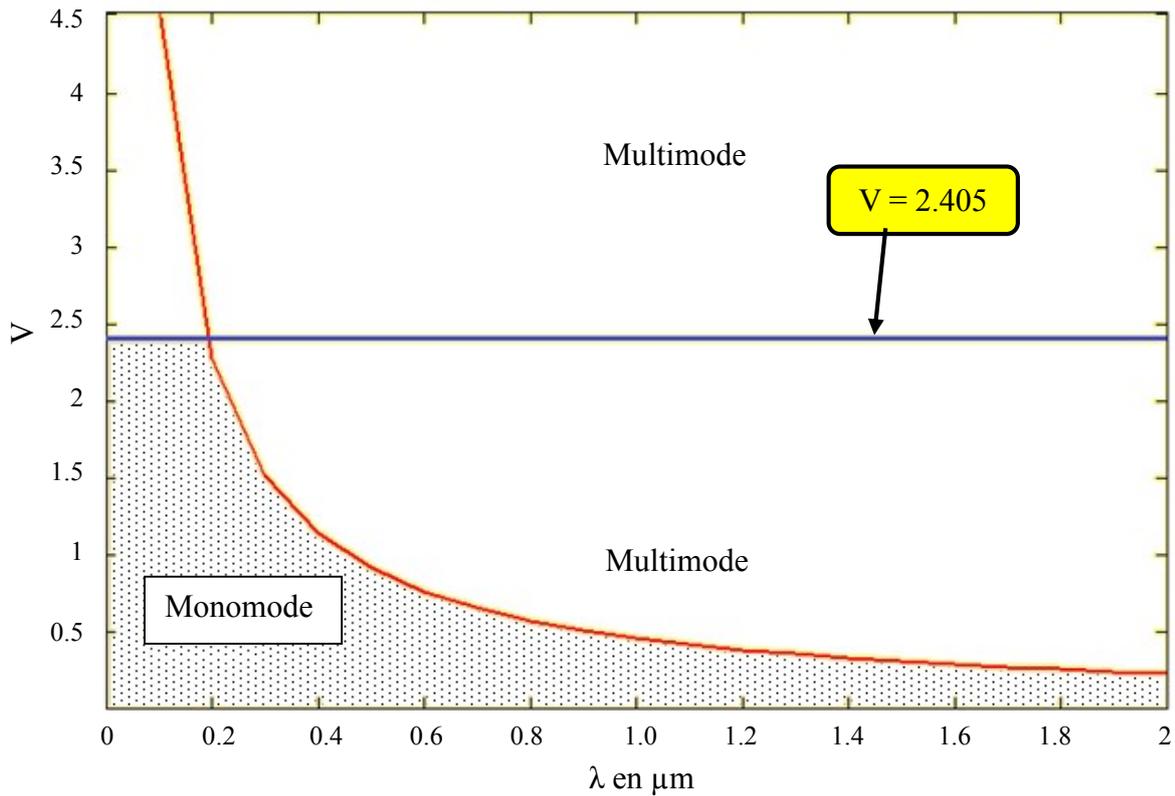


Figure 8 : Evolution de la fréquence normalisée V en fonction de la longueur d'onde

Dans la figure (Fig.8) on a représenté l'évolution de la fréquence normalisée V en fonction de la longueur d'onde d'une fibre à saut d'indice, d'indice de cœur ($n_c=1.456$), et d'indice de gaine ($n_g=1.410$).

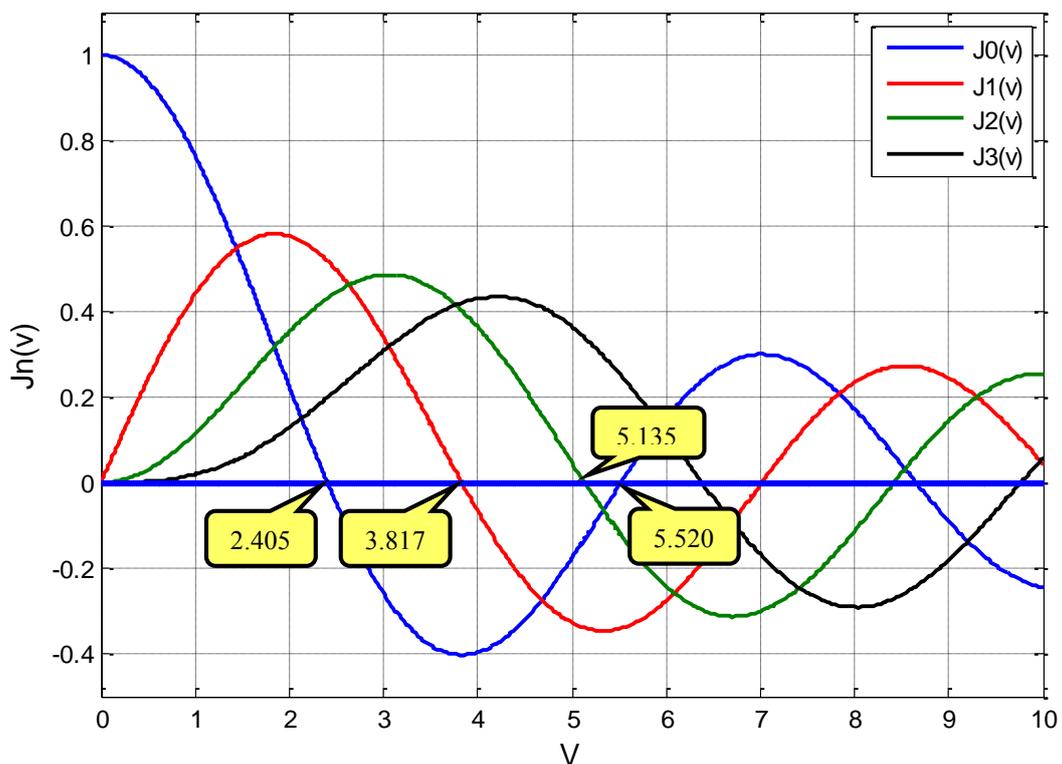


Figure 9 : Les fonctions de Bessel de première espèce

Tous les modes ayant les mêmes indices l et m sont des modes dégénérés ($HE_{l+1,m}$ et $EH_{l-1,m}$) et une paire de ces modes est appelée modes LP (polarisés linéairement). En effet, ce type de modes nous permet d'avoir \vec{E} polarisé suivant un axe et \vec{H} lui est perpendiculaire ou bien l'inverse. Ces deux cas peuvent être combinés avec ($\cos(l\psi)$) et ($\sin(l\psi)$) pour obtenir quatre distributions possibles du champ électromagnétique du mode LP_{lm} (Fig.10). Les modes LP_{lm} peuvent être identifiés en utilisant l'état de coupure (Fig.11).

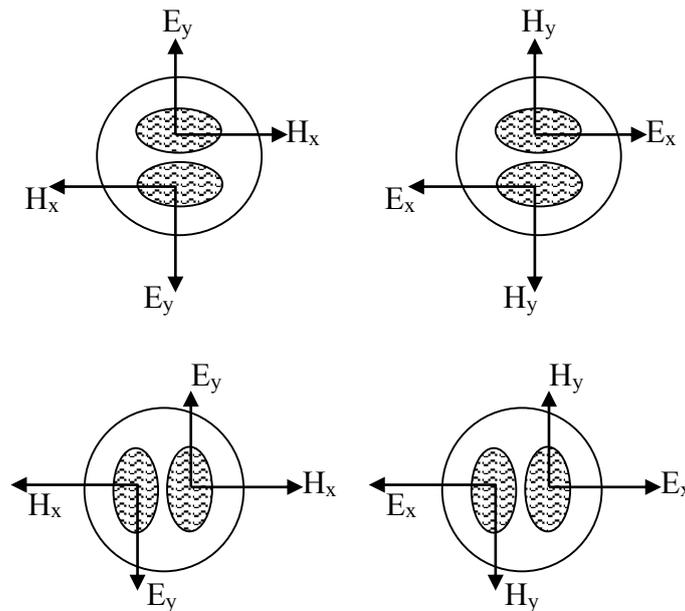


Figure 10 : Quatre distributions du champ électromagnétique possibles du mode LP_{11}

Désignation en mode LP	Mode dégénérés	Fréquence de coupure
LP_{01}	HE_{11}	0
LP_{11}	$TE_{01}, TM_{01}, HE_{21}$	2.405
LP_{21}	EH_{11}, HE_{31}	3.817
LP_{02}	HE_{12}	5.135
LP_{31}	EH_{21}, HE_{41}	5.135
LP_{12}	$TE_{02}, TM_{02}, HE_{22}$	5.520
LP_{41}	EH_{31}, HE_{51}	6.402
LP_{22}	EH_{12}, HE_{32}	7.016
LP_{03}	HE_{13}	7.016
LP_{51}	EH_{41}, HE_{61}	7.588
LP_{32}	EH_{22}, HE_{42}	8.417
LP_{13}	$TE_{03}, TM_{03}, HE_{23}$	8.654

Figure 11 : Les conditions de coupure et les désignations LP des 12 premiers modes dans une fibre à saut d'indice

1.5. Propriétés optiques de propagation

1.5.1. Pertes de propagation

La fibre optique subit bien d'autres déperditions de puissance liées aux conditions pratiques d'utilisation : courbures, micro-courbures, raccordements.

1.5.1.1. Pertes dues aux courbures et micro-courbures

De nombreuses études ont été consacrées dans le passé aux pertes par courbure des fibres conventionnelles [15,16], ainsi qu'aux solutions apportées pour les réduire [17]

La fibre ne peut pas dans une application réelle, être exempte de courbures et de micro-courbures. En effet, et dans les zones où un lumineux ne peut plus satisfaire la condition de réflexion totale cela se traduit par une perte dans la gaine par simple réfraction.

L'atténuation provoquée par une courbure dépend de la dimension du cœur et aussi du rayon de courbure de la fibre. Aux courbures de la fibre, il se produit une conversion de mode et en plus une perte d'énergie due au rayonnement (Fig.12)

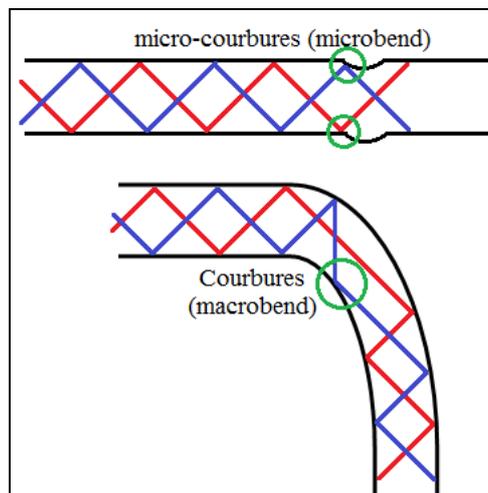


Figure 12 : Pertes dues aux courbures (macro-bend) et micro-courbures (microbend)

Dans une fibre à profil d'indice arbitraire, les pertes en puissance provoquées par une courbure se déterminent grâce à la formule suivante [18] :

$$2\alpha = \frac{\sqrt{\pi} A^2 a \exp\left(\frac{-4\Delta W^3 R}{3aV^2}\right)}{4PW \sqrt{\frac{wR}{a} + \frac{V^2}{2\Delta W}}} \quad (57)$$

Les paramètres a, V et Δ sont respectivement le rayon de la fibre, la fréquence normalisée et le paramètre de guidage. α est le coefficient des pertes par courbures, A est le coefficient d'amplitude du champ électrique dans la gaine, [18]. P est la puissance transportée par le mode fondamental multipliée par l'impédance du vide, R est le rayon de la courbure appliquée à la fibre, W est la constante de propagation transverse dans la gaine [19].

1.5.1.2. Pertes dues aux raccordements : (jonctions, épissures)

Il est indispensable de raccorder de nombreuses fibres pour les transmissions à grande distance. Il est nécessaire aussi de couper les fibres à la longueur appropriée à chaque répéteur et de les connecter à d'autres composants. La figure 15 montre les différents décalages qui peuvent survenir lors d'une connexion entre deux fibres optiques. Le signal subira des pertes supplémentaires à chaque connexion entre fibres.

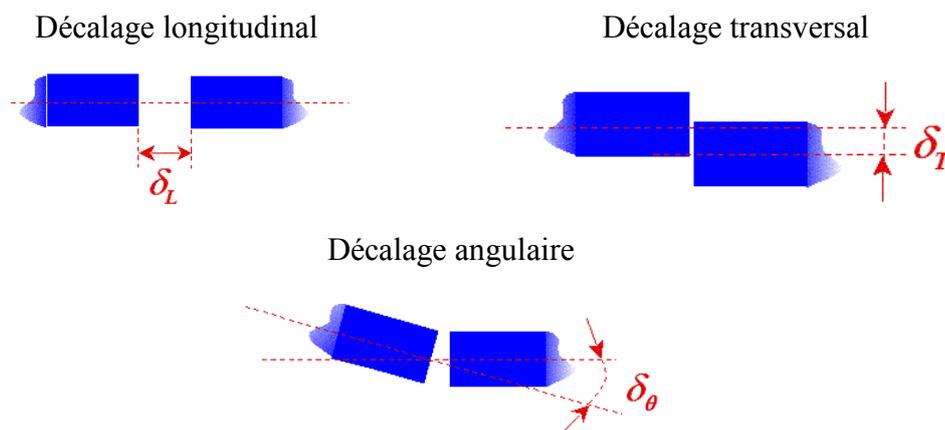


Figure 13 : Les différents décalages au raccordement de fibres

1.5.2. L'atténuation

L'atténuation caractérise l'affaiblissement du signal au cours de la propagation. Soient P_0 et P_L les puissances à l'entrée et à la sortie d'une fibre de longueur L . L'atténuation linéaire se traduit alors par une décroissance exponentielle de la puissance en fonction de la longueur de fibre (Loi de Beer-Lambert) : $P_L = P_0 e^{-\alpha L}$ où α est le coefficient d'atténuation linéaire. On utilise souvent le coefficient α_{dB} exprimé en dB/km et relié à α par $\alpha_{dB} = 4.343 \alpha$.

Le principal atout des fibres optiques est une atténuation extrêmement faible. L'atténuation va varier suivant la longueur d'onde. La diffusion Rayleigh limite ainsi les performances dans le domaine des courtes longueurs d'onde (domaine du visible et du proche ultraviolet).

Un pic d'absorption, dû à la présence de radicaux OH^- dans la silice, pourra également être observé autour de 1.385 nm. Les progrès les plus récents dans les techniques de fabrication permettent de réduire ce pic.

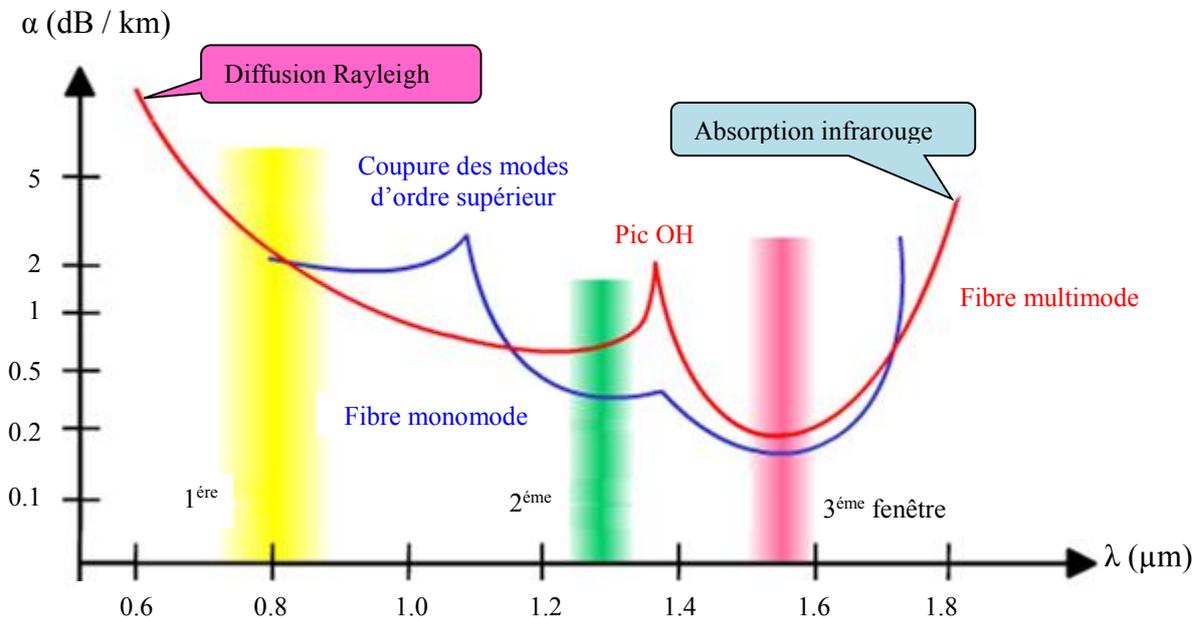


Figure 14 : Affaiblissement de la lumière en fonction de la longueur d'onde de la source

Les fibres en silice connaissent un minimum d'atténuation vers 1 550 nm. Cette longueur d'onde du proche infrarouge sera donc privilégiée pour les communications optiques. De nos jours, la maîtrise des procédés de fabrication permet d'atteindre couramment une atténuation aussi faible que 0,2 dB/km à 1 550 nm : après 100 km de propagation, il restera donc encore 1 % de la puissance initialement injectée dans la fibre.

Si l'on désire transmettre l'information sur des milliers de kilomètres, il faudra avoir recours à une ré-amplification périodique du signal, le plus généralement par l'intermédiaire d'amplificateurs optiques qui allient simplicité et fiabilité.

I.5.3. Dispersion

I.5.3.1. Dispersion Modale

Lorsqu'on utilise une fibre multimode, la lumière peut prendre plusieurs chemins (modes) lorsqu'elle se propage dans la fibre. La distance parcourue par certains modes est donc différente de la distance parcourue par d'autres modes.

Lorsqu'une impulsion est envoyée dans la fibre, elle se décompose selon les différents modes. Certaines composantes (modes) arrivent donc avant d'autres et l'impulsion s'étale.

Ce phénomène de dispersion modale n'apparaît bien sûr qu'avec les fibres multimodes.

1.5.3.2. Dispersion intermodale

La dispersion intermodale est un phénomène correspondant à l'existence de différentes vitesses possibles pour la propagation des ondes. Il existe en effet fréquemment plusieurs modes dans un guide d'onde, soit différentes solutions aux équations de propagation.

La dispersion intermodale est à différencier de la dispersion chromatique qui est une distorsion qui résulte de la différence des vitesses de propagation des longueurs d'onde. La dispersion intermodale se produit avec une source idéale monochromatique.

1.5.3.3. Dispersion Chromatique

Ce terme regroupe en fait deux types de dispersion :

La dispersion matériau : les lasers et les LEDs ne sont pas des sources monochromatiques. Ils produisent de la lumière dans une gamme de longueur d'ondes. Une impulsion lumineuse issue de source optique est donc composée de plusieurs longueurs d'onde. L'indice de réfraction des fibres étant différent selon la longueur d'onde de la lumière, chaque longueur d'onde se propage dans la fibre à une vitesse spécifique. Certaines longueurs d'ondes arrivent donc avant d'autres et l'impulsion s'étale (s'élargit).

La dispersion guide : Elle est dû au fait que la lumière n'est en fait pas strictement confinée dans le cœur. Les champs électrique et magnétique constituant l'impulsion lumineuse s'étendent en fait (légèrement) à l'extérieur du cœur, donc dans la gaine. Le champ électromagnétique "déborde" dans la gaine d'autant plus que la longueur d'onde est grande. L'indice de réfraction vu par l'onde est donc une moyenne entre de l'indice de réfraction du cœur et celui de la gaine. Les longueurs d'ondes les plus petites auront donc tendance à se propager plus lentement que les longueurs d'ondes plus grande, d'où un élargissement de l'impulsion lumineuse.

Alors dans une fibre optique, la dispersion chromatique D_c est la somme de deux contributions: la dispersion du guide D_g et la dispersion du matériau D_m (Eq.58).

$$D_C = D_G + D_M \quad (58)$$

La dispersion chromatique est généralement obtenue par la relation(Eq.59):

$$D_c = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \quad (59)$$

Dans une fibre optique monomode conventionnelle, la dispersion du guide est toujours négative [2], Comme la dispersion du matériau est elle-même négative pour $\lambda < 1,27\mu\text{m}$ et positive pour $\lambda > 1,27\mu\text{m}$.

La dispersion chromatique ne peut être annulée en dessous de $1,32\mu\text{m}$ (Fig.14). La dispersion chromatique dans une fibre réalisée par les techniques classiques peut être ajustée en concevant un profil d'indice plus ou moins complexe, ce qui influe sur la dispersion du guide.

Cependant, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est faible, ce qui limite fortement les possibilités d'ajustement.

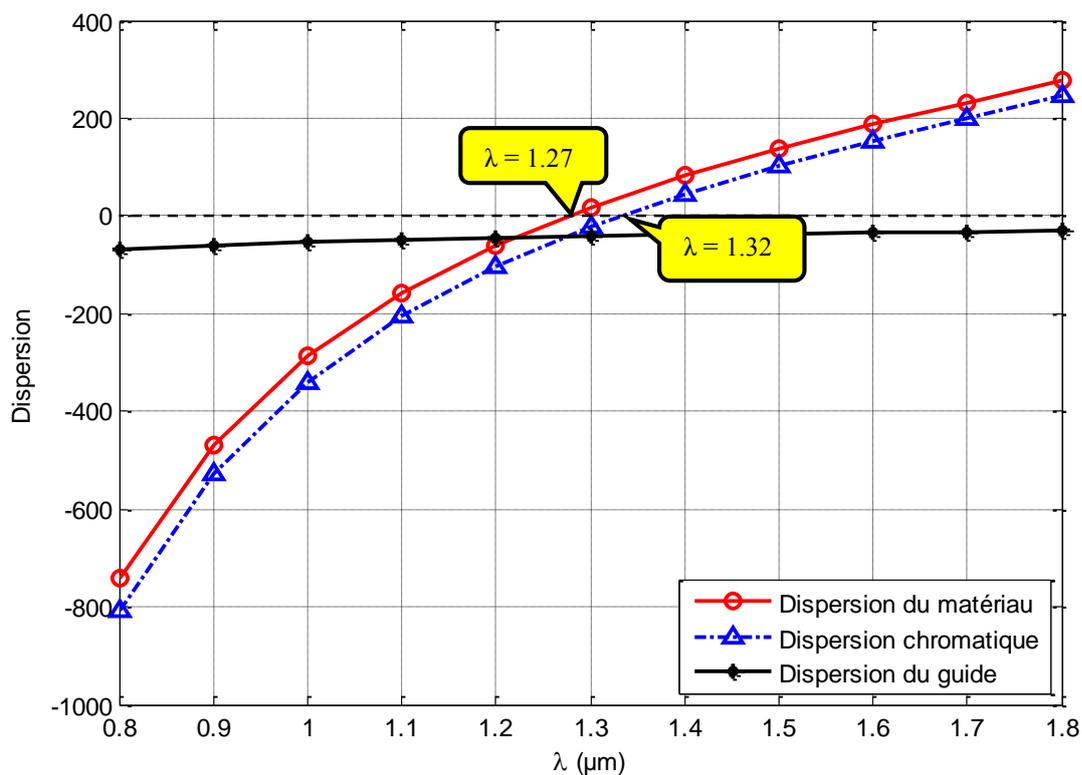


Figure 15 : Dispersion dans la fibre optique

II. Fibre microstructurée air-silice (FMAS)

II.1. Guidage dans les FMAS

Selon la géométrie particulière des fibres à cristaux photoniques, le guidage de la lumière peut s'effectuer de deux façons différentes suivant que l'indice du cœur est supérieur ou inférieur à celui de la gaine [20].

Le premier cas c'est un guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM) (Fig.16.a, c, e). Dans le second cas, pour les fibres à cœur creux, le guidage de la lumière est assuré par l'existence de bandes interdites photoniques(BIP) (Fig.16.b, d, f).

La figure 16 montre la section transversale de ces deux types de FMAS.

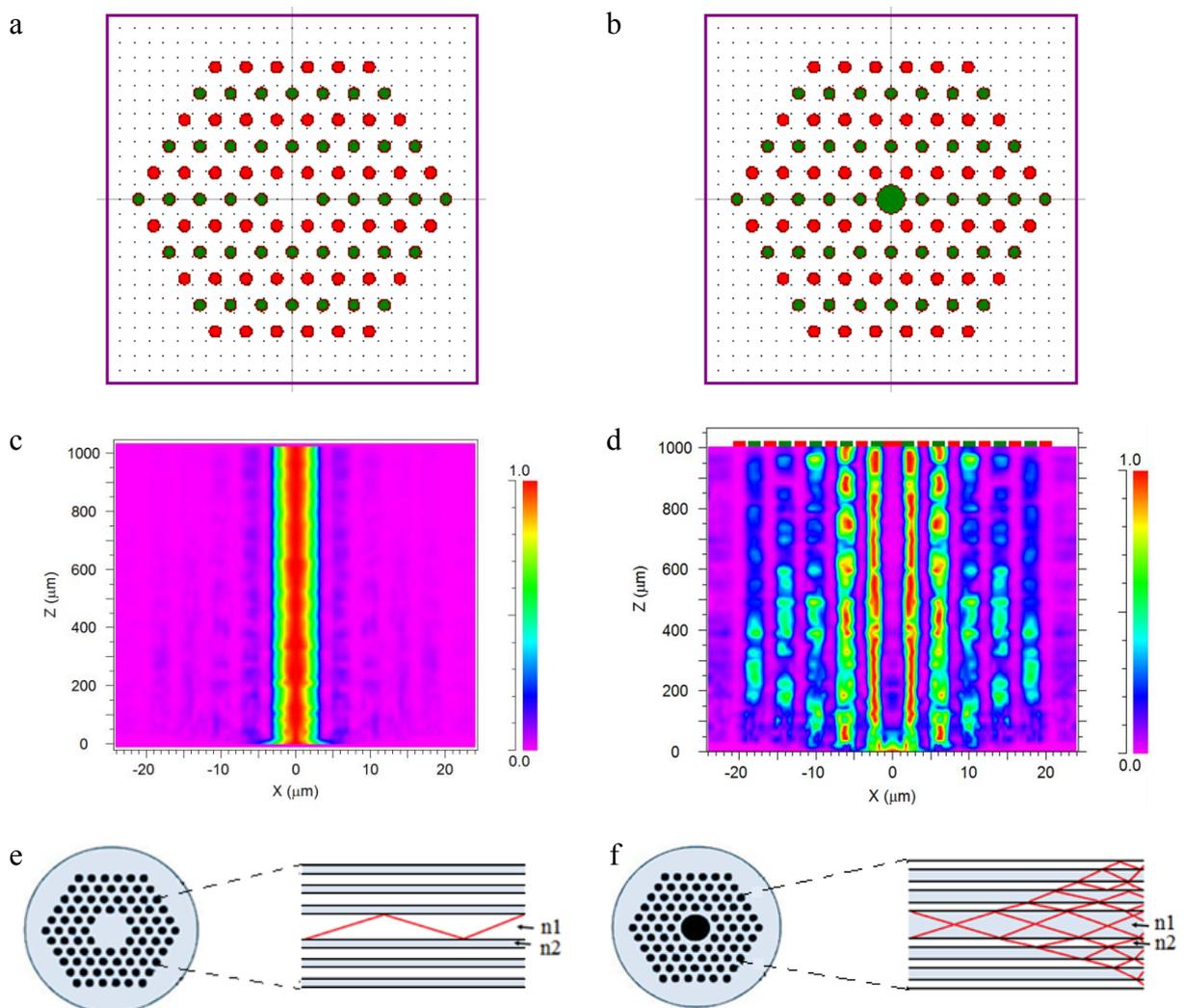


Figure 16 : (a, c, e) Guidage par RTIM, (b, d, f) Guidage par effet BIP ; $n_1=1.45$ (silice) et $n_2=1$ (air)

Les FMAS avec guidage par réflexion totale interne modifiée RTIM (Fig.17) ont un indice effectif de la gaine microstructurée inférieur à celui du cœur. La lumière sera donc guidée par réflexion totale interne modifiée tout comme dans les fibres standards. C'est le mécanisme de piégeage de la lumière dans le cœur.

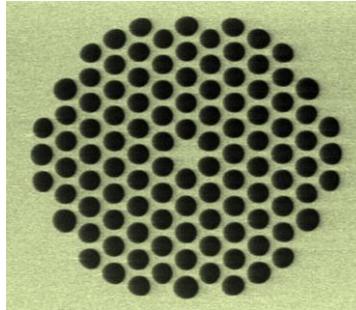
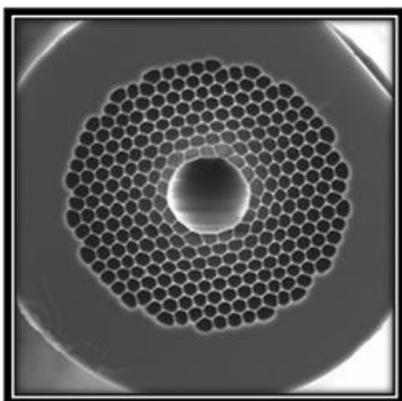


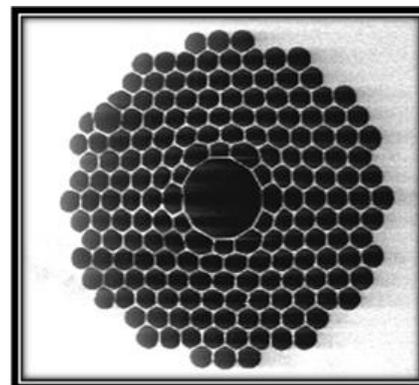
Figure 17 : Fibres à guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM)

Les fibres à bandes interdites photoniques (Fig.18) réalisent le challenge de guider la lumière à l'intérieur d'un cœur d'indice plus faible que la gaine [21]. Ces fibres comportent des canaux d'air microscopiques sur toute leur longueur, disposés de manière périodique autour d'un cœur rempli d'air ou d'un gaz compatible avec la silice permettant un guidage de la lumière par effet BIP.

La taille et la répartition des trous permettent de déterminer la bande de longueur d'onde et les angles d'incidence pour lesquels la lumière est réfléchie, ce qui définit les caractéristiques de la bande interdite photonique. Ainsi, la propagation dans l'air limite les pertes intrinsèques dues à l'interaction lumière/matière permettant l'injection de très grandes densités de puissance sans phénomènes de claquage du matériau [22]. Dans un cœur d'air, les pertes de propagation peuvent être faibles à des longueurs d'ondes où la silice est peu transparente [23,24].



Source : Blazephotonics [45]



Source : IRCICA/Phlam [46]

Figure 18 : Fibres à guidage par Bande interdite photonique (BIP)

II.2. Modes de propagation

II.2.1. L'ouverture numérique

Elle est définie par l'équation (Eq.60) ci-dessous, qui résulte de l'utilisation des lois de Snell-Descartes à l'interface cœur-gaine [25,19].

$$ON_{eff} = \sqrt{n_{cœur}^2 - n_{eff\ gaine}^2} \quad (60)$$

Le calcul de l'indice effectif de gaine $n_{eff\ gaine}$ permet de déduire une « ouverture numérique effective » ON_{eff} pour les FMAS.

L'ouverture numérique d'une FMAS varie beaucoup plus fortement en fonction de la longueur d'onde que celle d'une fibre classique.

Cette forte variation est due à la forte variation de l'indice effectif de gaine en fonction de l'étalement du champ. De plus, contrairement à la fibre standard, l'ouverture numérique des FMAS augmente avec la longueur d'onde. La Figure 19 compare l'ouverture numérique d'une FMAS à l'ouverture numérique d'une fibre conventionnelle.

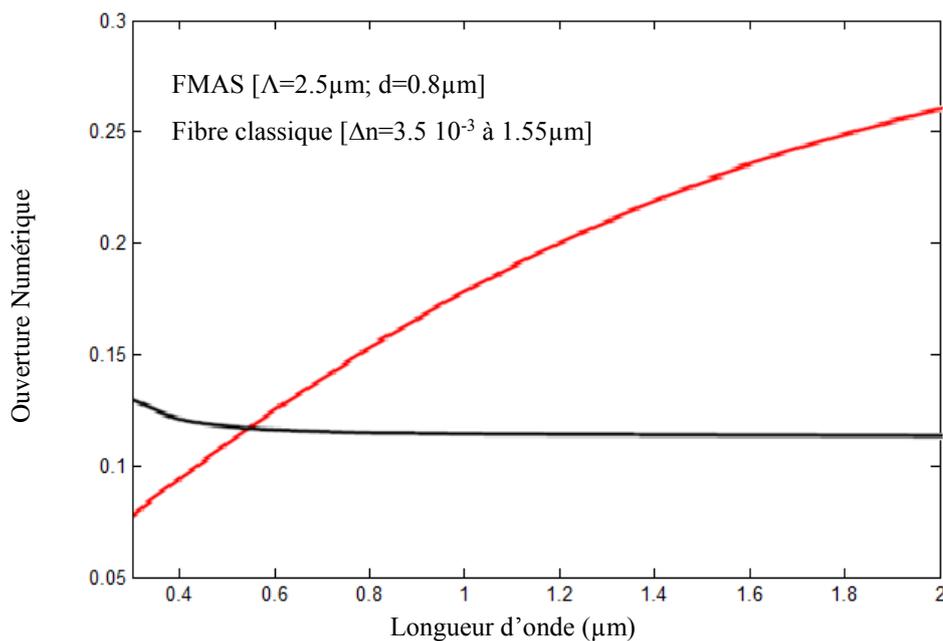


Figure 19 : Ouvertures numériques calculées pour une fibre à saut d'indice et une FMAS [Λ= 2,5μm; d = 0,8μm].

Dans une FMAS, l'ouverture numérique est ajustable en fonction de la dimension des trous et de leur espacement, offrant ainsi une gamme de valeurs accessibles importantes contrairement aux fibres classiques [26].

II.2.2. La fréquence normalisée

Dans l'essentiel des travaux que l'on peut trouver dans la littérature, il apparaît que la description des propriétés optiques des FMAS est essentiellement basée sur approche numérique. Birks et al sont les premiers à démontrer que la FMAS a un comportement analogue à celui d'une fibre à saut d'indice (FSI) [27].

Dans les fibres FMAS, la fréquence normalisée V est définie par (Eq.61):

$$V_{FMAS} = \frac{2\pi}{\lambda} a_{\text{eff}} \sqrt{n_{co}^2 - n_{FSM}^2} \quad (61)$$

Où λ désigne la longueur d'onde dans le vide, a_{eff} est le rayon du cœur équivalent de la FMAS. n_{co} l'indice de réfraction du cœur, et n_{FSM} est l'indice équivalent de la gaine.

On va étudier par la suite les variations de la fréquence normalisée, et les conditions pour que la fibre soit monomode ou multimode.

II.2.3. Le rayon du cœur de la FMAS

Le paramètre V , a fait l'objet de nombreux travaux réalisés par le groupe de l'université de Bath [28]. On peut citer également d'autres travaux qui concernent les propriétés de monomodalité [27], ou bien la fréquence effective V_{eff} [29]. Cependant, en essayant d'appliquer l'équation (Eq.54) aux FMAS, la difficulté réside dans la détermination d'un rayon équivalent a du cœur (Eq.61). Pour pouvoir adapter le concept de la fréquence normalisée aux FMAS, plusieurs rayons effectifs du cœur ont été proposés. Par exemple on peut citer: $a_{\text{eff}} = \Lambda$ [28] et [27], $a_{\text{eff}} = \Lambda/2$ [30], $a_{\text{eff}} = 2\Lambda - d$ [31], $a_{\text{eff}} = \Lambda/\sqrt{3}$ [32].

Si on veut déterminer a_{eff} , on doit faire appel à la relation de dispersion du mode fondamental LP₀₁ (correspondant au mode électromagnétique HE₁₁) dans une fibre (Eq.51) [33].

Dans cette relation, J_i et K_i sont les fonctions de Bessel de première et seconde espèce respectivement à l'ordre i . Les variables U et W (Eq.33 et 34) valent :

$$U = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{co}^2 - n_{\text{eff}}^2} \quad (62)$$

$$W = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_{FSM}^2} \quad (63)$$

Avec n_{eff} est l'indice effectif du mode fondamental guidé.

Les paramètres U et W sont respectivement les constantes de propagation longitudinale et transversale normalisées dans le cœur (Eq.62) et dans la gaine (Eq.63).

La valeur du rayon du cœur a apparaît donc dans les relations de dispersion ci-dessus mais il peut être éliminé en exprimant U et W uniquement en fonction de V et b (Eq.65) grâce à la formule:

$$U^2 + W^2 = V^2 \Rightarrow V = \sqrt{U^2 + W^2} \quad (64)$$

On obtient alors :

$$U = V\sqrt{1-b} \text{ et } W = V\sqrt{b} \quad (65)$$

U et W sont remplacées par leurs expressions (Eq.65) dans l'équation (Eq.51) de sorte que cette équation n'a plus qu'une seule inconnue : V . Pour déterminer V , il n'est pas nécessaire ici d'attribuer une valeur au rayon du cœur de la FMAS. En posant que la valeur de V ainsi calculée est égale à V_{PCF} défini dans l'équation (Eq.61) et en connaissant les indices du cœur et de la gaine en fonction de la longueur d'onde, on peut déterminer la valeur du rayon de cœur a_{eff} .

La Figure 20 représente le rapport des fréquences normalisées V (calculée à partir de la relation (Eq.51)) et V_{FMAS} (calculée à partir de la formule (Eq.61) en prenant une valeur arbitraire pour le rayon de la fibre équivalente $a_{eff}(\text{Eq. 51}) = a_{eff0}(\text{Eq. 61}) = \Lambda$), tracé en fonction de d/λ [34]. Le rapport $V(\text{Eq. 51})/V_{PCF}(\text{Eq. 61})$ vaut a_{eff}/a_{eff0} . Les profils d'indice des trois FMAS considérées présentent des trous de diamètre égaux à $0,5\mu\text{m}$, $0,75\mu\text{m}$ et $1\mu\text{m}$ respectivement qui sont espacés de $2,3\mu\text{m}$.

Sur la Figure 20, on remarque que $V/V_{PCF} = a_{eff}/\Lambda$ est voisin de 0,64 pour les trois profils considérés et pour les longueurs d'onde telles que $d/\lambda > 0,45$ [34]. Le choix d'un rayon de cœur a_{eff} égal à $0,64\Lambda$ est donc bien adapté lorsque la longueur d'onde de travail est inférieure à $d/0,45$.

En résumé, à une longueur d'onde λ donnée, pour une fibre à saut d'indice ($n_{\text{cœur}} = n_{\text{silice}}(\lambda)$, $n_{\text{gaine}} = n_{\text{eff gaine}}(\lambda)$ et $a = 0,64\Lambda$) équivalente à la FMAS considérée et dont la valeur de V correspond à une constante de propagation normalisée ' b ' égale à celle du mode fondamental de la FMAS. On peut noter qu'avec cette même valeur de V , cette correspondance est conservée pour les modes d'ordres supérieurs. [34].

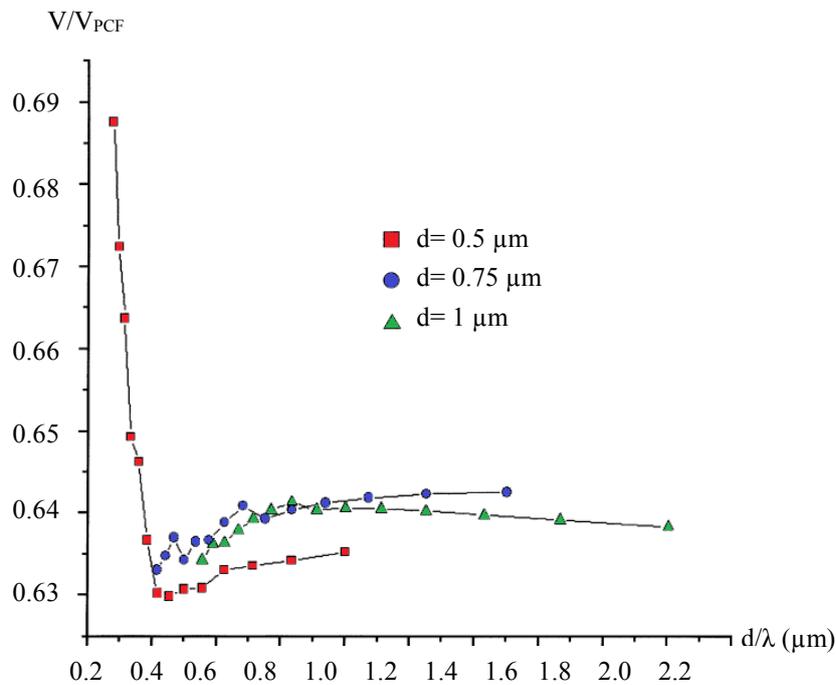


Figure 20 : Comparaison des fréquences normalisées V et V_{FMAS} [34]

Plusieurs formulations existent du paramètre V . Nous avons choisi celle proposée par Koshiba et al [35] (Eq.61). Dans cette définition, le rayon effectif du cœur des FMAS est choisi de telle façon que la fibre reste monomode pour $V < 2.405$. Cette description trouve sa limite de validité pour des valeurs de Λ/λ supérieures à 0.5 [36].

II.3. Propriétés optiques de propagation des FMAS

II.3.1. Pertes par courbure

Les FMAS ont également été sujets à plusieurs analyses. Sorensen et al. [37] proposent ainsi une relation analytique pour prédire ces pertes en effectuant une analogie entre les FMAS et les fibres conventionnelles [18].

Toutefois, en 2005, une étude effectuée par Argyros et al. [38] proposait une première observation et interprétation de l'origine de ces pertes dans les fibres à bandes interdites photonique 2D. Les pertes par courbures dans une FMAS peuvent être prédites avec l'équation (Eq.57), en remplaçant les paramètres a , V , Δ et W par les paramètres a_{eq} , V_{eff} , Δ_{eff} et W_{eff} de la fibre à saut équivalente. V_{eff} , Δ_{eff} et W_{eff} sont bien entendu définis avec l'indice de gaine effectif $n_{eff\ gaine}$.

Rappelons que a , V , Δ et W sont respectivement le rayon de la fibre, la fréquence normalisée, le paramètre de guidage et W la constante de propagation transversale dans la gaine, a_{eq} , V_{eff} , Δ_{eff} et W_{eff} de la fibre à saut équivalente.

Aux grandes longueurs d'onde les FMAS se comportent comme les fibres conventionnelles [50], c'est-à-dire que W_{eff}^3 diminue plus vite que V_{eff}^2 lorsque la longueur d'onde augmente [49]. La fonction exponentielle dans le cas de la relation (Eq.57) tend vers 1, et à la limite, les pertes par courbure dans les FMAS sont égales à :

$$\begin{aligned} \lim_{\lambda \rightarrow \infty} 2\alpha &= \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{\sqrt{\pi} A^2 a_{eq}}{4PW_{eff} \sqrt{\frac{W_{eff}R}{a_{eq}} + \frac{V_{eff}^2}{2\Delta W_{eff}}}} \\ &= \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{\sqrt{\pi} A^2 a_{eq}}{4P \sqrt{\frac{R}{a_{eq}} W_{eff}^2 + 4\pi^2 a_{eq}^2 n_{coeur}^2 \frac{W_{eff}}{\lambda^2}}} = \infty \end{aligned} \quad (66)$$

Les pertes par courbure augmentent donc avec la longueur d'onde pour un rayon de courbure donné.

II.3.2. Dispersion chromatique

Lorsqu'un signal lumineux se propage une fibre optique, il subit un élargissement dans le temps que l'on appelle dispersion. La dispersion chromatique est obtenue à partir des indices effectifs calculés sur une bande spectrale, elle est exprimée comme on a vu par la relation (Eq.58)

La dérivée seconde de l'indice effectif est obtenue grâce à une dérivation numérique. A une longueur d'onde donnée λ_0 , la dérivée seconde de $n_{eff}(\lambda)$ est calculée à partir de la valeur de $n_{eff}(\lambda_0)$ et des quatre valeurs voisines de l'indice effectif situées de part et d'autre de $n_{eff}(\lambda_0)$, régulièrement espacées d'un intervalle spectral $\Delta\lambda$.

L'expression de la dérivation numérique à $\lambda = \lambda_0$ est la suivante [39] :

$$\begin{aligned} \left. \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \right|_{\lambda=\lambda_0} &\approx \frac{1}{24(\Delta\lambda)^2} [-2n_{eff}(\lambda_0 + 2\Delta\lambda) + 32n_{eff}(\lambda_0 + \Delta\lambda) - 60n_{eff}(\lambda_0) + \\ &32n_{eff}(\lambda_0 - \Delta\lambda) - 2n_{eff}(\lambda_0 - 2\Delta\lambda)] \end{aligned} \quad (67)$$

Rappelons que dans les fibres standard, la dispersion du matériau est négative pour $\lambda < 1,27\mu\text{m}$, et toujours positive pour $\lambda > 1,27\mu\text{m}$. La dispersion du guide étant toujours négative. La dispersion chromatique ne peut donc être annulée en dessous de $1,27\mu\text{m}$.

Cependant, la dispersion chromatique d'une FMAS dépend étroitement de la proportion d'air présente dans la gaine optique, valeur liée au rapport d/Λ . En jouant sur ces paramètres géométriques, il est possible de modifier l'allure de la courbe de dispersion, et par exemple annuler la dispersion chromatique pour des longueurs d'onde inférieures à $1,27\mu\text{m}$ (Fig.21).

D'où la possibilité de compensation de la dispersion.

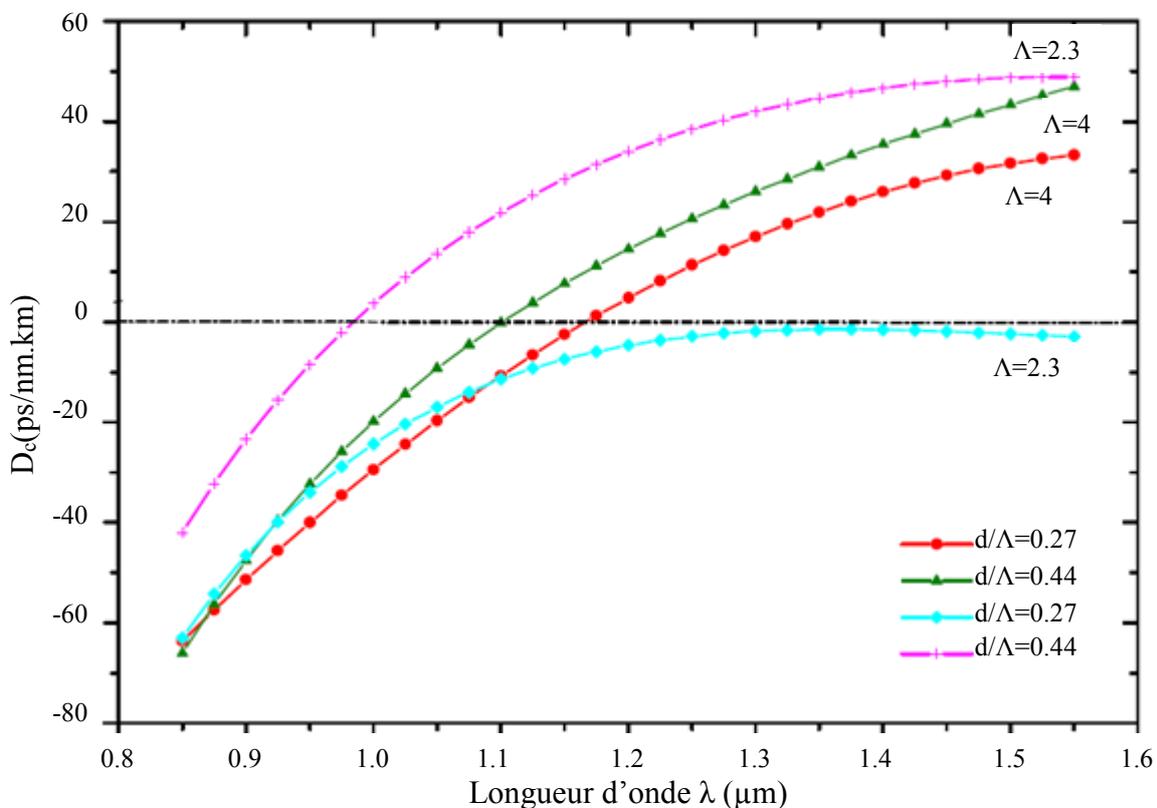


Figure 21 : Variation de la dispersion chromatique en fonction des paramètres géométriques de la FMAS [40]

Il est également possible d'obtenir des courbes de dispersion ultra plate ($\Lambda = 2.3\mu\text{m}$ et $d/\Lambda = 0.27$). Pouvoir manipuler les courbes de dispersion des FMAS constitue donc une des originalités de ces fibres.

II.3.3. L'aire effective

L'aire effective est déduite de la répartition transverse du module du champ électrique $\vec{E}(x, y)$:

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}(x, y)|^4 dx dy} \quad (68)$$

Dans une fibre monomode, le coefficient de non linéarité σ est inversement proportionnel à l'aire effective A_{eff} du mode guidé par la fibre :

$$\sigma = \frac{n_2 k_0}{A_{eff}}$$

Où n_2 est l'indice de réfraction non linéaire du matériau ($n_2 \approx 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ pour la silice).

L'aire effective d'une fibre monomode nous renseigne donc sur l'ampleur des effets non linéaires au cours de la propagation dans cette fibre. La fibre SMF-28 a une aire effective d'environ $86 \mu\text{m}^2$ pour $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.

La Figure 22 présente la variation de l'aire effective du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde et ce pour différents paramètres de la FMAS.

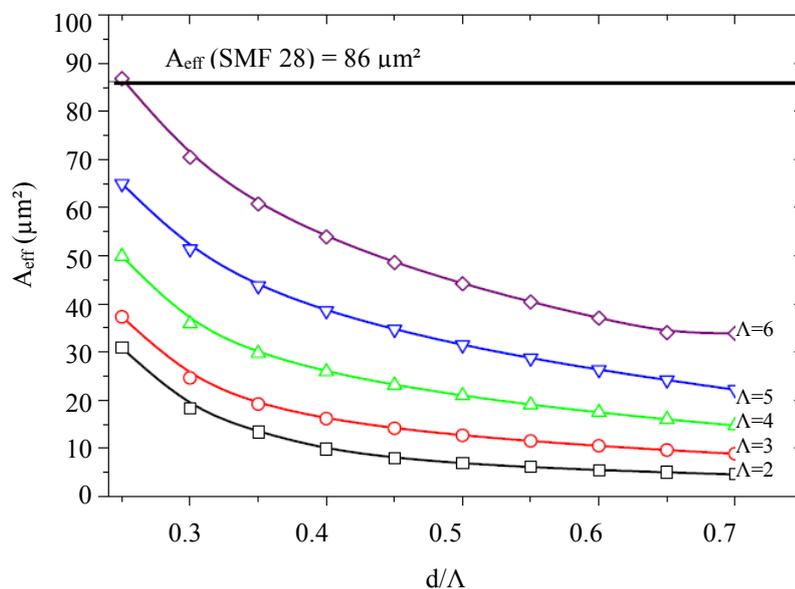


Figure 22 : Aire effective calculée à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ pour différents rapports de d/Λ

Nous remarquons que le mode devient plus confiné pour des dimensions croissantes des diamètres des trous d'air. En général, l'aire effective du mode fondamental est proportionnelle à Λ^2 avec un facteur qui dépend préalablement du rapport d/Λ .

II.3.4. La biréfringence

Le mode fondamental LP_{01} d'une fibre anisotrope est formé de deux modes électromagnétiques dont la répartition transverse de l'amplitude du champ présente un seul maximum au centre de la fibre. Les directions de polarisation de ces modes sont orthogonales entre elles. Ces modes électromagnétiques ne se propagent pas à la même vitesse de phase et par conséquent ils n'ont pas le même indice effectif. La biréfringence traduit cette différence d'indice [41]:

$$B = \Delta n_{eff} = |n_{effx} - n_{effy}| \quad (69)$$

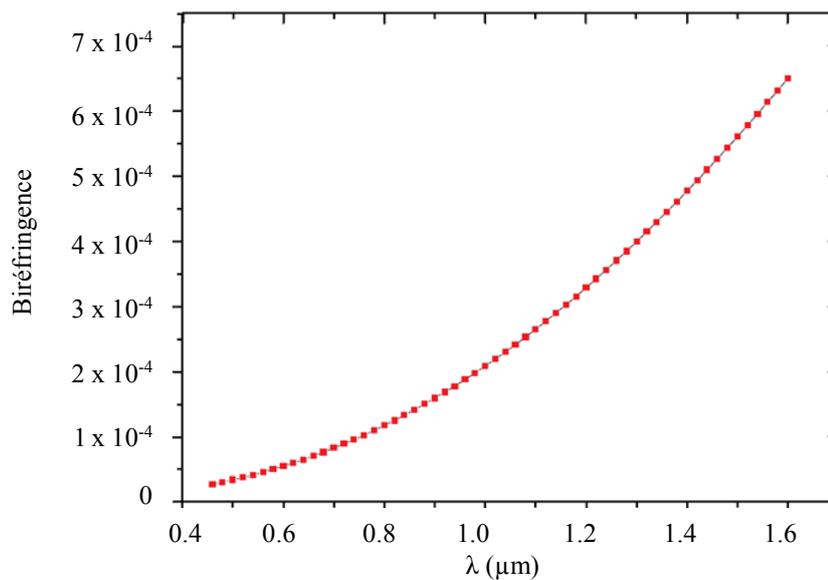


Figure 23 : Variation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde

Où n_{effx} et n_{effy} sont les indices effectifs des deux états de polarisation correspondant aux deux directions orthogonales x et y de la fibre.

La biréfringence de la fibre a été calculée en fonction de la longueur d'onde de $0.450\mu\text{m}$ à $1.60\mu\text{m}$ (Fig.23).

III. L'approximation analytique

III.1. Le paramètre V

Bien que le paramètre V offre un moyen simple de modéliser une FMAS, un facteur limitant l'utilisation de l'équation. (Eq.61), une méthode numérique est toujours nécessaire pour obtenir l'indice équivalent de la gaine n_{FSM} .

Il est ainsi possible d'appliquer directement le modèle des FSI aux fibres microstructurées [42]. Il serait donc utile d'avoir une autre expression qui ne dépend que de la longueur d'onde λ , et des paramètres de la structure d et Λ .

Nielsen et Mortensen ont montré [43] que V peut être approximée par une fonction du type (Eq.70) :

$$V\left(\frac{\lambda}{\Lambda}, \frac{d}{\Lambda}\right) = \frac{A\left(\frac{d}{\Lambda}\right)}{B\left(\frac{d}{\Lambda}\right) \times \exp\left[C\left(\frac{d}{\Lambda}\right) \times \frac{\lambda}{\Lambda}\right] + 1} \quad (70)$$

La figure 24 donne la variation de V en fonction de λ/Λ pour d/Λ s'étendant de 0,20 à 0,80 avec le pas de 0,1. Les paramètres A , B et C sont dépendent de d/Λ et sont décrits par les expressions suivantes :

$$A\left(\frac{d}{\Lambda}\right) = \frac{d}{\Lambda} + 0.457 + \frac{3.405 \times \frac{d}{\Lambda}}{0.904 - \frac{d}{\Lambda}} \quad (70.1)$$

$$B\left(\frac{d}{\Lambda}\right) = 0.200 \times \frac{d}{\Lambda} + 0.100 + 0.027 \times \left(1.045 - \frac{d}{\Lambda}\right)^{-2.8} \quad (70.2)$$

$$C\left(\frac{d}{\Lambda}\right) = 0.630 \times \exp\left(\frac{0.755}{0.171 + \frac{d}{\Lambda}}\right) \quad (70.3)$$

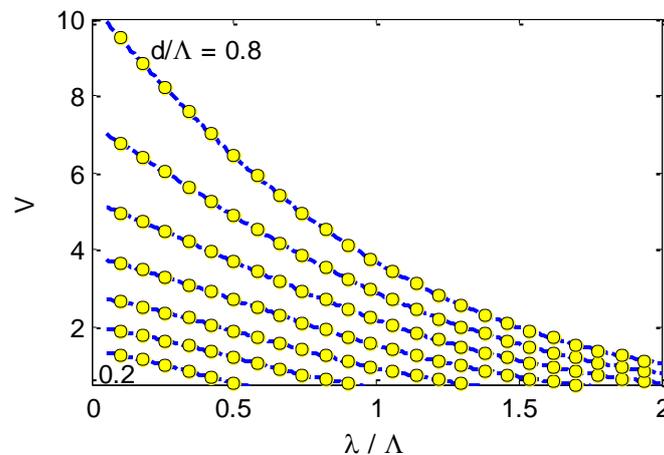


Figure 24 : V en fonction de la longueur relative λ/Λ pour d/Λ de 0.20 à 0.80 avec un pas de 0.1

L'équation (Eq.70) constitue l'expression empirique pour le paramètre V dans une FMAS avec λ/Λ et d/Λ comme étant le seul paramètre d'entrée. Pour ($\lambda/\Lambda < 2$) et ($V > 0.5$) l'expression donne des valeurs de V qui dévie moins de 3% des valeurs obtenues à partir de l'équation (Eq.61) [43].

Saitoh et al ont montré [36] que le paramètre V peut être approximé par une fonction du type (Eq.71) en fonction de la longueur d'onde λ , et des paramètres de la structure d et Λ :

$$V\left(\frac{\lambda}{\Lambda}, \frac{d}{\Lambda}\right) = A_1 + \frac{A_2}{1 + A_3 \exp\left(A_4 \frac{\lambda}{\Lambda}\right)} \quad (71)$$

Avec

$$A_i = a_{i0} + a_{i1} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{b_{i1}} + a_{i2} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{b_{i2}} + a_{i3} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{b_{i3}} \quad (71.1)$$

Les coefficients de a_{i0} à a_{i3} et b_{i1} à b_{i3} sont donnés dans le tableau (Tab. 1)

	i = 1	i = 2	i = 3	i = 4
a_{i0}	0.54808	0.71041	0.16904	-1.52736
a_{i1}	5.00401	9.73491	1.85765	1.06745
a_{i2}	-10.43248	47.41496	18.96849	1.93229
a_{i3}	8.22992	-437.50962	-42.4318	3.89
b_{i1}	5	1.8	1.7	-0.84
b_{i2}	7	7.32	10	1.02
b_{i3}	9	22.8	14	13.4

Tableau 1 : Coefficients utilisés par [44] pour le calcul de la fréquence normalisée par la méthode analytique

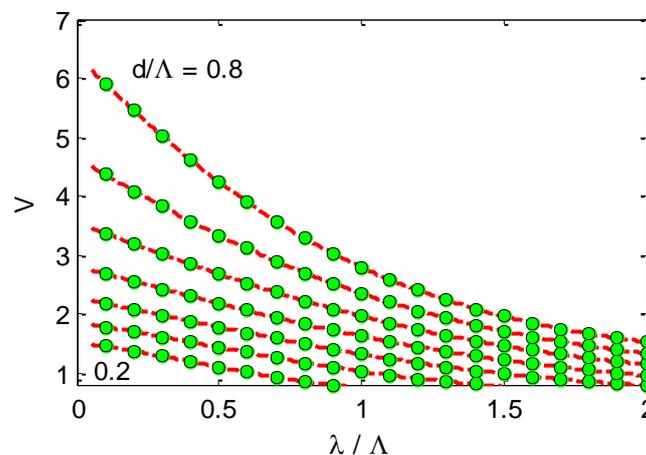


Figure 25 : V en fonction de la longueur relative λ/Λ pour d/Λ variant de 0.20 à 0.80 avec un pas de 0.1

L'équation (Eq.71) constitue l'expression empirique pour le paramètre V dans un FMAS avec λ/Λ et d/Λ étant les seuls paramètres d'entrée (Fig.25). Pour ($\lambda/\Lambda < 2$) et ($V > 0.80$), on obtient des valeurs de V qui dévie moins de 1.3% des valeurs obtenues à partir de l'équation (Eq.61) [36].

III.2. Le paramètre N_{FSM}

Une fois la longueur d'onde λ fixée et les paramètres géométriques Λ et d connus, la combinaison des équations (Eq.61) et (Eq.71) permet de nous calculer l'indice équivalent de la gaine n_{FSM} sans l'utilisation des méthodes et des simulations numériques.

La figure 26 montre l'indice équivalent de la gaine n_{FSM} en fonction de la longueur relative λ/Λ pour d/Λ variant de 0.20 à 0.80 avec un pas de 0.1 avec $a_{eff} = \Lambda/\sqrt{3}$.

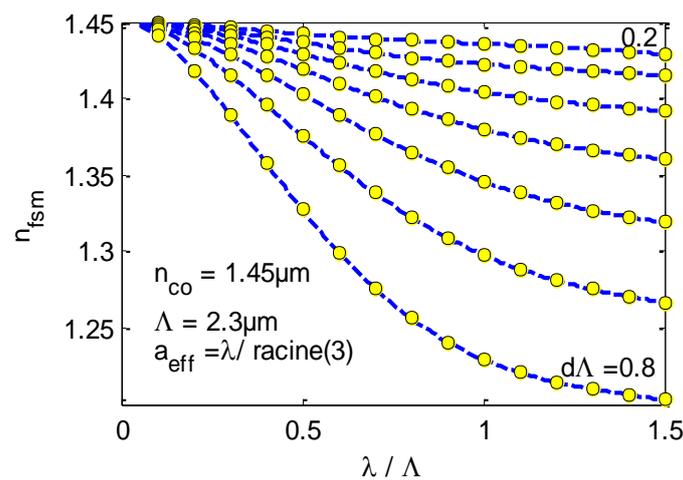


Figure 26 : L'indice équivalent de la gaine n_{FSM} en fonction de la longueur relative λ/Λ pour d/Λ variant de 0.20 à 0.80 avec un pas de 0.1

III.3. Le paramètre W

Dans la section précédente, nous avons donné la relation empirique pour le paramètre V des FMAS. En utilisant l'équation (Eq.71) on peut facilement obtenir l'indice équivalent de la gaine n_{FSM} , cependant, nous avons généralement besoin de lourds calculs numériques (tell que la PBM ou la FDTD) pour obtenir les valeurs exactes de n_{eff} dans l'équation. (Eq.63).

Il serait plus pratique d'avoir une relation empirique pour le paramètre W du FMAS. Nielsen et al ont donné la relation empirique pour le paramètre W [44].

Cependant, nous ne pouvons pas obtenir la valeur de n_{eff} à partir du paramètre W uniquement. Afin d'obtenir n_{eff} , nous avons besoin des relations empiriques pour les deux paramètres V (Eq.71) et W (Eq.72).

$$W\left(\frac{\lambda}{\Lambda}, \frac{d}{\Lambda}\right) = B_1 + \frac{B_2}{1 + B_3 \exp\left(B_4 \frac{\lambda}{\Lambda}\right)} \quad (72)$$

Avec

$$B_i = c_{i0} + c_{i1} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i1}} + c_{i2} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i2}} + c_{i3} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i3}} \quad (72.1)$$

Où les coefficients de c_{i0} à c_{i3} et d_{i1} à d_{i3} sont donnés dans le tableau (Tab. 2).

La figure 27 donne le paramètre W en fonction de la longueur relative λ/Λ pour d/Λ variant de 0.20 à 0.80 avec un pas de 0.1.

	i = 1	i = 2	i = 3	i = 4
c_{i0}	-0.0973	0.53193	0.24876	5.29801
c_{i1}	-16.70566	6.70858	2.72423	0.05142
c_{i2}	67.13845	52.04855	13.28649	-5.18302
c_{i3}	-50.25518	-540.66947	-36.80372	2.7641
d_{i1}	7	1.49	3.85	-2
d_{i2}	9	6.58	10	0.41
d_{i3}	10	24.8	15	6

Tableau 2 : Coefficients de l'équation empirique du paramètre 'W'

L'utilisation conjointe des équations (Eq.71) donnant le paramètre V , et (Eq.72) donnant le paramètre W nous permettra d'accéder à l'indice effectif n_{eff} du mode fondamental sans avoir recours aux simulations numériques.

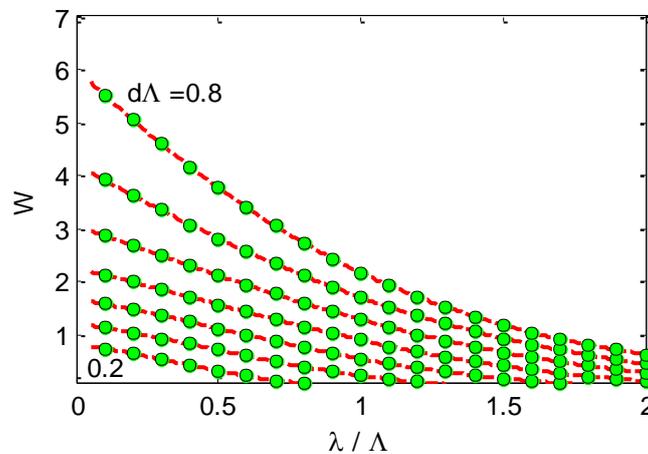


Figure 27 : W en fonction de la longueur relative λ/Λ pour d/Λ variant de 0.20 à 0.80 avec un pas de 0.1

III.4. Le paramètre N_{eff}

Dans la partie précédente on a déduit à partir des équations (Eq.61) et (Eq.71) l'indice équivalent de la gaine n_{FSM} . Lorsque, n_{FSM} est connu, les équations (Eq.63) et (Eq.72) conduisant à l'indice effectif du mode fondamental n_{eff} .

La figure 28 montre l'indice effectif du mode fondamental n_{eff} en fonction de la longueur relative λ/Λ pour d/Λ variant de 0.20 à 0.80 avec un pas de 0.1 avec $a_{eff} = \Lambda/\sqrt{3}$.

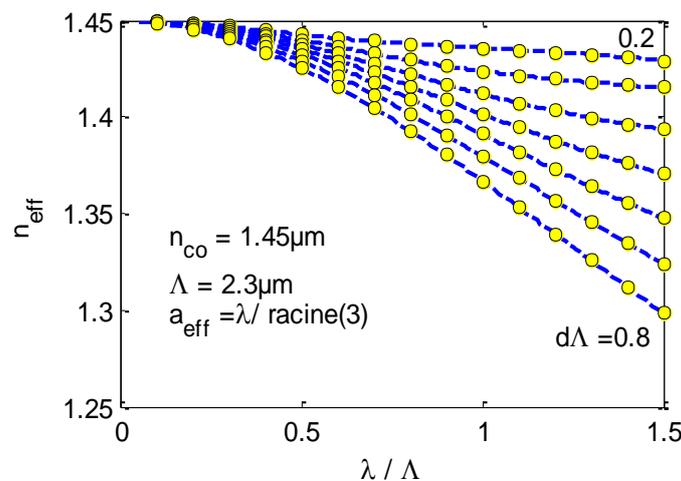


Figure 28 : L'indice effectif du mode fondamental n_{eff} en fonction de la longueur relative λ/Λ pour d/Λ variant de 0.20 à 0.80 avec un pas de 0.1

IV. Présentation d'une interface dédiée aux FMAS

Une interface graphique (Fig.29) utilisant le langage de programmation Matlab a été développée pour le calcul et le tracé des diagrammes de dispersion des FMAS.

L'interface permet d'évaluer :

- ✓ Le paramètre V de la fibre (V_{eff}).
- ✓ Le paramètre W de la fibre (W_{eff}).
- ✓ L'indice équivalent de la gaine (n_{FSM}).
- ✓ L'indice effectif du mode fondamental (n_{eff}).

Cette interface nous permet non seulement de modéliser la FMAS en fonction des différentes valeurs du rayon effectif (a_{eff}), mais aussi avec la possibilité d'exporter le graphe en format image (Fig.29, 30).

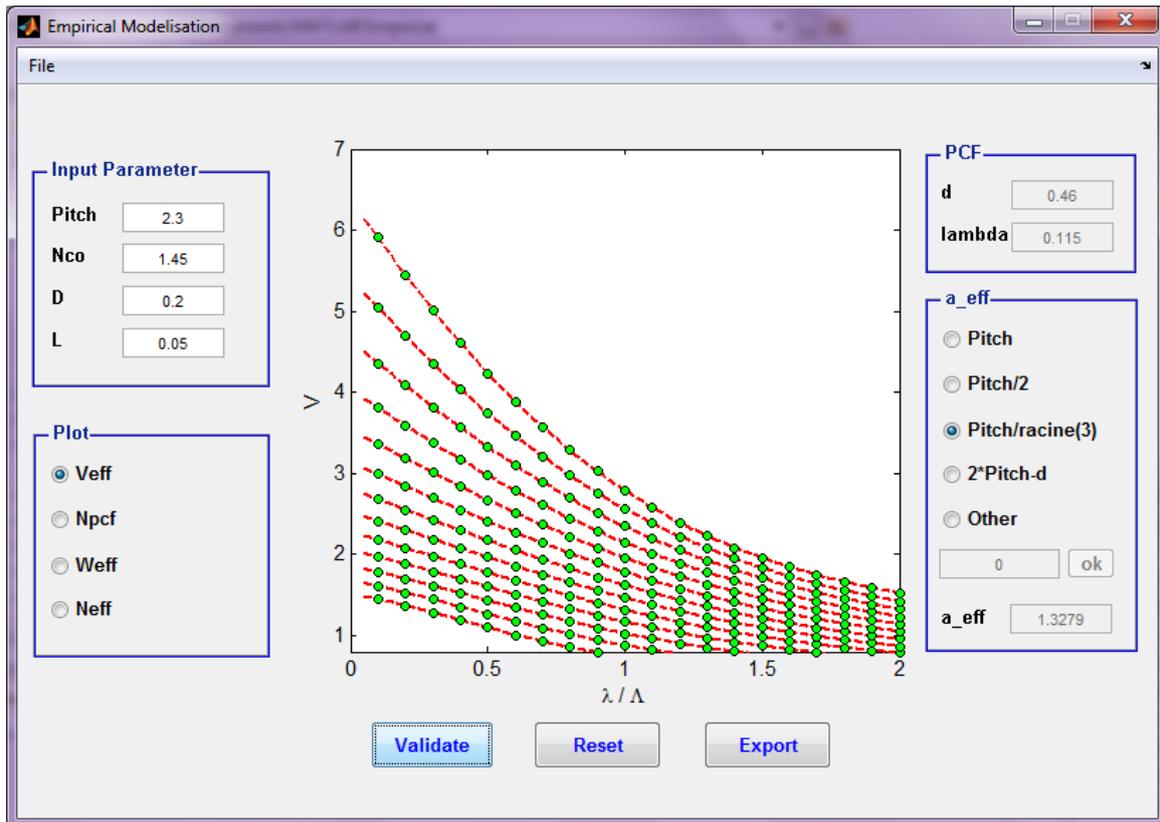


Figure 29 : V en fonction de λ/Λ
pour $(a_{eff} = \frac{\Lambda}{\sqrt{3}})$

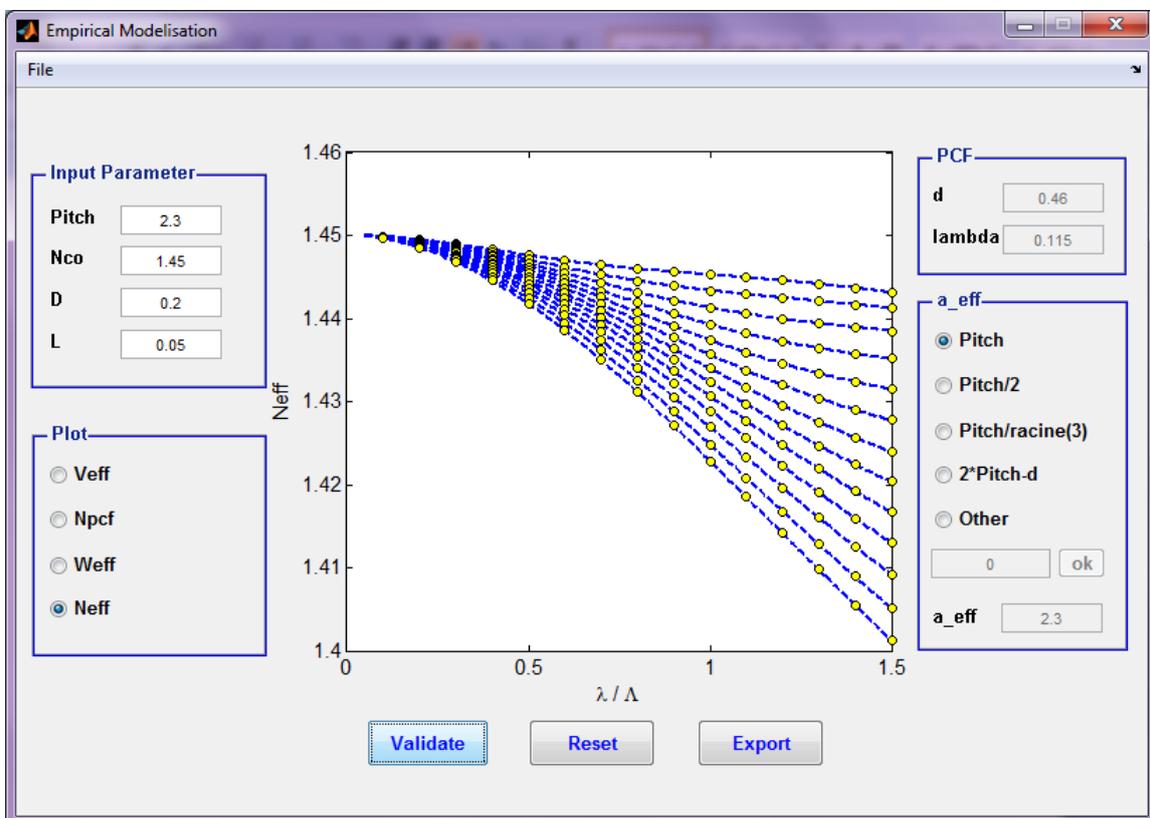


Figure 30 : N_{eff} en fonction de λ/Λ
pour $(a_{eff} = \Lambda)$

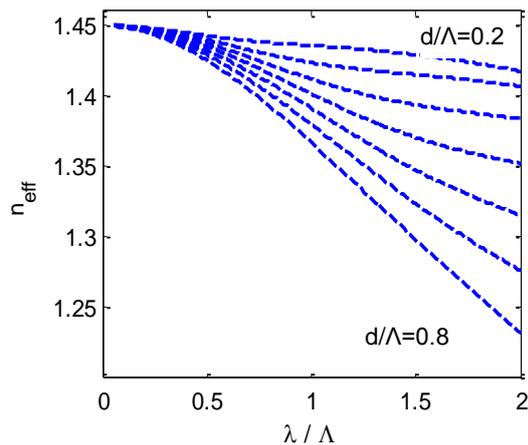
V. Résultats

La figure 31 présente les variations de l'indice effectif du mode fondamental n_{eff} en fonction de la longueur relative λ/Λ pour d/Λ variant de 0.20 à 0.80 avec un pas de 0.1 avec $a_{eff} = \Lambda/\sqrt{3}$. La figure 32 présente les variations de l'indice équivalent de la gaine n_{FSM} en fonction de la longueur relative λ/Λ pour d/Λ variant de 0.20 à 0.80 avec un pas de 0.1 avec $a_{eff} = \Lambda/\sqrt{3}$.

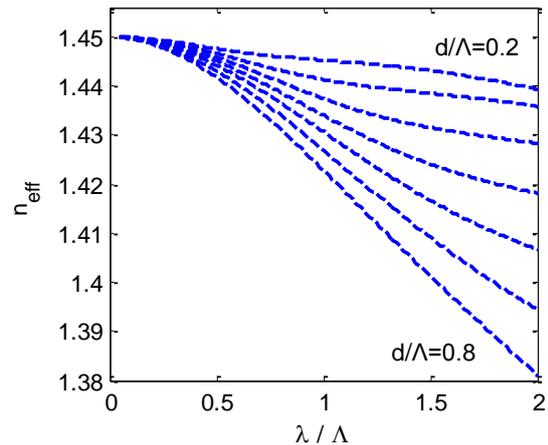
Contrairement à la fibre standard, on remarque que ces résultats montrent une décroissance importante de l'indice effectif et l'indice équivalent de la gaine pour une augmentation de la longueur d'onde. Les résultats obtenus montrent des variations très fortes : de 1.07 à 1.45.

On remarque que la variation de n_{eff} et n_{FSM} est plus rapide pour les grandes valeurs des d/Λ .

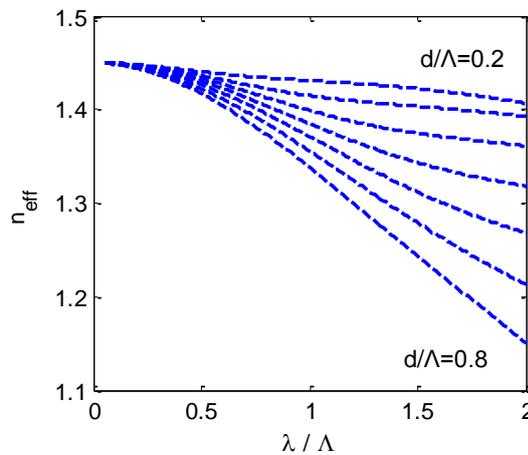
n_{FSM} et n_{eff} change pour chaque valeur de a_{eff} , une différence de 1% entre $\Lambda/\sqrt{3}$ et Λ .



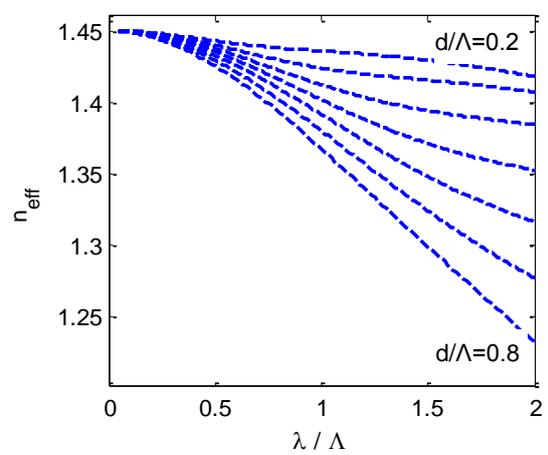
n_{eff} pour $n_{co} = 1.45, \Lambda = 2.3$ et $a_{eff} = \Lambda/\sqrt{3}$



n_{eff} pour $n_{co} = 1.45, \Lambda = 2.3$ et $a_{eff} = \Lambda$



n_{eff} pour $n_{co} = 1.45, \Lambda = 2.3$ et $a_{eff} = \Lambda/2$



n_{eff} pour $n_{co} = 1.45, \Lambda = 3$ et $a_{eff} = \Lambda/\sqrt{3}$

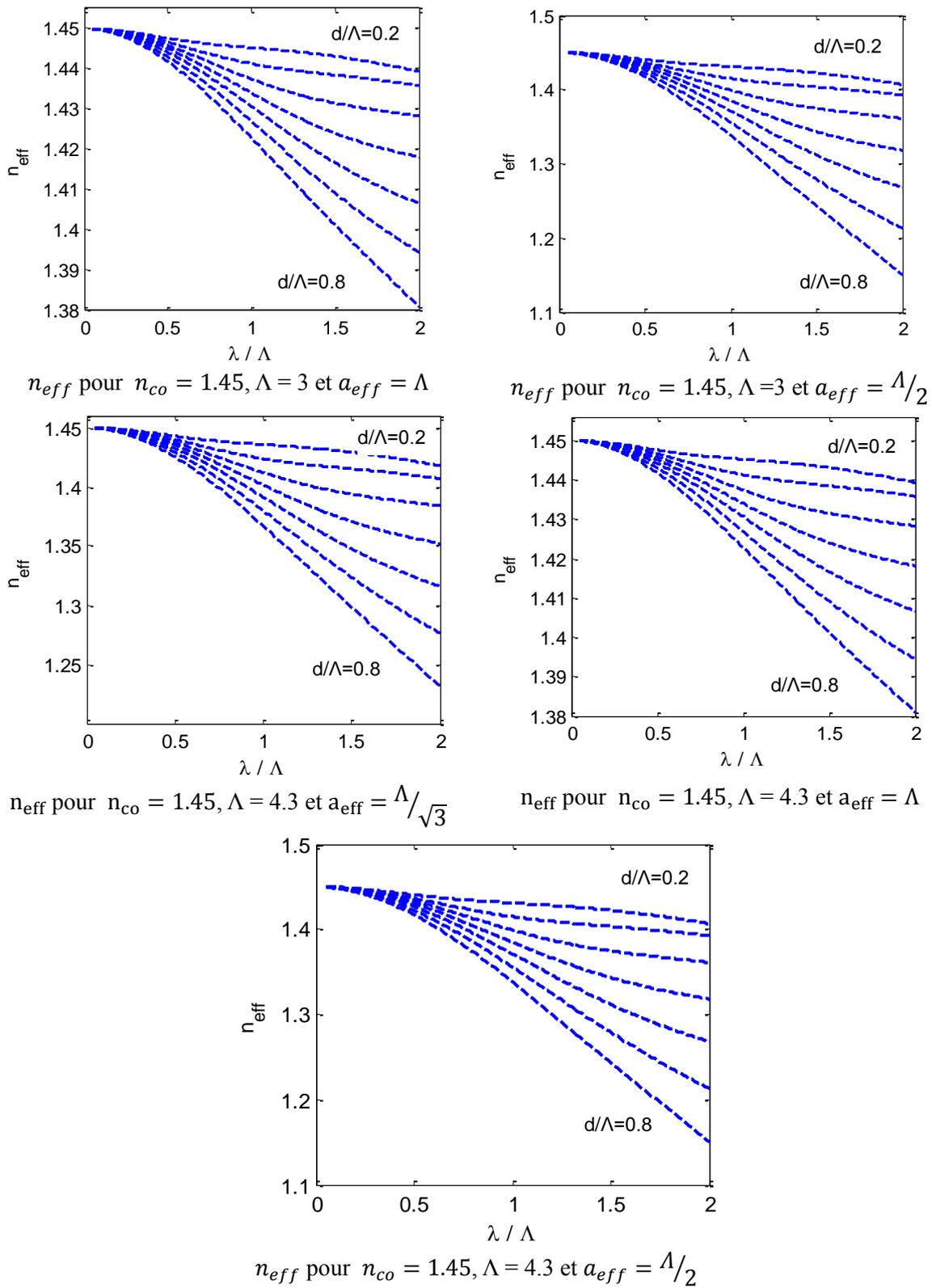
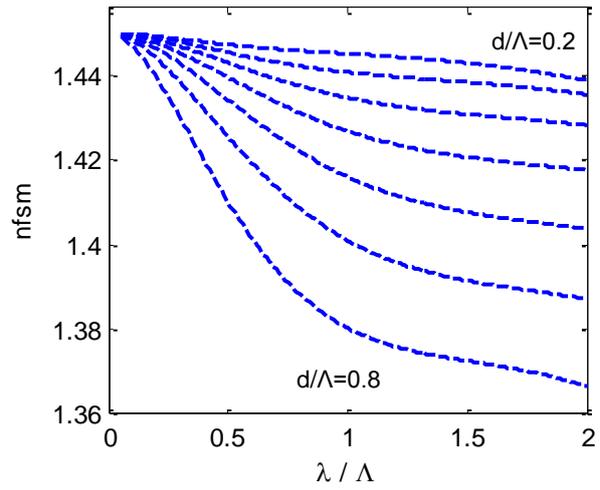
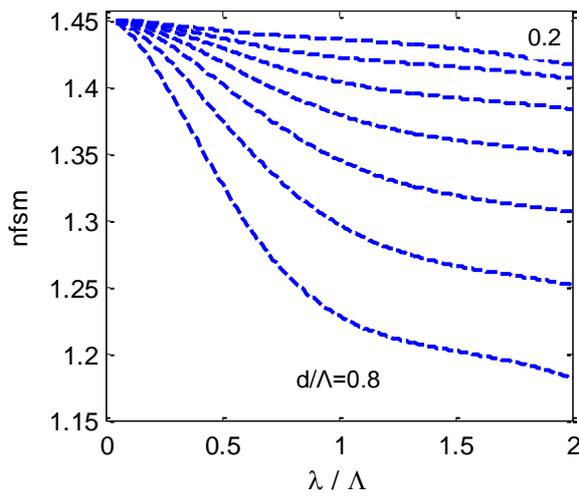
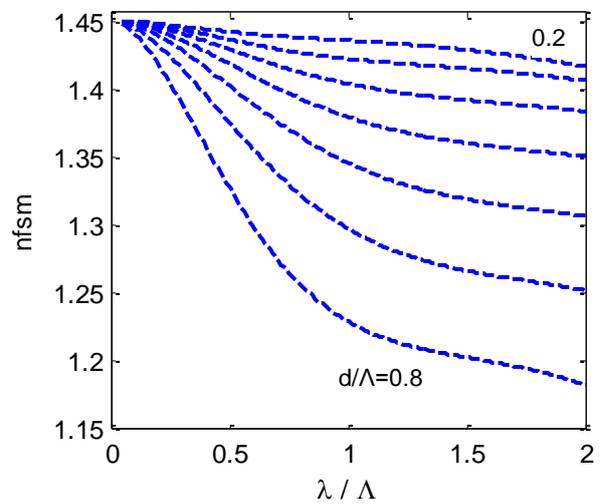
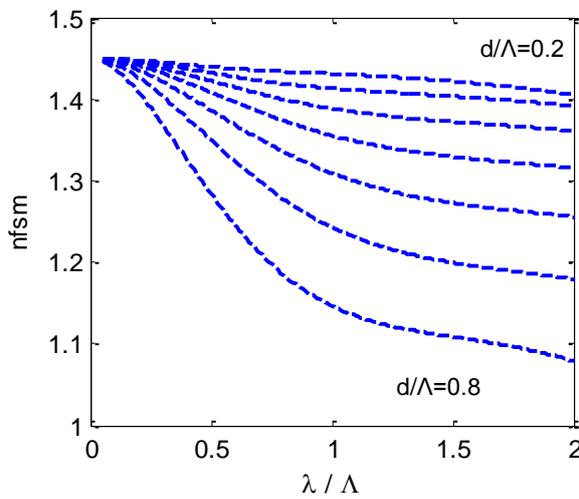


Figure 31 : Variations de l'indice effectif du mode fondamental n_{eff} en fonction de la longueur relative λ/Λ pour d/Λ variant de 0.20 à 0.80 avec un pas de 0.1



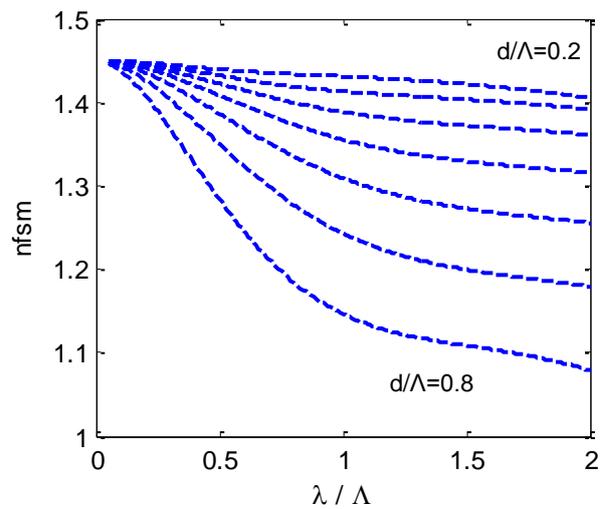
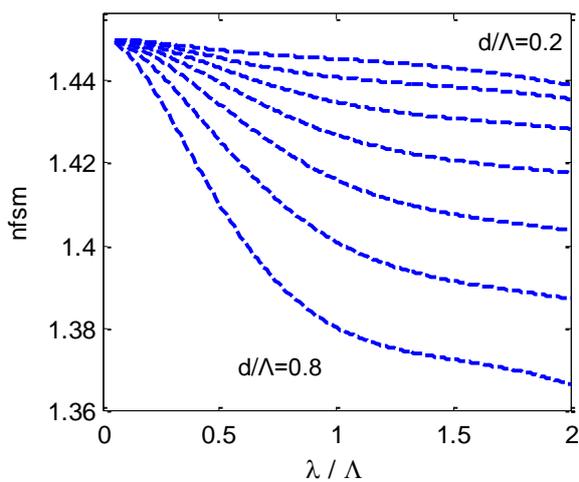
n_{FSM} pour $n_{co} = 1.45$, $\Lambda = 2.3$ et $a_{eff} = \Lambda/\sqrt{3}$

n_{FSM} pour $n_{co} = 1.45$, $\Lambda = 2.3$ et $a_{eff} = \Lambda$



n_{FSM} pour $n_{co} = 1.45$, $\Lambda = 2.3$ et $a_{eff} = \Lambda/2$

n_{FSM} pour $n_{co} = 1.45$, $\Lambda = 3$ et $a_{eff} = \Lambda/\sqrt{3}$



n_{FSM} pour $n_{co} = 1.45$, $\Lambda = 3$ et $a_{eff} = \Lambda$

n_{FSM} pour $n_{co} = 1.45$, $\Lambda = 3$ et $a_{eff} = \Lambda/2$

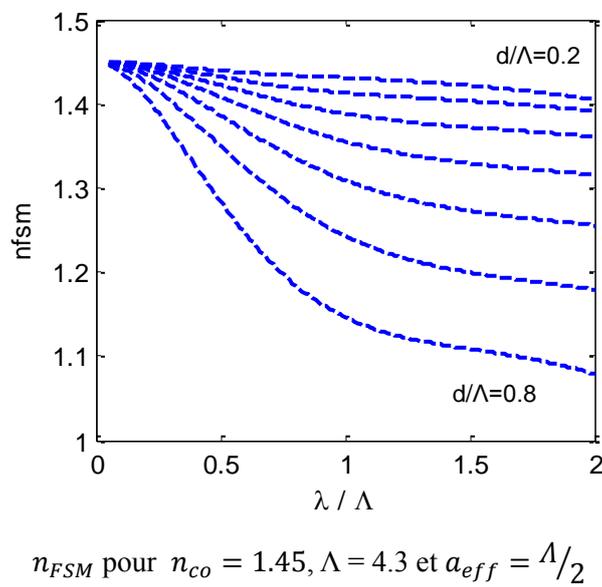
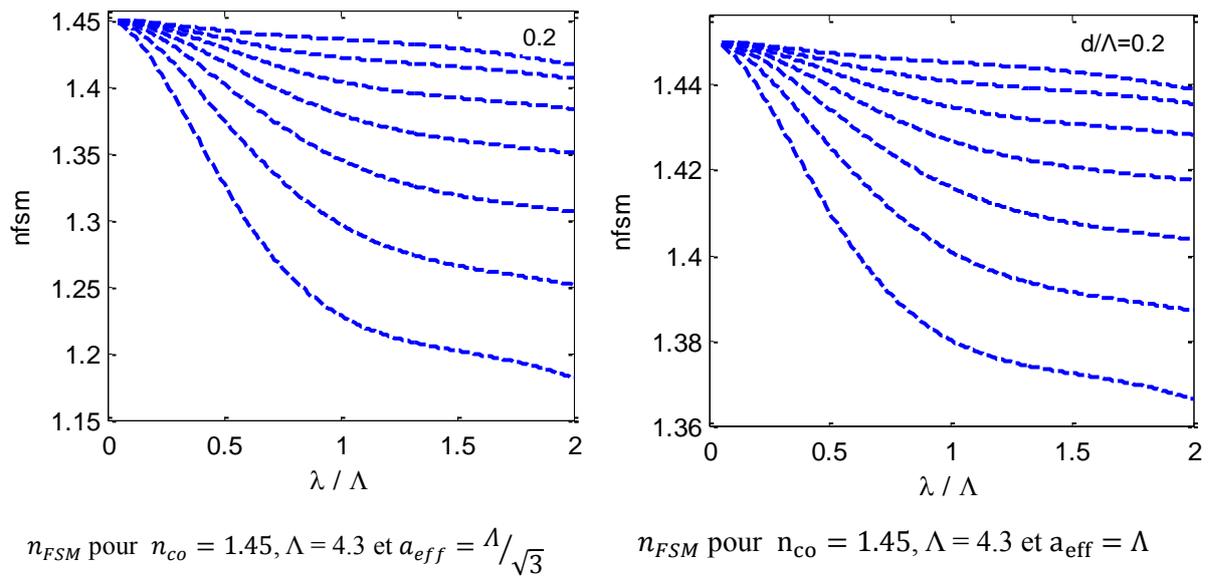


Figure 32 : Variations de n_{FSM} en fonction de la longueur relative λ/Λ pour d/Λ variant de 0.20 à 0.80 avec un pas de 0.1

VI. Applications des FMAS

De nombreuses applications ont déjà été démontrées par la fibre à cristaux photoniques.

VI.1. FMAS de type RTIM

VI.1.1. Infiniment monomode

Les propriétés de propagation peuvent être prédites grâce au modèle de l'indice effectif de gaine. Lorsque la longueur d'onde augmente, le champ électromagnétique guidé par une FMAS s'étend de plus en plus dans la gaine. La lumière pénètre alors plus fortement dans les trous, provoquant ainsi une chute de l'indice « effectif » de la gaine photonique.

A l'inverse, aux courtes longueurs d'onde, la lumière « évite » les trous d'air et l'indice effectif de gaine augmente. L'indice de gaine d'une fibre à saut d'indice classique variant quasiment de la même manière que l'indice du cœur en fonction de la longueur d'onde, l'ouverture numérique est pratiquement constant. Dans une FMAS, l'indice équivalent de la gaine n_{FSM} représente l'indice de réfraction moyen de la gaine, pondéré par la distribution de l'intensité lumineuse dans la gaine. Comme l'extension du champ dans les trous varie notablement avec la longueur d'onde l'indice de la gaine augmente donc plus significativement que l'indice du cœur lorsque la longueur d'onde diminue, et aux courtes longueurs d'onde l'ouverture numérique d'une FMAS est proportionnelle à la longueur d'onde de travail [47].

V tend alors vers une valeur quasi constante qui peut être inférieure à la valeur seuil d'apparition du deuxième mode si les paramètres de la fibre sont convenablement choisis.

Dans cette situation FMAS est monomode quelle que soit la longueur d'onde dites fibres infiniment monomode (Fig.33). Ce phénomène est désormais compris et expliqué par plusieurs modèles [48], [49]. Expérimentalement, ce comportement monomode très large bande a été observé de 337nm à 1550nm.

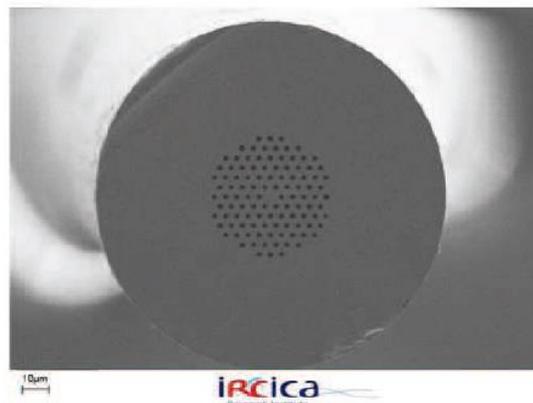


Figure 33 : Fibre FMAS infiniment monomode

VI.1.2. Hautement non linéaire (HNL)

Une fibre monomode avec un cœur de grande dimension, dopé aux terres rares, semble bien indiquée en vue de réaliser des amplificateurs de puissance optique [50] ou des lasers à fibre [51]. Un cœur de très petite dimension permet pour sa part d'abaisser le seuil d'apparition des effets non linéaires (diffusion Raman, mélange à 4 ondes...) [52], [53]. Ces effets non linéaires (Fig.34) sont recherchés dans certaines applications telles que l'amplification optique par diffusion Raman ou la réalisation de sources particulières (lasers à impulsions ultra brèves, sources de lumière blanche basées sur la génération d'un supercontinuum).

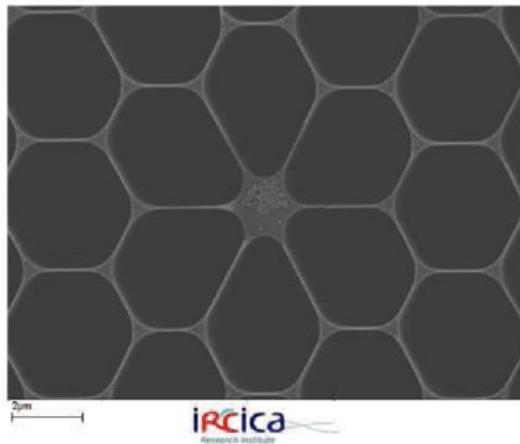


Figure 34 : Fibre FMAS hautement non linéaire

VI.1.3. Grande aire effective (LMA pour Large Mode Area)

La conception de fibres à très grande aires effectives est rendue possible tout en conservant la propagation d'un mode unique sur une large gamme spectrale, très utiles pour le transport de fortes puissances. Une telle fibre intéresse donc les applications fortement pénalisées par les effets non linéaires comme les télécommunications haut-débit (Fig.35).

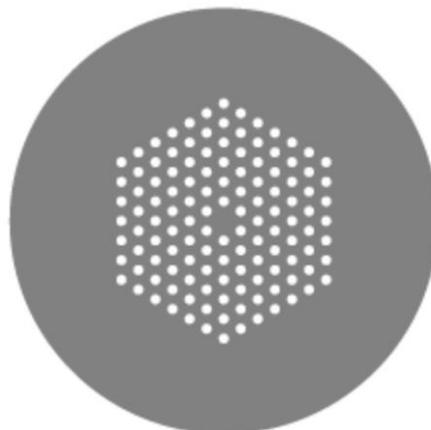


Figure 35 : FMAS à Grande aire effective

VI.1.4. Grande ouverture numérique

Les fibres à grande ouverture numérique permettent d'augmenter une quantité de signal dans la fibre pour des applications de couplage des lasers à pompe [54]. En comparant l'ouverture numérique de cette fibre avec une fibre standard elle est supérieure à 0.9 (Fig.36) tandis que dans une fibre standard elle est égale à 0.5.

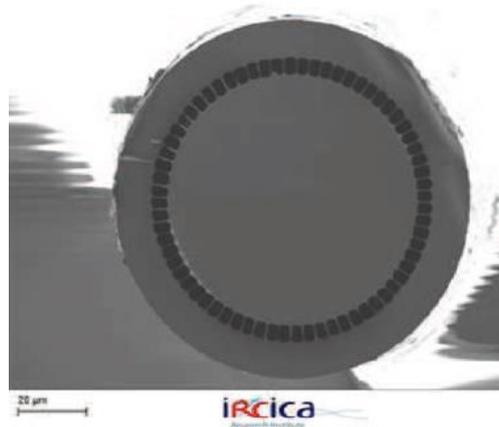


Figure 36 : FMAS à grande ouverture numérique

VI.1.5. Faible dispersion

Il est aussi possible de concevoir une fibre à dispersion faible et plate aux longueurs d'onde d'opération des télécommunications optiques (1,3 μm et 1,55 μm) pour application aux systèmes de transmissions haut débit [55, 56]. La grande variété des profils d'indice réalisables fait des FMAS de bons candidats pour des fibres à maintien de polarisation [57, 58] ou des coupleurs [59, 53].

VI.2. Applications FMAS de type BIP

Les principales propriétés des fibres à guidage par bandes interdites photonique sont une forte dispersion chromatique de vitesse de groupe due à l'effet BIP et une transmission sélective en longueur d'onde ajustable par les paramètres opto-géométriques de la gaine microstructurée.

La présence des trous d'air et la sensibilité aux courbures peuvent être exploitées dans des systèmes de capteurs à gaz par exemple [60]. Les figures 37.a et 37.b illustrent deux types de FMAS dédiées à la détection des polluants atmosphériques.

La génération de supercontinuum de la lumière blanche (un continuum est un élargissement spectral issu d'une onde électromagnétique injectée dans un matériau à potentiel NL. La génération d'un supercontinuum dans le domaine du visible a été démontrée pour la première fois dans des massifs par Alfano et Shapiro en 1970. Le premier continuum généré dans une fibre PCF toute silice pompée à 790 nm à l'aide d'un laser femtoseconde a été présenté par Ranka et coll en 2000 [61].

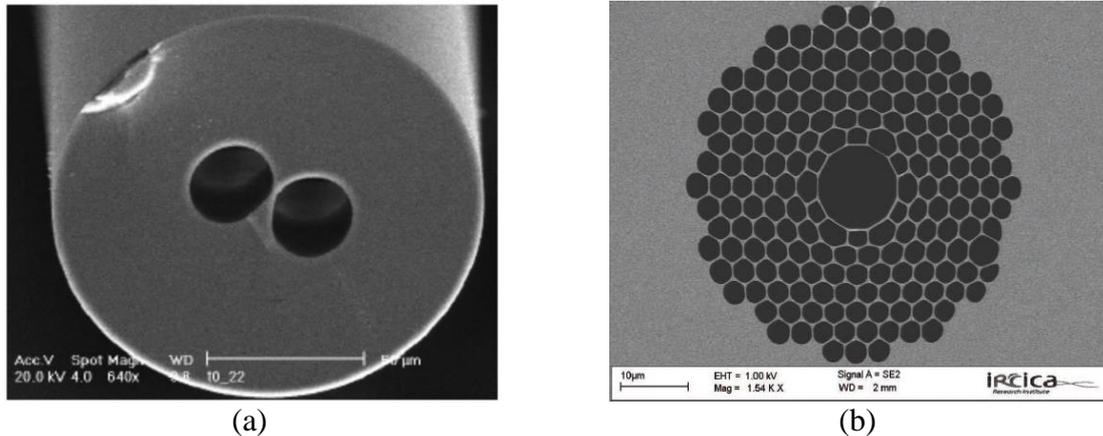


Figure 37 : FMAS réalisés à l'IRCOM
a : pour une application aux capteurs
b : à cœur creux

Les fibres à cœur creux disposent d'atouts importants en particulier pour repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires ou pour minimiser l'échauffement de la fibre. Les densités spatiales de puissances extrêmes qui peuvent être atteintes dans le cœur d'un laser à fibre, responsables des dégradations spectrales et spatiales citées, peuvent être limitées en augmentant la surface du cœur qui doit cependant demeurer monomode.

Un autre exemple d'utilisation d'une fibre à bande interdite photonique : les fibres de Bragg en polymère avec des cœurs creux remplis de liquide comme le montre la figure 38 [62].

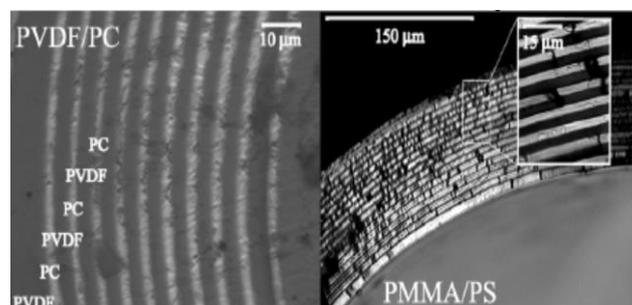


Figure 38 : FMAS à réseaux de BRAGG

Il existe un intérêt pour de telles fibres pour la transmission de fortes puissances optiques (télécommunications, lasers de puissance pour la découpe ou le marquage), ou pour les lasers ou amplificateurs à fibres dopées.

VII. Conclusion

Nous avons distingué dans ce chapitre deux grandes classes de fibres microstructurées air/silice (FMAS) qui se distinguent par le mode de guidage : les FMAS de type RTIM dont le guidage est similaire à celui des fibres conventionnelles, et les FMAS de type BIP avec un guidage par bandes interdites photoniques.

Nous avons commencé par exposer les propriétés originales des FMAS en mettant l'accent surtout sur le caractère monomode large bande, la dispersion décalée, ainsi que de larges ou faibles aires effectives. Ceci nous a conduits à mettre en évidence l'énorme champ d'application de ce type de fibres.

Des modèles empiriques ont été présentés et discutés également afin de mettre en évidence l'influence des paramètres optogéométriques sur l'indice effectif du mode fondamental. Ces différents modèles ont été implémentés sur une interface graphique qu'on a développée. Ces différentes modélisations permettront de prédire le comportement des différentes structures. Enfin, les nouveaux composants à base de FMAS peuvent aboutir à des dispositifs compacts avec des coûts de réalisation bas.

L'objectif qu'on s'est fixé au début de cette thèse est d'appliquer les FMAS aux télécommunications optiques. Pour ce faire, il était donc indispensable de commencer par faire un inventaire des méthodes numériques performantes qui vont nous permettre de faire une prédiction sur les propriétés de propagation et de dispersion des FMAS.

Ce travail fait l'objet du prochain chapitre.

VIII. Références bibliographiques

- [1]. Cattani, Gino, “*Technological pre-adaptation, speciation, and emergence of new technologies: how Corning invented and developed fiber optics*”, *Industrial and Corporate Change*, 15, issue 2, pp. 285-318. (2006).
- [2]. LECOY, P. : « Télécommunications optiques », Paris : Hermès, (1992).
- [3]. Brabec T. et F. Krausz, "*Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime*", *Physical Review Letters*, Volume 78, Issue 17, PP 3282-3285 (1997).
- [4]. Husakou A. V. et J. Hermann, “*Supercontinuum Generation of Higher-Order Solitons by Fission in Photonic Crystal Fibers*”, *Phys. Rev. Lett*, Volume 87, Issue 20, PP 203901, 1-4 (2001).
- [5]. Snyder A. W. et J. D. Love, “*Optical Waveguide Theory*”, (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, (2000).
- [6]. Boyd R. W, “*Nonlinear Optics*”, 2nd ed. Academic Press, San Diego, (2003).
- [7]. Agrawal G. P, “*Nonlinear Fiber Optics*”, 3rd ed. Academic Press, San Diego, (2001).
- [8]. H. Malitson, "*Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica*", *JOSA*, Vol. 55, Issue 10, pp. 1205-1208, (1965).
- [9]. Saitoh, K. et Koshiha, M. "*Numerical modeling of photonic crystal fibers*". *Journal of Lightwave Technology*, 23(11), 3580–3590, (2005).
- [10]. D. Gloge , “*Weakly Guiding Fibers*”, Vol. 10, No. 10 / *Applied Optics*, pp 2252 – 2258, (1971)
- [11]. Szafer et A. D. Stone, "*Theory of Quantum Conduction through a Constriction*", Vol 62, Issue 3 *Phys. Rev. Lett.* 62, pp 300–303, (1989).
- [12]. Olver, F. W. J. "*Bessel Functions of Integer Order.*" *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables.* (M. Abramowitz and I. A. Stegun, eds.). New York: Dover, (1972).
- [13]. Antosiewicz, H. A. "*Bessel Functions of Fractional Order.*" *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables.* (M. Abramowitz and I. A. Stegun, eds.). New York: Dover, (1972).
- [14]. George Arfken, “*Mathematical Methods for Physicists*”, Acad. Press, (1985)
- [15]. W. A. Gambling, H. Matsumura et C. M. Ragdale, “*Curvature and microbending losses in single-mode optical fibres*”, *Optical and Quantum Electronics*, , Volume 11, Issue 1, pp 43-59, (1979).
- [16]. H. Taylor, "*Bending effects in optical fibers*", *Journal of Lightwave Technology*, vol 2, no 5, pp. 617- 628, (1984).

- [17]. S. Tomljenovic-Hanic, J. D. Love, et A. Ankiewicz, "**Low-loss singlemode waveguide and fibre bends**", *Electronics Letters*, vol 38, no 5, pp 220-222, (2002).
- [18]. J. SAKAI et T. KIMURA "**Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers**", *Applied Optics*, vol 17, n° 10, pp. 1499-1506. (1978).
- [19]. W. Snyder et J. D. Love, "**Optical Waveguide Theory**" (Chapman & Hall, New York, (1983).
- [20]. J. Broeng, S. E. Barkou, T. Sondergaard, and A. Bjarklev, "**Analysis of air-guiding photonic bandgap fibers**", *Opt. Lett*, vol 25, pp 96-98, (2000).
- [21]. T. A. Birks, P. J. Roberts, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, et T. J. Shepherd, "**Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures**," *Electron. Lett*, vol 31, pp 1941-1943, (1995).
- [22]. R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, et D. C. Allan, "**Single-mode photonic band gap guidance of light in air**," *Science*, vol. 285, pp. 1537-1539, (1999).
- [23]. J. A. West, J. C. Fajardo, M. T. Gallagher, K. W. Koch, F. N. Borrelli, et D. C. Allan, "**Demonstration of an IR-optimized air-core photonic band-gap fiber**", European Conference on Optical Communication, Munich, *ECOC*, pp. 41-42, (2000).
- [24]. N. Venkataraman, M. T. Gallagher, C. M. Smith, D. Muller, J. A. West, K. W. Koch, et J. C. Fajardo, "**Low loss (13 dB/km) air core photonic band-gap fibre**," European Conference on Optical Communication, Copenhagen, *ECOC*; p. PDP24-1514, (2002).
- [25]. K. Ghatak et K. Thyagarajan, "**Introduction to Fiber Optics**" (Cambridge U. Press, Cambridge, (1998).
- [26]. Steel M. J., White T. P., Martijn DE Sterke C., Mcphedran R. C., Botten L. C. "**Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers**". *Optics Letters*, , vol. 26, n° 8, pp. 488-490, (2001).
- [27]. T. A. Birks, J. C. Knight et P. St. J. Russell, "**Endlessly single-mode photonic crystal fibre**", *Opt. Lett.* 22, 961-963, (1997).
- [28]. Knight, J. C., Birks, T. a, Russell, P. S., et Atkin, D. M. "**All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata**". *Optics letters*, 22(7), 484-5. (1997).
- [29]. Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P. S. J., et Sandro, J. P. De. "**Properties of photonic crystal fiber and the effective index model**". *J. Opt. Soc. Am. A* 15, pp 748-752. (1998).

- [30]. Andre, P., Ferrando, A., Silvestre, E., Jose, J., et Andre, M. V. “*Vector description of higher-order modes in photonic crystal fibers. America*”, 17(7), 1333–1340. (2000).
- [31]. Knight, J. C., Arriaga, J., Birks, T. A., Wadsworth, W. J., et Russell, P. S. J. “*Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber. Technology*”, 12(7), 807–809. (2000).
- [32]. Li, H., Mafi, A., Schülzgen, A., Li, L., Temyanko, V. L., Peyghambarian, N., & Moloney, J. V. “*Analysis and Design of Photonic Crystal Fibers Based on an Improved Effective-Index Method*”. *Lightwave*, 25(5), pp 1224–1230. (2007).
- [33]. Sheikhi, K., et Granpayeh, N, “*Complete analysis of photonic crystal fibers by full-vectorial 2D-FDTD method*”. *Optical and Quantum Electronics*, 40(13), 991–1003 (2009).
- [34]. F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux, P. Roy “*Complete Analysis of the Characteristics of Propagation into Photonic Crystal Fibers, by the Finite Element Method*”, *Optical Fiber Technology*, Volume 6, Issue 2, pp 181–191. (April 2000)
- [35]. M. Koshiba, et K. Saitoh, “*Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers*”, *Optics letters*, vol 29, no 15, pp 1739–41 (2004).
- [36]. Saitoh, K, et Koshiba, M. “*Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers*”. *Optics express*, 13(1), 267–74. (2005).
- [37]. T. Sorensen, J. Broeng, A. Bjarklev, E. Knudsen, S. E. B. Libori, “*Macro-bending loss properties of photonic crystal fiber*”, *Electronics Letters* , vol 37, no 5, pp 287-289, (2001).
- [38]. A. Argyros, T. A. Birks, S. Leon-Saval, C. Cordeiro, et P. Russel, “*Guidance properties of low-contrast photonic bandgap fibers*”, *Optics Express*, Vol 13, pp 2503-2511, (2005).
- [39]. H. Takara, T. Ohara, K. Mori, K. Sato, E. Yamada, Y. Inoue, T. Shibata, M. Abe, T. Morioka, et K. I. Sato, “*More than 1000 channel optical frequency chain generation from single supercontinuum source with 12.5 GHz channel spacing.*” *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 2089-2090, (2000).
- [40]. M. Zghal, F. Bahloul, R. Chatta, R. Attia, D. Pagnoux, P. Roy, G. Melin, L. Gasca, “*Full Vector Modal Analysis of Microstructured Optical Fibre Propagation Characteristics*”, *Proc. Of Spie*, Vol. 5524, pp. 313-322, (2004).
- [41]. R. Cherif et M. Zghal, “*Numerical study of supercontinuum generation in photonic crystal fibre*”, 14th IEEE International Conference on Electronics, Circuits and Systems, ICECS’2007, Marrakech, Maroc, pp. 415-418, (2007).

- [42]. Marcuse, D., et Laboratories, B. “***Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers***”. *Science*, (2), 106–109. (1978).
- [43]. M. D. Nielsen, et N. A. Mortensen, “***Photonic crystal fiber design based on the V-parameter***”, *Optics express*, vol 11, no 21, pp 2762–8, (2003).
- [44]. Nielsen, M. D., Mortensen, N. a., Folkenberg, J. R., et Bjarklev, a. “***Mode-Field Radius of Photonic Crystal Fibers Expressed by the V-parameter***”, *Optics Letters*, Vol. 28, Issue 23, pp. 2309-2311 (2003).
- [45]. www.blazephotonics.com
- [46]. <http://www.ircica.univ-lille1.fr/>
- [47]. RUSSELL P. St. J. “***Holey new fibers***”, Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 2001), papier TuL1, Anaheim (Californie, Etats Unis), (17-22 mars 2001).
- [48]. T. Birks, J. Knight, and P. Russel, “***Endlessly single mode photonic***”, *Optics Letters*, Vol. 22, pp. 961-963, (1997).
- [49]. LEPROUX P., BRÉCHET F., DOYA V., ROY P., PAGNOUX D., MARCOU J. “***Méthodes de modélisation appliquées aux fibres à cristal photonique***”. Journées Nationale d’Optique Guidée, Limoges (France)., (6-8 décembre 1999).
- [50]. WADSWORTH W. J., KNIGHT J. C., REEVES W. H., RUSSELL P. St. J., ARRIAGA J. “***Yb³⁺-doped photonic crystal fibre laser. Electronics Letters***”, (2000), vol. 36, n° 17, pp. 1452-1453.
- [51]. GLAS P., FISCHER D. “***Cladding pumped large-mode-area Nd-doped holey fiber laser***”. *Optics Express*, (2002), vol. 10, n° 6, pp. 286-290.
- [52]. BRODERICK N. G. R., MONRO T. M., BENNETT P. J., RICHARDSON D. J. “***Nonlinearity in holey optical fibers: measurement and future opportunities***”. *Optics Letters*, (1999), vol. 24, n° 20, pp. 1395-1397.
- [53]. LEE J. H., YUSOFF Z., BELARDI W., IBSEN M., MONRO T. M., RICHARDSON D. J. “***Investigation of Brillouin effects in small-core holey optical fiber: lasing and scattering***”. *Optics Letters*, (2002), vol. 27, n° 11, pp. 927-929.
- [54]. W. Wadsworth, R. Percival, G. Bouwnmans, J.Knight, and P.Russel, “***High power air-clad photonic crystal fibre laser***”, *Optics Express*, Vol. 11, Issue 1, pp. 48-53 (2003).
- [55]. FERRANDO A., SILVESTRE E., MIRET J. J., MONSORIU J. A., ANDRÉS M. V., RUSSELL P. St. J. “***Designing a photonic crystal fibre with flattened chromatic dispersion***”. *Electronics Letters*, (1999), vol. 35, n° 4, pp. 325-327.

- [56]. FERRANDO A., SILVESTRE E., ANDRÉS P. “*Designing the properties of dispersion flattened photonic crystal fibers*”. Optics Express, (2001), vol. 9, n° 13, pp. 687–697.
- [57]. ORTIGOSA-BLANCH A., KNIGHT J. C., WADSWORTH W. J., ARRIAGA J., MANGAN B. J., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J. “*Highly birefringent photonic crystal fibers. Optics Letters*”, (2000), vol. 25, n° 18, pp. 1325-1327.
- [58]. BARKOU LIBORI S., BROENG J., KNUDSEN E., BJARKLEV A., SIMONSEN H.R. “*High-birefringent photonic crystal fiber*”. Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 2001), papier TuM2, Anaheim (Californie, Etats Unis), (17-22 mars 2001).
- [59]. FOGLI F., SACCOMANDI L., BASSI P., BELLANCA G., TRILLO S. “*Full vectorial BPM modelind of Index-Guiding Photonic Crystal Fibers and Couplers*”, Optics Express, (2002), vol. 10, n° 1, pp. 54–59.
- [60]. T.Ritari, J. Tuominen, H. Ludvigsen, J. Petersen, T. Sorensen, T. Hansen, and H. Simonsen, “*Gas sensing air-guiding photonic bandgap fibers*,” Optics Express, Vol. 12, 4080 (2004).
- [61]. S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, and T. W. Hänsch, “*Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Femtosecond Laser Comb*”, Phys. Rev. Lett. Volume 84, Issue 22, 5102–5105 (2000).
- [62]. Y. Gaoa, N. Guoa, B. Gauvreau, M. Rajabian, O. Skorobogata, E. Pone, O. Zabeida, L. Martinu, C. Dubois and M. Skorobogatiy, “*Consecutive Solvent Evaporation and Co-Rolling Techniques for Polymer Multilayer Hollow Fiber Preform Fabrication*”, Journal of Materials Research, Vol 21, Issue 09, (2006).
- [63]. L. Cherbi, “*Propagation et caractérisation des fibres optiques*”, Magister en Electronique, Ecole Nationale Polytechnique, Alger (2007).

*« Le nerf optique est celui qui amène
les idées lumineuses au cerveau. »
de Jean-Charles*

CHAPITRE II

TECHNIQUES DE MODELISATION DES FMAS

Les propriétés optiques des FMAS changent de façon complexe avec les paramètres géométriques de la fibre qui dépendent du rayon des trous d et de l'espace entre les centres des trous Λ .

La modélisation rigoureuse des FMAS nécessite de trouver une méthode de résolution des équations de Maxwell, régissant le comportement du champ électromagnétique dans un guide d'onde. La méthode numérique doit être capable de traiter des profils transverses de géométrie arbitraire (sans symétrie de révolution) et qui peut présenter des transitions abruptes de l'indice de réfraction.

Nous présentons dans ce chapitre les différentes méthodes de modélisation qui permettent de prédire les caractéristiques de propagation. Une importance particulière sera donnée à la méthode des faisceaux propagés.

I. Les méthodes numériques de calcul

I.1. Méthode multipolaire (MM)

La méthode multipolaire (MM) est une méthode de modélisation des fibres à cristaux photoniques. Elle a été développée par l'Institut Fresnel de Marseille (France), et l'université de Sydney (Australie). Les chercheurs de ces laboratoires ont développé ce modèle numérique qui est capable de modéliser les fibres à cristaux photoniques à guidage par l'indice ou par résonance transverse [1, 2].

Cette méthode totalement vectorielle consiste à décrire chaque trou par sa matrice de diffraction. Le principe de la méthode est de calculer pour chaque trou la matrice de diffraction associée. Le champ électromagnétique dans chaque matrice de diffraction est exprimé dans un repère cylindrique local sous la forme de la somme d'une composante incidente et d'une composante sortante.

Sachant que le composant incident regroupant toutes les ondes en incidence directe sur un trou ainsi que les ondes diffusées par les autres trous.

Le champ électromagnétique est décomposé en séries de Fourier-Bessel, les matrices associées à chaque trou sont exprimés par un système matriciel suivant la formule (Eq.1).

$$[S] [F] = 0 \quad (1)$$

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

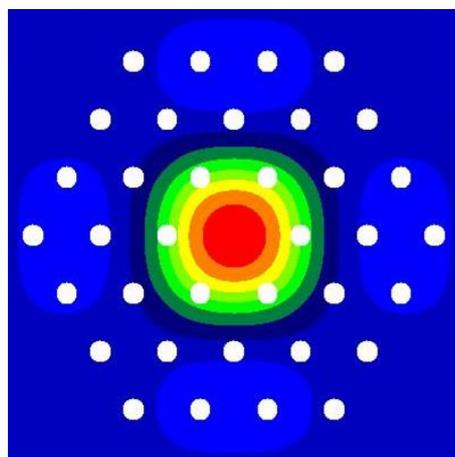
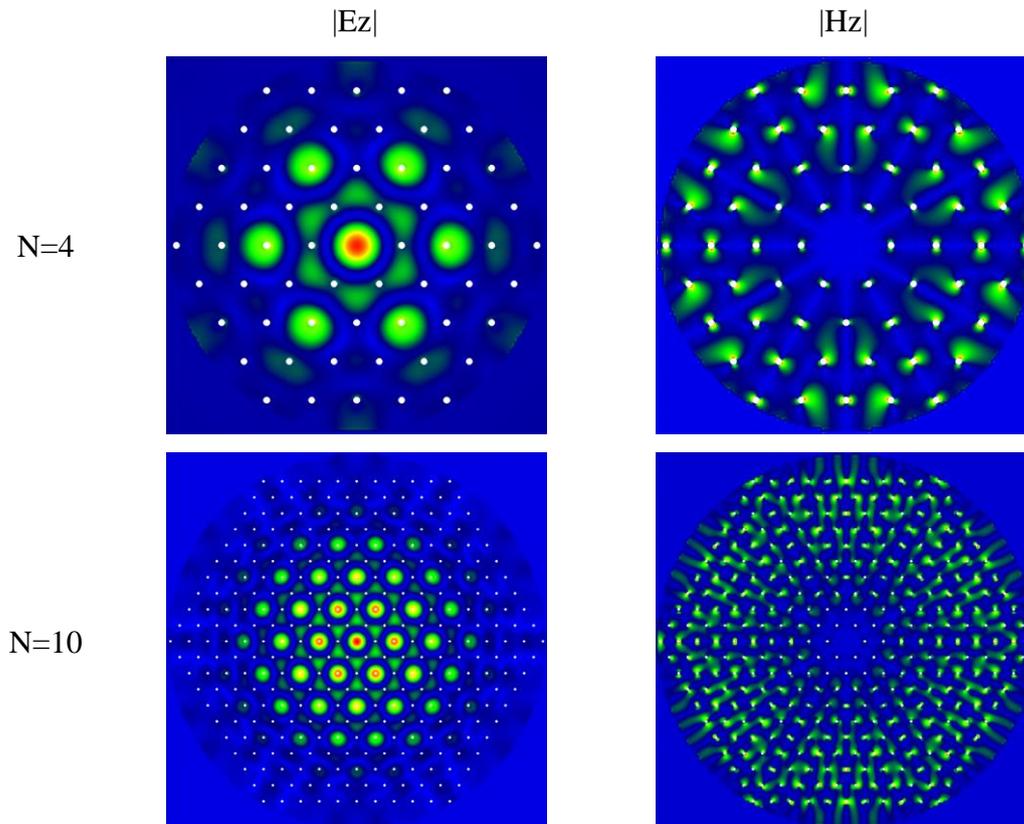


Figure 39 : Mode fondamental par la méthode multipolaire

Cette méthode présente l'avantage de prendre en compte la partie réelle et la partie imaginaire de la constante de propagation des modes de la fibre.

La partie imaginaire permet d'avoir accès aux pertes par confinement de la fibre. Ces pertes sont liées à l'extension finie de la microstructuration. Le calcul se fait en donnant en entrée la fréquence ω (c'est-à-dire que le calcul est effectué à une longueur d'onde fixée), et donne comme résultat la constante de propagation complexe et les vecteurs champs électrique et magnétique.



**Figure 40 : Répartition du mode fondamental. $\Lambda = 2,3\mu\text{m}$,
 $\lambda = 1,55\mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0,15$, et $n_{\text{silica}} = 1,44402036$.**

La méthode multipolaire est une méthode vectorielle rigoureuse mais très lourde à mettre en œuvre. Son avantage majeur est l'exploitation de la circularité des trous d'air lui permettant de converger avec une grande précision assez rapidement pour être capable de traiter des structures comportant un très grand nombre de trous. La figure (39) nous montre la répartition du mode fondamental d'une FMAS hexagonale avec la méthode multipolaire. La figure (40) montre la répartition du champ électrique pour deux types de structure. La première pour le nombre des rangées de trous $N=4$, et la deuxième $N=10$. La figure (41) présente une répartition pour différents espacements Λ entre les trous.

Cette méthode permet de réaliser une étude détaillée des caractéristiques dans les PCF (aire effective, dispersion chromatique, biréfringence, pertes de confinement...). Elle est capable de modéliser aussi bien la propagation par réflexion totale interne modifiée que la propagation par bandes interdites photoniques. Elle est applicable à la modélisation de fibres à cœur plein comme des fibres à cœur creux.

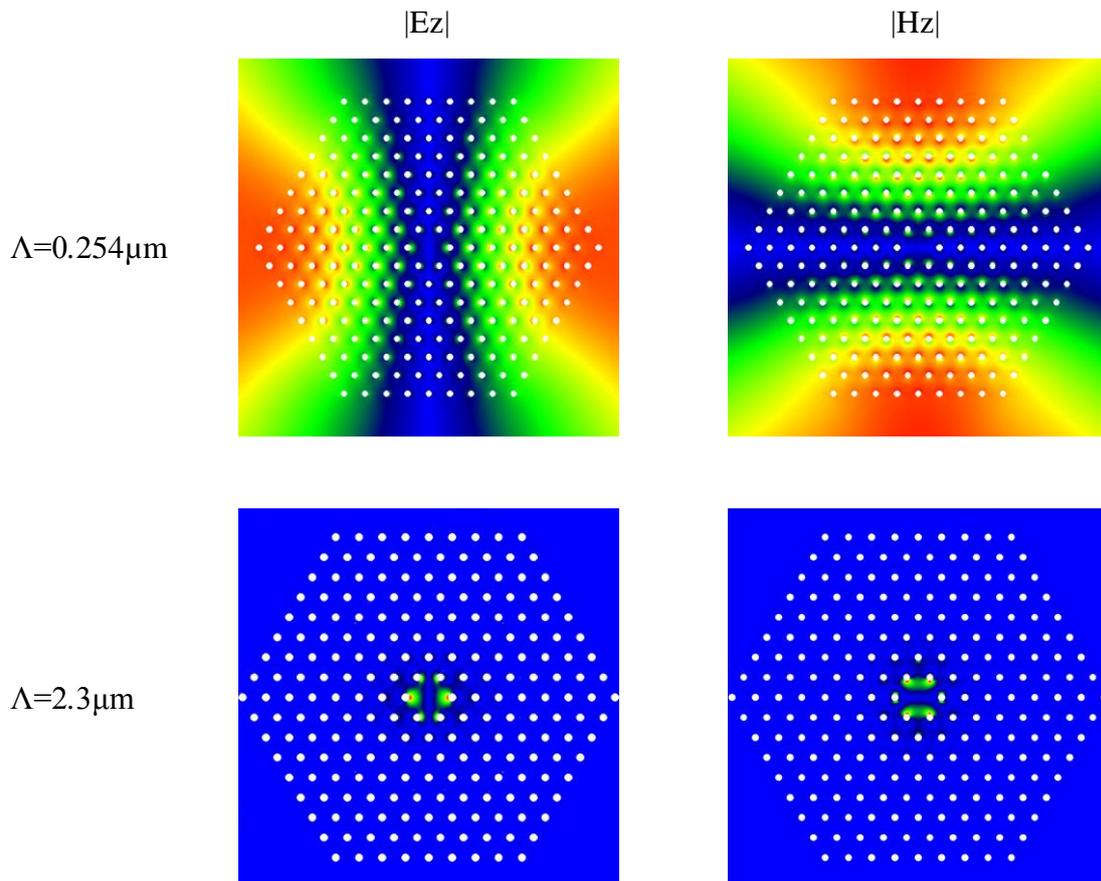


Figure 41 : Mode fondamental de deux FMAS avec différents pas (Pitch). $d/\Lambda = 0,3$ et $N_r = 8$. La distribution de champ change considérablement entre les deux valeurs de pitch, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ et $n_{\text{silica}} = 1,44402036$.

1.2. Méthode des faisceaux propagés (BPM)

La méthode des faisceaux propagés ou Beam Propagation Method (BPM), est la méthode de propagation la plus largement utilisée pour la modélisation des fibres optiques et les dispositifs de l'optique intégrée. Elle permet de prédire à partir d'un champ incident la distribution du champ à l'intérieur d'une structure. De nombreux travaux ont été publiés sur cette méthode; [4].

Elle permet de prédire du champ optique dans des circuits d'optique intégrée (structures complexes) [4, 5, 6], non uniformes monomodes ou multimodes. Cette technique est itérative : elle permet de calculer l'amplitude du champ électrique avec un pas de discrétisation très petit. Une autre caractéristique de la BPM est que l'approche est facilement appliquée à des géométries complexes.

Une autre version de la BPM a été développée, elle est basée sur la méthode des éléments finis (wide-angle FE-BPM) pour des guides optiques tridimensionnels en utilisant l'approximation Padé [7].

1.3. Méthode des différents finies « FDTD »

La méthode des différences finies « FDTD » est une solution rigoureuse pour les équations de Maxwell. Elle ne fait pas d'approximations ou de restrictions très importantes [9]. Cette méthode est largement utilisée en optique intégrée.

C'est une méthode numérique très répandue pour la résolution des problèmes de l'électromagnétisme, et pouvant être appliquée aux milieux conducteurs comme elle peut être appliquée aux milieux diélectriques. Cette méthode est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique et pour calculer les distributions du champ dans des structures de dimensions finies [8, 9, 10].

Cette méthode est basée sur la maille de Yee [11]. Grâce au calcul des composantes du champ E et H sur une grille des points espacés de Δx , Δy , Δz . Les composantes du champ E et H sont ensuite entrelacés dans les trois dimensions de l'espace comme représenté sur la figure (42).

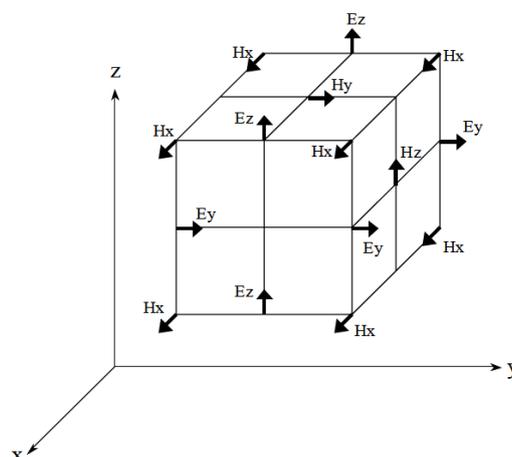


Figure 42 : Maillage de “Yee”

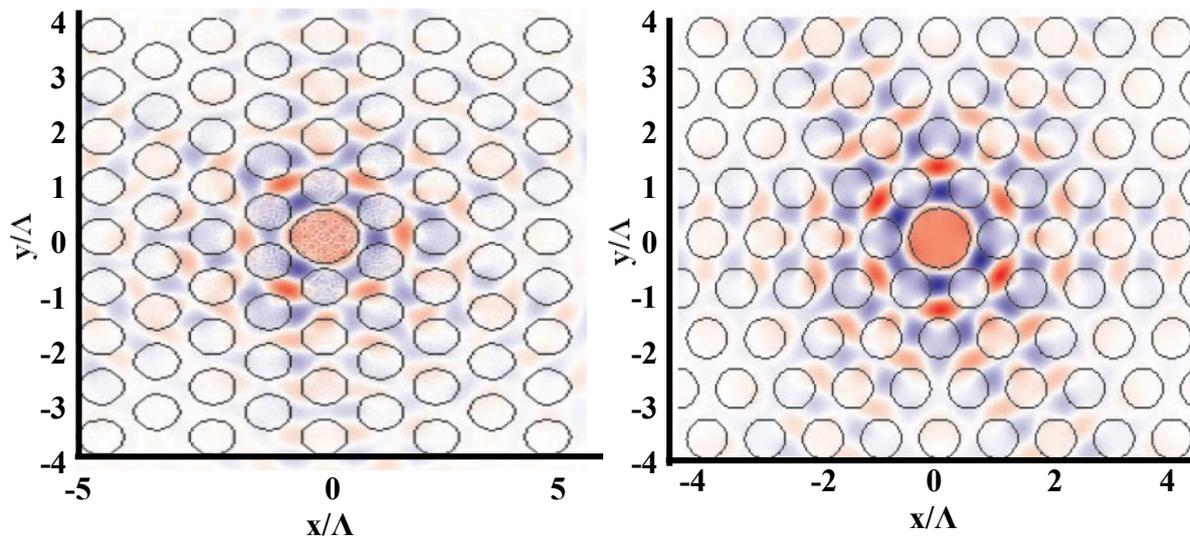


Figure 43 : Le mode fondamental en utilisant la technique FDTD

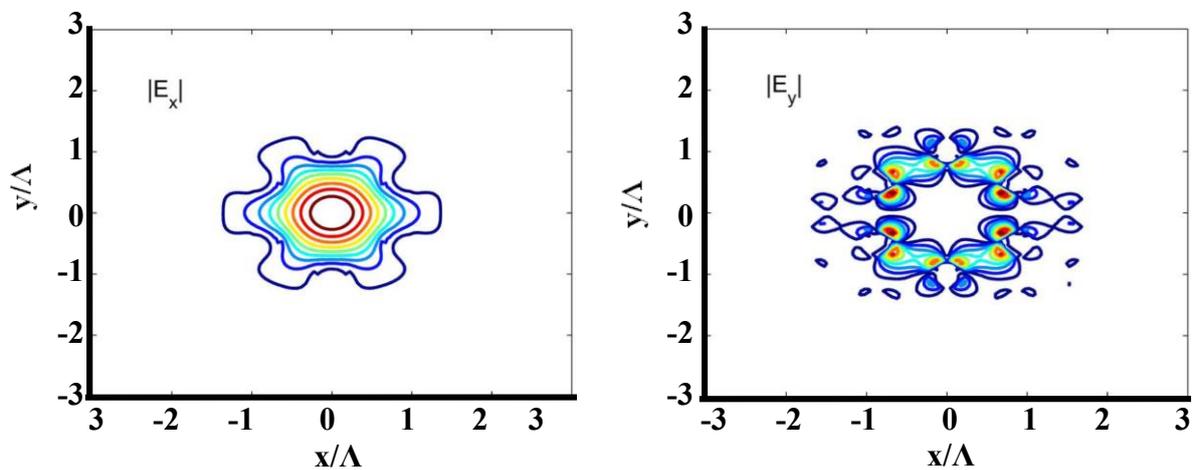


Figure 44 : Contours du champ électrique transverse
du mode fondamental à $\lambda = 1,5\mu\text{m}$.

La méthode FDTD, est fondée sur la résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel. Elles sont ensuite discrétisées et appliquées sous forme d'un logiciel convivial.

Cependant, cette méthode de calcul est très lente et exige des ressources informatiques de calculs importantes, car les champs sont calculés en tous points de la structure, et pour tous les incréments de temps. De plus, la durée du calcul peut être longue pour des structures résonantes.

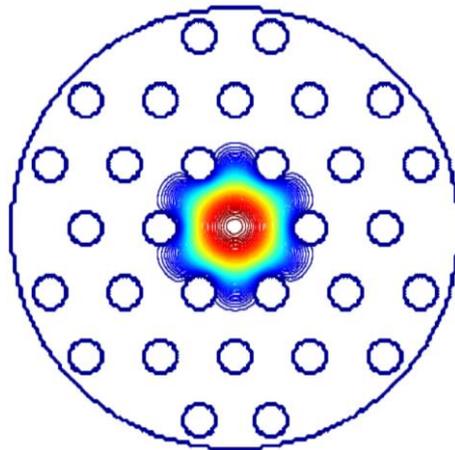


Figure 45 : Contours de la composante E_x du mode fondamental d'une fibre microstructurée à $\lambda = 1.55\mu\text{m}$

1.4. Méthode des éléments finis (MEF) « FEM »

La méthode des éléments finis est une technique numérique apparue vers les années 1940. A l'origine, elle était utilisée pour résoudre les problèmes de mécanique des structures. La première application de cette méthode à un problème d'ingénierie électrique remonte à la fin des années 1960. Depuis lors, elle est utilisée dans un nombre croissant de problèmes d'ingénierie et notamment dans le domaine du calcul appliqué à l'électromagnétisme.

De manière générale, la plupart des problèmes physiques peuvent se formuler ainsi : Trouver un champ (scalaire, vectoriel ou tensoriel) $u(M,t)$ satisfaisant à un ensemble d'équations aux dérivées partielles et d'équations ordinaires en tout point M d'un domaine Ω et à tout instant t , tout en respectant des conditions aux limites (éventuellement fonctions du temps) sur la frontière $\partial\Omega$ du domaine. Les conditions aux limites sont des relations ou des valeurs imposées à u et/ou à ses dérivées sur la frontière.

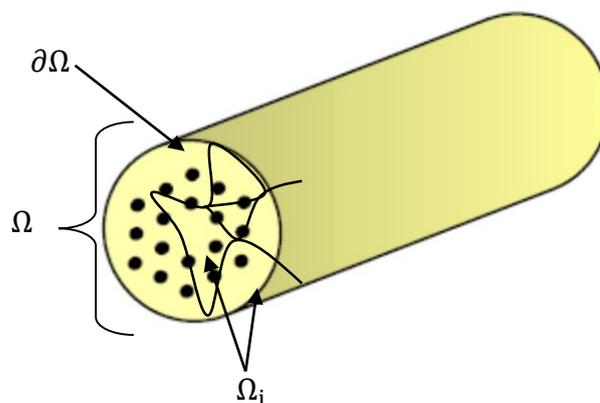


Figure 46 : Domaine Ω , sous-domaines Ω_i et bord $\partial\Omega$.

Une des premières étapes dans les méthodes FEM consiste à faire un maillage de la structure; c'est-à-dire à la division de l'espace de travail en petits éléments. Le but de l'analyse consiste à calculer le champ aux différents nœuds (coins de chaque élément découpé). La plupart des méthodes d'éléments finis utilisent des techniques variationnelles formulées à partir des équations de Maxwell [1, 2].

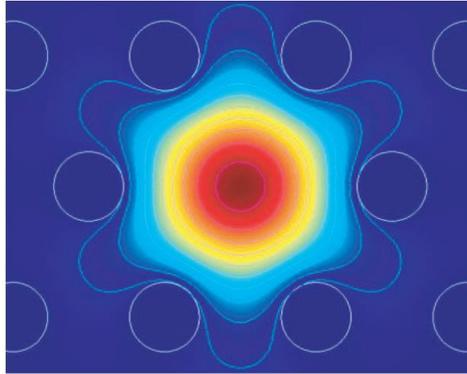


Figure 47 : Répartition transverse du champ électrique dans une FMAS avec les paramètres $d/\Lambda = 0.46$ et $\Lambda = 8\mu\text{m}$

Cette méthode peut être utilisée afin de modéliser les fibres à cristaux photoniques. Les grandeurs à mesurer sont les champs électromagnétiques qui peuvent être excités dans la fibre. Elles sont calculées en résolvant les équations de Maxwell qui régissent leur comportement. Le domaine d'étude est un domaine spatial décrivant la structure opto-géométrique de la fibre.

Dans les PCF, la fibre photonique est le domaine Ω , et chaque trou de la fibre c'est Ω_i (i désigne le nombre des trous), Ω_j c'est le sous-domaine. Avec ce maillage, on obtient un système de maillage de plusieurs sous-domaine, Ω_i et Ω_j (Fig.48).

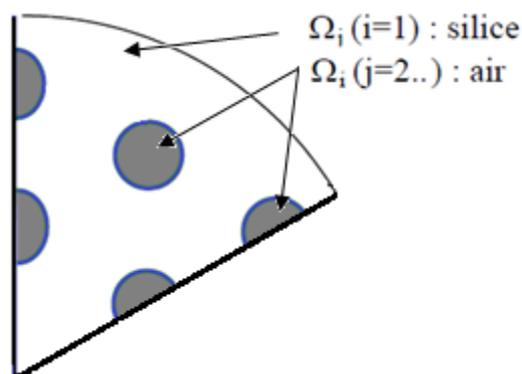


Figure 48 : Le système de maillage de plusieurs sous-domaines

1.5. Méthode des ondes planes « PWE »

La méthode de décomposition en ondes planes (en anglais *Plane Wave Expansion method*, PWE) est une technique de calcul en électromagnétisme permettant de résoudre les équations de Maxwell en les transformant en un problème aux valeurs propres. Dans les cristaux photoniques, cette méthode est utilisée pour déterminer la structure de bande (relation de dispersion) des cristaux d'une géométrie donnée [12, 13, 14, 15].

La FMAS possède une gaine périodique et qui est donc hétérogène. $\varepsilon_r(\vec{r})$ est aussi périodique, $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposés sous la forme : $\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{k}\vec{r}}$ et $\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{k}\vec{r}}$, où les fonctions $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors, il est possible de développer $\varepsilon_r(\vec{r})$, $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ en séries de Fourier [16] :

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}).e^{i\vec{G}\vec{r}} \quad (2)$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{i\vec{G}\vec{r}} \right].e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \right] \quad (3)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{i\vec{G}\vec{r}} \right].e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \right] \quad (4)$$

Où : \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque et où $\varepsilon_r(\vec{G})$, $u_{\vec{k}}(\vec{G})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{G})$ sont les composantes dans l'espace réciproque (que l'on peut déterminer par une intégrale de Fourier).

En utilisant ces décompositions on peut écrire :

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \nabla \times E(\vec{r}, \omega) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 E(\vec{r}, \omega) \quad (5)$$

1.5.1. Cas d'une structure périodique 1D

Soit une onde électromagnétique polarisée dans la direction y, et se propageant dans la direction z, incidente sur un réseau de Bragg 1D périodique seulement dans la direction z et homogène dans les directions x et y, avec un paramètre de réseau a.

Nous obtenons les relations simplifiées [44] :

$$\frac{1}{\epsilon_r} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} K_m^{\epsilon_r} e^{-j\frac{2\pi m}{a}} \quad (6)$$

$$E(\vec{r}, \omega) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} K_n^{E_y} e^{-j\frac{2\pi m}{a} \approx -j\vec{k}\vec{r}} \quad (7)$$

Où les coefficients de la série de Fourier sont les nombres K indicés par m et n respectivement.

ϵ_r : Permittivité

a : Pas du réseau

ω : Pulsation

\vec{k} : Vecteur d'onde

\vec{r} : Vecteur position

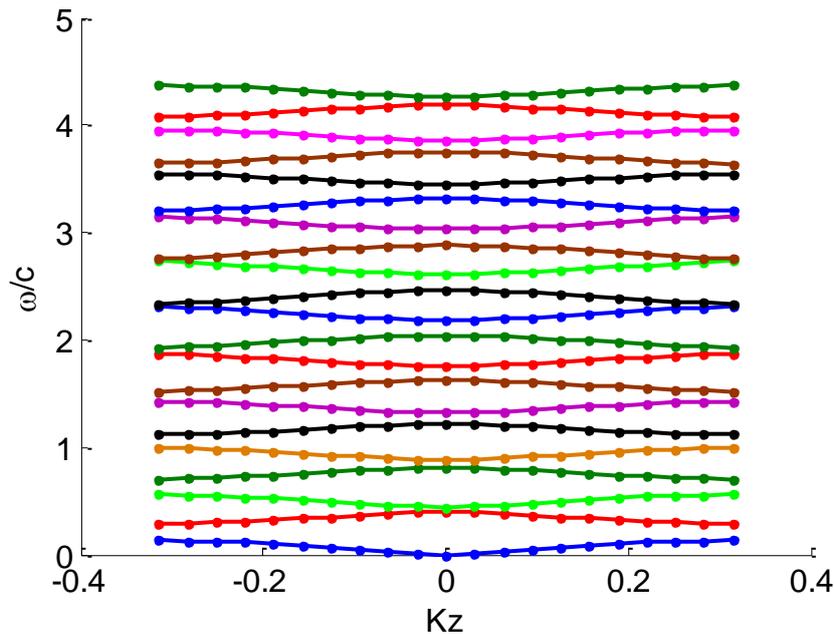


Figure 49 : Diagramme de bandes pour une structure de Bragg (1D)

L'équation aux valeurs propres à résoudre devient :

$$\sum_n \left(\frac{2\pi n}{a} + k_z \right) \left(\frac{2\pi m}{a} + k_z \right) K_{m-n}^{\epsilon_r} K_n^{E_y} = \frac{\omega^2}{c^2} K_m^{E_y} \quad (8)$$

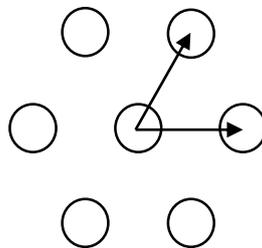
Cette équation peut être résolue en construisant une matrice pour les termes du côté gauche et en déterminant des valeurs et vecteurs propres. Les valeurs propres correspondent aux solutions modales, tandis que les champs électrique et magnétique peuvent être tracés en utilisant les décompositions de Fourier. Les coefficients des harmoniques du champ sont obtenus à l'aide des vecteurs propres spécifiques.

La figure (49) présente une structure de bande d'un cristal photonique 1D.

I.5.2. Avantages

La méthode des ondes planes nous permet de calculer la distribution des champs électriques et magnétiques de chacun des modes dans la structure. En pratique, la structure est définie par une cellule et par un réseau périodique selon lequel cette cellule est reproduite pour couvrir entièrement l'espace (Fig.50).

Les décompositions de cette méthode sont des solutions exactes. La méthode est particulièrement bien adaptée au problème des solutions modales. Les problèmes de grande taille peuvent être résolus en utilisant des techniques itératives, comme la méthode du gradient conjugué.



**Figure 50 : Cellule élémentaire pour le réseau triangulaire 2D
d'une structure photonique**

I.5.3. Inconvénients

Il se peut que de faux modes apparaissent. La méthode est assez consommatrice à la fois de temps et d'espace mémoire.

II. Application de la méthode du faisceau propagé (BPM) pour l'étude des micro-structures

II.1. Les principes de base

La BPM est une méthode numérique qui nous permet de déterminer le champ électromagnétique dans un guide d'onde tel que les coupleurs ou les fibres optiques.

Le problème consiste à partir d'une distribution arbitraire de l'indice de réfraction $n(x,y,z)$, bien définie, à l'entrée du plan à $z=0$, $E(x,y,z=0)$, puis de calculer la distribution spatiale $E(x,y,z)$ à une distance z .

Cette méthode permet d'analyser des structures suivant une direction de propagation. Le principe de cette technique repose sur la décomposition de la distance de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu homogène sur les distances δz .

La figure 51 montre l'exemple d'un coupleur Y. Un faisceau lumineux est injecté dans ce coupleur à $z=0$. Le problème est de déterminer la distribution de l'intensité de la lumière à la sortie de ce coupleur, et particulièrement, l'intensité dans les deux bras du coupleur.

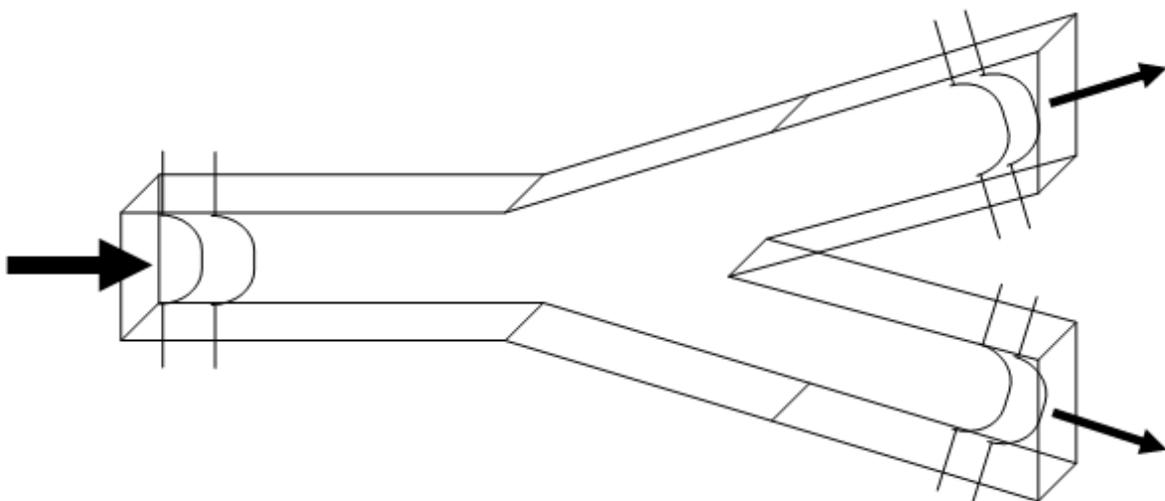


Figure 51 : Diviseur de puissance en optique guidée.

La figure (52.a) représente le coupleur (en rouge), et le profil transversal de l'amplitude du champ à plusieurs positions le long du coupleur (en bleu). Les autres figures (52.b et 52.c) donnent une représentation en 3D.

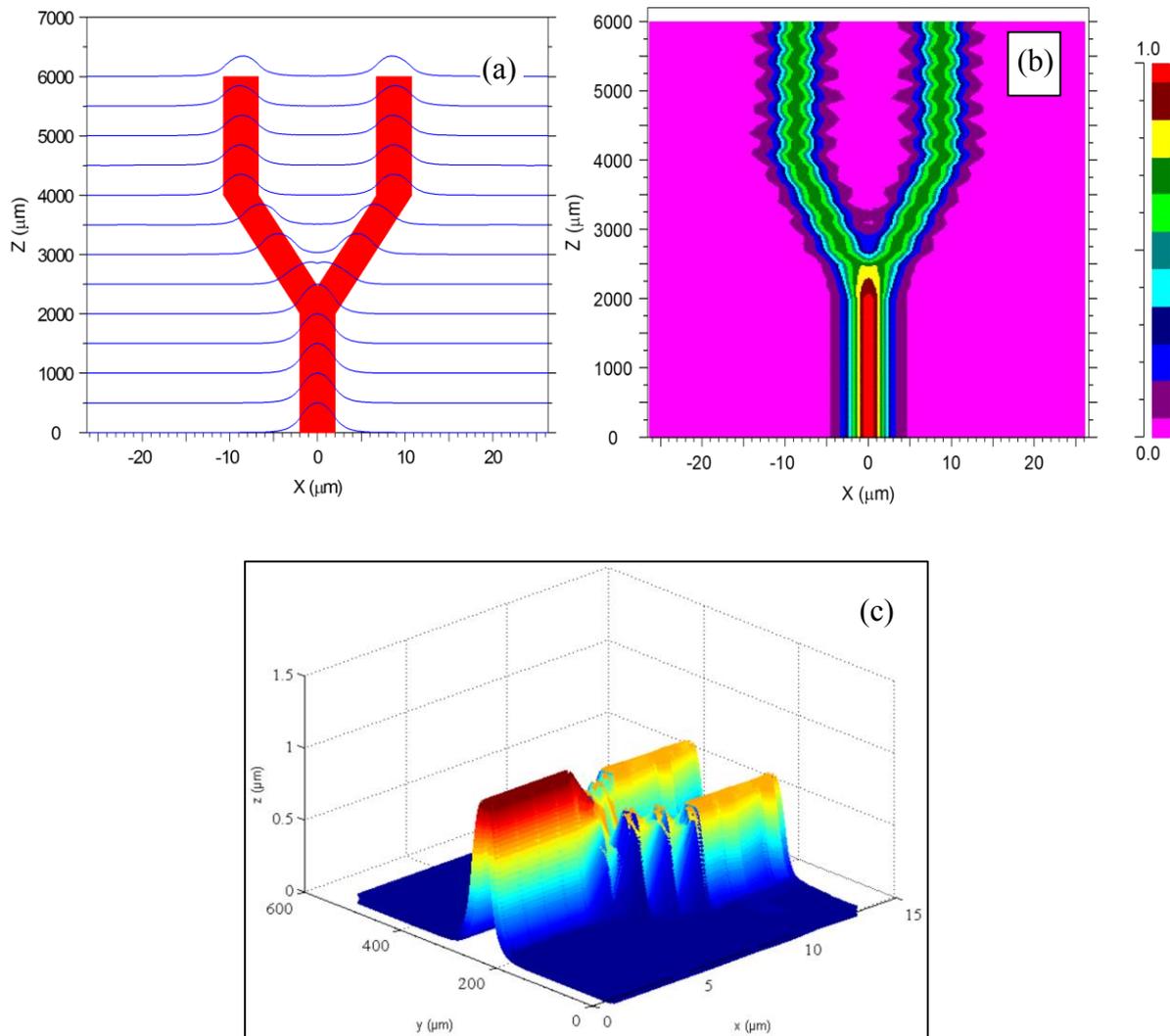


Figure 52 : Propagation du champ dans un coupleur en Y

En conclusion, la BPM offre la possibilité d'étudier des guides sans connaître au préalable ses propriétés modales. De plus, la rapidité de calcul et le peu de capacité mémoire nécessaire, en raison de la discrétisation spatiale dans une seule des deux directions, en font une méthode prometteuse par rapport aux méthodes numériques dites « lourdes ».

II.2. BPM Scalaire, paraxiale

La BPM est essentiellement une approche particulière pour l'approximation de l'équation d'onde exacte pour des ondes monochromatiques. On suppose dans cette section des faisceaux peu inclinés par rapport l'axe de propagation (approximation paraxiale) [65].

L'hypothèse du champ scalaire permet décrire l'équation d'onde (équation d'Helmholtz) comme suit :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + k(x, y, z)^2 \phi = 0 \quad (9)$$

où $E(x, y, z, t) = \phi(x, y, z)e^{-i\omega t}$, et $k(x, y, z, t) = k_0 n(x, y, z)$ a été introduite pour le nombre d'onde dans le milieu considéré.

Avec $k_0 = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde dans le vide.

La géométrie du problème est définie entièrement par la distribution d'indice de réfraction $n(x, y, z)$.

On suppose que la variation la plus rapide dans ϕ est la variation de phase propagation le long de l'axe de propagation:

$$\phi(x, y, z) = u(x, y, z)e^{i\bar{k}z} \quad (10)$$

Tel que u est un champ lentement variable.

Ici, \bar{k} est un nombre constant choisi pour représenter la variation moyenne de la phase ϕ , et est dénommé le nombre d'onde de référence. Ce dernier est souvent exprimé en termes d'indice de réfraction de référence \bar{n} , par $\bar{k} = k_0 \bar{n}$.

En remplaçant dans l'équation d'Helmholtz, on obtient l'équation suivante pour le champ variant lentement en u :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2i\bar{k} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u = 0 \quad (11)$$

L'équation ci-dessous (11) est tout à fait équivalente à l'équation d'Helmholtz, sauf qu'elle est exprimée en fonction de u . Il est maintenant admis que la variation de u en fonction de z est suffisamment lente pour que le premier terme de l'équation (11) peut être négligé par rapport au deuxième terme.

Avec cette hypothèse et après réarrangement, l'équation (11) se réduit à:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u \right) \quad (12)$$

C'est l'équation de la BPM de base en trois dimensions (3D). La simplification à deux dimensions (2D) est obtenue en omettant toute dépendance de y .

Étant donné un champ d'entrée, $u(x, y, z = 0)$, l'équation ci-dessus (12) détermine l'évolution du champ dans l'espace $z > 0$.

Il est important de reconnaître ce qui a été gagné et perdu dans l'approche ci-dessus. Tout d'abord, la factorisation de la variation rapide de phase, permet à u variant lentement à être représenté numériquement le long de Z (longitudinal). Deuxièmement, l'élimination du terme en dérivée seconde de z réduit le problème de la valeur limite de deuxième ordre exigeant itération ou analyse de valeurs propres, à un problème de premier ordre avec des valeurs initiales qui peuvent être résolues par de simples «intégrations» le long de la direction propagation z . Ce dernier point est également un facteur important dans la détermination de l'efficacité de la BPM, ce qui implique une réduction du temps d'un facteur au moins de l'ordre N_z (le nombre de points de grille longitudinale) par rapport à une solution numérique complète de l'équation de Helmholtz.

L'approximation à enveloppe lentement variable limite la considération à des champs qui se propagent principalement le long de l'axe z (paraxialité), et impose également des restrictions sur le contraste d'indice.

L'élimination de la dérivée seconde élimine aussi la possibilité des ondes se propageant vers l'arrière (sens inverse de l'axe z). Ainsi des dispositifs pour lesquels la réflexion est importante ne seront pas bien modélisés [65].

II.3. Solution numérique et conditions aux limites

Une approche implicite des différences finies basé sur le schéma bien connu de Crank-Nicholson est utilisée dans la plupart des problèmes de l'optique intégrée [19, 20].

Elle est fréquemment notée FD-BPM (Méthode de Propagation du Faisceau à différences finies) dans la littérature, ou simplement BPM. Dans l'approche des différences finies, le champ transversal dans le plan (XY) est discrétisé sur une grille, et sur des plans discrets le long de la direction de propagation (z) [65].

Le but est de développer des équations numériques qui déterminent le champ dans tous les plans. Cette étape élémentaire est ensuite répétée pour déterminer le champ dans toute la structure.

Par souci de simplicité, on illustre l'approche pour un champ scalaire en 2D (xy), et l'extension en 3D est ensuite brièvement résumée. u_i^n désigne le champ au point de la grille transversale i , et dans un plan longitudinal n . On suppose que les points de la grille les plans sont régulièrement espacés par Δx et Δz , respectivement.

Dans la méthode de Crank-Nicholson l'équation (12) est représentée par rapport au plan médian entre le plan connu n et le plan inconnu $n+1$ comme suit:

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left(\frac{\delta^2}{\Delta x^2} + \left(k \left(x_i, \frac{z_{n+1}}{2} \right)^2 + \bar{k}^2 \right) \right) \frac{U_i^{n+1} + U_i^n}{2} \quad (13)$$

δ^2 représente l'opérateur standard de différence de second ordre, $\delta^2 u_i = (u_{i+1} + u_{i-1} - 2u_i)$ et $\frac{z_{n+1}}{2} \equiv z_n + \Delta z/2$

L'équation ci-dessous (13) peut être réorganisée sous la forme d'une équation de matrice tri-diagonale pour u_i^{n+1} comme suit:

$$a_i u_{i-1}^{n+1} + b_i u_i^{n+1} + c_i u_{i+1}^{n+1} = d_i \quad (14)$$

L'équation ci-dessus est appliquée aux points limites $i = 1$ et N se réfère à des quantités inconnues en dehors du domaine. Pour ces points, l'équation ci-dessus doit être remplacée par des conditions aux limites appropriées qui complètent le système d'équations. Le choix de ces conditions est essentiel, car un mauvais choix peut conduire à une réflexion artificielle de lumière incidente sur ces limites, et qui va influencer le domaine de calcul.

Plusieurs ouvrages ont introduit un matériau artificiel absorbant près du bord du domaine, mais l'ajustement des paramètres de l'absorbeur afin de minimiser la réflexion est très délicat. Des réflexions artificielles persistent dans de nombreux cas. Une condition aux limites communément utilisée est la condition à limite transparente ou TBC [21].

L'approche de base consiste à supposer que près de l'interface le champ se comporte comme une onde plane sortante, dont les caractéristiques (amplitude, direction) sont déterminées dynamiquement via un algorithme heuristique.

La TBC est généralement très efficace en permettant au rayonnement de sortir librement du domaine de calcul, mais il ya des cas pour lesquels elle n'est pas très performante, [22, 23].

La solution numérique ci-dessus peut être facilement étendue à la 3D, mais l'extension directe

de l'approche de Crank-Nicholson conduit à un système d'équations qui n'est pas tri-diagonale. Heureusement. Il existe une autre approche dénommée la direction alternée implicite ou méthode ADI [24], qui permet à un problème 3D d'être résolu avec $O(N_x \cdot N_y)$ opérations optimales.

II.4. BPM Vectorielle

L'effet de la polarisation peut être inclus dans la BPM en considérant que le champ électrique E est un vecteur [65]. On dérive à partir de l'équation d'onde vectorielle plutôt que de l'équation d'Helmholtz scalaire [3, 25, 26]. Dans une première approche, les équations sont formulées en termes de composantes transversales du champ (E_x et E_y), et le résultat est un ensemble d'équations couplées [26] de la forme :

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = A_{xx}u_x + A_{xy}u_y \quad (15)$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial z} = A_{yx}u_x + A_{yy}u_y \quad (16)$$

Les A_{ij} sont des opérateurs différentiels complexes donnés par :

$$A_{xx}u_x = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 u_x) \right] + \frac{\partial^2}{\partial y^2} u_x + (k^2 - \bar{k}^2) u_x \right\} \quad (17)$$

$$A_{yy}u_y = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 u_y) \right] + \frac{\partial^2}{\partial x^2} u_y + (k^2 - \bar{k}^2) u_y \right\} \quad (18)$$

$$A_{yx}u_x = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 u_x) \right] + \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} u_x \right\} \quad (19)$$

$$A_{xy}u_y = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 u_y) \right] + \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} u_y \right\} \quad (20)$$

Les opérateurs A_{xx} et A_{yy} dépendent de la polarisation due aux différentes conditions aux limites aux interfaces, des différentes constantes de propagation et des pertes de courbure. Les autres termes hors diagonale A_{xx} et A_{yy} sont dus au couplage de polarisation et modes hybrides, aux effets géométriques, telle que l'influence des coins ou des parois inclinées de la structure.

La simplification $A_{xy} = A_{yx} = 0$ donne l'approximation semi-vectorielle. Dans ce cas, les composantes du champ transversal sont découplées, ce qui simplifie considérablement le problème tout en conservant les effets de polarisation. A moins qu'une structure soit spécifiquement conçue pour induire le couplage, l'effet des termes hors diagonale est extrêmement faible et l'approximation semi-vectorielle est une excellente approche.

II.5. BPM grand-angle

La restriction sur la paraxialité BPM, ainsi que les restrictions liées au contraste d'indice de réfraction et de la propagation multimode, peuvent être assouplies par l'utilisation des extensions qui ont été appelées BPM grand-angle, [27, 28]. L'idée essentielle derrière ces différentes approches est de réduire les limitations paraxiales en intégrant l'effet du terme $\partial^2 u / \partial z^2$ négligé dans la dérivation de la BPM de base [65].

La formulation la plus répandue est appelée la technique à étapes multiples à grand-angle à base de l'approximation de Padé [29], qui est une méthode d'approximation d'une fonction analytique par une fonction rationnelle.

Une approche simple pour dériver une équation BPM à grand-angle est de considérer l'équation d'onde d'Helmholtz écrite en termes de champ variant lentement (Eq.3), mais avec l'approximation à enveloppe lentement variable et en négligeant le terme $\partial^2 u / \partial z^2$.

La solution suivante du premier ordre en z peut être obtenue :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = i\bar{k}(\sqrt{1+p} - 1)u \quad (21)$$

avec

$$p \equiv \frac{i}{\bar{k}^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2) \right) \quad (22)$$

Cette équation nécessite l'intégration de l'équation en tenant compte de P le radical. Une approche possible serait d'utiliser un développement de Taylor.

Cependant l'approximation de Padé est plus précise que le développement de Taylor pour le même ordre des termes [29]. Cette approche conduit à l'équation suivante à grand-angle: [29]

$$\frac{\partial u}{\partial z} = i\bar{k} \frac{N_m(p)}{D_n(p)} u \quad (23)$$

N_m et D_n sont des polynômes en p , et (m, n) est l'ordre de l'approximation.

Le tableau ci-dessous donne les approximations:

Ordre de Padé (m,n)	N_m	D_n
(1, 0)	$P/2$	1
(1, 1)	$P/2$	$1 + P/4$
(2, 2)	$P/2 + P^2/4$	$1 + 3P/4 + P^2/16$

Exemple d'utilisation du BPM à grand angle

L'algorithme de base de la BPM est fondamentalement utilisé pour la propagation paraxiale. Cependant, de nombreuses structures de guides d'onde nécessitent une propagation à des angles supérieurs à ~ 10 - 15 degrés par rapport à l'axe optique.

Cette partie décrit un exemple de guide d'onde par la méthode BPM grand-angle. Le guidage se fait sur une distance de propagation de $200\mu\text{m}$ selon un angle par rapport à l'axe optique de 20° . Diverses simulations seront réalisées pour démontrer les effets de la propagation grand-angle et la façon dont ces effets sont atténués par l'utilisation des Padé plus élevés. Notez que cet exemple sera réalisé en 2D.

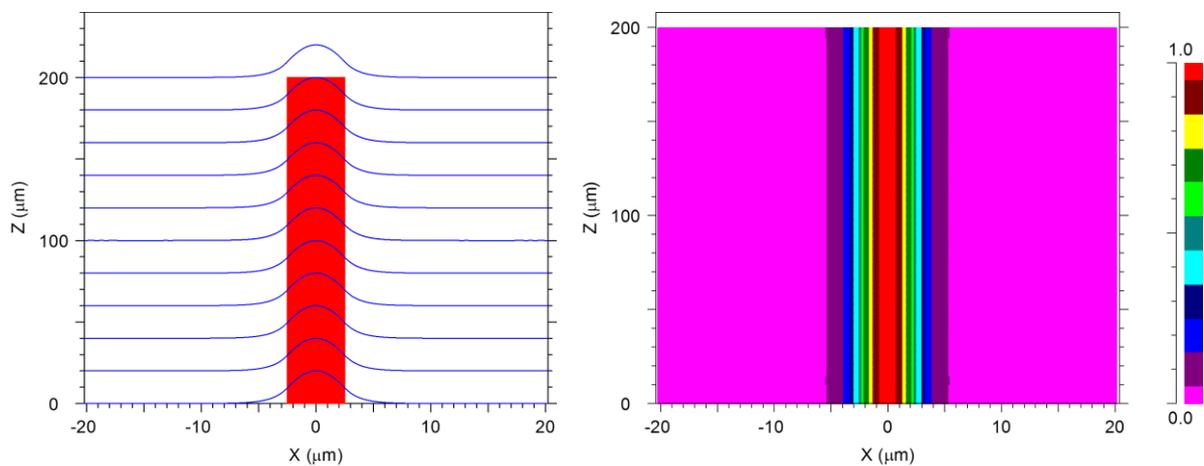


Figure 53 : Evolution du champ électrique dans un guide d'onde rectangulaire

La figure (53) montre la distribution du champ électromagnétique dans un guide d'onde rectangulaire, selon la direction z . Lorsqu'on applique la méthode du grand-angle BPM sur ce guide d'onde, par une inclinaison à partir de l'axe optique de 20° (Fig.54.a), le faisceau lumineux ne propage pas dans le guide (Fig.54.b), on doit ajuster notre faisceau lumineux par une inclinaison de 20° (Fig.55).

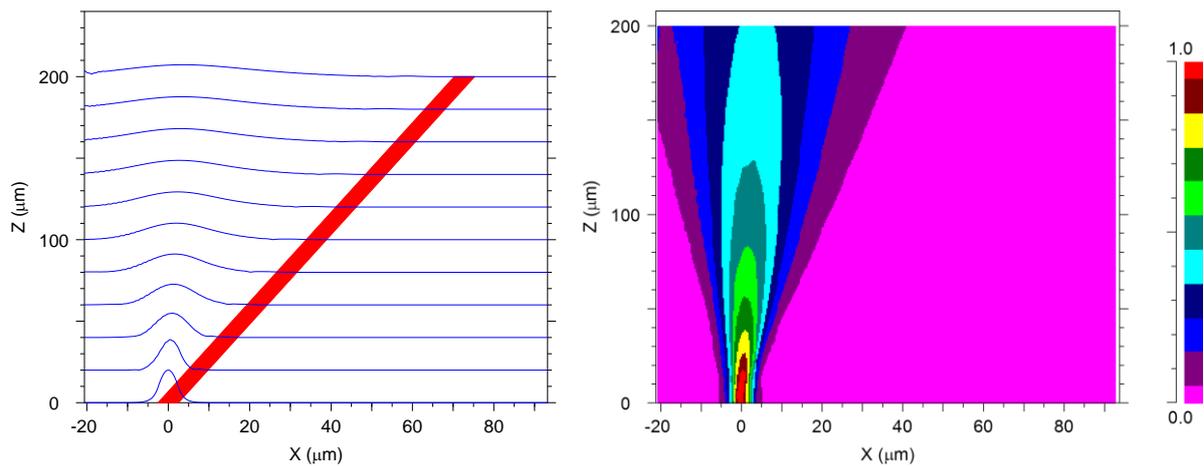


Figure 54 : Inclinaison de 20° du guide d'onde

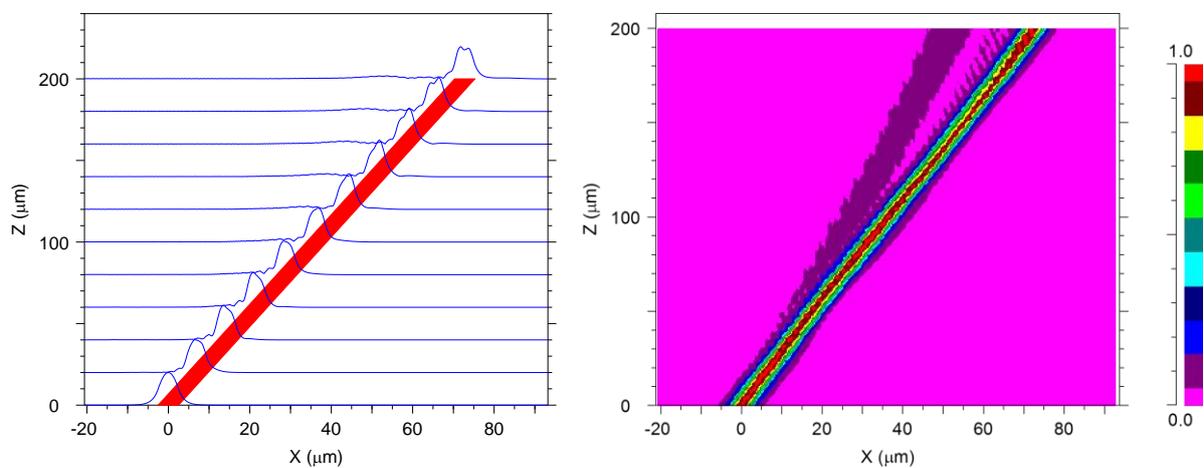


Figure 55 : Inclinaison du faisceau lumineux

Maintenant on utilise la méthode BPM grand-angle. La figure 56 de gauche représente la distribution du champ dans le guide suivant la direction de propagation, et la figure 56 de droite représente la puissance transmise sur une longueur de 200 μm . On remarque une perte de puissance en raison de l'angle. Afin de réduire les pertes on peut agir les pas de simulations Δx , Δz , et également sur les ordres du padé.

La simulation a été réalisée pour différents pas de calcul, et avec un ordre de padé de (1,0). La figure 56 a été obtenue avec un pas de calcul de $\Delta x = 0.2$; $\Delta y = 1$; $\Delta z = 2$. On remarque une perte de puissance de 15% dans la moitié du guide, c'est-à-dire à une distance de 100 μm , Avec des perte de 15%. Par contre dans la figure 57, avec le même padé de l'ordre de (1,0), et un pas de calcul de $\Delta x = 0.2$; $\Delta y = 1$; $\Delta z = 1$, on a perdu une puissance de 9%. On remarque que lorsqu'on change le pas de calcul, on gagne une puissance importante, si on réduit le pas de calcul de 1, on peut gagner jusqu'à 8% de puissance.

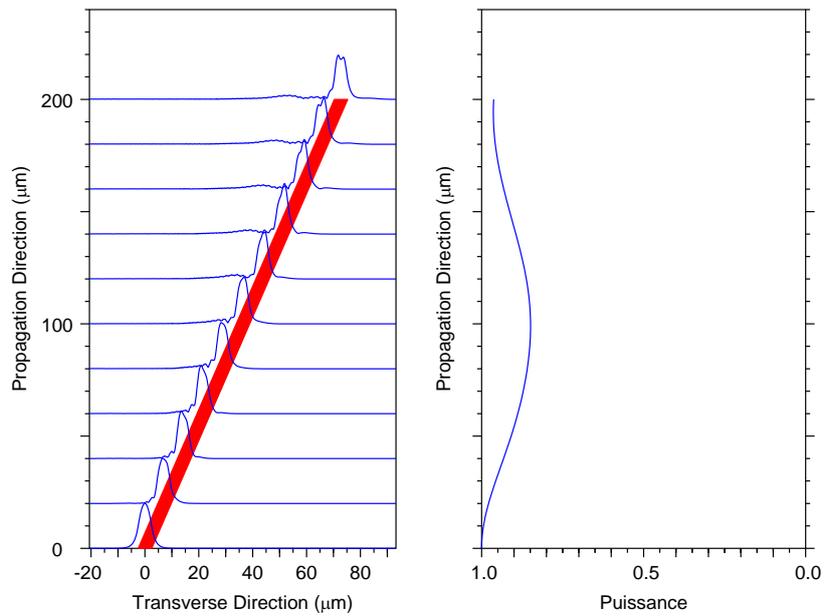


Figure 56 : Simulation pour $\Delta x = 0.2$; $\Delta y = 1$; $\Delta z = 2$

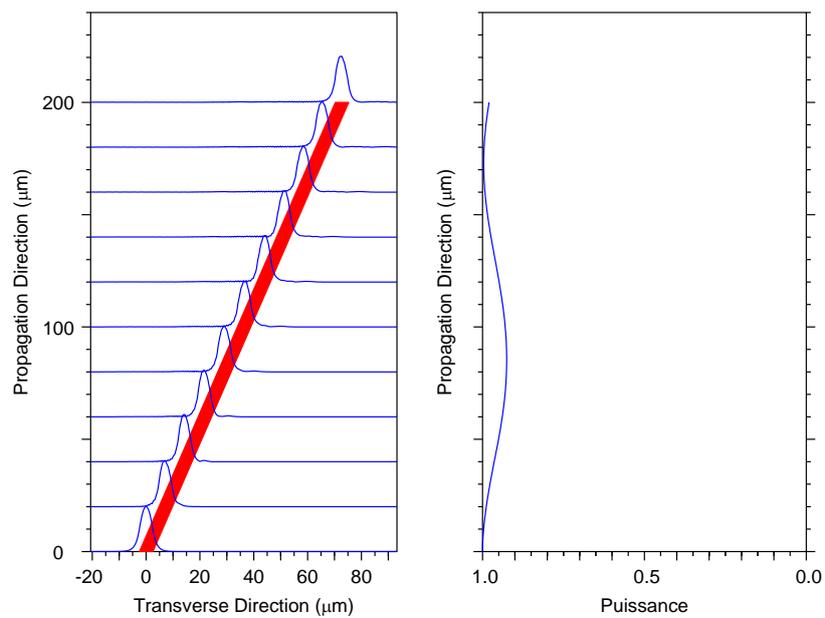


Figure 57 : Simulation pour $\Delta x = 0.2$; $\Delta y = 1$; $\Delta z = 1$

Les figures (Fig.58.b) et (Fig.58.a) sont obtenus en changeant les pas suivant x et z. Par exemple $\Delta z = 2, 1, 0,5$ et $0,25$ et $\Delta x = 0.1, 0.05$ et 0.025 . Les résultats pour les Δz et Δx sont présentés sur la Figure 58.

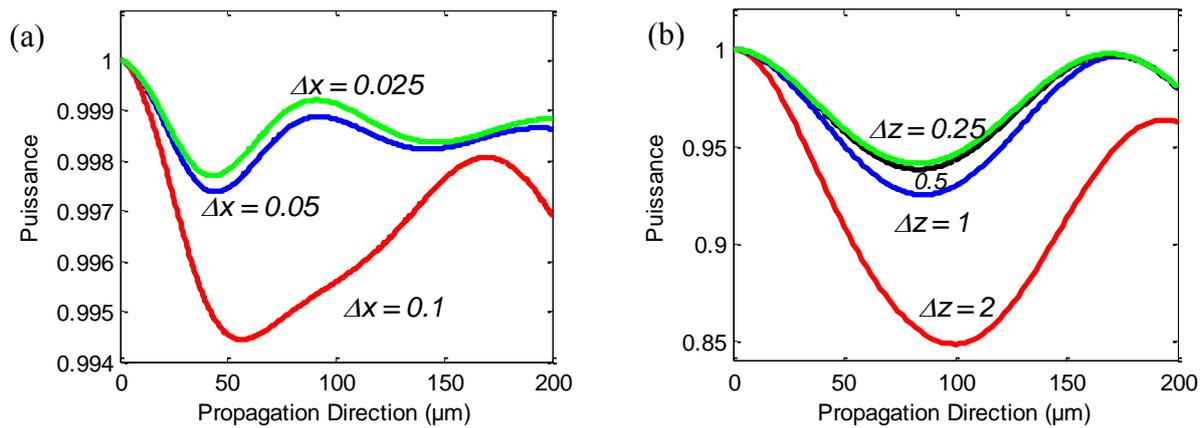


Figure 58 : Simulations obtenues en fonction des pas Δx et Δz

Dans la figure 58 on remarque la diminution des oscillations de la puissance pour les différentes valeurs du pas de calcul. Suivant le pas de calcul Δx , on a une perte de puissance de 0.005% avec un pas de 0.1. Pour des pas de 0.05 et 0.025, les pourcentages de pertes sont réduits de 0.002 à 0.003%.

La figure 58.b représente les différentes valeurs de puissance pour un pas $\Delta z = 2\mu\text{m}$, les pertes sont de 15%. Mais pour $\Delta z = 1$ on a 7% de pertes, et pour $\Delta z = 0,5$ et 0.25, on a 4 à 5% de pertes respectivement.

L'augmentation de l'ordre du Padé

On répète les mêmes simulations mais en changeant cette fois-ci l'ordre du Padé de (1,0) vers (1,1). Les résultats sont représentés sur la figure 59.

On représente la variation de la puissance le long du guide d'onde suivant la direction de propagation, pour différents pas de calcul et suivant un padé de (1,0), (1,1), avec un pas de calcul de $\Delta x = 0.2$, $\Delta y = 1$, $\Delta z = 0.5$ (Fig.59.a) et $\Delta x = 0.025$, $\Delta y = 1$, $\Delta z = 0.5$ (Fig.59.b). On remarque sur la figure 59.a une variation de 2% entre le padé d'ordre (1,0) et (1,1). Avec (1,1) une réduction des pertes de (4,5%) et 8% pour (1,0). La figure 59.b présente un padé avec une réduction de l'ordre de 0.0002% pour (1,1). Par contre avec l'ordre du padé de (1,0) on a 0.0025%.

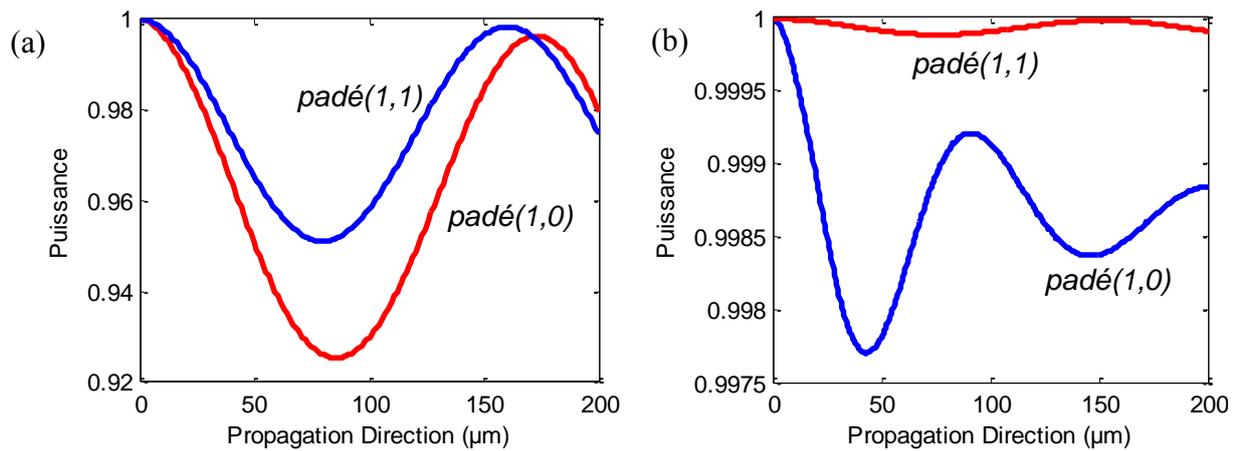


Figure 59 : Puissances obtenues en utilisant un ordre de Padé de (1,1)

(a) : $\Delta x = 0.2$, $\Delta y = 1$, $\Delta z = 0.5$, (b) : $\Delta x = 0.025$, $\Delta y = 1$, $\Delta z = 0.5$

Remarques

Le choix de l'option grand-angle dans la méthode de BPM peut réduire les oscillations. Les réductions du pas en x ou en z peuvent améliorer la précision de la simulation, mais le temps de calcul est plus grand.

Le choix d'un ordre de Padé élevé pour atteindre une bonne précision est préférable. Cet exemple illustre une étude de convergence dans laquelle les paramètres de simulation sont importants afin de déterminer les valeurs optimales afin de maximiser la précision et minimiser les temps de calcul. Il illustre également le fait que les paramètres sont tous liés les uns aux autres.

II.6. BPM bidirectionnelle

La BPM grand-angle permet la propagation dans un large cône par rapport à l'axe z. Ce cône peut asymptotiquement approcher $\sim \pm 90$ degrés par rapport à l'axe z [65].

Diverses techniques bidirectionnelles BPM ont été envisagées [31, 1] en se concentrant sur le couplage qui se produit par la réflexion d'une onde incidente sur une interface le long de z. On va décrire une technique qui tient compte de plusieurs interfaces [2]. Cette méthode subdivise l'axe de propagation en régions qui sont uniformes le long de z, et des interfaces.

En tout point de la structure, on considère que les deux ondes incidentes et réfléchies peuvent exister simultanément, et sont désignées par $u^+(x, y, z)$ et $u^-(x, y, z)$ respectivement. Dans les régions uniformes, ces deux types d'ondes sont découplés, tandis que sur les interfaces ces ondes se couplent par réflexion.

L'idée essentielle [2] est d'utiliser l'approche des matrices de transfert dans laquelle les éléments sont des opérateurs différentiels.

La matrice de transfert, est formulée en supposant que les champs à la fois incident et réfléchi sont connus à l'entrée de la structure. Une matrice de transfert globale, M , décrit le système comme suit:

$$\begin{pmatrix} u_{out}^+ \\ u_{out}^- \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} u_{in}^+ \\ u_{in}^- \end{pmatrix} \quad (24)$$

u_{in}^+ : Champ incident

u_{in}^- : Champ réfléchi

$u_{out}^- = 0$

u_{out}^+ : Champ transmis (à la sortie)

Etant donné le champ incident u_{in}^+ , l'équation (24) est résolue par itération du champ réfléchi (tel que le champ réfléchi à la sortie soit nul $u_{out}^- = 0$).

M est la matrice de transfert qui décrit la structure entière, qui est le résultat des applications successives des matrices de propagation et d'interface.

Les matrices d'interface u^+ et u^- à travers une interface, sont données par les formules de Fresnel généralisées impliquant des opérateurs différentiels et utilisant les approximations du Padé utilisés dans BPM à grand-angle. [2].

II.7. Méthode de transformation de Fourier rapide (FFT-BPM)

La solution de l'équation d'Helmholtz dans un milieu homogène, caractérisée par un indice de réfraction n est un ensemble d'ondes planes [65], dont la solution générale peut être représentée par une superposition d'ondes planes tel que :

$$E(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(k_x, k_y) e^{-ik_x x} e^{-ik_y y} e^{-ik_z z} dk_x dk_y \quad (25)$$

où

$$k_z = [k^2 - k_x^2 - k_y^2]^{1/2} \quad (26)$$

et $k = n_0 k_0$.

L'amplitude $E(k_x, k_y)$ peut être obtenue à partir de la distribution du champ électrique en $z = 0$ en prenant la transformée de Fourier de l'équation (25):

$$E(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, 0) e^{ik_x x} e^{ik_y y} dx dy = F[E(x, y, 0)] \quad (27)$$

où F représente l'opérateur Transformée de Fourier. L'algorithme de calcul du champ dans un plan arbitraire perpendiculaire à l'axe z peut être obtenu en combinant l'équation (25) avec (27):

$$E(x, y, z) = F^{-1}\{F[E(x, y, 0)]e^{-ik_z z}\} \quad (28)$$

où F^{-1} représente la Transformation de Fourier inverse. C'est l'opérateur du champ de diffraction qui représente la propagation dans un milieu caractérisé par l'indice de réfraction n . L'effet de la variation d'indice $n(x, y, z)$ lorsque l'onde se propage sur une distance Δz est une petite perturbation de la phase.

Cet effet peut être décrit par la multiplication du champ par un opérateur de lentille de correction, défini par $e^{-ik_0 \Delta n^2 \Delta z / 2n_0}$, où : $\Delta n^2 = n^2(x, y, z) - n_0^2$.

L'algorithme BPM appliqué une distance arbitraire z est réalisée à travers plusieurs étapes discrètes de la distance Δz , en utilisant une combinaison de la lentille et des opérateurs de diffraction (Fig.60), comme indiqué par la séquence d'opérateurs suivants:

$$E(x, y, z + \Delta z) = F^{-1} \left\{ e^{-ik_z \Delta z / 2} F \left\{ e^{-iK \Delta n^2 \Delta z / 2n_0} F^{-1} \left[e^{-ik_z \Delta z / 2} F[E(x, y, z)] \right] \right\} \right\} \quad (29)$$

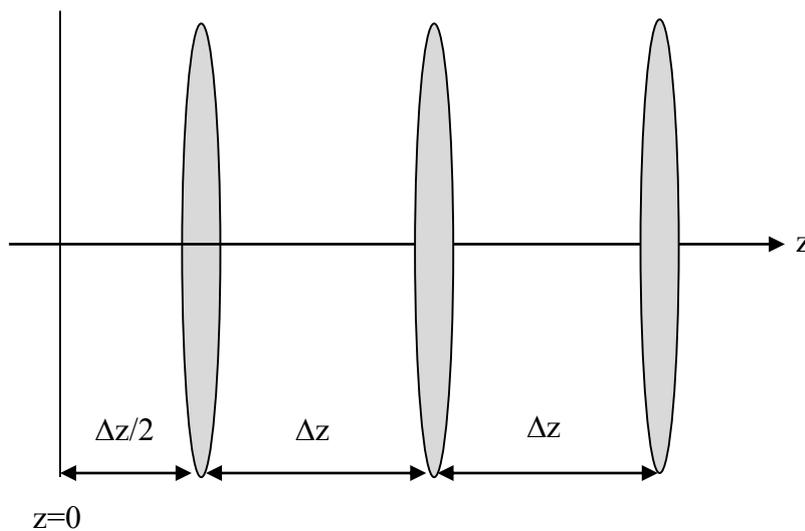


Figure 60 : Equivalence entre un guide et un système de lentilles.

La figure 61 montre la propagation de la lumière dans une fibre optique conventionnelle en utilisant l'algorithme FFT-BPM. On va simuler la propagation de la lumière dans un guide à $z=1\mu\text{m}$.

Les paramètres de la structure sont : $n=2.2$, $\Delta n=0.003$, $d=4\mu\text{m}$. La simulation numérique a été réalisée avec un pas de $\Delta z = 2\mu\text{m}$, sur une distance de $z=1024\mu\text{m}$. Le faisceau est de type Gaussien d'une largeur de $4\mu\text{m}$.

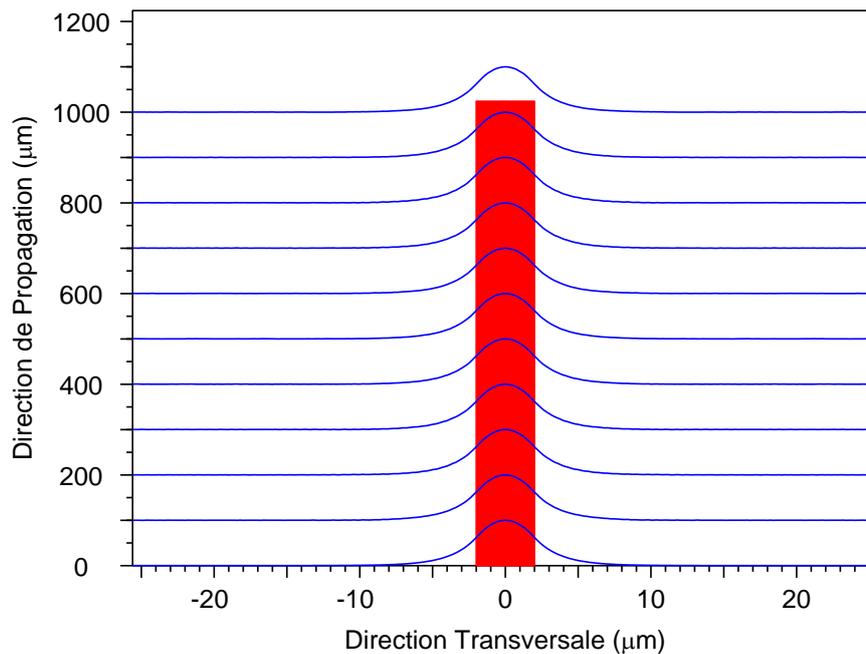


Figure 61 : Propagation de la lumière dans un guide monomode à la longueur d'onde $\lambda=1\mu\text{m}$, avec l'algorithme FFT-BPM.

II.8. BPM basée sur les différences finies (FD-BPM)

La méthode FD-BPM est très puissante et a été largement utilisée pour la modélisation des composants en optique intégrée. Parmi les différentes FD-BPM qui ont été développées, Chung et Dagli [32] ont étudié la précision de cette méthode, l'efficacité numérique, et la stabilité. En outre, Les conditions limite (TBC) [33], ont été appliquées pour la FD-BPM par Hadley [34]. L'option grand-angle est utilisé grâce aux opérateurs d'approximation [34, 35]. Ces contributions améliorent la BPM et lui ont permis d'être appliquée même dans la conception de guides d'ondes optiques à base de matériaux à fort contraste d'indice.

La quantité mémoire nécessaire n'est pas importante. Une amélioration de la précision a été réalisée par Yamau-chi et al. [36].

II.9. Techniques BPM supplémentaires

Il existe d'autres techniques supplémentaires de la BPM. Il est possible d'inclure les effets non linéaires ou anisotrope dans la BPM.

La plupart des matériaux anisotropes sont facilement traitées dans le cadre de la BPM vectorielles en tenant compte de tous les opérateurs A_{ij} et le fait que l'indice du matériau est décrit par un tenseur diélectrique, [37].

II.10. Résolution des Modes via BPM

Des méthodes ont été développées basées sur la BPM pour la résolution des modes. Parmi ces méthodes, la méthode de corrélation qui a été utilisée pour calculer les modes et les caractéristiques de dispersion des fibres multimodes, [38].

Une autre technique de résolution des modes a été développée sous le nom de la BPM à distance imaginaire qui est généralement beaucoup plus rapide. [39, 40]. La BPM à distance imaginaire est formellement équivalente à d'autres techniques itératives de résolution de modes; [41, 42].

Comme la structure est uniforme le long de z , la propagation peut être décrite en termes de modes et de constantes de propagation. On suppose que la propagation se fait en 2D, le champ scalaire incident $\Phi_{in}(x)$ peut être développé en fonction des modes de la structure comme suit:

$$\Phi_{in}(x) = \sum_m c_m \Phi_m(x) \quad (30)$$

La sommation se fait sur des modes guidés. La propagation à travers la structure peut alors être exprimée par :

$$\Phi(x, z) = \sum_m c_m \Phi_m(x) e^{iB_m z} \quad (31)$$

Dans le BPM à distance imaginaire, la coordonnée longitudinale z est remplacé par $z' = iz$, de sorte que la propagation le long de cet prend la forme suivante :

$$\Phi(x, z') = \sum_m c_m \Phi_m(x) e^{B_m z'} \quad (32)$$

Le mode fondamental ($m = 0$), par définition, a la plus grande constante de propagation, sa contribution au champ aura le plus haut taux de croissance et va dominer tous les autres modes. La constante de propagation peut être obtenue par l'expression suivante:

$$\beta^2 = \frac{\int \phi^* \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + k^2 \phi \right) dx}{\int \phi^* \phi dx} \quad (33)$$

Les modes d'ordres supérieurs peuvent être obtenus en utilisant une procédure d'orthogonalisation pour soustraire les contributions des modes d'ordres inférieurs au cours de la propagation. [43]

Dans la méthode de corrélation, un champ incident est injecté dans la structure et se propage. Au cours de la propagation, La fonction de corrélation suivante, entre le champ d'entrée et le champ de propagation s'écrit:

$$p(z) = \int \phi_{in}^*(x) \phi(x, y) dx \quad (34)$$

En utilisant les équations (30) et (31), la fonction de corrélation peut être exprimée comme suit:

$$p(z) = \sum_m |c_m|^2 e^{i\beta_m z} \quad (35)$$

De cette expression on peut voir qu'une transformée de Fourier de la fonction de corrélation devrait avoir un spectre avec des pics aux constantes de propagation modales.

Les champs modaux correspondants peuvent être obtenus de la façon suivante:

$$\phi_m(x) = \frac{1}{L} \int_0^L \phi(x, z) e^{-i\beta_m z} \quad (36)$$

Notons que plusieurs corrections des constantes de propagation peuvent être faites. Tout d'abord, une correction de l'erreur introduite par la résolution de l'équation paraxiale.

Deuxièmement, la partie imaginaire de la constante de propagation peut être trouvée par la substitution du profil de mode dans l'équation d'onde. Bien que la méthode de corrélation soit généralement plus lente que la BPM à distance imaginaire, elle a l'avantage qu'elle soit applicable à des problèmes qui sont difficiles ou impossibles par la BPM à distance imaginaire, tels que le cas modes rayonnants.

III. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté plusieurs méthodes de modélisation appliquées aux FMAS. Nous avons détaillé avec les différentes variantes et approximations les principes théoriques qui sont à la base de la méthode des faisceaux propagés.

Nous avons présenté également la répartition du champ électromagnétique du mode fondamental par différentes méthodes, et on les a appliquées sur exemples de guides.

Nous avons montré que la BPM est un outil de modélisation précis et efficace qui permet de faire une analyse complète de guide à profils d'indice, aussi complexes que ceux des FMAS. En revanche, la limitation de la capacité mémoire des ressources informatiques et le temps de calcul des simulations interdit l'étude de certains profils de FMAS par la BPM, telle que l'étude en 3D et pour des simulations de grandes structures (grand espacement entre les trous Λ ou grand nombre de couronnes, c'est à dire petit rapport d/Λ).

Le tableau 1 ci-dessous présente les avantages et les inconvénients de quelques méthodes numériques. Parmi ces méthodes on peut citer : Méthode de l'indice effectif (MIE), Méthode des ondes planes (PWM), méthode modale Bi-orthogonal (BBM), Méthode de la moyenne de l'indice Equivalent (AEIM), Méthode des fonctions localisées (MFL), Méthode multipolaire (MM), Méthode des différents finis (FDFD), Méthode des éléments finis (FEM), Méthode des faisceaux propagés (BPM).

La technique qui a été retenue pour effectuer nos simulations est la FD-BPM. Comme on vient de le voir, cette méthode est basée sur les différences finies. Elle utilise des valeurs discrètes du champ et de l'indice de réfraction. Le champ et l'indice sont ainsi numérisés dans les directions transversales, et dans la direction de propagation. Cette discrétisation peut entraîner des erreurs de phase. Ceci introduit alors de la dispersion numérique, et qui peut engendrer une dégradation de la précision des caractéristiques liées à la phase comme les constantes de propagation et les longueurs de couplage.

Pour réduire cette dissipation numérique, on a procédé à un choix judicieux de l'indice de référence. Dans notre cas, lors de l'injection d'un mode d'un guide d'onde, l'indice de référence doit être proche de l'indice effectif de ce mode.

Nous pouvons aussi réduire la dimension des mailles transversales c'est-à-dire Δx et Δy .

L'application de la technique FD-BPM aux FMAS et sa mise en œuvre fera l'objet du chapitre suivant.

Méthodes	Avantages	Inconvénients
MFL [45, 46, 47]	Modélisation de structures à petites dimensions et à structures complexes.	Relativement imprécise.
MM [48, 49, 50, 55, 56, 57]	Estimation des pertes. Calcul exact. Utilisation des symétries.	Pas de profils d'indices quelconques.
FDFD [51, 58, 59]	Approche très générale. Structures arbitraires.	Requiert une quantité de mémoire vive importante.
MEF [52, 61, 62, 63]	Précise. Totalelement vectorielle. Profils d'indices quelconques. Temps de calcul court.	Requiert une quantité de mémoire vive importante.
BPM [53, 54, 63, 64]	Disponible commercialement. Profils d'indices quelconques. Calcul de constante de propagation complexe.	Relativement imprécise.
MIE [46]	Simple. Temps de calcul court.	Propagation modale inexactes. Aucune propagation de polarisation. Aucune analyse PBG possible.
PWM [46]	Approche généralisée. Bien adapté pour PBG (Photonique Band Gap). Approche généralisée.	Large supercellules nécessaires pour les structures complexes. Très exigeant pour une analyse complète de la fibre.
BBM [46]	Représentation en mode vectoriel. Souple et efficace. Très précis.	Les formulations sont exigées.
AEIM [46]	Simple à mettre en œuvre. Numériquement efficace.	Approximation scalaire. Seuls les résultats qualitatifs.

Tableau 1 : Avantages et inconvénients de quelques méthodes numériques.

IV. Références bibliographiques

- [1] William H Press, Saul A Teukolsky, William T Vetterling et Brian P Flannery, “*Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*”, Cambridge University Press 29 (4) p. 501, (1987).
- [2] R. Clauberg et P. Von Allmen, “*Vectorial beam propagation method for integrated optics*”, *Electron. Lett.* **27**, 654 (1991).
- [3] E.Montanari, S.Selleri, L.Vincetti, et M.Zoboli, Finite-element, “*full-Vectorial, propagation Analysis for Three-Dimensional z-Varying Optical Waveguides*”. *J. Light wave Technol*, Vol 16, No 4, (1998).
- [4] P. Lagasse, R. Baets, “*The beam propagation method in integrated optics, in Hybrid Formulation of Wave Propagation and Scattering*”, L. B. Felsen, ed., No. 86 of Series E of North Atlantic Treaty Organization Advanced Science Institute Series (Nijhoff, Dordrecht, The Netherlands, pp. 375-393.(1984)
- [5] M. D. feit et al, “*An analysis of intersecting diffused channel waveguides*”, *IEEE Quant. QE-21*, 11:1799 (1985).
- [6] J. Van Roey et al, “*Beam Propagation Method BPM: analysis and assessment*”, *JOSA.* 71, 7:803 (1981).
- [7] O. Mitomi, K. Kasaya, “*Wide-angle finite-element beam propagation method using Pade approximation*”, *Electronics Letters*, Volume: 33, Issue: 17, P 1461 – 1462, (1997).
- [8] Z. Zhu et T. G. Brown, “*Full vectorial finite difference analysis of microstructured optical fibers*”, *Opt. Express*, vol. 10, no. 17, pp. 853-864, (2002).
- [9] A. Taflove et S. C. Hagness, “*Computational electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*”. Deuxième édition, Artech House, Norwood (2000).
- [10] C. T. Chan, Q. L. Yu et K. M. Ho, “*Order N spectral method for electromagnetic Waves*”. *Physical review B* 51, p. 16635 (1995).
- [11] S. K. Yee, “*Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media*”. *IEEE Trans. Antennas and propagation*, Vol. 14, pp 302-307, (1966).
- [12] M. Plihal et A. A. Maradudin, “*Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice,*” *Phys. Rev. B*, vol. 44, no. 16, pp. 8565-8571, (1991).
- [13] P. R. Villeneuve et M. Piché, “*Photoinc band gaps in two-dimensional square and hexagonal lattices,*” *Phys. Rev. B*, vol. 46, no. 8, pp. 4969-4972, (1992).
- [14] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, et J.D. Joannopoulos, “*Existence of a photonic band gap in two dimensions,*” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, no. 4, pp. 495-497, (1992).

- [15] K. M. Ho, C. T. Chan, et C. M. Soukoulis, “*Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures*,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, no. 25, pp. 3152-3155, (1990).
- [16] M. Zelsmann, “*Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l’émission et l’extraction de lumière*”. Thèse de doctorat de l’université Joseph Fourier – Grenoble 1 (2003).
- [17] Long Li, Qiang Chen, Yuan Qiawei, Changhong Liang, Sawaya, “*Surface-wave suppression band gap and plane-wave reflection phase band of mushroomlike photonic band gap structures*”, *Journal of Applied Physics*, Vol: 103, Issue: 2, Pp 023513 - 023513-10, (2008).
- [18] J. Z. Huang, R. Scarmozzino, et R. M. Osgood, Jr., “*A New Design Approach to Large Input/Output-Number Multimode Interference Couplers and Its Application to Low-Crosstalk WDM Routers*”, *Photon. Tech. Lett.* **10**, 1292 (1998).
- [19] D.S. Levy, R. Scarmozzino, Y.M. Li, et R.M. Osgood, “*A New Design for Ultracompact Multimode Interference-Based 2x2 Couplers*”, *Photon. Tech. Lett.* **10**, 96 (1998).
- [20] D. S. Levy, K. H. Park, R. Scarmozzino, R. M. Osgood, C. Dries, P. Studenkov, and S. Forrest, “*Fabrication of ultracompact 3-dB 2x2 MMI power splitters*”, *Photonics Technology Letters, IEEE* , Vol 11, Pp 1009-1011, (1999).
- [21] J. Z. Huang, M. H. Hu, J. Fujita, R. Scarmozzino, et R. M. Osgood, Jr., “*High-Performance Metal-Clad Multimode Interference Devices for Low-Index-Contrast Material Systems*”, *Photon. Tech. Lett.* **10**, 561 (1998).
- [22] T.A. Ramadan, R. Scarmozzino, et R.M. Osgood, Jr., “*Adiabatic Couplers: Design Rules and Optimization*”, *J. Lightwave Tech.* **16**, 277 (1998).
- [23] J. Fujita, M. Levy, R. Scarmozzino, R.M. Osgood, Jr., L. Eldada, et J.T. Yardley, “*Integrated Multistack Waveguide Polarizer*”, *Photon. Tech. Lett.* **10**, 93 (1998).
- [24] Z. Huan, R. Scarmozzino, G. Nagy, M.J. Steel, R.M. Osgood, “*Realization of a compact and single-mode optical passive polarization converter*”, *Photonics Technology Letters, IEEE* , Vol 12, No 3, pp 317-319, (2000).
- [25] D. Yevick et B. Hermansson, “*Efficient beam propagation techniques*”, *J. Quantum Electron.* **26**, 109 (1990).
- [26] Y. Chung et N. Dagli, “*An assessment of finite difference beam propagation method*”, *J. Quantum Electron* **26**, 1335 (1990).
- [27] R. Scarmozzino et R.M. Osgood, Jr., “*Comparison of finite-difference and Fourier-transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications*”, *J. Opt. Soc. Amer. A* **8**, 724 (1991).

- [28] G.R. Hadley, “**Transparent boundary condition for the beam propagation method**”, *J. Quantum Electron* 28, 363 (1992).
- [29] C. Vassalo et F. Collino, “**Highly efficient absorbing boundary condition for the beam propagation method**”, *J. Lightwave Technol.*14, 1570 (1996).
- [30] W.P. Huang, C.L. Xu, W. Lui, and K. Yokoyama, “**The perfectly matched layer (PML) boundary condition for the beam propagation method**”, *Photon. Technol. Lett.* **8**, 649 (1996).
- [31] Y.P. Chiou et H.C. Chang, “**Complementary operators method as the absorbing boundary condition for the beam propagation method**”, *Photon. Technol. Lett.* **8**, 976 (1998).
- [32] Y. CHUNG and N. DAGLI, “**An assessment of finite difference beam propagation method**”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, n°8, pp. 1335-1339, (1990).
- [33] Hadley, G.R., “**Transparent boundary condition for the beam propagation method**”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.28, no.1, pp.363,370, (1992).
- [34] GR Hadley, “**Transparent boundary condition for beam propagation**”, *Optics Letters*, Vol. 16, No. 9, (1991).
- [35] M. Koshiba, Y. Tsuji, “**A wide-angle finite-element beam propagation method**”, *IEEE Photonics Technology Letters*, P: 1208 – 1210, Volume 8, Issue 9 (1996).
- [36] J. Yamauchi, Y. Nito, and H. Nakano, “**A modified semivectorial beam propagation method retaining the longitudinal field component**”, in *Integrated Photonics and Nanophotonics Research and Applications (IPNRA)*, (Optical Society of America, 2008).
- [37] W.P. Huang et C.L. Xu, “**Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method**”, *J. Quantum Electron.* 29, 2639 (1993).
- [38] D. Yevick et M. Glasner, “**Analysis of forward wide-angle light propagation in semiconductor rib waveguides and integrated-optic structures**”, *Electron. Lett.* 25, 1611 (1989).
- [39] G.R. Hadley, “**Wide-angle beam propagation using Pade approximant operators**”, *Optics Letters* 17, 1426, (1992).
- [40] H.J.W.M. Hoekstra, G.J.M. Krijnen, et P.V. Lambeck, “**New formulations of the beam propagation method based on the slowly varying envelope approximation**”, *Optics Communications*, 97, 301 (1993).
- [41] I. Ilic, R. Scarmozzino, et R.M. Osgood, Jr., “**Investigation of the Pade approximant-based wide-angle beam propagation method for accurate modeling of waveguiding circuits**”, *J. Lightwave Technol.* 14, 2813 (1996).
- [42] P. Kaczmarek et P.E. Lagasse, “**Bidirectional beam propagation method**”, *Electron. Lett.* 24, 675 (1988).

- [43] Y. Chung et N. Dagli, “*Modeling of guided-wave optical components with efficient finite-difference beam propagation methods*”, *Tech. Dig. IEEE AP-S Int. Symp.*, 1992 **1**, 248 (1992).
- [44] Aaron J. Danner, “*An introduction to the plane wave expansion method for calculating photonic crystal band diagrams*”, Urbana, IL 61801, (2002).
- [45] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, et P. St. J. Russell, “*Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers*,” *Opt. Lett.*, vol. 23, pp. 1662-1664, (1998).
- [46] A. Bjarklev et al, “*Photonic Crystal Fibres*”, Kluwer academic publishers, (2003).
- [47] E. Knudsen, “*Modelling photonic crystal fibers with localized functions*,” *J. of Opt. and Fiber Comm. Research*, vol. 1, pp. 218-234, (2004).
- [48] T. P. White, B. T. Kuhlmey, R. C. Mc Phedran, D. Maystre, G. Renvesez, C. Martinj De Streke, et L. C. Botten, “*Multipole method for microstructured optical fibers I. Formulation*,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, pp. 2322-2330, (2002).
- [49] B. T. Kuhlmey, T. P. White, G. Renvesez, D. Maystre, De Streke, et R. C. Mc Phedran, “*Multipole method for microstructured optical fibers II. Implementation and results*,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, pp. 2331-2340, (2002).
- [50] M. Chen, R. Yu, et A. Zhao, “*Confinement losses and optimization in rectangular-lattice photonic-crystal fibers*,” *J. of Light. Techn.*, vol. 23, pp. 2707-2712, (2005).
- [51] Z. Zhu et T. G. Brown, “*full vectorial finite difference analysis of microstructured optical fibers*,” *Opt. Express*, vol. 10, pp. 853-864, 2002.
- [52] A. Peyrilloux, “*Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications*,” Thèse de doctorat, Université de Limoges, (2003).
- [53] Fogli, L. Saccomandi, P. Bassi, G. Bellanca, et S. Trillo, “*Full vectorial BPM modelling of index-guiding photonic crystal fibers and couplers*,” *Opt. Express*, vol. 10, pp. 54-59, (2002).
- [54] R. Scarmozzino, A. Gopinath, R. Pregla, et S. Helert, “*Numerical techniques for modelling guided wave photonic devices*”, *IEEE. J. Se-lect. Top. Quantum. Electron*, vol. 6, no. 1, pp. 150-162, (2000).
- [55] T. P. White, R. C. Mcphedran, L. C. Botten, G. H. Smith, et D. S. C. Martijn, “*Calculations of air-guided modes in photonic crystal fibers using the multipole method*”, *Opt. Express*, vol. 9, no. 13, pp. 721-732, (2001).
- [56] T. P. White, B. T. Kuhlmey, R. C. Mc Phedran, D. Maystre, G. Ren-versez, C. Martijn De Sterke, et L. C. Botten, “*Multiple method for microstructured optical fibers I. Formulation*”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 10, pp. 2322-2330, (2002).

- [57] T. P. White, B. T. Kuhlmey, R. C. Mc Phedran, D. Maystre, G. Ren-versez, C. Martijn De Sterke, et L. C. Botten, “***Multiple method for microstructured optical fibers II. Implementation and results***”, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 19, no. 10, pp. 2331-2340,(2002).
- [58] M. Qiu, “***Analysis of guided modes in photonic crystal fibers using the finite difference time domain method***”, Microwave. and. Optical. Tech-nol. Lett, vol. 30, no. 5, pp. 327-330, (2001).
- [59] Z. Zhu et T. G. Brown, “***Full vectorial finite difference analysis of microstructured optical fibers***”, Opt. Express, vol. 10, no. 17, pp. 853-864, (2002).
- [60] F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux, et P. Roy, “***Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method***”, Opt. Fiber Technol., vol. 6, pp. 181-191, (2000).
- [61] M. Koshiha, S. Maruyama, et K. Hirayama, “***A vector finite element method with the high-order mixed-interpolation type triangular ele-ments for optical waveguiding problems***”, J. Lightwave Technol., vol. 12, no. 3, pp. 495-502, (1994).
- [62] A. Cucinotta, S. Selleri, L. Vincetti, et M. Zoboli, “***Pertubation Ana-lysis of Dispersion Properties in Photonic Crystal Fibers Through the Finite Element Method***”, J. Lightwave Technol., vol. 20, no. 8, pp. 1433-1442, (2002).
- [63] P. S. Westbrook, R. S Windeler, S. Spalter, et T. A. Strasser, “***Grating resonances in air-silica microstructured optical fi-bers***”, Opt. Lett., vol. 24, no. 21, pp. 1460-1462, (1999).
- [64] B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, R. S. Windeler, et A. Hale, “***Microstructured optical fiber devices***”, Opt. Express, vol. 9, no. 13, pp. 698-713, (2001).
- [65] G.Lifante, “***Integrated Photonics: Fundamentals***”, ISBN 0-470-84868-5, Wiley & Sons, Chichester, UK, (2003).

Chapitre III

Résultats et discussions

Avant l'étape de fabrication des FMAS, il est nécessaire de calculer les caractéristiques de propagation et de dispersion les plus importantes en fonction du profil d'indice de la fibre.

A cet effet, nous allons évaluer les caractéristiques de propagation dans les FMAS en fonction des paramètres géométriques de leurs profils d'indice (d = diamètre des trous, Λ = espacement entre les trous d'air). A partir de ces caractéristiques, nous pouvons sélectionner les profils d'indice en fonction de l'application demandée à la FMAS.

Nous présenterons les profils d'indice pour les deux types de FMAS, à savoir par RTIM et par BIP. Ils seront simulés à 1,55, longueur d'onde centrale de la troisième fenêtre de transparence des fibres en silice utilisées dans les télécommunications optiques.

Les résultats présentés concernent essentiellement l'indice effectif, la dispersion chromatique, le caractère monomode large bande, ainsi le couplage entre modes dans les FMAS à 2 cœurs

Les prévisions de la FD-BPM seront confrontées à d'autres techniques comme la méthode multipolaire, et la méthode des fonctions localisées (MFL).

I. Caractéristiques des fibres microstructurées

On va étudier des structures hexagonales avec un arrangement de trous triangulaire, en faisant varier le diamètre des trous et le nombre de couronnes.

L'objectif est de montrer l'influence du nombre de couronnes et des diamètres des trous d'air sur la capacité des FMAS à confiner la lumière.

Par exemple, la modélisation d'une FMAS dont les trous sont espacés de $1,5\mu\text{m}$ nécessite la prise en compte de 10 couronnes de trous lorsque les trous ont un diamètre de $0,45\mu\text{m}$, et seulement de 3 couronnes de trous lorsque leur diamètre vaut $0,75\mu\text{m}$.

I.1. Etude d'un FMAS de pas $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, nombre de couronne $N = 3$ à $\lambda = 1.55\mu\text{m}$

Les figures (62, 63, 64) ci-dessous représentent le champ électromagnétique dans la FMAS pour différents nombre de couronnes ($N=3, 5$ et 10).

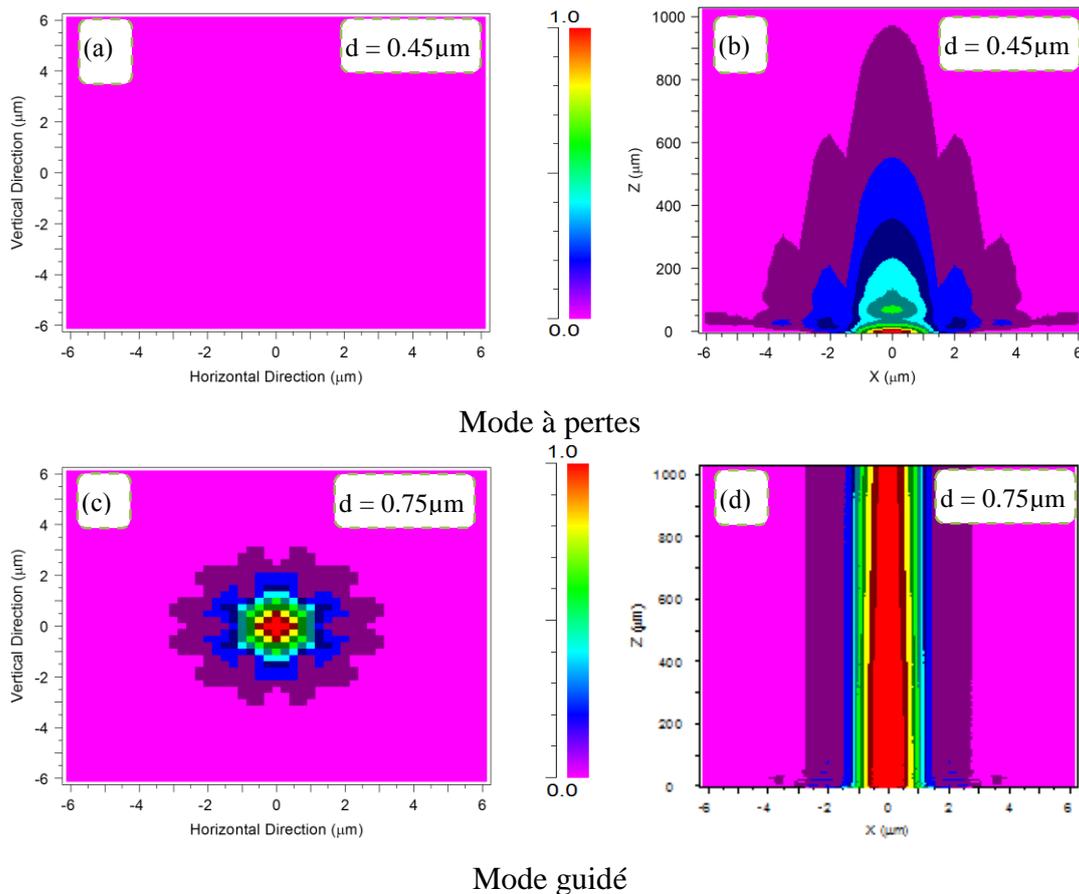


Figure 62 : Cartographies du champ électrique pour $N = 3$, $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, $\lambda = 1.55\mu\text{m}$

a- Section transverse avec $d = 0.45\mu\text{m}$.

c- Section transverse avec $d = 0.75\mu\text{m}$.

b- Propagation suivant z avec $d = 0.45\mu\text{m}$.

d- Propagation suivant z avec $d = 0.45\mu\text{m}$.

Dans la figure 62.a on remarque qu'il y a une absence du champ électromagnétique à la sortie de la fibre. Ceci est dû à l'espacement entre les trous, le diamètre des trous, et le nombre des couronnes. Dans la figure 62.b on remarque qu'il y a une atténuation du signal avant que celui-ci n'atteigne la moitié de la fibre. Pour une longueur de fibre égale à 1mm le signal est complètement atténué, comme le montre la figure 62.a.

Par contre, on peut observer sur les figures 62.c et 62.d que le signal se propage avec une bonne intensité.

1.2. Etude d'un FMAS de pas $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, nombre de couronne $N = 5$ à $\lambda = 1.55\mu\text{m}$

Maintenant on va simuler une structure avec un nombre de couronnes égale à 5, avec le même espacement $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, lorsqu'on excite l'un des cœurs de la fibre avec une longueur d'onde $\lambda = 1.55\mu\text{m}$.

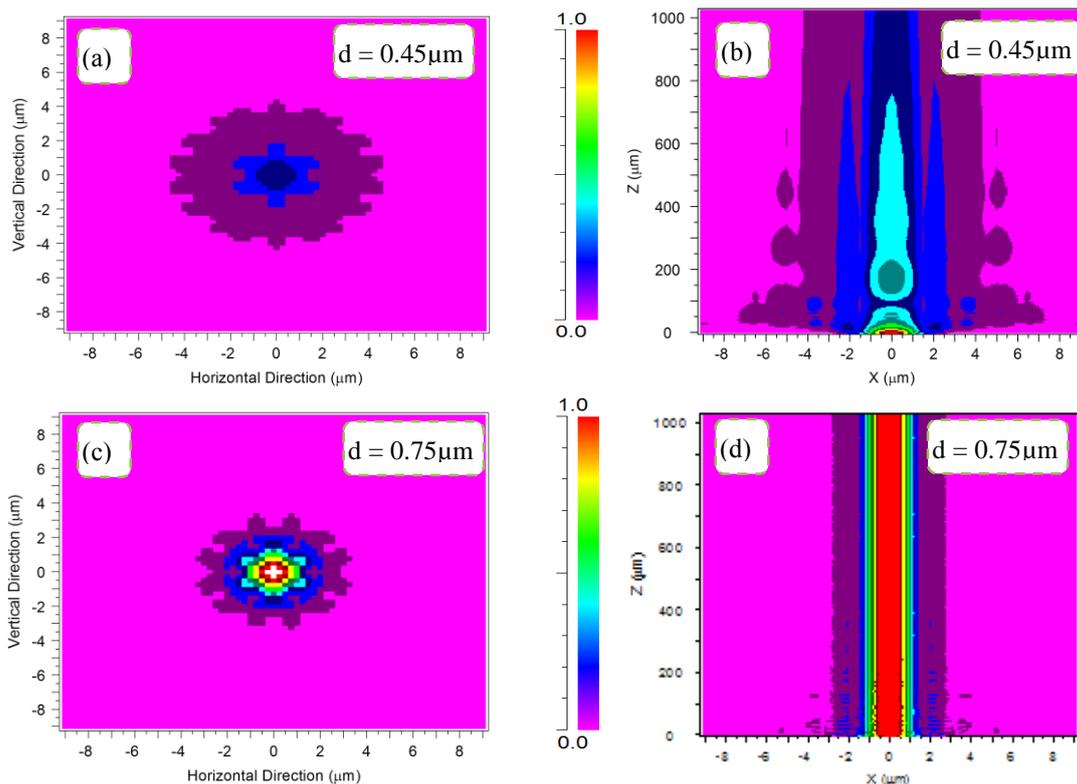


Figure 63 : Cartographies du champ électrique pour $N = 5$, $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, $\lambda = 1.55\mu\text{m}$

a- Section transverse avec $d = 0.45\mu\text{m}$.

b- Propagation suivant z avec $d = 0.45\mu\text{m}$.

c- Section transverse avec $d = 0.75\mu\text{m}$.

d- Propagation suivant z avec $d = 0.75\mu\text{m}$.

On peut remarquer sur les cartographies illustrées sur la figure 63 ci-dessous que le champ est mieux confiné pour $d = 0.75\mu\text{m}$ que pour $d = 0.45\mu\text{m}$.

1.3. Etude d'un FMAS de pas $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, nombre de couronne $N = 10$ à $\lambda = 1.55\mu\text{m}$

La figure 64 représente une FMAS avec 10 couronnes. Les figures 64.a et 64.b montrent une bonne propagation du signal avec un diamètre de $d = 0.45\mu\text{m}$. De même pour $d = 0.75\mu\text{m}$ (Figure 64.c et 64.d).

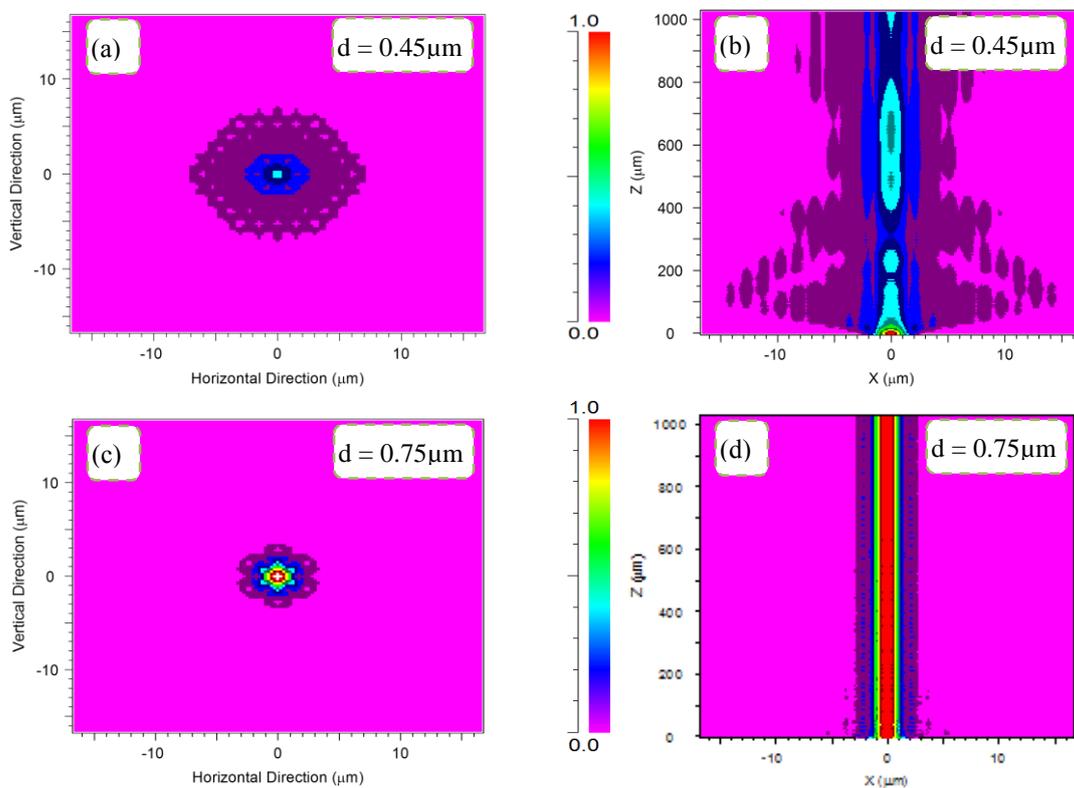


Figure 64 : Cartographies du champ électrique pour $N = 10$, $\Lambda = 1.5\mu\text{m}$, $\lambda = 1.55\mu\text{m}$

- a- Section transverse avec $d = 0.45\mu\text{m}$.**
- b- Propagation suivant z avec $d = 0.45\mu\text{m}$.**
- c- Section transverse avec $d = 0.75\mu\text{m}$.**
- d- Propagation suivant z avec $d = 0.75\mu\text{m}$.**

Lorsque le nombre de couronnes, et le diamètre des trous d'air augmentent (quand on passe de 5 à 10 couronnes) ou bien d'un diamètre de $d = 0.45\mu\text{m}$ à $d = 0.75\mu\text{m}$, le champ est mieux confiné.

1.4. Limitations de la BPM

Certains profils ne peuvent pas être modélisés correctement. En général, la capacité mémoire de l'ordinateur est vite dépassée pour un nombre de couronnes supérieur à 10.

Les simulations ont été réalisées avec un ordinateur muni d'un processeur 64 Bits Intel core I3 cadencé à 2.2 GHz, avec une mémoire vive de 4Go.

Le tableau 1 ci-dessous présente les temps de calcul pour différentes structures de FMAS et pour une longueur de fibre de 1mm. La précision dans le calcul augmente linéairement avec le temps de calcul, et peut atteindre plus d'une heure pour une structure de trois couronnes avec un faible pas de calcul. Si l'on considère une structure de dix couronnes, le temps de calcul prend environ 9 secondes. Mais si l'on veut plus de précision, alors le temps de calcul peut atteindre environ 8 heures.

La diminution du temps de calcul se réalise par une diminution du nombre de couronnes, et par un pas de calcul assez grand. La durée du calcul de l'indice effectif à une longueur d'onde peut varier de quelques secondes à plusieurs heures.

Δx	Δy	Δz	N	Temps de calcul
0.25	0.25	0.5	3	1 seconde
0.01	0.25	0.25	3	58 secondes
0.01	0.01	0.1	3	1 heures
0.25	0.25	0.5	5	3 secondes
0.01	0.25	0.25	5	13 secondes
0.01	0.01	0.1	5	2 heures30 minutes
0.25	0.25	0.5	10	9 secondes
0.01	0.25	0.25	10	7 minutes
0.01	0.01	0.1	10	8 heures

Tableau 1: Tableau comparatif des temps de calcul pour différentes structures FMAS

Les intervalles d'étude pour les paramètres géométriques des FMAS sont $[1\mu\text{m} - 7\mu\text{m}]$ pour Λ et $[0,15 - 0,80]$ pour d/Λ . Le choix de ces deux intervalles a été motivé pour deux raisons :

La première raison est la limitation liée à la capacité mémoire du calculateur d'une part, et d'autres part les petites structures par rapport à la longueur d'onde ne peuvent pas être modélisées avec une précision satisfaisante.

La seconde raison est due à des raisons technologiques et pratiques. Les FMAS avec des espacements $\Lambda < 1\mu\text{m}$ sont plus difficiles à réaliser, à cause d'une part de la petitesse des trous à obtenir (de diamètre forcément très inférieur au micron), et d'autre part du grand nombre de couronnes nécessaires pour confiner suffisamment le champ dans le cœur aux longueurs d'onde des télécommunications optiques.

II. Diagrammes de dispersion pour applications aux télécommunications optiques

II.1. L'indice effectif en fonction des paramètres opto-géométriques

Considérons le cas des FMAS de type RTIM. Dans ce cas, l'indice effectif de la gaine microstructurée est inférieur à celui du cœur. La lumière sera donc guidée par réflexion totale interne modifiée tout comme dans les fibres standards. Il est donc judicieux de chercher à définir des fibres à saut d'indice équivalentes à cette nouvelle classe de fibres.

La variation de l'indice effectif de la gaine est à la base de la compréhension du phénomène de guidage. Il représente l'indice de réfraction moyen de la gaine pondéré par la distribution de l'intensité lumineuse dans la gaine. Cet indice dépend considérablement de la longueur d'onde. Dans le but d'évaluer cette dépendance, l'étude de la variation de l'indice effectif d'une FMAS a été réalisée par la méthode (FD-BPM).

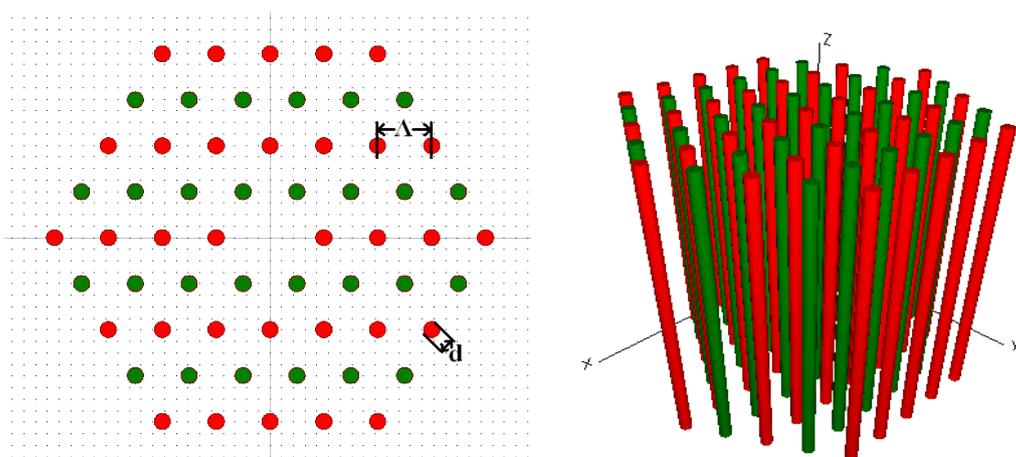


Figure 65 : Profils d'indice 2D et 3D d'une FMAS

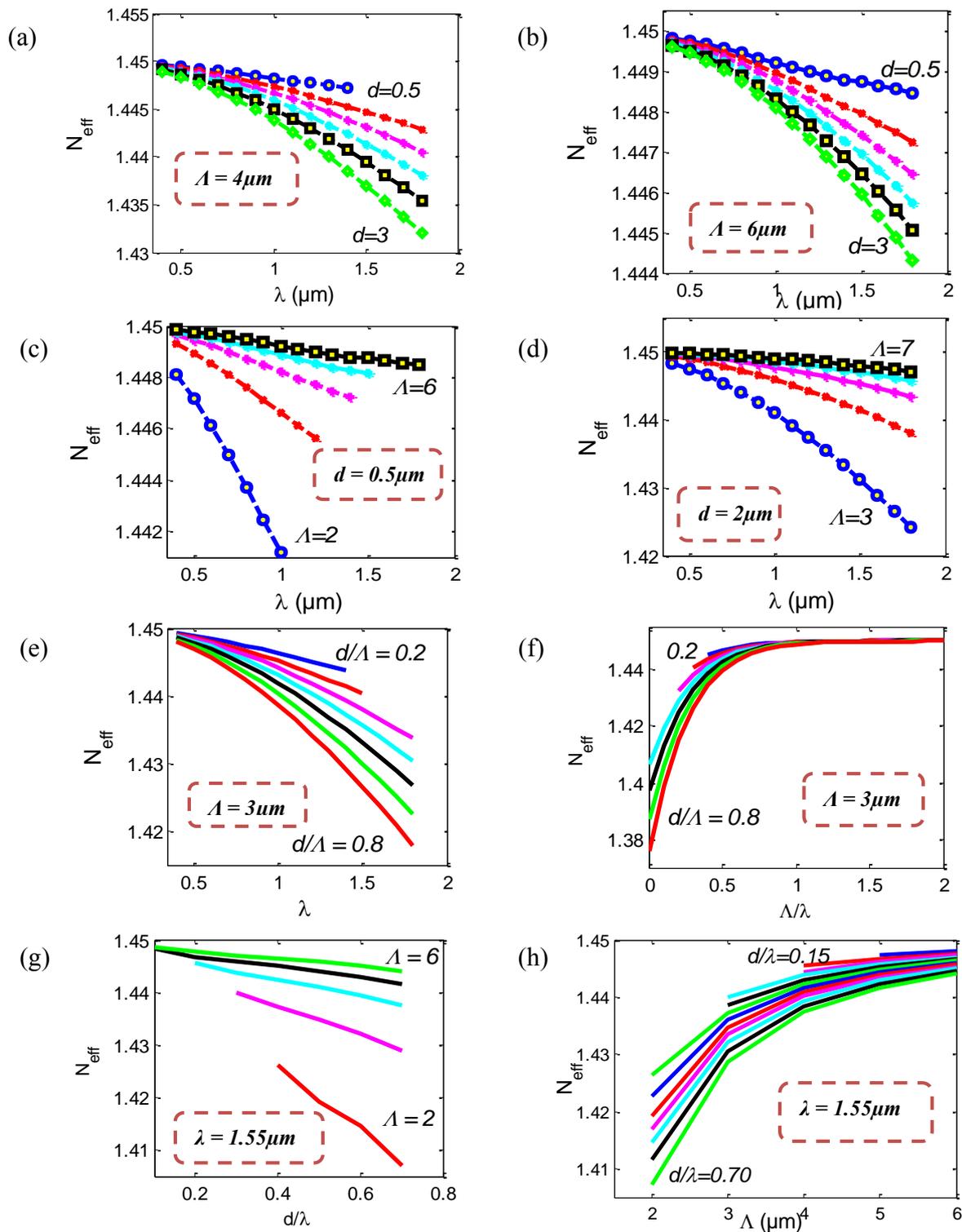


Figure 66 : Variations de N_{eff} en fonction de différents paramètres de la fibre.

(a) et (b) en fonction de λ pour d variant de $0.5 \mu\text{m}$ à $3 \mu\text{m}$ avec un pas de 0.5 ($\Lambda = 4 \mu\text{m}$, $\Lambda = 6 \mu\text{m}$)

(c) en fonction de λ pour Λ variant de $2 \mu\text{m}$ à $6 \mu\text{m}$ avec un pas de 1 ($d = 0.5 \mu\text{m}$)

(d) en fonction de λ pour Λ variant de $3 \mu\text{m}$ à $7 \mu\text{m}$ avec un pas de 1 ($d = 2 \mu\text{m}$)

(e) en fonction de λ pour d/Λ variant de $0.2 \mu\text{m}$ à $0.8 \mu\text{m}$ avec un pas de 0.1 ($\Lambda = 3 \mu\text{m}$)

(f) en fonction de Λ/λ pour d/Λ variant de $0.2 \mu\text{m}$ à $0.8 \mu\text{m}$ avec un pas de 0.1 ($\Lambda = 3 \mu\text{m}$)

(g) en fonction de d/λ pour Λ variant de $2 \mu\text{m}$ à $6 \mu\text{m}$ avec un pas de 1 ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$)

(h) en fonction de Λ pour d/λ variant de $0.15 \mu\text{m}$ à $0.70 \mu\text{m}$ avec un pas de 0.05 ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$)

Les figures ci-dessus présentent les variations de l'indice effectif du mode fondamental dans une FMAS, calculés par la méthode des faisceaux propagés BPM en fonction des paramètres de structure de la fibre (d , Λ , d/Λ). La structure considérée est une FMAS de type hexagonale (Fig.65) avec les indices de 1.45 pour le cœur, et de 1 pour les canaux d'air.

Contrairement aux fibres standard, on remarque que ces résultats montrent une décroissance importante de l'indice effectif pour une augmentation de la longueur d'onde. Les résultats obtenus montrent des variations très fortes : de 1.37 à 1.4446. L'indice effectif décroît de manière linéaire lorsque la longueur d'onde augmente (Fig.66.a, 66.b, 66.c, 66.d, 66.e), comme on peut le remarquer sur la figure 66.c $N_{\text{eff}} = 1.432$ pour une longueur d'onde de $\lambda = 1.8\mu\text{m}$, et un espacement de $\Lambda = 4\mu\text{m}$. La figure 66.e donne une valeur de $N_{\text{eff}} = 1.428$ pour un rapport de $d/\Lambda = 0.8$. L'indice effectif croît d'une façon linéaire lorsque l'espacement Λ ou le rapport Λ/λ augmente (Fig.66.f et Fig.66.h). Sa variation en fonction de Λ est plus rapide pour les petites valeurs de Λ .

La méthode de modélisation qu'on a utilisée est basée sur un algorithme de résolution qui est de nature itérative qui nécessite une valeur de départ donnée par l'utilisateur. C'est pour cette raison qu'on doit avoir une idée sur la valeur de l'indice effectif. Sinon, si l'utilisateur n'a pas d'information sur la valeur de l'indice effectif cherché, il fixe une valeur initiale arbitraire comprise entre l'indice de réfraction du cœur et l'indice effectif de la gaine de la FMAS.

Le logiciel part d'une valeur initiale fixée par l'utilisateur, mais si cette valeur est très éloignée de la valeur de l'indice effectif, le logiciel peut trouver un grand nombre de solutions avant de fournir celle qui nous intéresse, et c'est à l'utilisateur d'identifier la valeur qui correspond au mode recherché.

Les variations de l'indice effectif sont conformes à ce que l'on pouvait attendre.

Lorsque le rapport d/Λ et/ou d/λ diminue, pour des grandes valeurs de l'espacement Λ et des valeurs de longueurs d'onde supérieures à $1\mu\text{m}$, l'indice effectif du mode fondamental tend vers la valeur de l'indice de réfraction de la silice (c'est à dire vers l'indice du cœur de la fibre).

II.1.1. L'indice effectif en fonction de la distance

Par la suite on fait varier l'indice effectif pour différentes longueurs de la FMAS. La figure 67 présente les variations de l'indice effectif en fonction la longueur d'onde pour d/Λ variant de 0.1 à 0.8 avec un pas de 0.1. Les distances sont de 1cm, 1m, 5m, 10m, 1km.

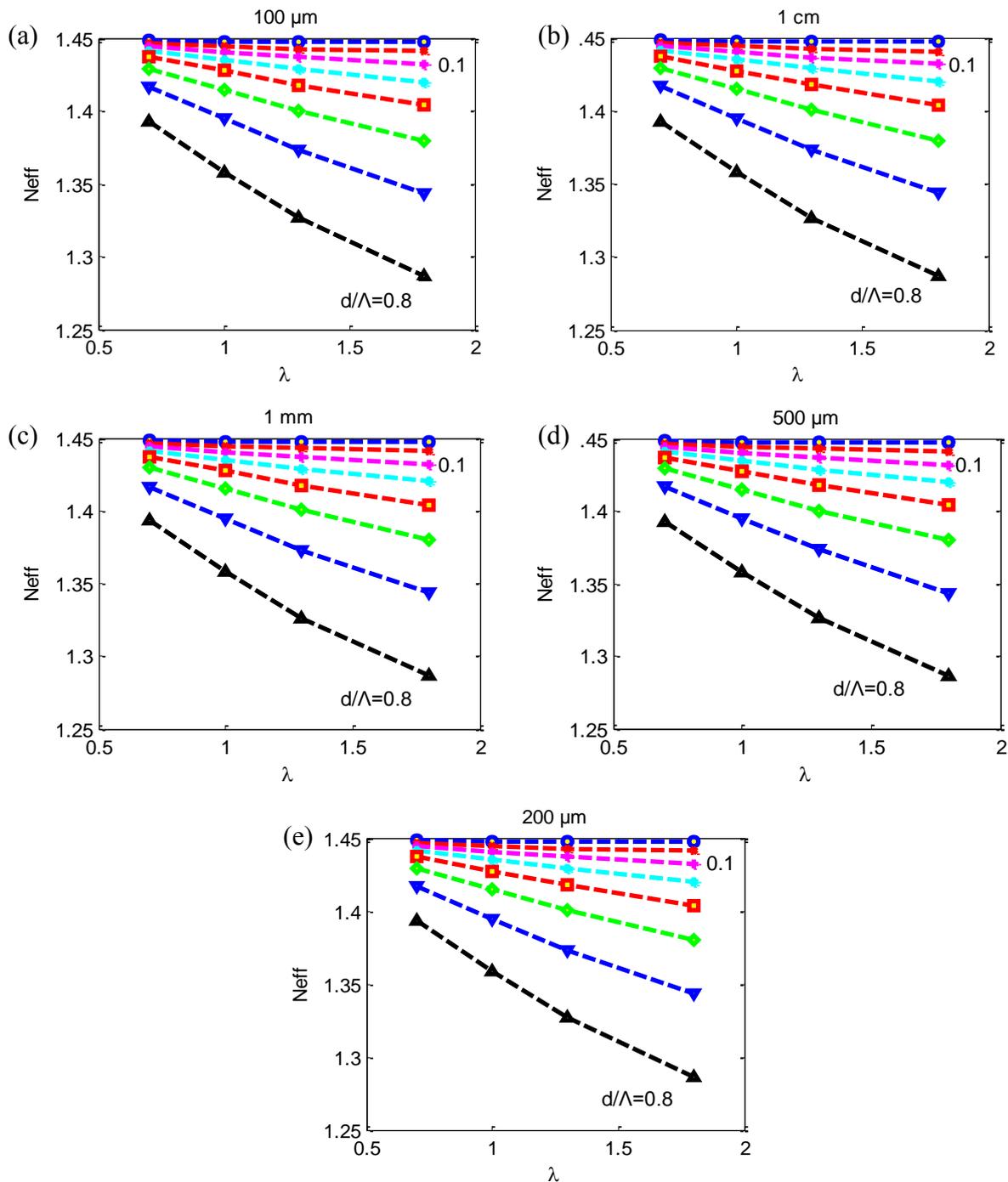


Figure 67 : Variations de N_{eff} en fonction de λ pour d/Λ variant de 0.1 à 0.8 avec un pas de 0.1 à des longueurs de 1cm, 1m, 5m, 10m, 1km

Après avoir fait varier l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour les différentes longueurs de FMAS, on remarque que la longueur de la fibre n'influe pas sur l'indice effectif. Donc, c'est uniquement les paramètres géométriques de la fibre qui jouent un rôle sur la valeur de l'indice effectif.

II.1.2. Comparaisons des indices effectifs obtenus avec d'autres méthodes

Afin de valider nos résultats, on va procéder à une comparaison avec ceux obtenus par d'autres méthodes. On commence par une comparaison de l'indice effectif en fonction de d/Λ pour Λ variant entre 2 à 6. Les résultats obtenus sont légèrement différents par rapport aux autres méthodes qui sont la méthode des éléments finis [12], et la méthode des fonctions localisées [12]. Les écarts relatifs entre la BPM et la MEF sont inférieurs à 2 %, et de l'ordre de 3.5 % pour la MFL.

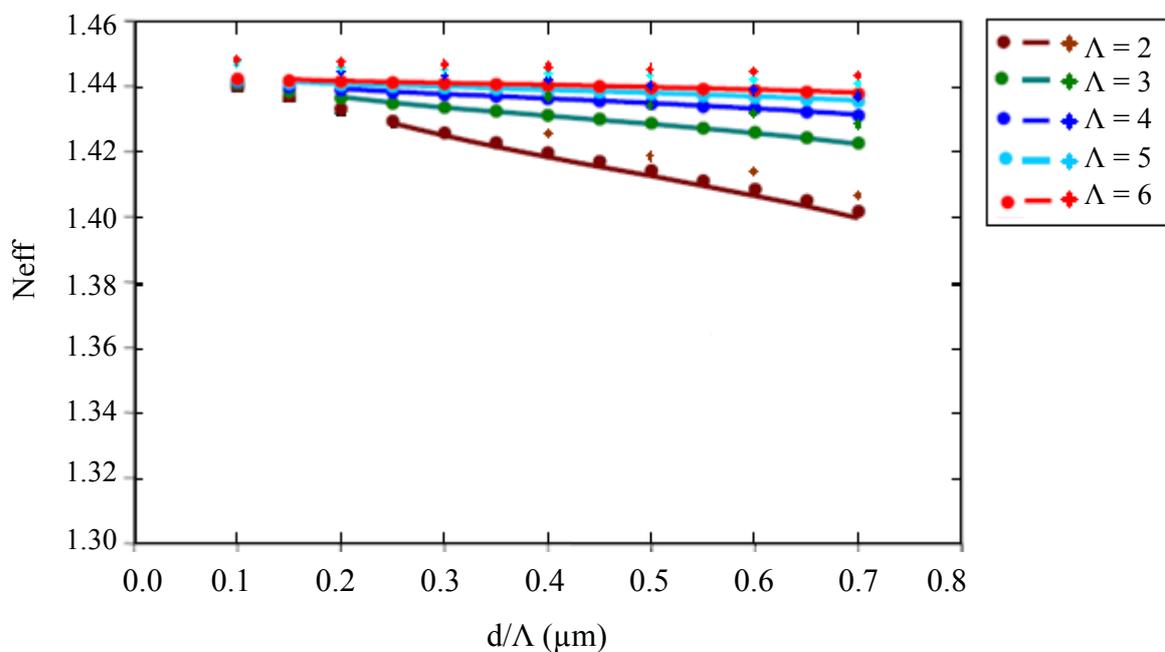


Figure 68 : Variations de l'indice effectif calculés à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour Λ variant de 2 μm à 6 μm par la MEF (lignes continues) et par la MFL (cercles pleins) et la BPM (étoiles).

La figure 68 présente une comparaison des résultats obtenus par la BPM avec les méthodes des fonctions localisées et des éléments finis.

On remarque une divergence sur les trois types de courbes quand le paramètre Λ diminue. Si on prend une faible valeur de $\Lambda = 2\mu m$.

L'écart entre la BPM et la MFL est de l'ordre de 1.69%, tandis qu'entre la BPM et la MEF l'écart est de 3.28%. Pour un espacement de $\Lambda = 6\mu\text{m}$, un écart de 0.59% est obtenu pour la MFL, et de 0.73% pour la MEF.

Dans la deuxième comparaison on fait varier l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour $\Lambda = 1.4\mu\text{m}$ et $d = 0.87\mu\text{m}$. Cette comparaison est réalisée avec la méthode des éléments finis et la méthode multipolaire (Fig.69).

L'écart entre les valeurs d'indice effectif augmente avec la longueur d'onde et qui peut atteindre 0,08% pour $\lambda = 0,8\mu\text{m}$, et 0,30% pour $\lambda = 2\mu\text{m}$.

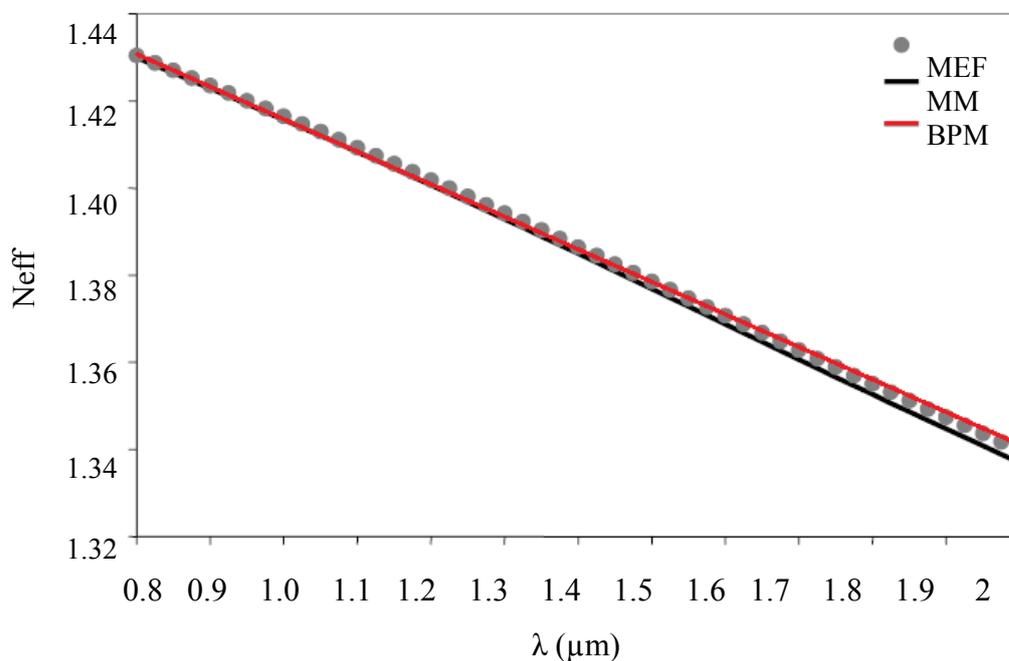
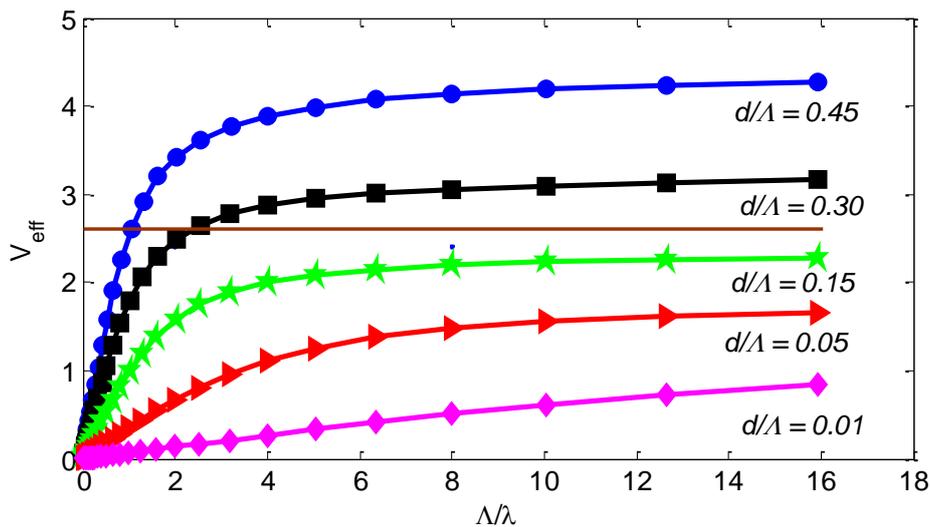


Figure 69 : Variations de N_{eff} en fonction de λ par la BPM (ligne rouge), MEF [29] (cercles pleins) et MM [29] (ligne continue) pour un profil [$\Lambda = 1,4\mu\text{m}$ et $d = 0,87\mu\text{m}$].

II.2. La fréquence effective et le caractère monomode

Comme on a pu le voir dans le chapitre précédent, le nombre de modes guidés dans la fibre dépend de la valeur de la fréquence spatiale normalisée V_{eff} . Si cette valeur est inférieure à 2.405, alors la fibre est monomode, dans le cas contraire, la fibre est multimode [1].

La figure 70, montre les variations de V_{eff} en fonction de Λ/λ pour des valeurs de d/Λ s'étendant de 0,15 à 0,45 avec un pas de 0,15. La ligne horizontale dans le graphe indique que $V_{\text{eff}} = 2,405$, c'est la condition de monomodalité de la fibre optique.



**Figure 70 : Variations de V_{eff} en fonction de Λ/λ
pour $d/\Lambda = 0.01, 0.05, 0.15, 0.30$ et 0.45 , la ligne marron indique $V_{\text{eff}} = 2.405$**

On remarque que pour certains paramètres géométriques, la fibre sera monomode quel que soit la longueur d'onde. Si on prend $d/\Lambda = 0.30$, la fibre est monomode pour une fréquence normalisée $\Lambda/\lambda < 0.4$. Lorsque $d/\Lambda = 0.15$, la fibre est toujours monomode pour toutes les longueurs d'onde.

II.3. La dispersion chromatique

La dispersion au sens large est un étalement ou un élargissement des impulsions lumineuses lors de leur propagation le long d'une fibre optique.

Une dispersion trop importante augmente le taux d'erreur au niveau du récepteur (une impossibilité de distinguer les 0 des 1).

La figure 71 présente la dispersion chromatique pour une fibre conventionnelle monomode SMF28. Les paramètres de cette fibre sont donnés dans le tableau 2. La dispersion est nulle pour une longueur d'onde de $1.310\mu\text{m}$ pour une fibre SMF28.

Paramètres	Valeurs
Rayon du cœur	$4.15\mu\text{m}$
Rayon de la gaine	$62.5\mu\text{m}$
Indice du cœur @1560nm	1.4499
Indice de la gaine @1560nm	1.4463

Tableau 2 : Caractéristiques d'une fibre SMF28

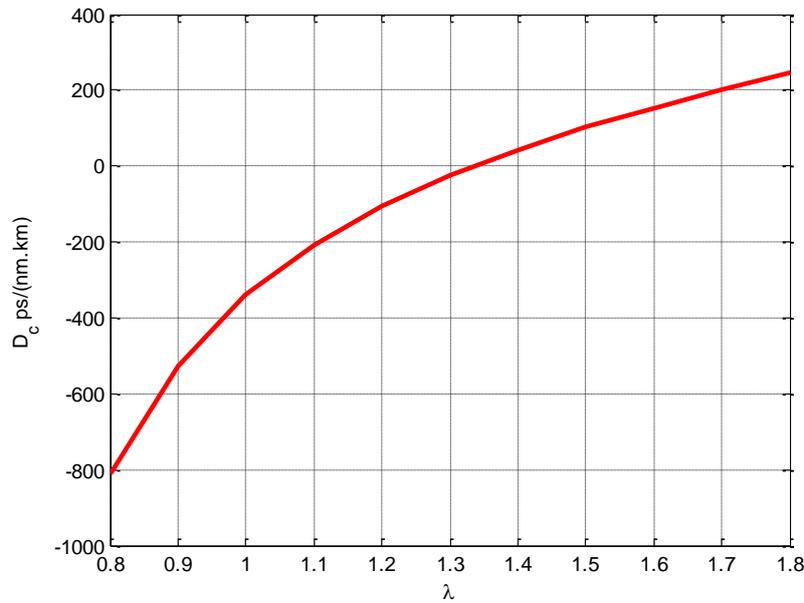


Figure 71 : Dispersion chromatique d'une fibre SMF28 en fonction de la longueur d'onde

Cependant, la dispersion chromatique d'une FMAS dépend de sa structure, et du rapport d/Λ . En jouant sur ces paramètres géométriques, il est possible de modifier l'allure de la courbe de dispersion chromatique. Par exemple, on peut annuler la dispersion pour des longueurs d'onde inférieure à $1.27\mu\text{m}$ [4], d'où la possibilité de compensation de la dispersion [5]. Par la suite, on verra comment annuler la dispersion pour une longueur d'onde, ou bien procéder à un décalage du zéro.

La dispersion chromatique D_c d'un mode guidé est approximativement égale à la somme de la dispersion du matériau de la structure guidance D_m , et de la dispersion liée à la géométrie du guide D_G (dispersion du guide).

$$D_c = D_G + D_M$$

Elle est calculée numériquement par la formule suivante :

$$D_c = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2}$$

La figure 72 représente la variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour $\Lambda = 2\mu\text{m}$ et $d = 1\mu\text{m}$. Avec ces paramètres, on a un décalage du zéro de la dispersion. Elle est nulle pour une longueur d'onde de l'ordre de $0.975\mu\text{m}$.

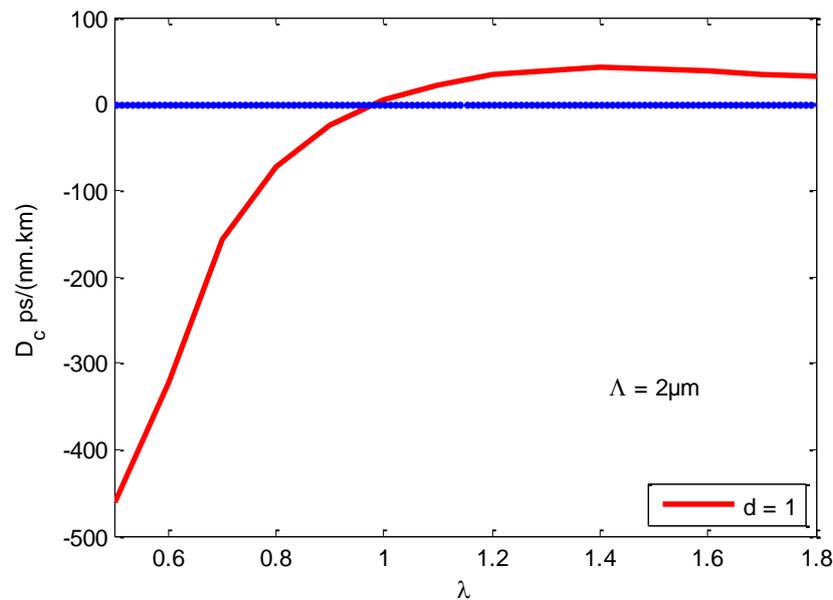


Figure 72 : Variations de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ et $d = 1 \mu\text{m}$.

On peut observer sur les figures 73, 74 et 75 que le zéro de dispersion est situé dans la plage allant de $0.9 \mu\text{m}$ à $1.3 \mu\text{m}$. Par exemple dans la figure 73 ($d = 2.5 \mu\text{m}$), la dispersion est nulle pour une longueur d'onde de $0.97 \mu\text{m}$, et nulle à $1 \mu\text{m}$ pour un diamètre de $2 \mu\text{m}$. Mais si le diamètre augmente, le zéro de dispersion sera décalé vers les petites longueurs d'onde.

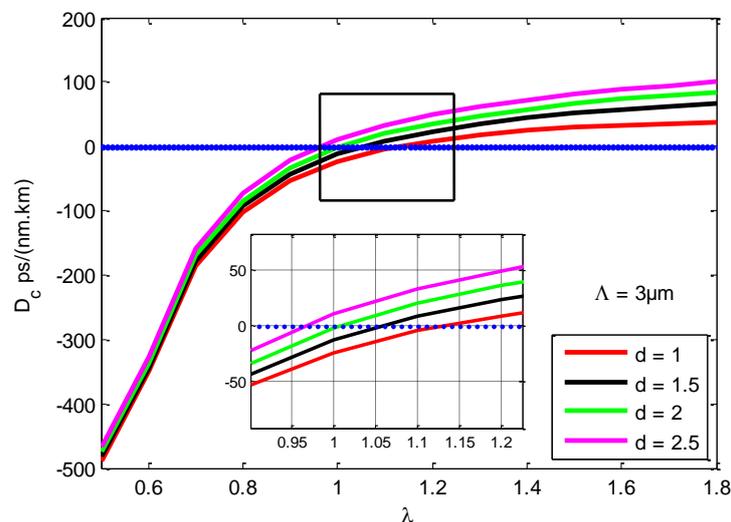
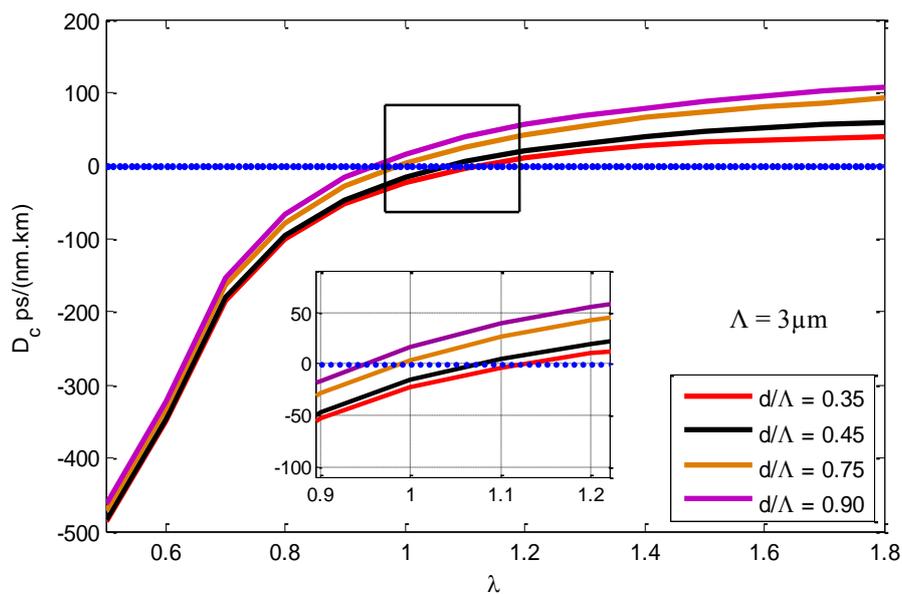
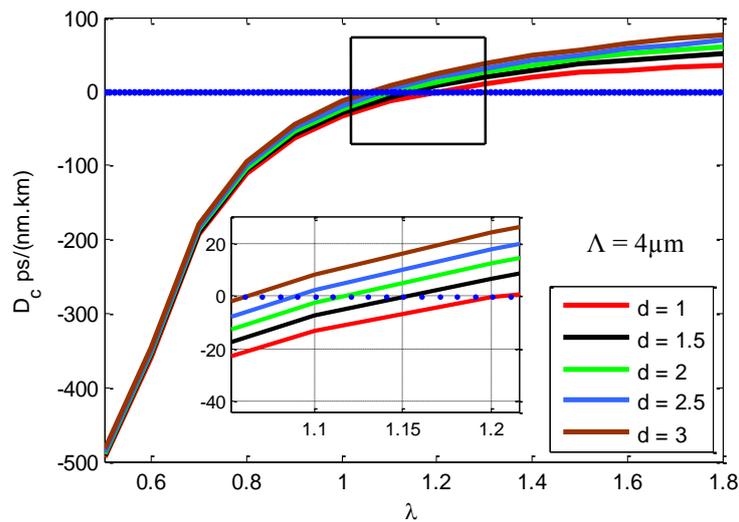


Figure 73 : Variations de la dispersion chromatique pour $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ et $d = 1 \mu\text{m}$, $1.5 \mu\text{m}$, $2 \mu\text{m}$ et $2.5 \mu\text{m}$.

La figure 74 représente une dispersion nulle pour un diamètre $d = 3 \mu\text{m}$, et une longueur d'onde de $1.07 \mu\text{m}$. Elle est nulle également pour une longueur d'onde de $1.2 \mu\text{m}$ et un diamètre de $1 \mu\text{m}$.



La modification de la taille des trous et leurs emplacements permettent de concevoir et obtenir de nouvelles propriétés de fibres optiques. Lorsque le diamètre des trous est faible, la dispersion chromatique tend vers celle du matériau car les canaux d'air ont une influence insignifiante, et devient plus importante lorsque le diamètre des trous augmente.

La figure 76 présente une comparaison de la courbe de dispersion en fonction de la longueur d'onde pour un espacement $\Lambda = 2.5\mu\text{m}$, et d/Λ variant de 0.4 à 0.9 avec un pas de 0.1.

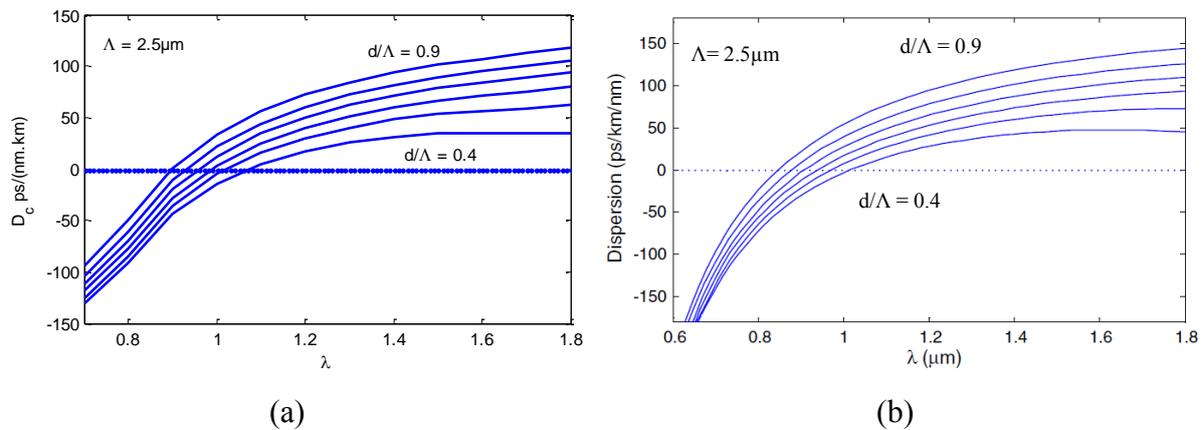


Figure 76 : Comparaison de la dispersion chromatique entre la méthode BPM(a) et la méthode FDTD [2] (b)

La comparaison est réalisée entre la méthode BPM et les travaux de Sheikhi avec la méthode FDTD. Pour $d/\Lambda = 0.4$ un écart de 0.12% a été obtenu, et pour $d/\Lambda = 0.9$, un écart de 0.70% a été obtenu.

A travers nos résultats, on a pu montrer comment une conception appropriée de la gaine microstructurée peut annuler la dispersion chromatique. La dispersion sera nulle vers les courtes longueurs d'onde. Notons que nous avons considéré le cas d'un arrangement triangulaire de trous dans la gaine photonique. Il est possible de considérer d'autres configurations (trous de dimensions différentes [3], gaine photonique en nid d'abeille...) pour pouvoir ajuster la dispersion chromatique.

La dispersion chromatique est importante dans les systèmes de télécommunications optiques WDM. Ce type de système ne fonctionne qu'à une seule longueur d'onde mais dans une bande spectrale comportant un ensemble de canaux multiplexés chromatiquement. Il est donc important de connaître la variation de la dispersion en fonction de la longueur d'onde.

III. Distributions du champ dans les FMAS

Cette partie a pour objectif d'étudier le champ dans les deux types de structures : les FMAS de type RTIM, et les FMAS de type BIP et dont les profils d'indice sont représentés sur la figure 77 ci-dessous.

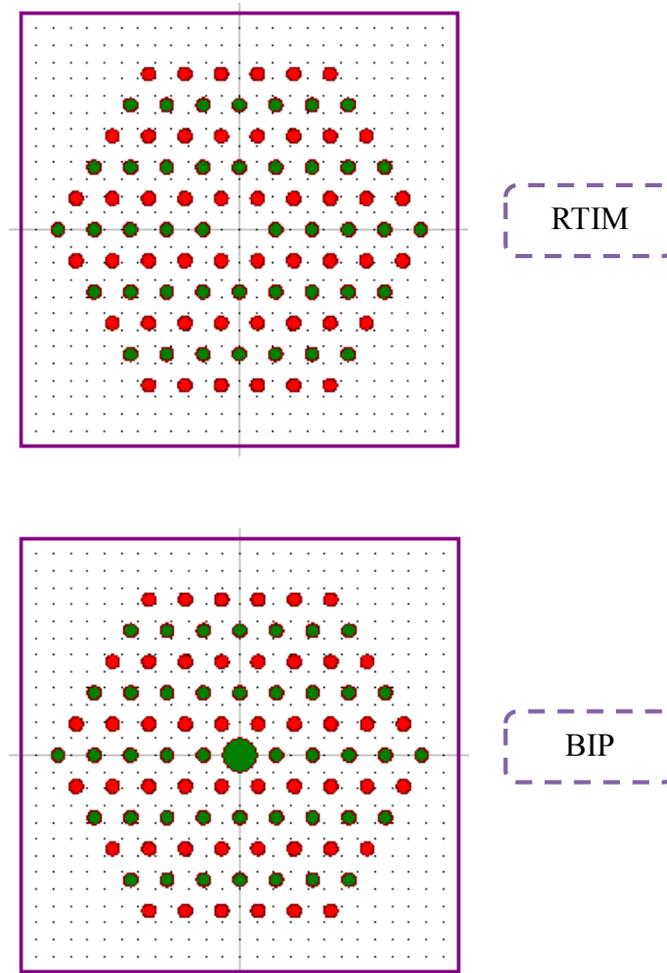


Figure 77 : Profils d'indices 2D pour les FMAS RTIM et BIP.

La distribution de champ est en grande partie confinée dans la région centrale. Pour apprécier le confinement du mode fondamental dans la région centrale, les distributions de champ sont calculées en utilisant la technique BPM. La figure 78 ci-dessous présente le mode fondamental ainsi que les trois premiers modes à une longueur d'onde de $1.55\mu\text{m}$ pour une FMAS de type RTIM.

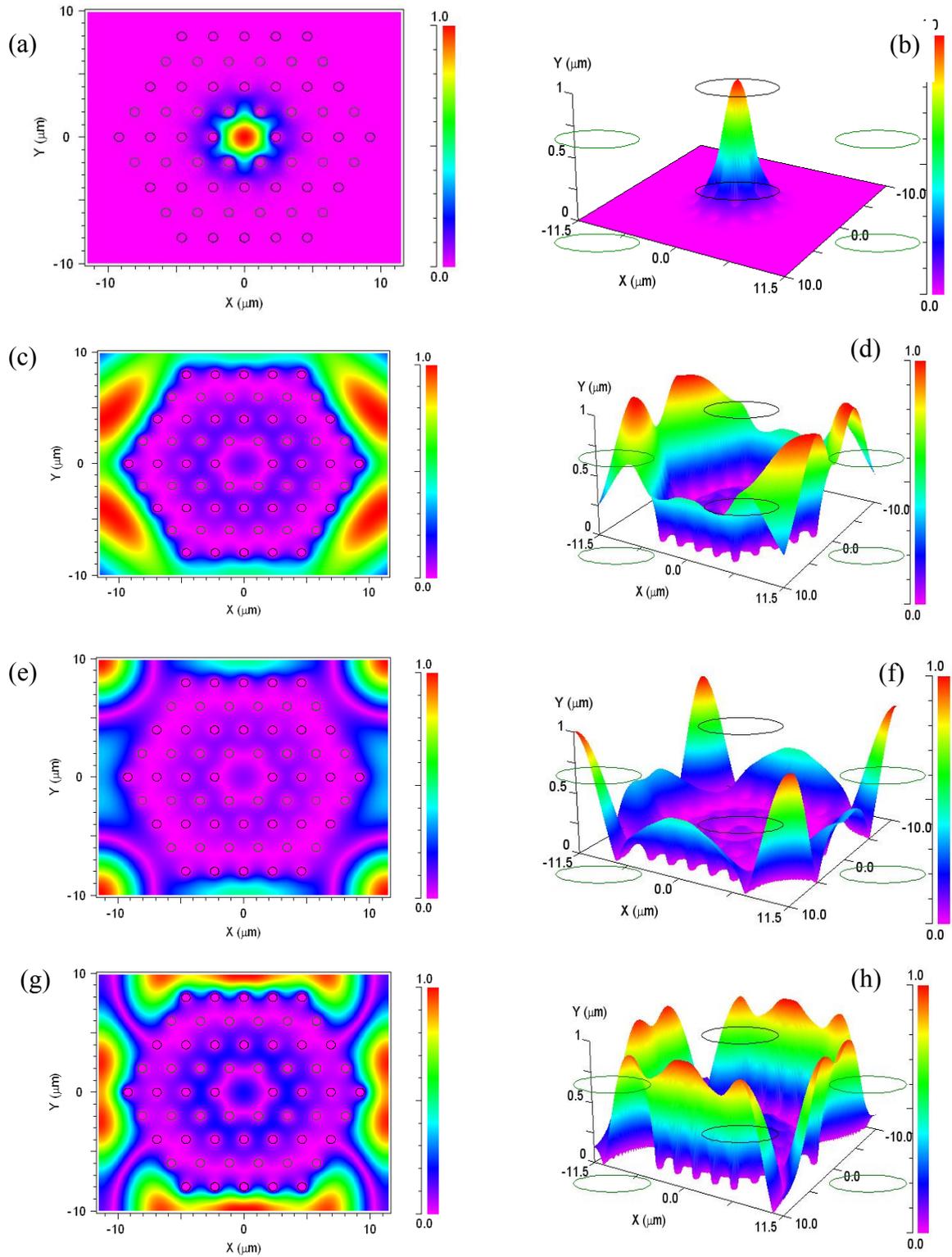
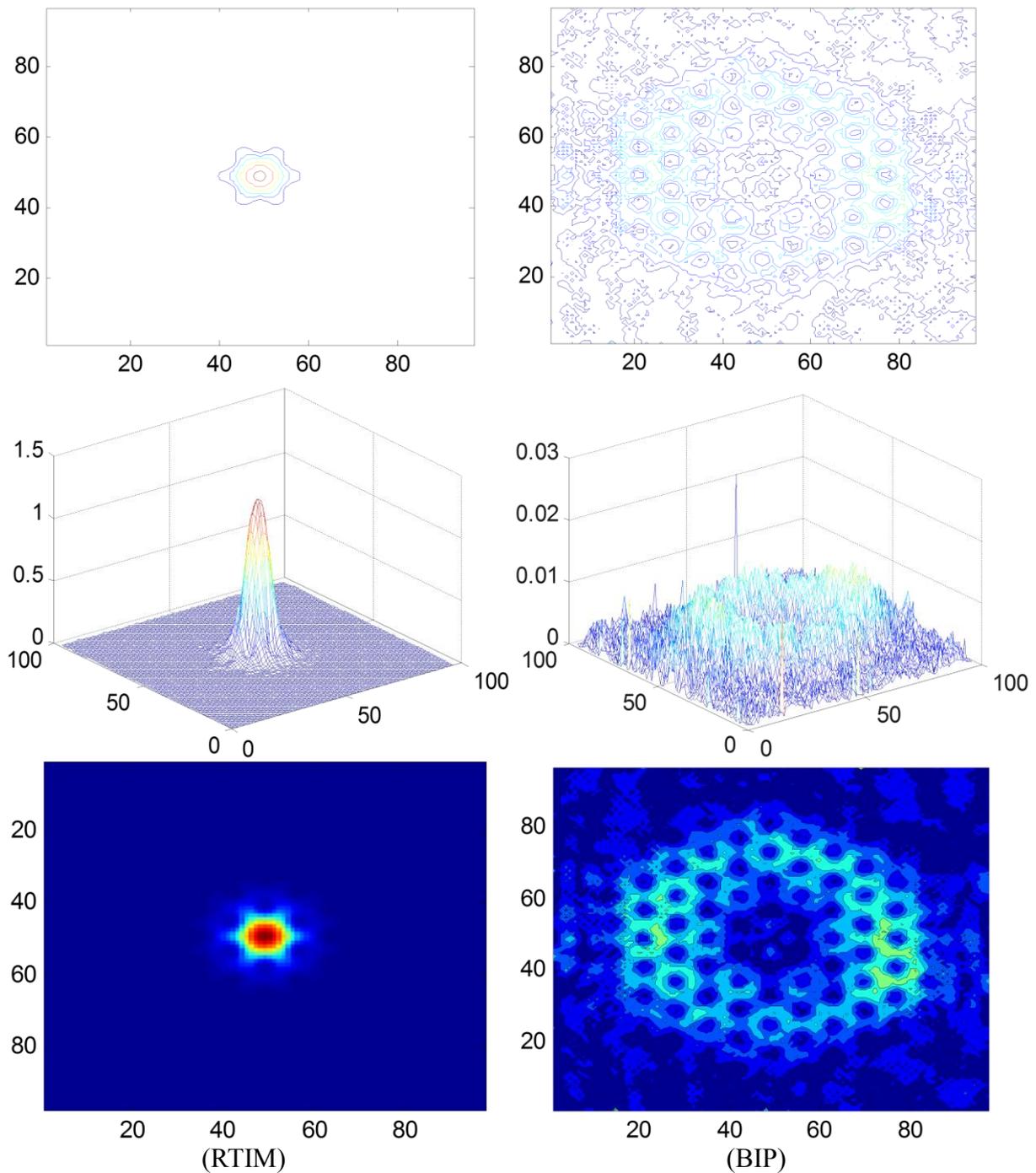


Figure 78 : Mode électromagnétique obtenus par la BPM pour la FMAS pour $\Lambda = 2.3\mu\text{m}$ et $d = 0.69\mu\text{m}$.

La figure 79 présente le profil du champ pour une structure RTIM et BIP pour les mêmes paramètres [$\Lambda = 2\mu\text{m}$, $d = 1\mu\text{m}$] à une longueur de $1.55\mu\text{m}$ et un diamètre de cœur de $3\mu\text{m}$ pour une FMAS de type BIP.



**Figure 79 : Profils du mode fondamental
pour $\Lambda = 2\mu\text{m}$, $d = 1\mu\text{m}$ et $Dc_{\text{BIP}} = 3\mu\text{m}$.**

Fort niveau : Couleur rouge - Faible niveau : Couleur bleu

On remarque que l'amplitude dans la FMAS de type RTIM atteint 100%, par contre dans la FMAS de type BIP l'amplitude atteint que 20%. On constate également qu'il y a une atténuation au centre de la fibre de type BIP. Cela est dû au fait que les champs ont tendance à avoir une forte concentration dans les régions d'indice de réfraction le plus élevé.

III.1. Résultats de la distribution du champ dans une fibre RTIM

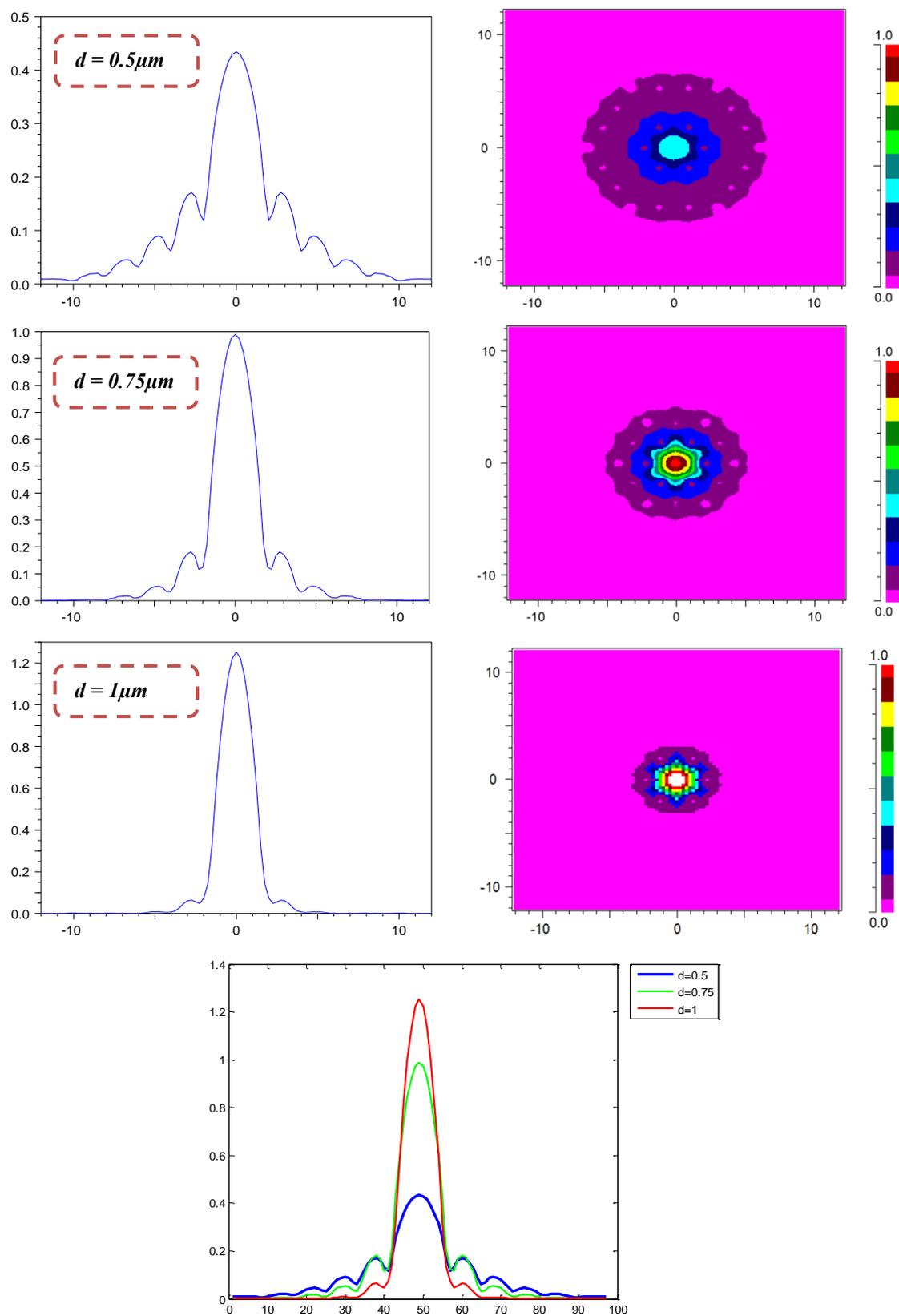


Figure 80 : Profils et cartographies du champ électrique pour $\Lambda = 2\mu\text{m}$, $\lambda = 1.55\mu\text{m}$.

Les figure 80 ci-dessus illustrent les profils et les cartographies du champ correspondants à une FMAS de type RTIM ayant $\Lambda = 2\mu\text{m}$ et de diamètres $d = 0.5, 0.75$ et $1\mu\text{m}$, à une longueur d'onde de $1.55\mu\text{m}$. Avec un diamètre de $d=0.5\mu\text{m}$, on a obtenu une amplitude de 0.4. Si on augmente le diamètre des trous, on obtient une amplitude plus élevée. L'amplitude de 1.23 correspond à un diamètre de $d = 1\mu\text{m}$.

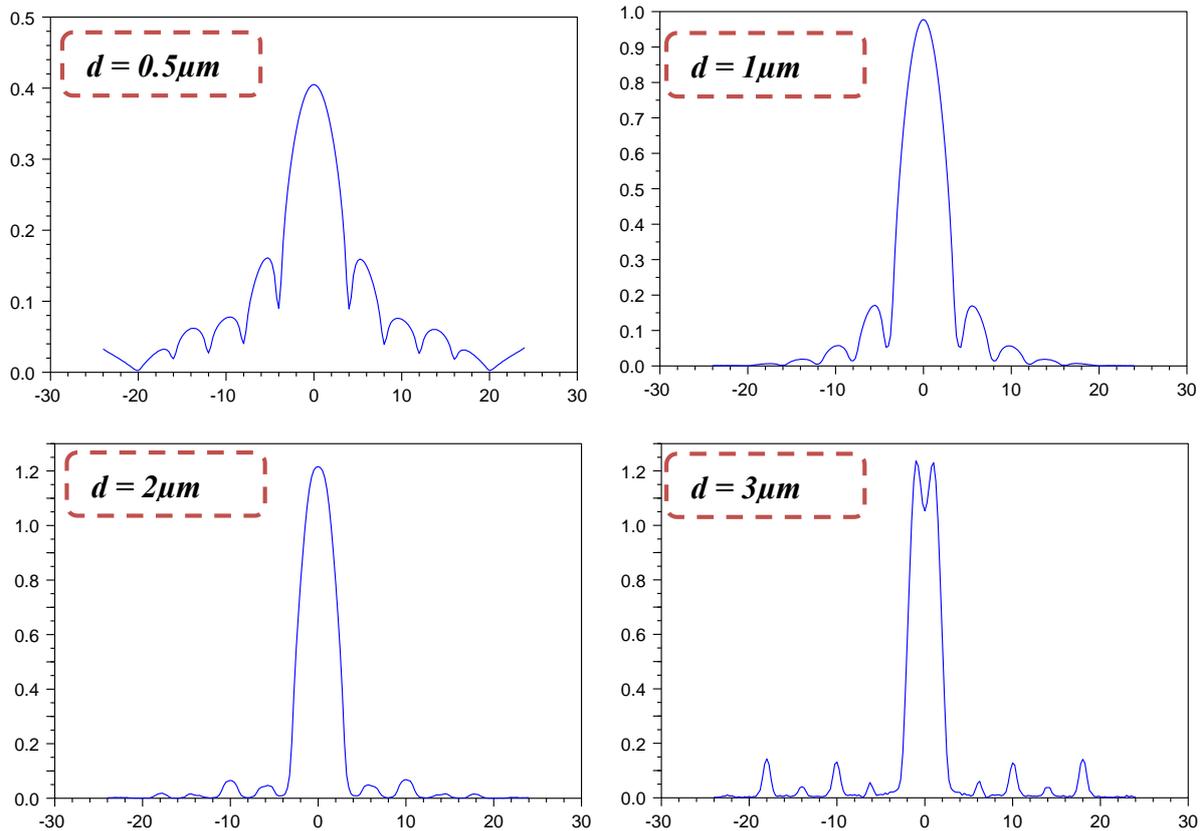


Figure 81 : Profils du champ pour $\Lambda = 4\mu\text{m}$, $\lambda = 1.55\mu\text{m}$.

La figure 81 présente les profils du champ pour une structure de $\Lambda = 4\mu\text{m}$ et des diamètres $d = 0.5\mu\text{m}, 1\mu\text{m}, 2\mu\text{m}$ et $3\mu\text{m}$, à une longueur d'onde de $1.55\mu\text{m}$.

L'intensité est de 0.4 avec un diamètre de $d = 0.5\mu\text{m}$. Chaque fois le diamètre est plus élevé, l'amplitude du champ augmente.

On remarque que le champ semble être Gaussien, cependant, si on change les paramètres géométriques de la FMAS, et la longueur d'onde, le champ prend une distribution différente.

On note une apparition de pics dans la distribution. Ces pics se produisent aux endroits où il y a des petits trous d'air.

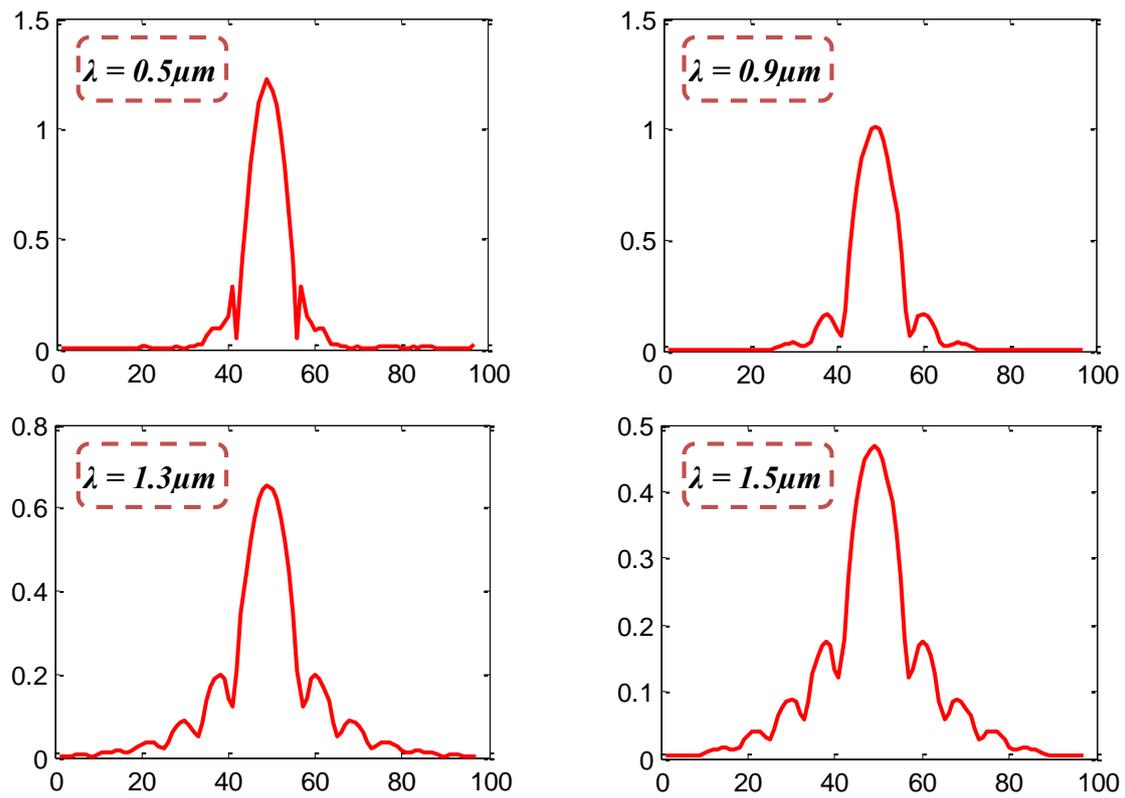


Figure 82 : Profils du champ électrique pour différentes longueurs d’onde ($d = 0.5\mu\text{m}$, $\Lambda = 2\mu\text{m}$).

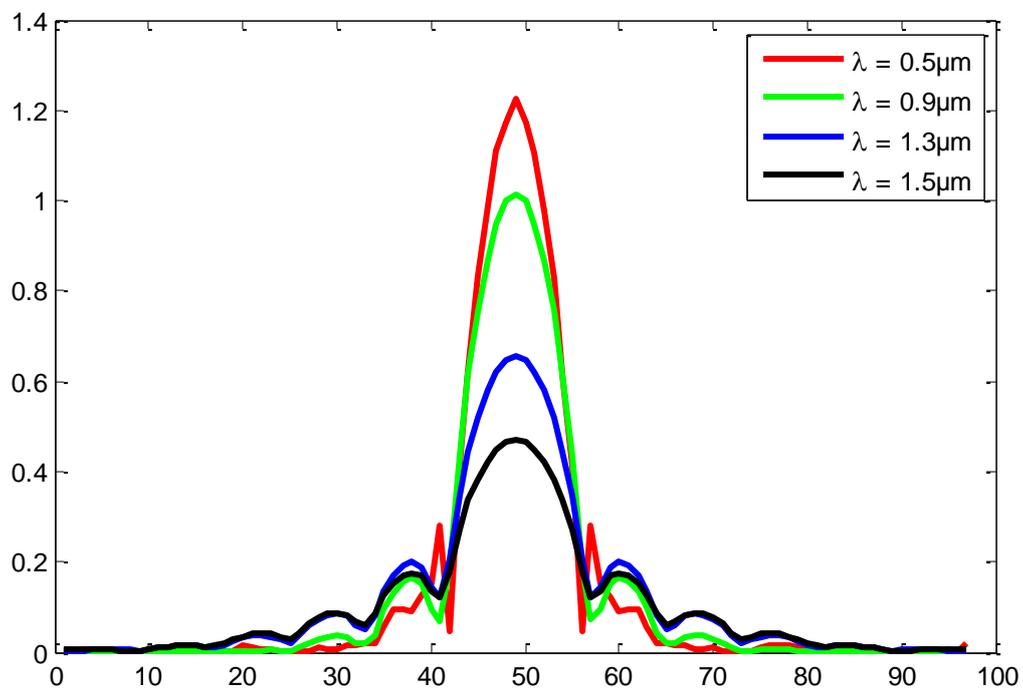


Figure 82.b : Profils du champ ($d = 0.5\mu\text{m}$, $\Lambda = 2\mu\text{m}$).

La figure 82 présente les profils du champ pour différents longueurs d'onde avec $\Lambda = 2\mu\text{m}$ et $d=0.5\mu\text{m}$.

On remarque que le champ varie inversement proportionnellement au diamètre des trous. Pour les faibles longueurs d'ondes l'amplitude du champ fondamental est maximale. La figure 82.c présente une section transverse de la structure RTIM, on peut observer que le champ est localisé dans le cœur pour les courtes longueurs d'onde.

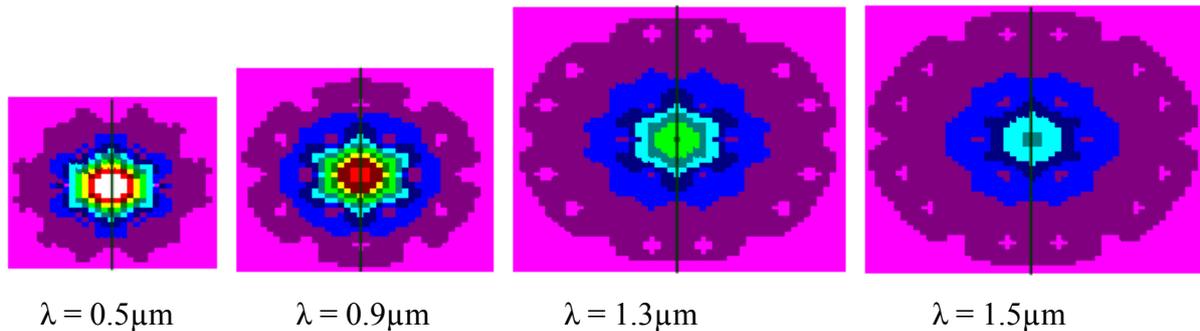


Figure 82.c : Cartographies du champ électrique pour différentes longueurs d'onde ($d = 0.5\mu\text{m}$, $\Lambda = 2\mu\text{m}$).

La figure 83 présente la distribution du champ pour une structure RTIM de $\lambda = 1.3\mu\text{m}$ et l'espacement Λ variant de $2\mu\text{m}$ à $5\mu\text{m}$ avec un pas de $1\mu\text{m}$, et pour un diamètre de $1\mu\text{m}$.

On remarque que pour un faible espacement, le confinement du champ est concentré dans la zone du cœur. Il occupe le premier arrangement avec un espacement de $\Lambda = 2\mu\text{m}$, et il atteint le troisième arrangement des trous avec un espacement $\Lambda = 5\mu\text{m}$. La figure 83.b présente le profil du champ électrique.

L'amplitude du champ est maximale pour les faibles espacements Λ .

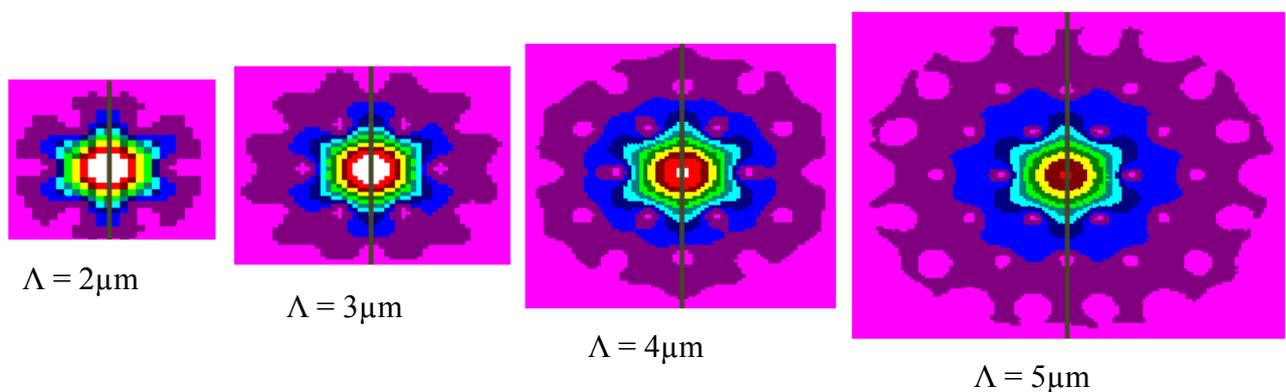


Figure 83 : Cartographies du champ électrique pour différents pas Λ ($d = 1\mu\text{m}$, $\lambda = 1.3\mu\text{m}$).

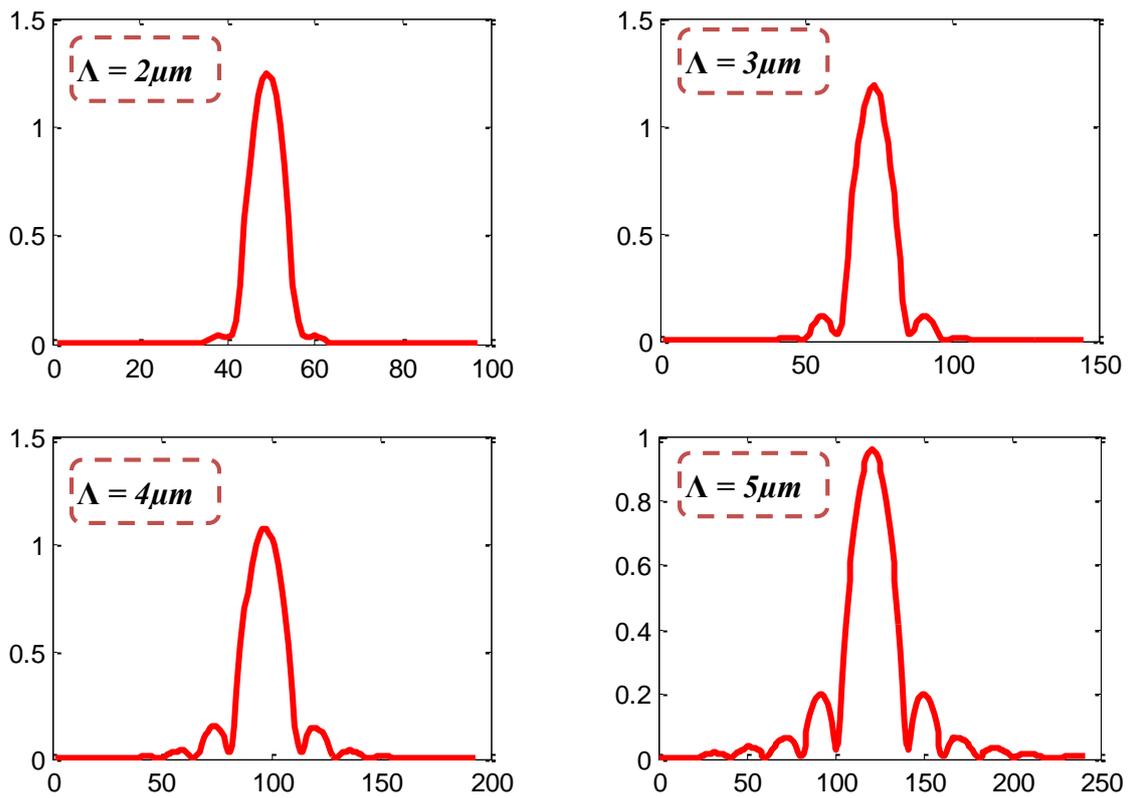


Figure 83.b : Profils du champ électrique pour différents espacements Λ , ($d = 1\mu\text{m}$, $\lambda = 1.3\mu\text{m}$).

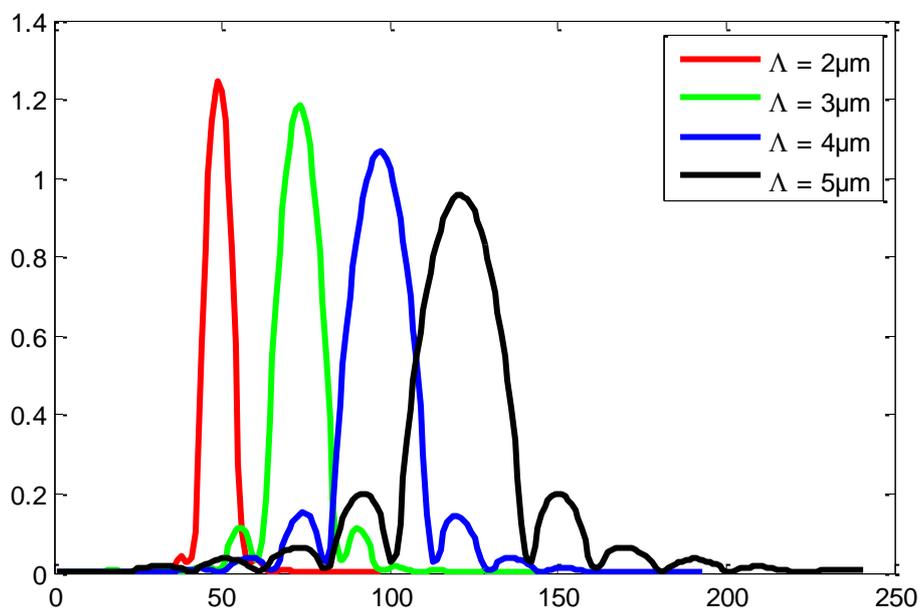


Figure 83.c : Profils du champ ($d = 1\mu\text{m}$, $\lambda = 1.3\mu\text{m}$)

III.2. Distribution du champ dans une FMAS de type BIP

Cette partie est consacrée à l'étude de l'évolution du champ dans les FMAS de type BIP, en fonction des paramètres de structure et de la longueur d'onde.

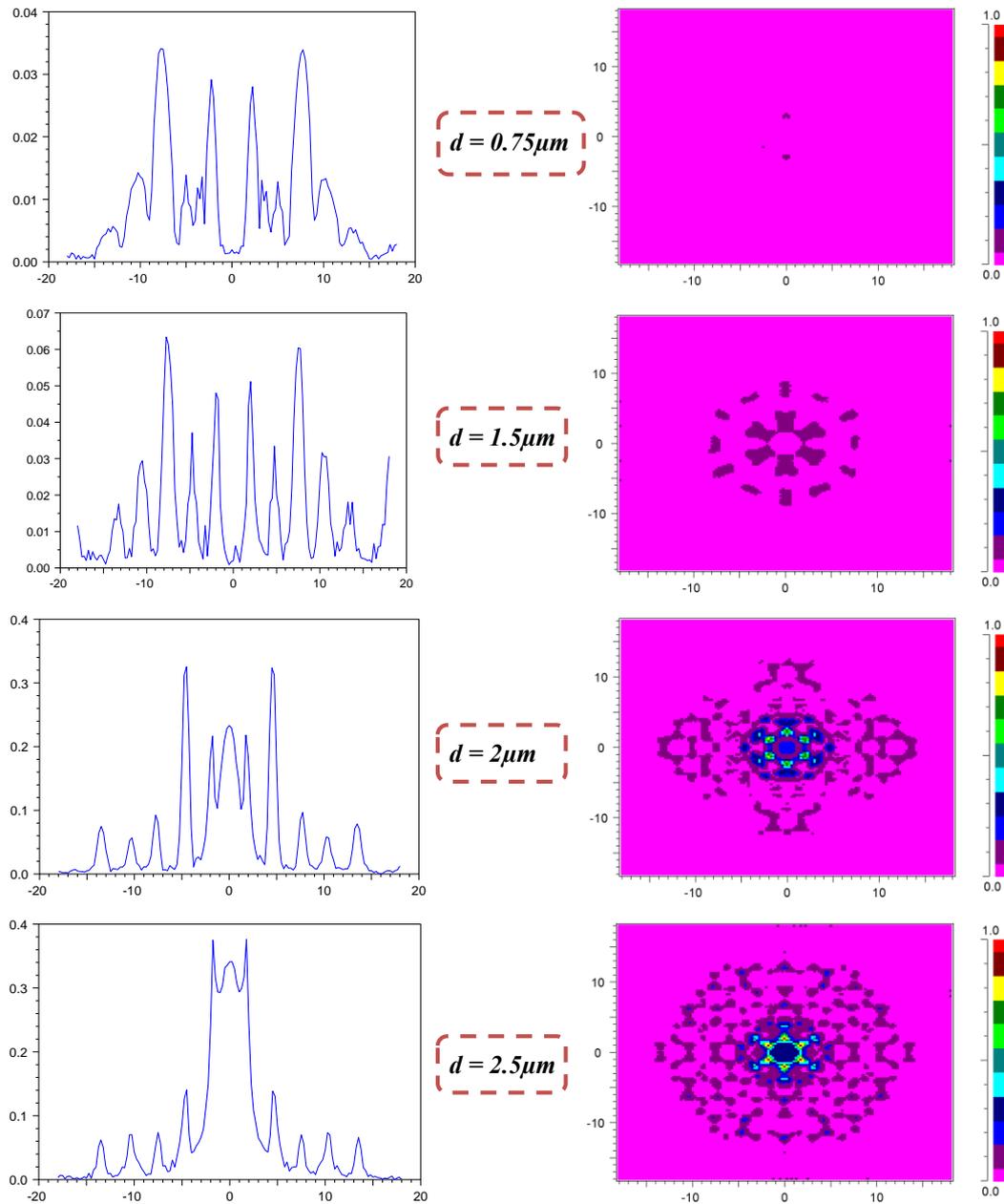


Figure 84 : Profils et cartographies du champ électrique pour $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ et $D_c = 3.26 \mu\text{m}$ à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

Les figures 84 et 85 présentent les profils et les cartographies du champ pour différents diamètres de trous et pour un diamètre de cœur $D_c = 3.26 \mu\text{m}$, pour un espacement $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ et $4 \mu\text{m}$ respectivement, à une longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

On remarque sur la première image de la figure 84 qu'il y a une absence du champ. Pour avoir une localisation dans la région du cœur on doit avoir un diamètre des trous plus grand.

Il est à noter que dans la figure 84 avec les diamètres $d = 0.75\mu\text{m}$ et $1.5\mu\text{m}$ qu'il y a des oscillations du champ électrique, mais une disparition de celui-ci dans le cœur de la FMAS.

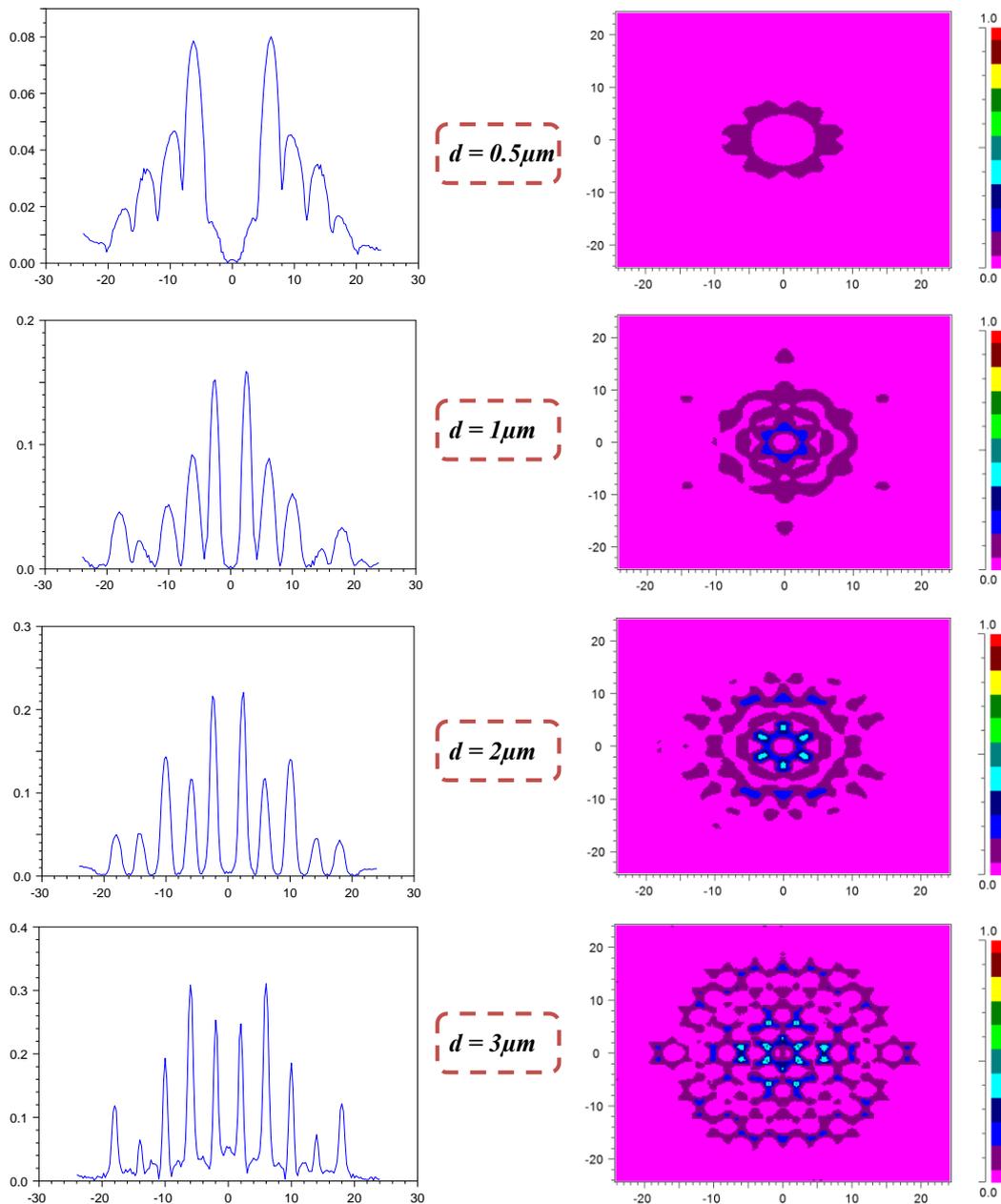


Figure 85 : Profils et cartographies du champ électrique pour $\Lambda = 4\mu\text{m}$ et $D_c = 3.26\mu\text{m}$ à $\lambda = 1.55\mu\text{m}$.

La figure 86, montre le comportement du champ pour différentes longueurs d'onde dans une FMAS ayant les paramètres $\Lambda = 4\mu\text{m}$, $d = 3\mu\text{m}$ et $D_c = 3.26\mu\text{m}$.

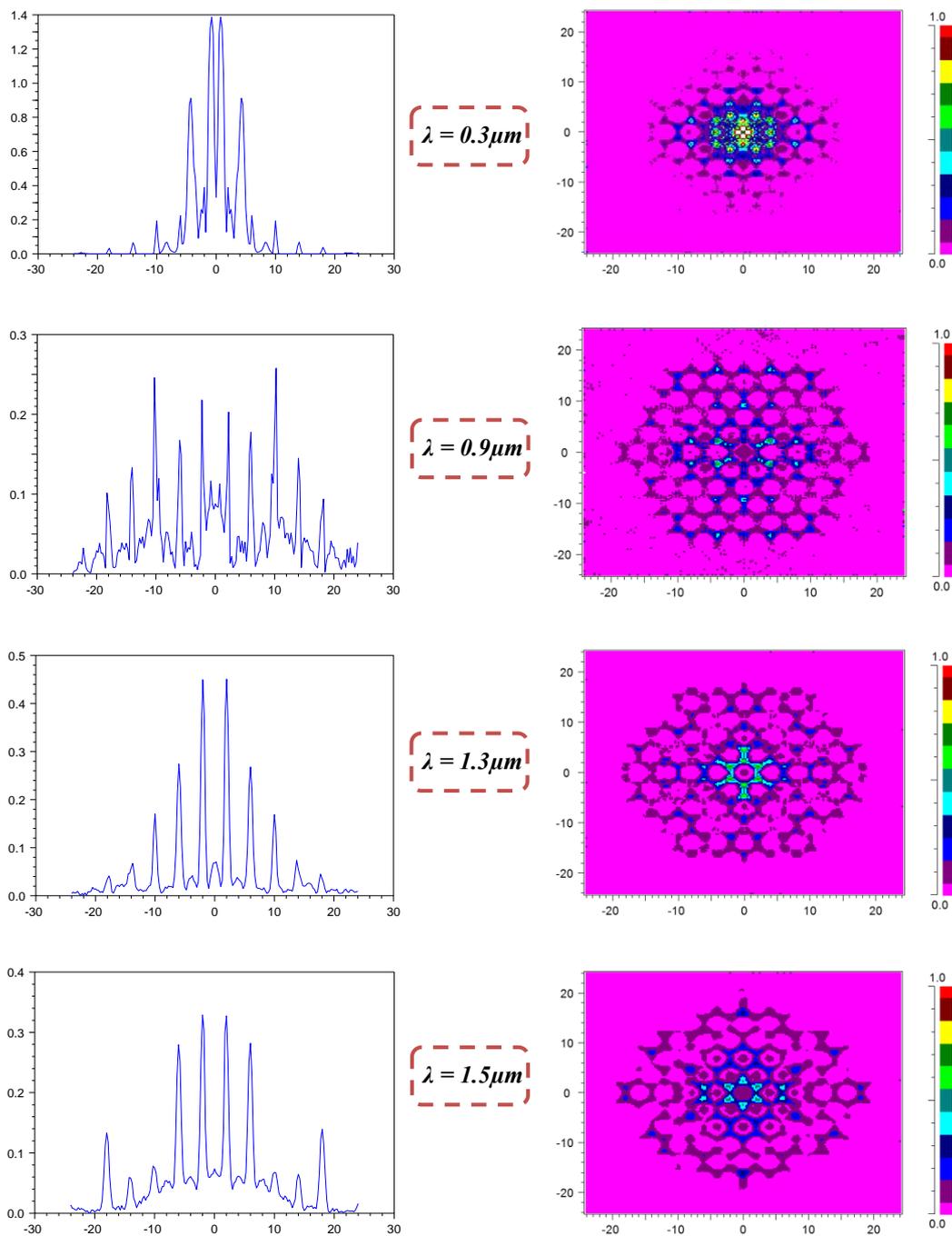


Figure 86 : Profils et cartographies du champ électrique pour $d = 3\mu\text{m}$, $\Lambda = 4\mu\text{m}$ et $D_c = 3.26\mu\text{m}$.

Les figures 87 et 88 illustrent le comportement du champ pour différents diamètres du cœur de la FMAS. La structure a les paramètres suivants : $\Lambda = 4\mu\text{m}$, $d = 3\mu\text{m}$ et $d = 1\mu\text{m}$ respectivement, à $\lambda = 1.55\mu\text{m}$.

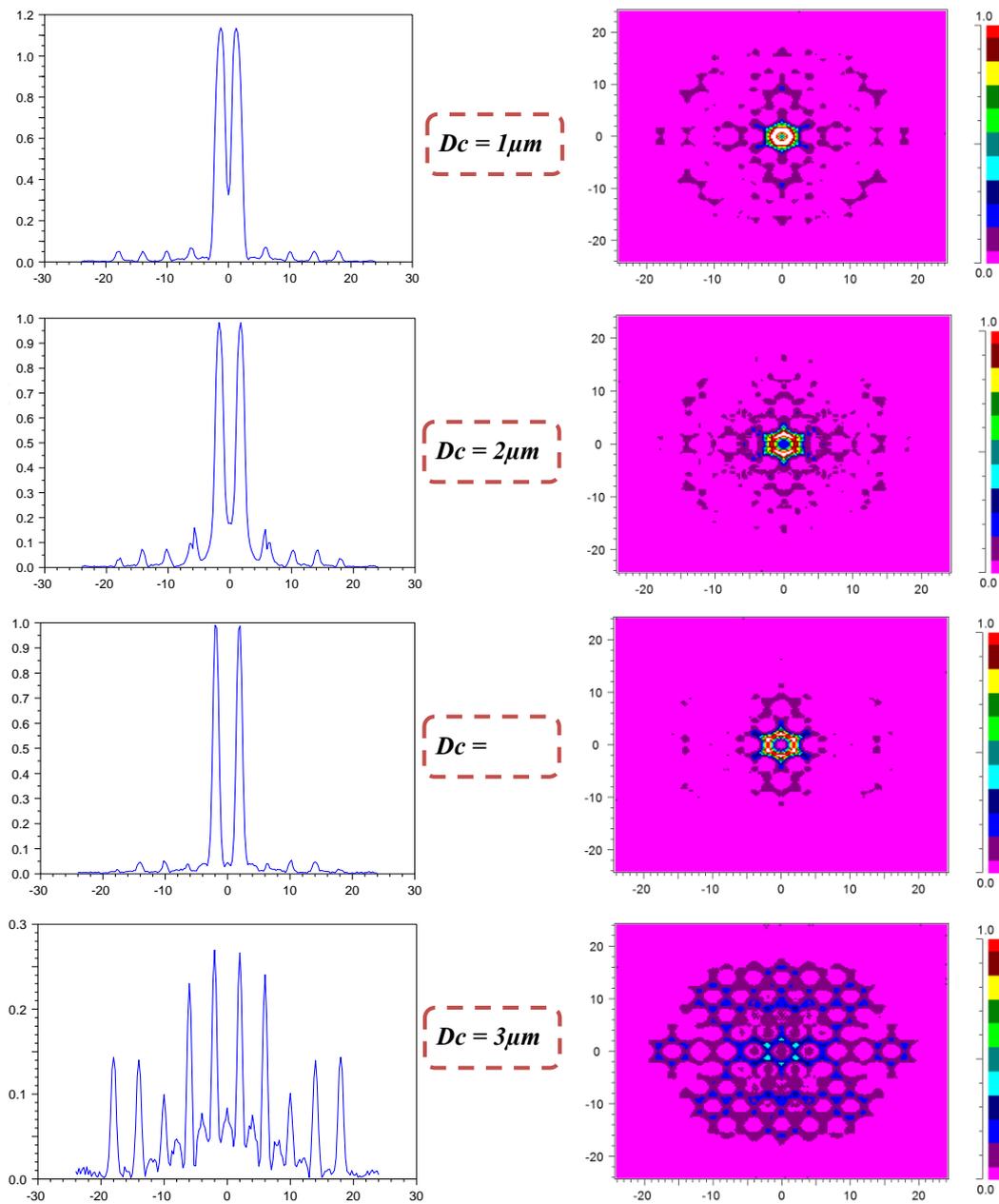


Figure 87 : Profils et cartographies du champ électrique pour $\Lambda = 4\mu\text{m}$ et $d = 3\mu\text{m}$ à $\lambda = 1.55\mu\text{m}$.

On peut observer sur les quatre premières courbes de la figure 87 que le champ occupe le premier arrangement des trous d'air, lorsque le diamètre de cœur est inférieur au diamètre des trous.

On remarque sur la figure 88 qu'il y a une absence du champ, due au diamètre des trous qui est plus grand que le diamètre du cœur de la FMAS.

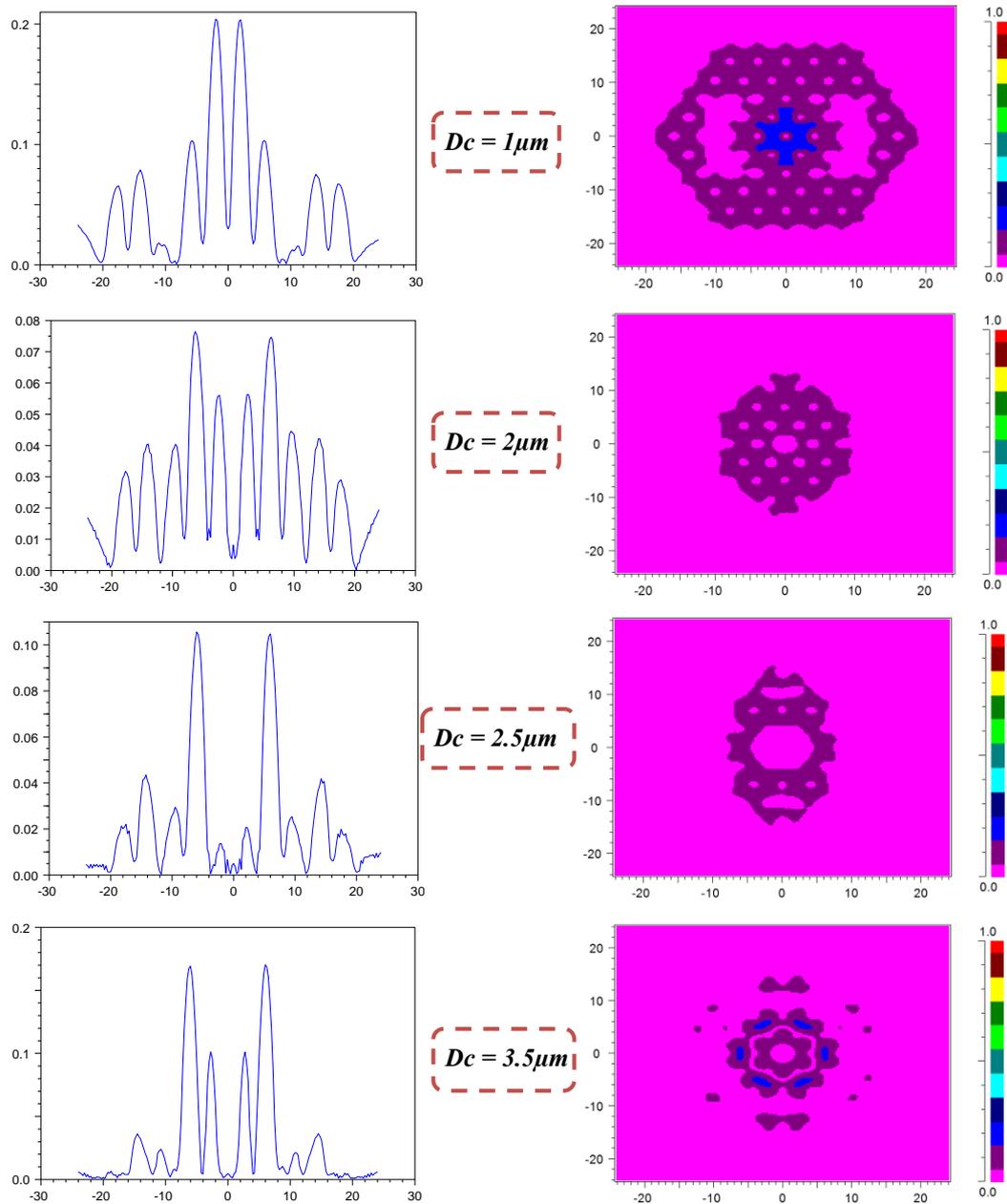


Figure 88 : Profils et cartographies du champ électrique pour $\Lambda = 4\mu\text{m}$ et $d = 1\mu\text{m}$ à $\lambda = 1.55\mu\text{m}$.

Les figures 89 et 90 montrent l'évolution de l'amplitude du champ en fonction de la longueur d'onde, et ceci pour différents paramètres géométriques $\Lambda = 4\mu\text{m}$, $d = 1$ et $d = 3\mu\text{m}$ respectivement. Le diamètre de cœur est variable pour chaque structure, $D_c = 1\mu\text{m}$, $3\mu\text{m}$ et $5\mu\text{m}$.

Ces figures illustrent ce qui semble être une bande interdite qui tombe brusquement à une longueur d'onde de $0.5\mu\text{m}$ pour les trois diamètres de cœur.

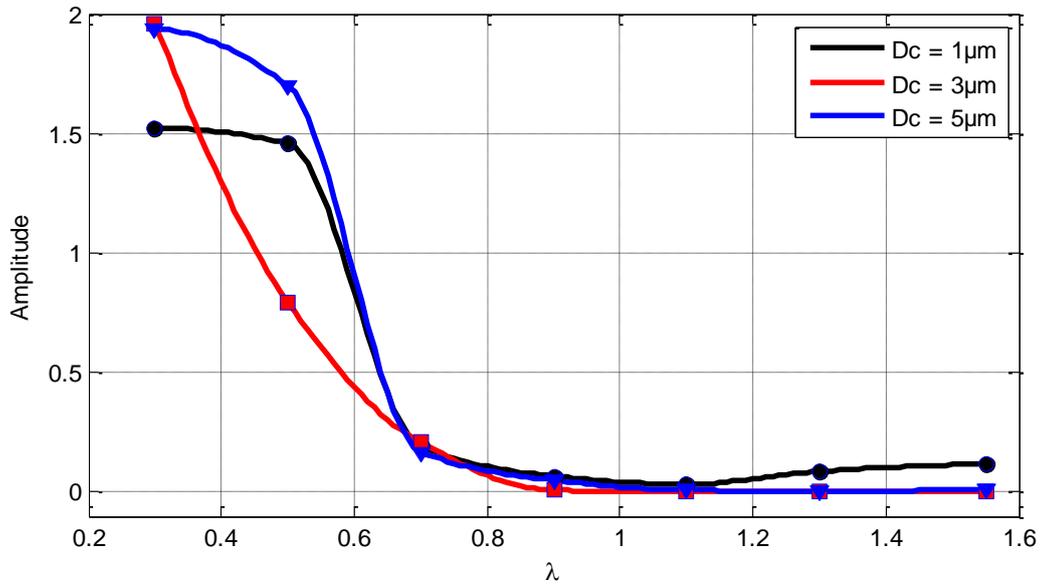


Figure 89 : Variations de l'amplitude en fonction la longueur d'onde pour $d = 1.5\mu\text{m}$, $\Lambda = 4\mu\text{m}$.

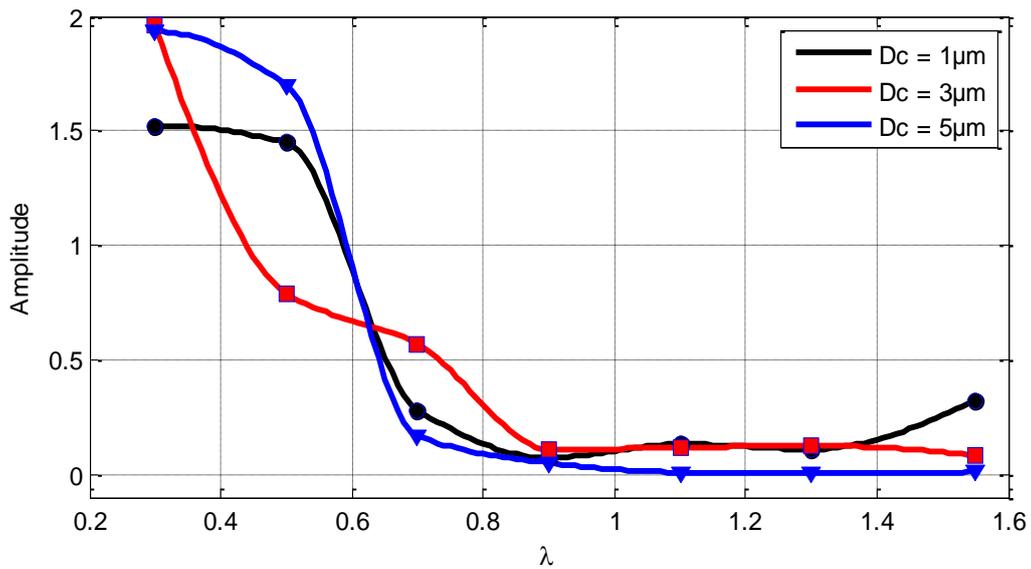


Figure 90 : Variations de l'amplitude en fonction la longueur d'onde pour $d = 3\mu\text{m}$, $\Lambda = 4\mu\text{m}$.

IV. Couplage de modes dans les FMAS à 2 cœurs

IV.1. Principe du phénomène de couplage dans une FMAS à 2 cœurs

Le couplage dans les FMAS peut être modélisé par deux guides d'ondes identiques que l'on rapproche l'un de l'autre de façon à ce qu'ils puissent échanger de l'énergie entre eux via les parties évanescentes des modes fondamentaux de chaque guide. Ces parties évanescentes dépendent de la longueur d'onde, ce qui va se traduire par des échanges d'énergie différents selon la longueur d'onde considérée.

On considère une FMAS constituée par deux cœurs (Fig.91). Dans ce cas la lumière sera guidée par réflexion totale (Fig.92). Elle passe périodiquement d'un cœur à l'autre (Fig.93).

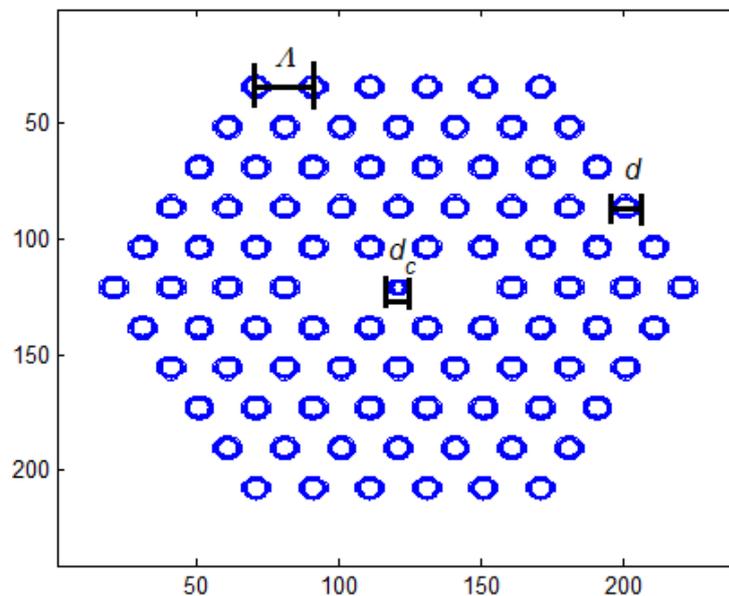


Figure 91 : Profil d'indice d'une FMAS à deux cœurs

Cette FMAS est réalisée en introduisant deux défauts (deux cœurs) dans la gaine microstructurée. La figure 91 présente une section transversale de cette FMAS, caractérisée par un diamètre de cœur d_c , un diamètre des trous d , et un espacement entre les trous Δ .

La figure 92 présente le principe du guidage dans une telle fibre. Une partie du signal à l'entrée du cœur (a) sera présente à la sortie du cœur (b). Le transfert de puissance entre deux cœurs d'une FMAS se fait périodiquement (Fig.93).

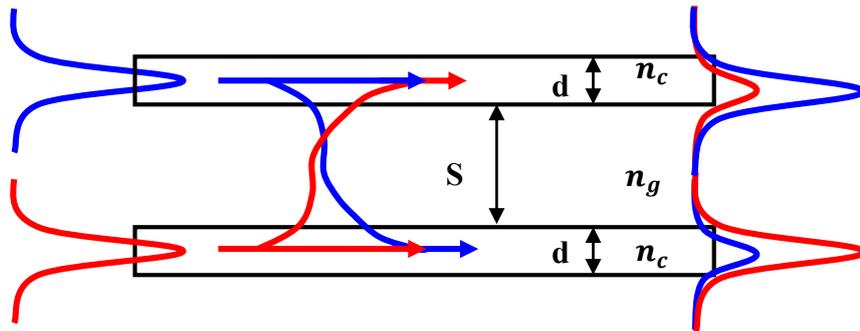


Figure 92 : Principe du couplage de modes entre deux guides de largeur d (Indice n_c), séparées d'une distance S (indice n_g)

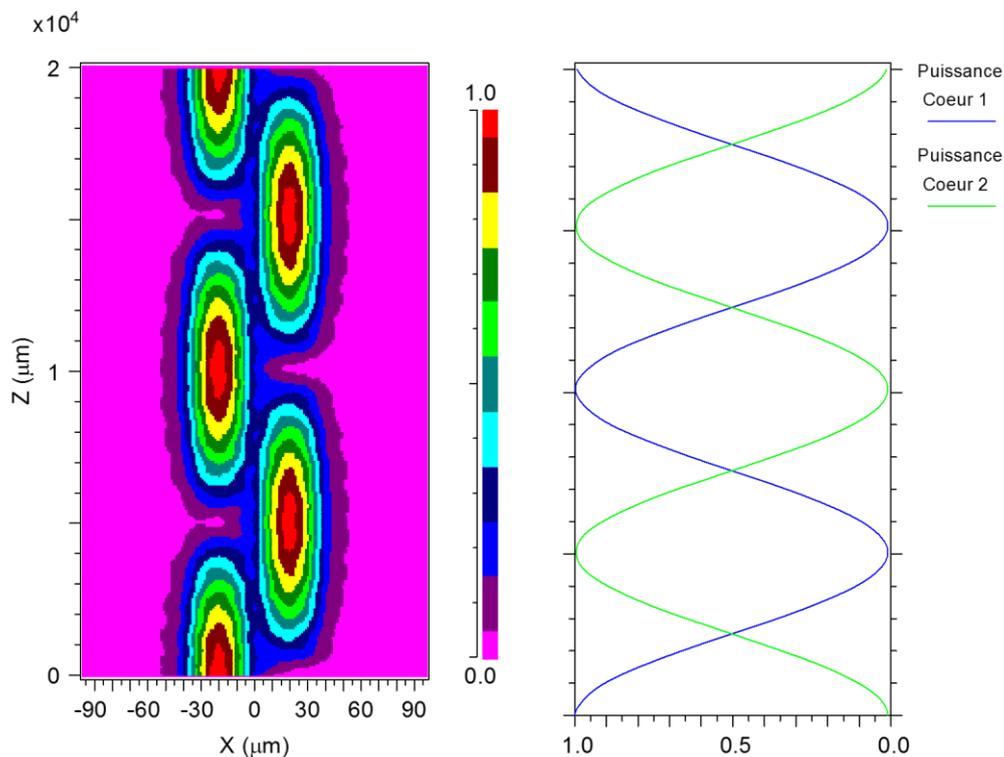


Figure 93 : Transfert de puissance entre cœurs.

IV.2. Théorie des modes couplés (CMT)

La théorie qu'on va présenter s'inspire directement des travaux de thèse de N. Mothe [7]

Soient un champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{H}) , et de constante de propagation $\bar{\beta}_q$ connus du mode q du guide d'onde non perturbé d'indice de réfraction \bar{n} , et soient E, H et β_l les champs et constante de propagation inconnus du mode l du guide perturbé avec un profil d'indice de réfraction n . Supposons que les modes de chaque guide ont des valeurs distinctes de $\bar{\beta}_q$ et β_l .

Les notations utilisées pour les champs électromagnétiques sont vectorielles mais pour ne pas alourdir l'écriture, les flèches au-dessus des lettres E et H ne sont pas représentées.

On pose

$$\bar{E} = \bar{e}_q e^{j\bar{\beta}_q z} \quad \bar{H} = \bar{h}_q e^{j\bar{\beta}_q z} \quad (3)$$

$$E = E_q e^{j\beta_l z} \quad H = H_q e^{j\beta_l z} \quad (4)$$

D'après le théorème de réciprocité [13, 14], on a :

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_{A^\infty} (E_t \times \bar{h}_{t,q}^* + \bar{e}_{t,q}^* \times H_t) e^{j\bar{\beta}_q z} dA = jk \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int_{A^\infty} (n^2 - \bar{n}^2) E \cdot \bar{e}_q^* e^{j\bar{\beta}_q z} dA \quad (5)$$

\bar{e}_t et \bar{h}_t sont les champs transverses du système non perturbé, les champs transverses du système perturbé E_t et H_t sont donnés par :

$$E_t = \sum_l b_l(z) \bar{e}_{t,l} \quad H_t = \sum_l b_l(z) \bar{h}_{t,l} \quad (6)$$

Les constantes de propagation $b_l(z)$ contiennent toutes les dépendances en z des modes guidés (amplitude et phase) :

$$b_l(z) = a_l(z) e^{j\bar{\beta}_l z} \quad (7)$$

Les champs E_t et H_t et E peuvent être utilisés dans l'Eq.5. On en déduit les équations des modes couplés [15] :

$$\frac{db_q}{dz} - j\bar{\beta}_q b_q = jk \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{\int_{A^\infty} (n^2 - \bar{n}^2) E \cdot \bar{e}_q^* dA}{\int_{A^\infty} (E_t \times \bar{h}_{t,q}^* + \bar{e}_{t,q}^* \times H_t) dA} \quad (8)$$

Il reste à déterminer E . Pour cela on considère deux types de perturbations d'une fibre isolée uniforme sans perte, l'une faible et l'autre forte. Par faible perturbation, les modes du système perturbé sont approximativement les modes de la fibre isolée.

Par forte perturbation, les modes du système perturbé sont approximativement les modes de la fibre uniforme partout sauf au niveau de la perturbation.

IV.2.1. Cas des faibles perturbations

Les champs de la fibre perturbée au niveau de la perturbation sont presque égaux aux champs de la fibre non perturbée. Dans ce cas E_t le champ électrique transversal c'est la somme des champs transverses de la fibre uniforme (Eq.6). La composante E_z ne suit pas une décomposition aussi simple.

Si le profil d'indice $n(x,y,z)$ soit continu partout alors à partir des équations de Maxwell, on montre que:

$$E_z = \frac{\bar{n}^2}{n^2} \sum_l b_l(z) \bar{e}_{z,l} \quad H_z = \sum_l b_l(z) \bar{h}_{z,l} \quad (9)$$

En remplaçant $E = E_t + E_z$ dans le numérateur de l'Eq.8, on obtient

$$\frac{db_q}{dz} - j\bar{\beta}_q b_q = j \sum_l C_{ql} b_l \quad (10)$$

Où

$$C_{ql} = \frac{1}{4N} k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int_{A^\infty} (n^2 - \bar{n}^2) \left(\bar{e}_{t,q}^* \times \bar{e}_{t,l} + \frac{\bar{n}^2}{n^2} \bar{e}_{z,q}^* \times \bar{e}_{z,l} \right) dA \quad (11)$$

$$N = \frac{1}{4} \int_{A^\infty} \left(\bar{e}_{t,l} \times \bar{h}_{t,q}^* + \bar{e}_{t,q}^* \times \bar{h}_{t,l} \right) dA \quad (12)$$

Les équations couplées dérivées ci-dessus (Eq.10) sont une restitution exacte des équations de Maxwell pour les guides d'onde avec des profils d'indice continus.

Les indices q et l s'étendent sur tous les modes (discrets et continus), ce qui va rendre le système d'équations est trop compliqué pour être résolu.

IV.2.2. Cas des fortes perturbations

Les champs du système perturbé sont complètement différents de ceux du système non perturbé.

On peut développer E sur les \bar{e}_l des modes guidés et radiatifs de la fibre non perturbée pour nous conduire à l'ensemble des équations couplées dérivées ci-dessus (Eq.10).

La difficulté de cette méthode est que chaque mode de la première fibre est une approximation du champ dans la seconde fibre perturbée. Pour la raison de plus de précision, un grand nombre de modes est requis, et l'ensemble des équations couplées est alors intraitable.

Un autre développement modal pour E est applicable. Il est intuitif de dire que les champs du guide composite sont bien approchés par une combinaison linéaire des champs de chaque fibre prise isolément, si les deux fibres sont optiquement bien séparées (Fig.94).

Ainsi, le développement ne se fait plus sur une multitude de modes mais seulement sur deux.

Le problème devient alors résolu. Sachant que si une fibre est dans une région où le champ de l'autre fibre est vraiment faible, on peut appliquer alors le cas des faibles perturbations.

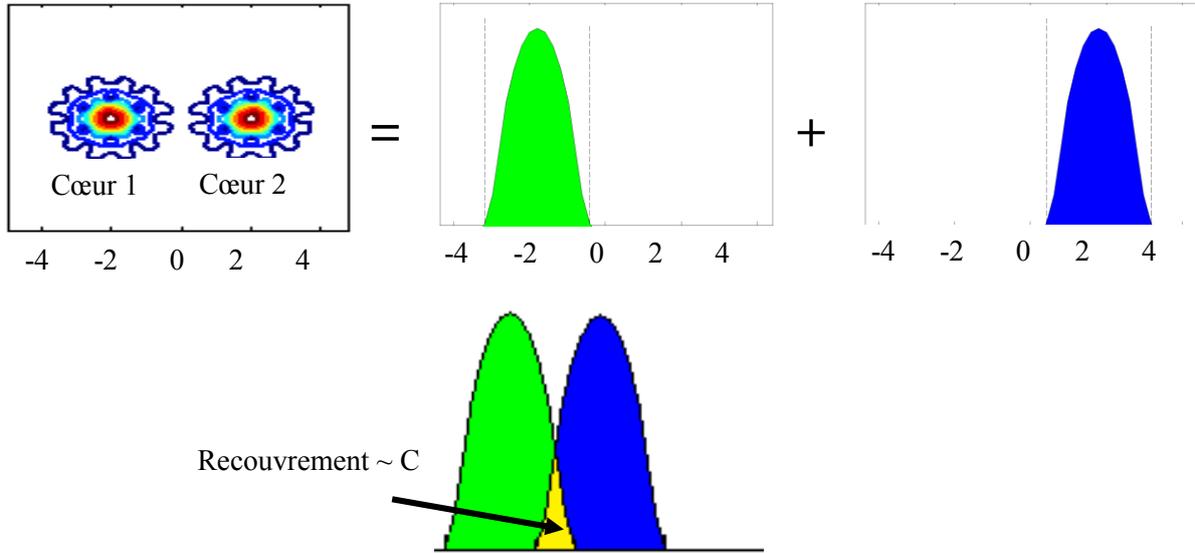


Figure 94 : Décomposition d'un mode du guide composite en la somme des modes des guides isolés [16]

La décomposition modale pour deux fibres parallèles identiques s'écrit donc :

$$E = \bar{e}_1 + \bar{e}_2 \quad (13)$$

La substitution de l'Eq.13 dans l'Eq.8 donne une première équation couplée. La seconde équation est obtenue similairement en traitant la première fibre comme une perturbation de la seconde, soit

$$\frac{db_1}{dz} - j\bar{\beta}_1 b_1 = j \sum_{l=1,2} C_{1l} b_l \quad (14)$$

$$\frac{db_2}{dz} - j\bar{\beta}_2 b_2 = j \sum_{l=1,2} C_{2l} b_l \quad (15)$$

Où

$$C_{ql} = \frac{1}{4(N_q N_l)^{1/2}} k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int_{A^\infty} (n^2 - \bar{n}_q^2) (\bar{e}_q^* \times \bar{e}_l) dA \quad (16)$$

$$N_q = \frac{1}{2} \int_{A^\infty} (\bar{e}_q \times \bar{h}_q^*) \cdot \vec{z} dA \quad (17)$$

q=1, 2 et l=1, 2.

Comme $(n^2 - \bar{n}_q^2)$ est non nul seulement au niveau de la perturbation, C_{11} et C_{22} sont négligeables devant C_{12} et C_{21} . Si en prenant $q \neq l$, les Eq.16 et 17 peuvent donc se simplifier.

Si les deux fibres sont identiques ou presque identiques alors $C_{12} \approx C_{21} \approx C$. On en déduit les amplitudes modales dans chaque cœur :

$$b_1(z) = \left(b_1(0) \cos\left(\frac{C}{F}z\right) + jF \left(b_2(0) + \frac{\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2}{2C} b_1(0) \right) \sin\left(\frac{C}{F}z\right) \right) e^{j\beta_a z} \quad (18)$$

$$b_2(z) = \left(b_2(0) \cos\left(\frac{C}{F}z\right) + jF \left(b_1(0) + \frac{\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2}{2C} b_2(0) \right) \sin\left(\frac{C}{F}z\right) \right) e^{j\beta_a z} \quad (19)$$

où β_a est la moyenne des deux constantes de propagation des modes de chaque fibre isolée

$$\beta_a = \frac{\bar{\beta}_1 + \bar{\beta}_2}{2} \quad (20)$$

Et

$$F = \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2}{2C} \right)^2} \right)^{-1} \quad (21)$$

La puissance vaut donc

$$P_1(z) = |b_1(z)|^2 = P_1(0) + F^2 \left(P_2(0) - P_1(0) + \frac{\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2}{C} (P_1(0)P_2(0))^{\frac{1}{2}} \right) \sin^2\left(\frac{C}{F}z\right) \quad (22)$$

$$P_2(z) = |b_2(z)|^2 = P_2(0) + F^2 \left(P_1(0) - P_2(0) + \frac{\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2}{C} (P_1(0)P_2(0))^{\frac{1}{2}} \right) \sin^2\left(\frac{C}{F}z\right) \quad (23)$$

Si les conditions initiales sont telles que $P_1(0)=1$ et $P_2(0)=0$ (injection dans un seul cœur) alors

$$P_1(z) = 1 - F^2 \sin^2\left(\frac{C}{F}z\right) \quad (24)$$

$$P_2(z) = F^2 \sin^2\left(\frac{C}{F}z\right) \quad (25)$$

On remarque sur les équations ci-dessus qu'une fraction F^2 de l'énergie totale transite d'une fibre à l'autre sur une longueur dite longueur de couplage donnée par

$$L_c = \pi \frac{F}{2C} \quad (26)$$

Cette efficacité de transfert F^2 n'est significative que pour des fibres virtuellement identiques car « C » est très petit devant $\bar{\beta}_1$ ou $\bar{\beta}_2$ (Eq.21). Lorsque les deux fibres sont légèrement différentes (indice de réfraction ou rayon de cœur), les constantes de propagation des modes fondamentaux ne sont plus égales.

Ce changement minuscule a un effet négligeable sur la distribution des champs et donc sur le coefficient de couplage C, par contre il affecte grandement la fraction de puissance totale F^2 transférée entre les deux fibres. Pour exemple, une variation de 1% du rayon de cœur de l'une des deux fibres fait chuter F^2 de 100% à 10% [17].

La figure 95 présente un exemple sur le transfert de puissance pour les deux cas : le premier dans le cas où les rayons des cœurs sont égaux, le deuxième dans le cas où le rayon du deuxième cœur est petit d'une valeur de 0.2% par rapport au premier cœur. On remarque une chute de puissance de 20% (Fig.95.b).

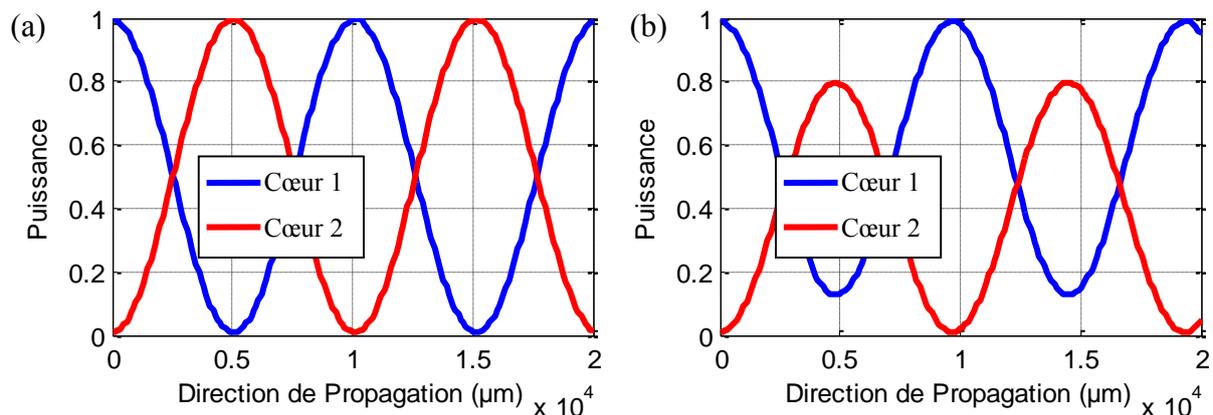


Figure 95 : Transfert de puissance dans les deux cœurs

a : les diamètres des cœurs sont égaux

b : les diamètres des cœurs sont différents

IV.3. Calcul numérique des coefficients du couplage

Dans cette partie nous présenterons trois méthodes qui sont couramment utilisées pour le calcul des coefficients de couplage dans les FMAS à deux cœurs : la méthode des supermodes (MSM) [18], la méthode des faisceaux propagés (BPM) [19], et la méthode de la fibre équivalente (MFE) [20].

IV.3.1. Méthode des SuperModes (MSM)

Si les champs modaux et les constantes de propagation sont connus pour un guide, à travers on peut déterminer par le théorème de réciprocité les champs modaux et les constantes de propagation de n'importe quel autre guide [13]. Le second guide est équivalent au premier avec une perturbation. Posons :

$$\bar{E} = \bar{e}_q e^{j\bar{\beta}_q z} \quad \bar{H} = \bar{h}_q e^{j\bar{\beta}_q z} \quad (3)$$

$$E = E_q e^{j\beta_l z} \quad H = H_q e^{j\beta_l z} \quad (4)$$

D'après le théorème de réciprocité [13, 14], on a :

$$\beta_l = \bar{\beta}_q + k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{\int_{A^\infty} (n^2 - \bar{n}^2) E \cdot \bar{e}_q^* dA}{\int_{A^\infty} (E \times \bar{h}_q^* + \bar{e}_q^* \times H) \cdot \vec{z} dA} \quad (27)$$

ϵ_0 est la permittivité du vide pour les deux guides, μ_0 la perméabilité du vide, k est le nombre d'onde dans le vide, A est la surface sur laquelle les intégrations des champs ont lieu.

On peut écrire l'équation 27 sous la forme :

$$\beta_l = \bar{\beta}_q + C \quad (28)$$

Avec

$$C = \frac{1}{4N} k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int_{A^\infty} (n^2 - \bar{n}^2) E \cdot \bar{e}_q^* dA \quad (29)$$

et

$$N = \frac{1}{4} \int_{A^\infty} (E_t \times \bar{h}_{t,q}^* + \bar{e}_{t,q}^* \times H_t) dA \quad (30)$$

On va considérer maintenant deux fibres parallèles bien séparées optiquement et identiques. La symétrie du guide composite dicte qu'il y a deux solutions fondamentales $E_{x/y}^+$ et $E_{x/y}^-$ (Fig.96) à l'équation d'onde pour chacune des polarisations selon les axes x et y .

Elles sont données approximativement par :

$$E_{x/y}^+ = e_{1,x/y}^- + e_{2,x/y}^- \quad (31)$$

$$E_{x/y}^- = e_{1,x/y}^- - e_{2,x/y}^- \quad (32)$$

Où $e_{1,x/y}^+$ et $e_{1,x/y}^-$ sont les solutions fondamentales selon les deux polarisations de chaque fibre isolée. $E_{x/y}^+$ est appelé le mode symétrique et $E_{x/y}^-$ le mode antisymétrique.

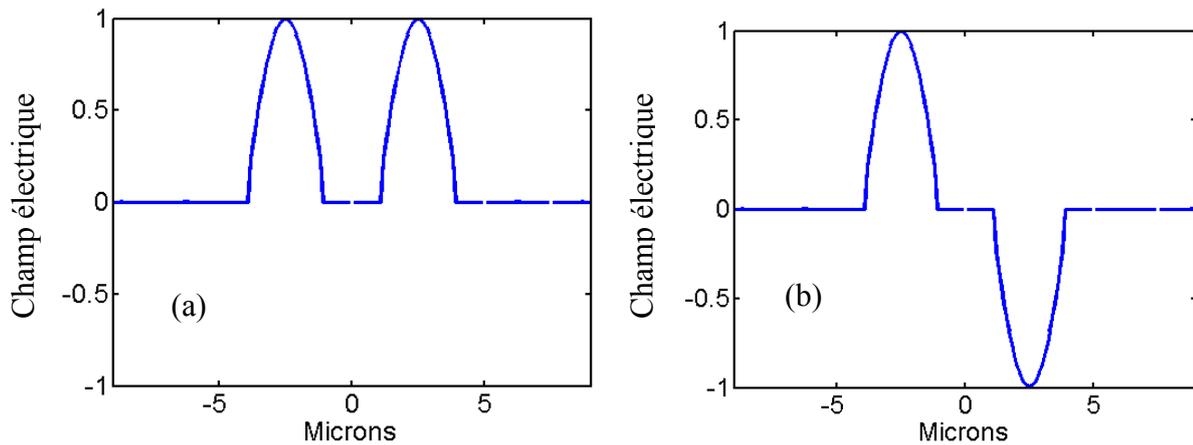


Figure 96 : Représentations de E^+ et E^- dans une polarisation x [18]

La figure 96 présente le mode fondamental dans une polarisation x pour une structure FMAS à deux cœurs avec $d/\Lambda = 0,90$ et $\Lambda = 2,5\mu\text{m}$. Elle montre le profil du champ le long de $y = 0$, (Fig.96.a) est un mode symétrique, alors que (Fig.96.b) est antisymétrique.

Les constantes de propagation associées à $E_{x/y}^+$ et $E_{x/y}^-$ sont $\beta_{x/y}^+$ et $\beta_{x/y}^-$, respectivement, et $\bar{\beta}_{x/y}$ est la constante de propagation commune à $e_{1,x/y}$ et $e_{2,x/y}$, ce qui donne d'après l'Eq.28

$$\beta_{x/y}^{\pm} = \bar{\beta}_{x/y} \pm C_{x/y} \quad (33)$$

Tout le champ guidé dans une FMAS à deux cœurs peut être décomposé en deux supermodes. Puisque les constantes de propagation $\beta_{x/y}^+$, $\beta_{x/y}^-$ sont différentes, ils se propagent à des vitesses de phase différentes.

Ces désaccords de phase induisent le long de la fibre une évolution globale de la répartition du champ qui peut être interprétée comme le couplage d'énergie entre les deux cœurs ou comme le battement spatial des deux supermodes correspondants.

Les coefficients de couplage C_x , C_y sont déduits de l'Eq.33 :

$$C_{x/y} = \frac{\beta_{x/y}^+ - \beta_{x/y}^-}{2} \quad (34)$$

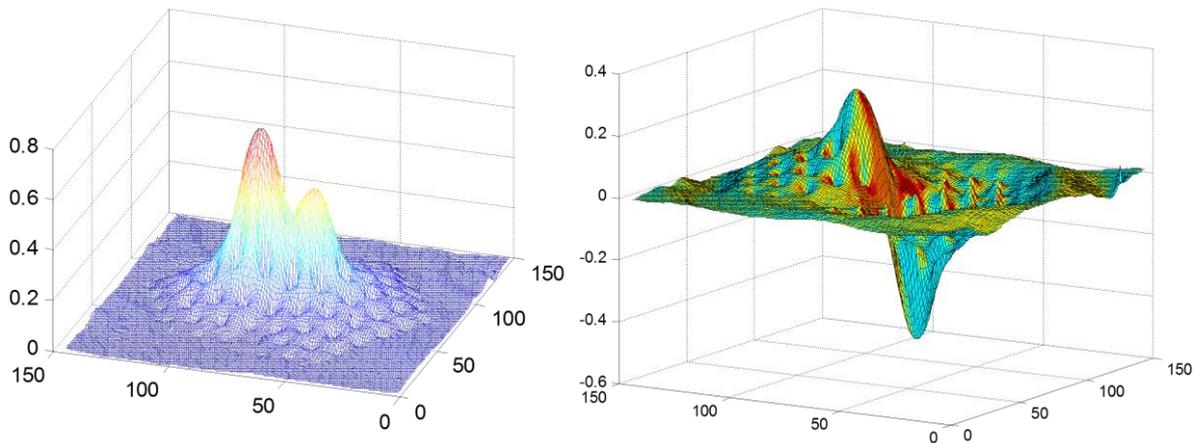


Figure 97 : Supermodes symétriques et antisymétriques d'une FMAS à 2 cœurs polarisés suivant x

IV.3.2. Méthode du faisceau propagé (BPM)

La figure (98) illustre le couplage entre modes d'une FMAS à deux cœurs par la méthode BPM.

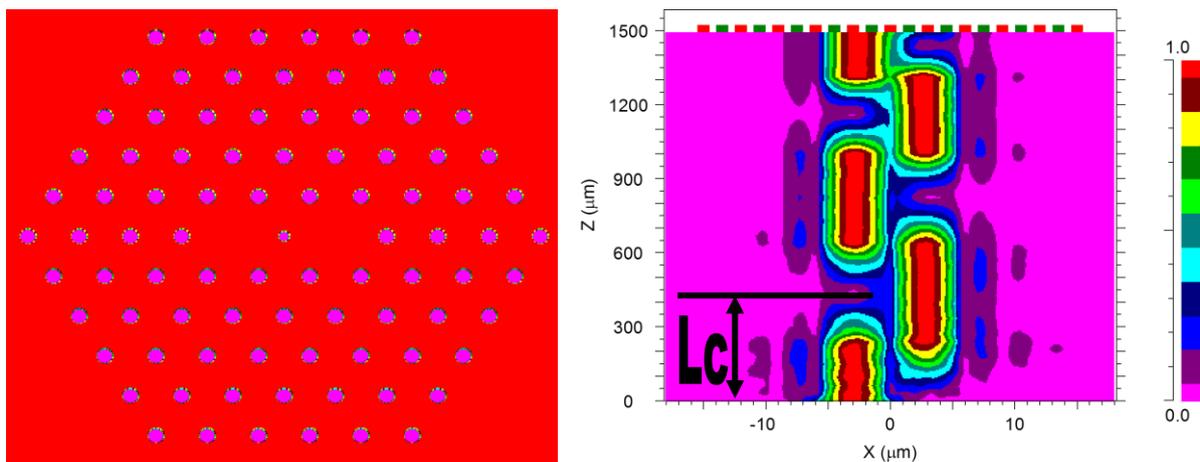


Figure 98 : Profil d'indice de réfraction simulé et résultats associés de la BPM scalaire.

Représentation de l'échange d'énergie dans une FMAS à deux cœurs

$$d = 0.9, \Lambda = 3\mu\text{m}, d_c = 0.6\mu\text{m}, \lambda = 1.55\mu\text{m}$$

Pour deux cœurs identiques, le coefficient de couplage est déduit de la longueur de couplage L_c (Fig.98) d'après l'Eq.35 :

$$C_{x/y} = \frac{\pi}{2L_{c_{x/y}}} \quad (35)$$

IV.3.3. Méthode de la fibre équivalente (MFE)

La méthode de la fibre équivalente (MFE) consiste à approcher une FMAS par une fibre à saut d'indice équivalente (Fig.99) en s'appuyant sur la méthode de l'indice effectif amélioré [21].

Les deux cœurs de la fibre équivalente sont constitués de silice pure (n_{silice}), alors que l'indice de la gaine est l'indice effectif du mode fondamental de la gaine microstructurée de la FMAS supposée infinie (n_{FSM}). Ensuite, les champs sont calculés de manière analytique ou numérique et l'Eq.36 de la théorie des modes couplés est alors appliquée à la fibre équivalente.

$$C = \frac{1}{4(N_1 N_2)^{1/2}} k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \left(n^2(x, y) - \bar{n}^2(x, y) \right) \int_{2^{ème} \text{ coeur}} (\bar{e}_1^* \times \bar{e}_2) dA \quad (36)$$

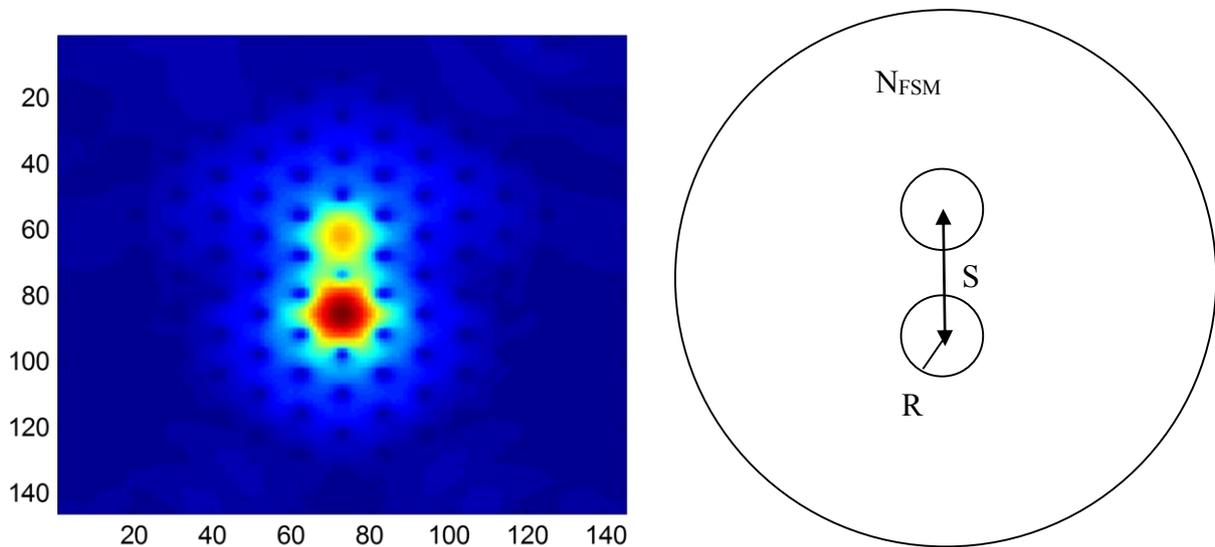


Figure 99 : FMAS à deux cœurs et son modèle équivalent [20]

IV.4. Détermination des coefficients de couplage et de la longueur de couplage

Cette partie est consacrée au calcul des longueurs et coefficients de couplage pour une FMAS à 2 cœurs en fonction des paramètres géométriques [22, 23, 24, 25, 26, 27, 28].

Pour cela, on a utilisé la technique BPM et des programmes développés sous MATLAB.

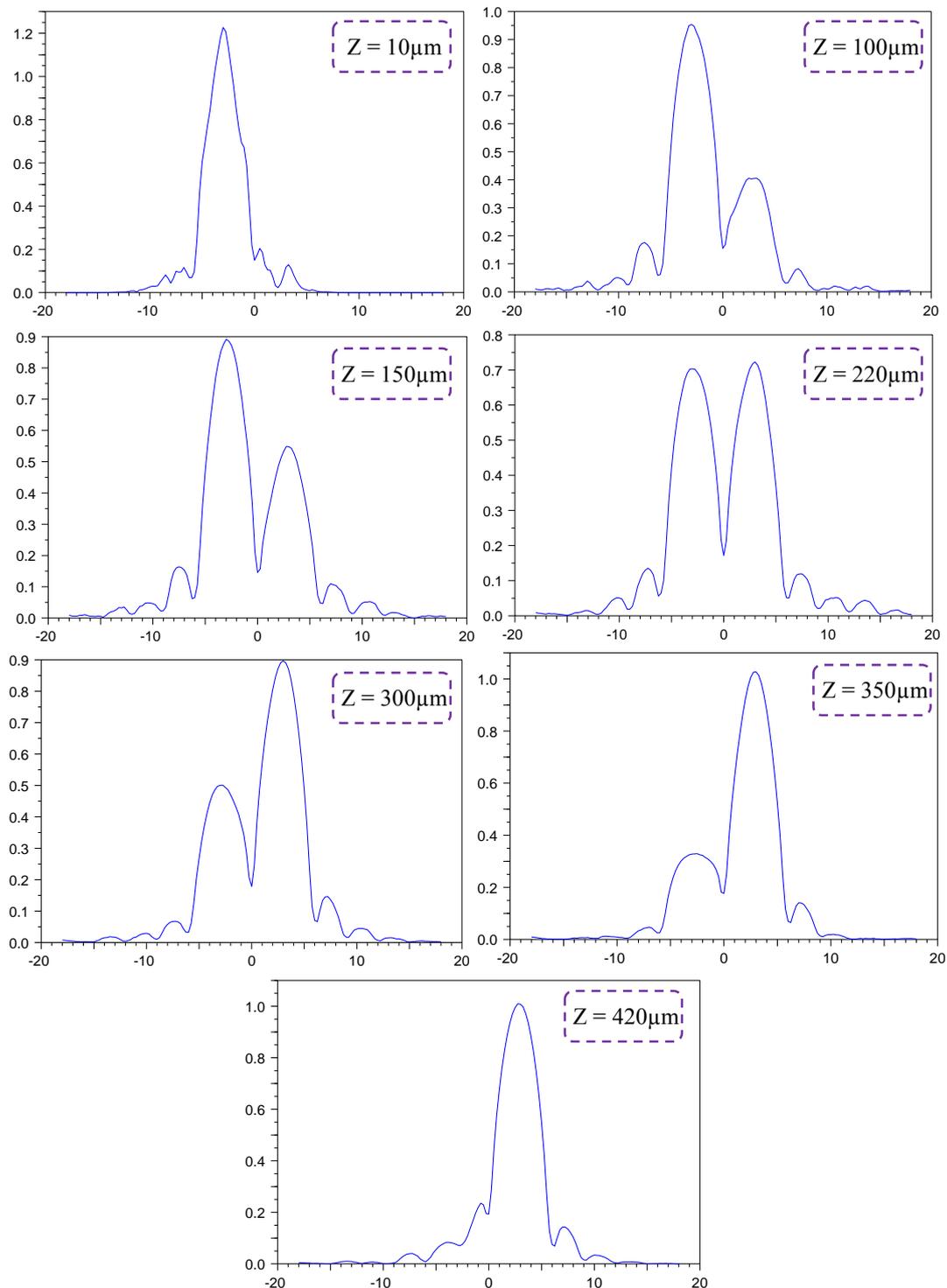


Figure 100 : Amplitude du champ dans une FMAS à 2 cœurs pour différentes distances Z .

La FMAS est constituée de deux cœurs de diamètres $d_c = 0.6\mu\text{m}$. La distance entre les trous d'air de la gaine microstructurée $\Lambda = 3\mu\text{m}$. La figure 100 présente l'amplitude du champ électrique E dans la FMAS à deux cœurs pour différentes distances Z . On peut observer le phénomène de battement inter-cœurs, c'est-à-dire qu'il y a un échange de puissance entre le

premier cœur et le deuxième cœur. Au départ de la propagation, le champ dans le premier cœur est maximal, de l'ordre de 1.3, qui va diminuer au cours de la propagation. Par contre dans le deuxième cœur, le champ augmente jusqu'à une distance de 220 μm pour s'égaliser avec le champ du premier cœur.

La distance pour laquelle l'amplitude du deuxième cœur est maximum est définie comme la longueur de couplage L_c .

Théoriquement cette distance est obtenue à partir des constantes de propagation des modes pairs et impairs résultant du couplage entre les champs évanescents provenant de chaque cœur. L'expression analytique de ce paramètre est donnée par [8] :

$$L_c = \frac{\pi}{\beta_{\text{pair}} - \beta_{\text{impair}}} = \frac{\lambda}{2(n_{\text{paire}} - n_{\text{impaire}})}$$

β_{pair} , β_{impair} sont les constantes de propagation des modes pairs et impairs du mode propagé.

Le coefficient de couplage est déduit de la longueur de couplage L_c :

$$C_{x/y} = \frac{\pi}{2L_{c_{x/y}}}$$

IV.4.1. Longueur et coefficient du couplage en fonction des paramètres géométriques

Dans le but d'étudier les influences des paramètres géométriques de la FMAS à deux cœurs sur la longueur et le coefficient du couplage on va procéder à une variation des différents paramètres géométriques.

La figure 101 présente les variations de la longueur de couplage en fonction du diamètre des trous de la gaine microstructurée, pour un diamètre des cœurs $d_c = 0.6\mu\text{m}$, pour des pas Λ égaux à 2, 3, 3.5 et 4 μm respectivement à une longueur d'onde de $\lambda = 1.55\mu\text{m}$.

La figure 101 montre que la longueur de couplage dépend directement des paramètres géométriques de la FMAS. Elle est maximale, et atteint la valeur de 880 μm pour un espacement de $\Lambda = 4\mu\text{m}$ et $d = 0.8\mu\text{m}$. Si on réduit l'espacement entre les trous Λ et le diamètre des trous, la longueur de couplage diminue. Elle est de l'ordre de 213 μm pour $\Lambda = 2\mu\text{m}$ et $d = 1.6\mu\text{m}$.

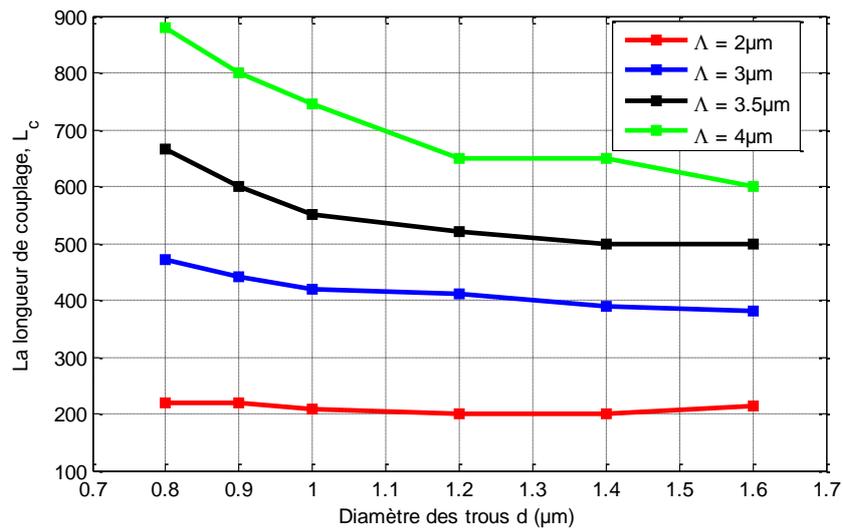


Figure 101 : Variations de la longueur de couplage en fonction du diamètre des trous pour différentes valeur de Λ .

Les structures de large diamètre de trous sont plus sensibles au découplage car le mode est bien confiné à l'un des cœurs. Ces structures permettent d'obtenir des longueurs de couplage nettement inférieures à celles réalisées à l'aide des coupleurs conventionnels. On peut ajuster notre longueur de couplage en faisant varier les paramètres géométriques de la structure.

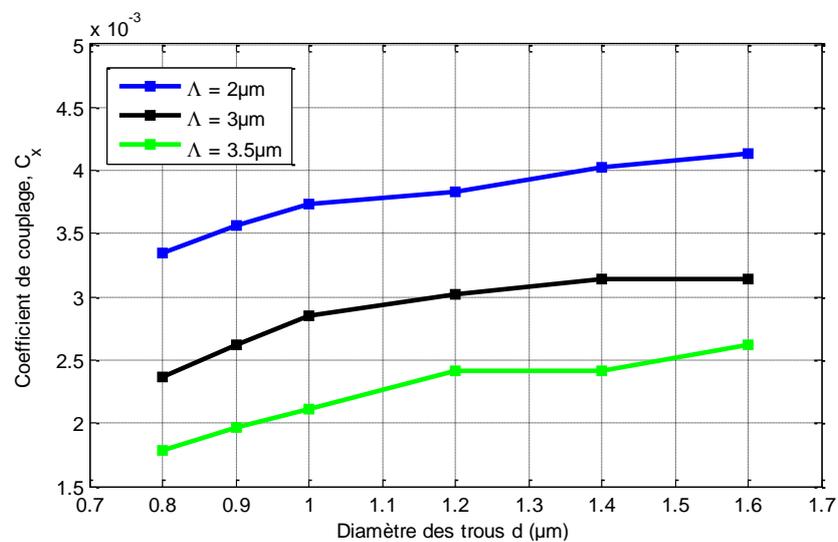


Figure 102 : Variations du coefficient de couplage en fonction du diamètre pour différents valeur de Λ .

La figure 102 présente les variations du coefficient de couplage en fonction du diamètre des trous pour un diamètre de cœur de $d_c = 0.6\mu\text{m}$. La distance Λ entre les trous variant de 2, 3, 3.5 jusqu'à $4\mu\text{m}$ à une longueur d'onde de $\lambda = 1.55\mu\text{m}$. Le coefficient de couplage est inversement proportionnel au diamètre des trous. Il est maximal pour un faible diamètre de trou, et un grand espacement entre trous.

IV.4.2. Longueur et coefficient du couplage en fonction du diamètre du trou central

Maintenant on va étudier l'influence du diamètre du trou central d_c qui sépare les deux cœurs sur la longueur et le coefficient du couplage.

Les résultats sont représentés dans la figure 103 qui traduit les variations de la longueur de couplage en fonction du diamètre du trou central pour un espacement entre les trous de $\Lambda = 2.5\mu\text{m}$. Le diamètre des trous varie de $d = 0.8, 1, 1.4$ jusqu'à $1.7\mu\text{m}$. Les simulations ont été réalisées à une longueur d'onde de $\lambda = 1.55\mu\text{m}$.

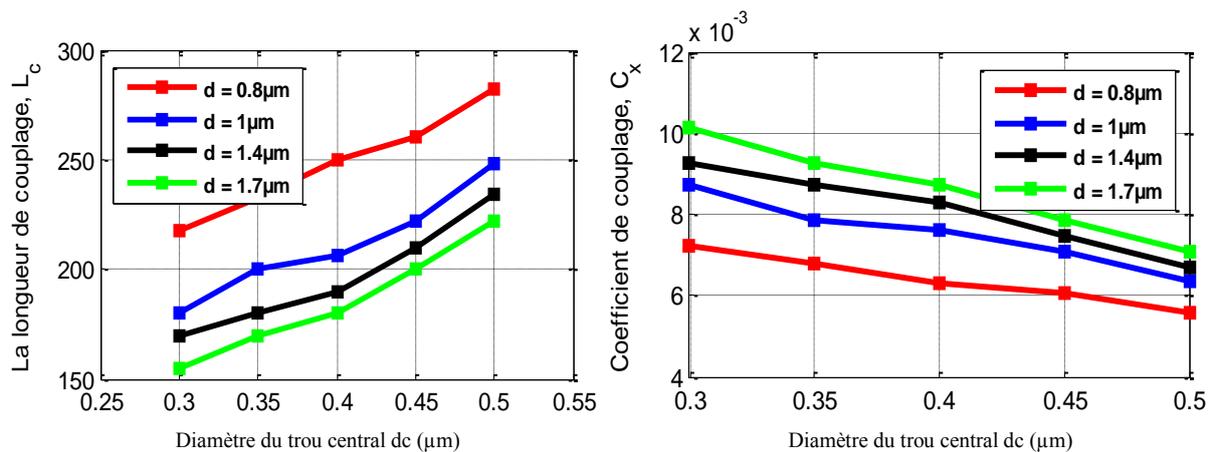


Figure 103 : Variations de la longueur et le coefficient du couplage en fonction du diamètre du trou central d_c pour différentes valeurs de d .

On remarque sur la figure 103 que le diamètre du trou central joue un rôle important pour la longueur de couplage, qui devient maximale si lorsqu'on augmente le diamètre d_c . Elle atteint une valeur d'environ $155\mu\text{m}$ pour un diamètre $d_c = 0.3\mu\text{m}$ et $d = 1.7\mu\text{m}$.

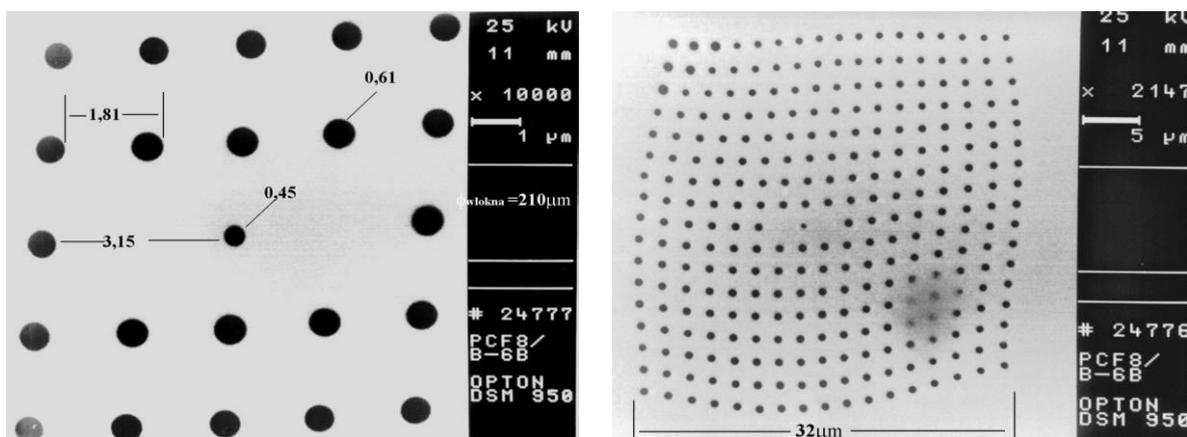


Figure 104 : Une structure FMAS à 2 cœurs, le diamètre de la fibre est de $220\mu\text{m}$, $\Lambda = 1.81\mu\text{m}$, le diamètre du trou $d = 0.61\mu\text{m}$ ($d/\Lambda = 0.34$) et le diamètre du trou central $d_c = 0.45\mu\text{m}$ [10].

La difficulté réside dans la fabrication des FMAS à deux cœurs pour de faibles dimensions du trou central. R. Buczynski et al ont fabriqué une structure photonique avec les paramètres suivants : $\Lambda = 1.81\mu\text{m}$, $d = 0.61\mu\text{m}$ ($d/\Lambda = 0.34$) et $d_c = 0.45\mu\text{m}$ [10] (Fig.104). Il faut donc choisir des diamètres de trou central réalisables pratiquement.

IV.4.3. Applications des FMAS à deux cœurs

Cette partie illustre est consacrée à quelques applications des FMAS à deux cœurs. On peut citer le multiplexage en longueur d'onde, la division de puissance ou encore la séparation de polarisations [6]. On considère une structure FMAS à deux cœurs avec $\Lambda = 2.5\mu\text{m}$, $d = 1.2\mu\text{m}$.

IV.4.3.1. Séparation de longueurs d'onde

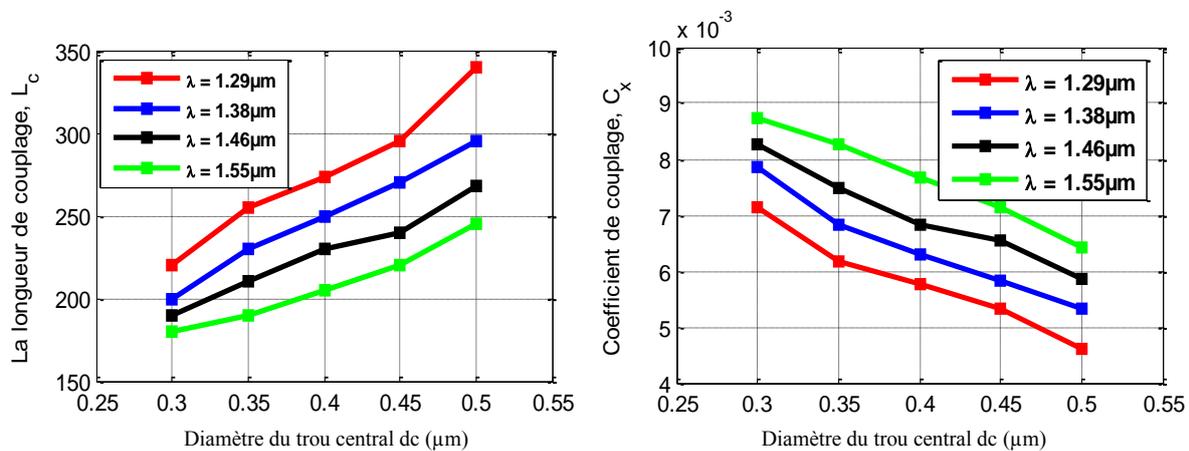


Figure 105 : Variations de la longueur et du coefficient de couplage en fonction du diamètre du trou central d_c pour différentes valeurs de λ .

On remarque sur la figure 105 que la longueur de couplage n'est pas la même pour les longueurs d'ondes, elle se diffère de l'une à l'autre. Cette propriété est à la base des démultiplexeurs en longueur d'onde.

On injecte deux longueurs d'ondes différentes λ_1 et λ_2 dans le même cœur, et après leur propagation à une certaine distance L , on récupère les deux longueurs d'ondes séparément dans les deux cœurs de la FMAS. On peut noter que la longueur L est déterminée en fonction des longueurs de couplage L_{λ_1} et L_{λ_2} qui sont déterminées par la relation $L = mL_{\lambda_1} = nL_{\lambda_2}$ avec m et n sont deux nombres entiers.

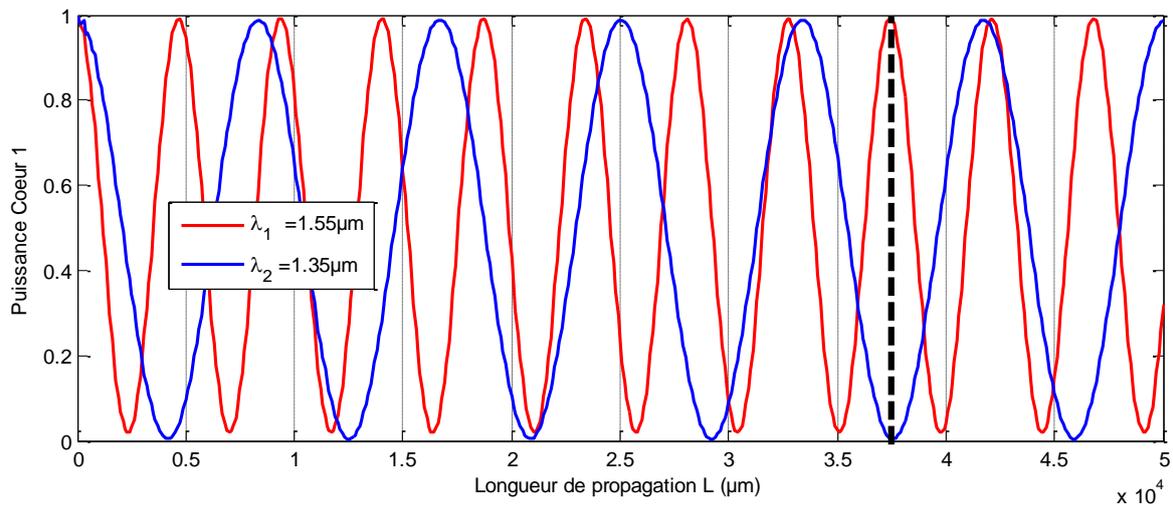


Figure 106 : Puissance dans le cœur 1 en fonction de la distance pour deux longueurs d'onde différentes.

En choisissant $\lambda_1 = 1.55\mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 1.35\mu\text{m}$, les longueurs de couplage correspondants sont respectivement $L_{\lambda_1} = 2344\mu\text{m}$ et $L_{\lambda_2} = 4167\mu\text{m}$. Les valeurs entières de n et m sont respectivement 16 et 9 respectivement et $L = 37503\mu\text{m}$. On peut donc exploiter ces résultats pour la réalisation d'un démultiplexeur en longueurs d'onde, comme le montre la figure 106. A une longueur de propagation L , le signal dans le cœur 1 est maximal pour $\lambda_1 = 1.55\mu\text{m}$ et nul pour $\lambda_2 = 1.35\mu\text{m}$ [9].

IV.4.3.2. Séparation de polarisations

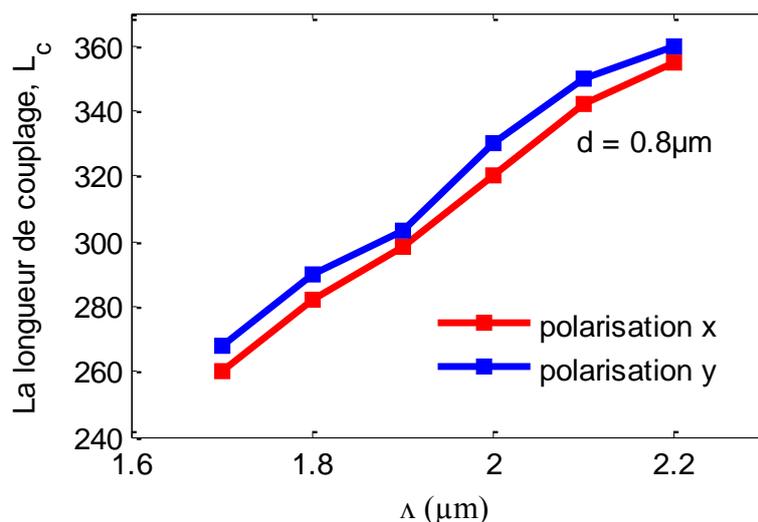


Figure 107 : Longueur de couplage en fonction de d Pour différentes valeurs de Λ

Le champ à toujours deux composantes de polarisation : une polarisation suivant la direction x , et une polarisation suivant la direction y [11].

On considère une structure FMAS, dont l'espacement Λ est variable de $1.7\mu\text{m}$ à $2.3\mu\text{m}$. Le diamètre des trous est $d = 0.8$, et celui du trou central est de l'ordre de $0.6\mu\text{m}$. Les simulations ont été réalisées à une longueur d'onde de $1.55\mu\text{m}$. Les résultats sont représentés dans la figure 107, et ceci pour les deux types de polarisation x et y .

On peut remarquer sur la figure 107 que la longueur de couplage du mode horizontal est plus importante que celle de mode vertical pour toutes les valeurs du Λ . On peut donc en déduire qu'il est possible de séparer les deux composantes du champ.

V. Conclusion

Le thème central de nos travaux consiste en l'application des FMAS aux télécommunications optiques. Pour atteindre cet objectif, on a utilisé la méthode numérique FD-BPM afin de faire des prédictions sur les propriétés des FMAS en fonction des paramètres géométriques. Une importance a été donnée à ces paramètres en fonction de l'application recherchée.

Auparavant, on a défini les conditions optimales pour la simulation des FMAS pour avoir une bonne précision, en particulier les pas de discrétisation dans le plan (x,y) , et suivant l'axe de propagation z .

Les simulations de grandes structures c'est à dire lorsque le nombre des couronnes est grand (ou grand espacement entre les trous Λ) sont impossibles à réaliser à cause des limitations de la capacité mémoire de l'ordinateur.

Notre contribution concerne les deux types de guidage : les FMAS BIP, et les FMAS RTIM. On a mis en évidence les propriétés de propagation originales dans les FMAS de type RTIM, et qui sont la propagation monomode large bande, et la dispersion chromatique du mode fondamental. Celle-ci a été calculée sur une large bande de longueurs d'onde pour connaître son évolution spectrale en fonction des paramètres géométriques.

Le décalage du zéro de dispersion vers les courtes longueurs d'onde est très accentué lorsque le cœur est petit, et que la fraction d'air dans la gaine microstructurée est grande. Cette propriété intéressante peut être exploitée dans le domaine de l'optique non linéaire.

Les FMAS à deux cœurs possèdent un potentiel important, et c'est l'une des motivations principales qui nous a poussés à aborder cette thématique dans la dernière partie de ce chapitre.

L'analyse du couplage inter-cœurs était également indispensable afin d'étudier le problème de la diaphonie. Sa connaissance est importante car il constitue un travail préliminaire à l'étude et la compréhension des FMAS multi-cœurs ou bien un réseau de guides dans la gaine microstructurée.

On présente ensuite les principaux résultats sur les effets de battement entre les divers modes, en régime linéaire.

A partir des caractéristiques de couplage de modes pour une FMAS à deux cœurs, on a présenté deux applications : la première le démultiplexeur en longueur d'onde, et la deuxième un séparateur de polarisation. C'est des composants clés pour les systèmes de télécommunications optiques.

Afin de valider nos résultats, une comparaison avec d'autres méthodes a été réalisée.

VI. Références bibliographiques

- [1]. T. A. Birks, J. C. Knight, et P. St. J. Russell, “*Endlessly single-mode photonic crystal fiber*”, Vol. 22, No. 13 / Optics Letters. July 1, (1997).
- [2]. K. Sheikhi · N. Granpayeh, “*Complete analysis of photonic crystal fibers by full-vectorial 2D-FDTD method*”, Opt Quant Electron 40:991–1003 (2008).
- [3]. Richard Zeleny, Michal Lucki, “*Nearly zero dispersion-flattened photonic crystal fiber with fluorine-doped threefold symmetry core*”, Optical Engineering 52(4), 045003 (April 2013).
- [4]. Raushan Mussina, David R. Selviaha, F. Anibal Fernández, Anton G. Tjihuis, et Bastiaan P. de Hon, “*Numerical modeling method for the dispersion characteristics of single-mode and multimode weakly-guiding optical fibers with arbitrary radial refractive index profiles*”, Proc. of SPIE Vol. 8619 86191R-1, (2013).
- [5]. Babita et Vipul Rastogi, “*Ultra-large-effective-area dispersion-flattened segmented-core optical fiber*”, Proc. of SPIE Vol. 8760 876015-1, (2013).
- [6]. B K. Saitoh, Y. Sato, et M. Koshiba, “*Polarization splitter in three core photonic crystal fibers*,” *Opt. Express*, vol. 12, pp. 3940-3946, (2004).
- [7]. N. Mothe, “*Composants optiques à fibres multiples : applications à la sommation opto-microonde et aux fibres microstructurées mono et multicoeurs*”, Thèse Limoges (2009).
- [8]. Marcuse, “*Theory of Dielectric Optical Waveguides*,” Academic Press, San Diego, CA, (1991).
- [9]. M. Zghal, R. Cherif, and F. Bahloul, “*Improving triangular-lattice photonic-crystal-fiber couplers by introducing geometric nonuniformities*,” *Opt. Eng.*, vol. 46, pp. 095004 1-7, (2007).
- [10]. R. Buczynski, P. Szarniak, D. Pysz, I. Kujawa b, R. Stepien, T. Szoplik, “*Double-core photonic crystal fiber with square lattice*”, Proc. of SPIE, Vol. 5450, pp. 223-230, (2004).
- [11]. L. Zhang, C. Yang, “*Photonic crystal fibers with squeezed hexagonal lattice*”, *Opt. Express*, Vol. 12, No. 11, pp. 2371-2376, (2004).
- [12]. A.Peyrilloux, S. Février, J. Marcou, L. Bertelot, D. Pagnoux, P. Sansonetti, “*Comparison between the finite element method, the localised functions method and a novel equivalent averaged index method for modelling photonic crystal fibers*”. *Journal of Optics A: Pure and applied optics*, Vol 4, n° 3, pp 257-262, (2002).

- [13]. A. W. Snyder, J. D. Love, "***Optical waveguide theory***", Kluwer Academic Publishers, (2000).
- [14]. D. Marcuse, "***Theory of dielectric optical waveguides***", Y-H. Pao and P. Kelley, Academic Press, New York, (1974).
- [15]. A. W. Snyder, "***Coupled-Mode Theory for Optical Fibers***", Journal of The Optical Society of America, vol 62, n°11, p. 1267-1277, (1972)
- [16]. K. P. L. Reichenbach, "***Numerical analysis and experimental study of fiber bundles and multi-core photonic crystal fibers for use in endoscopes***", thèse, université de Cornell, (2007).
- [17]. J. Bouillet, "***Lasers à fibres à profil de gain discrétisé adaptés à l'émission de fortes puissances***", thèse, université de Limoges, (2006).
- [18]. K. L. Reichenbach, C. Xu, "***Independent core propagation in two-core photonic crystal fibers resulting from structural nonuniformities***", Optics Express, vol 13, n°25, p. 10336-10348, (2005).
- [19]. F. Fogli, L. Saccomandi, P. Rossi, G. Bellanca, S. Trillo, "***Full vectorial BPM modeling of Index-Guiding Photonic Crystal Fibers and Couplers***", Optics Express, vol 10, n°1, p. 54-59, (2002).
- [20]. X. Yu, M. Liu, Y. Chung, M. Yan, P. Shum, "***Coupling coefficient of two-core microstructured optical fiber***", Optical Communications, 260, p. 164-169, (2006).
- [21]. K. N. Park, K. S. Lee, "***Improved effective-index method for analysis of photonic crystal fibers***", Optics Letters, vol 30, n° 9, p. 958-960, (2005).
- [22]. R. Cherif, M. Zghal, R. Chatta, C.B. Neila, "***Full vector beam propagation method modelling of dual core photonic crystal Fibre couplers***", Photonic Crystal Materials and Devices III, 61822K (April 18, 2006).
- [23]. O. Jacquin, "***Cours d'optique guidée***", pp. 32-36, Université Joseph Fourier de Grenoble 1, (2004-2005).
- [24]. R. Cherif, "***Etude théorique et expérimentale des pertes de couplage dans les fibres microstructurées air/silice***", Mémoire de mastère, Sup'Com, Université du 7 Novembre à carthage, (2005).
- [25]. R. Buczynski, P. Szarniak, D. Pysz, I. Kujawa, R. Stępien, T. Szoplik, "***Properties of a double-core photonic crystal fibre with a square lattice***", Proc. of SPIE, Vol. 5567, pp. 81-87, (2004).
- [26]. F. Fogli, L. Saccomandi, P. Bassi, "***Full vectorial BPM modeling of Index-Guiding Photonic Crystal Fibers and Couplers***", Opt Express, Vol 10, no 1, pp 54-59, (2002).

-
- [27]. L. Zhang, C. Yang, “*Photonic crystal fibers with squeezed hexagonal lattice*”, Opt. Express, Vol. 12, No. 11, pp. 2371-2376, (2004).
- [28]. M.Y. Chen, R.J Yu, “*Coupling characteristics of dual-core rectangular lattice photonic crystal fibres*”, J. Opt. A, Vol. 6, pp. 805–808, (2004).
- [29]. PAGNOUX D., PEYRILLOUX A., ROY P., FÉVRIER S., LABONTÉ L., HILAIRE S. “*Microstructured air-silica fibres: recent developments in modelling, manufacturing and experiment*”, ANN. TE, LI-COMMUN., pp. 1238-1274, 58, n° 9-10, (2003).

*« L'être humain n'est pas brevetable, mais
son procédé de fabrication, si »
de Didier Van Cauwelaert,
Extrait du Cloner le christ*

Chapitre IV

Fabrication des FMAS

Les fibres microstructurées air/silice (FMAS) ont été développées pour la première fois par l'université de Bath en 1996 et ce en mettant au point la méthode du Stack and Draw [1] [5].

Les travaux qu'on va présenter dans cette partie ont été réalisés au sein de l'équipe du département de photonique de l'institut de recherche XLIM (ex- IRCOM Limoges-France) sous la direction de Mr. Philippe Roy [11].

Les fibres microstructurées connues également sous les noms de fibres à cristal photonique, ou fibres à bande interdite photonique constituent un thème de recherche et de développement très actif depuis les années 1996.

Ces fibres ont la particularité de présenter un très fort contraste d'indice entre le verre et les trous d'air, ce qui a pour conséquence d'avoir des propriétés optiques remarquables, elles peuvent modifier la propagation des ondes électromagnétiques, monomode quel que soit la longueur d'onde pour certain paramétrage de la fibre. De nouveaux champs d'application dans le domaine des télécommunications, des sources optiques et des capteurs sont apparus [6]. Leur fabrication est souvent délicate car il est nécessaire de maîtriser la géométrie.

Dans un premier temps, nous présenterons succinctement les procédés de fabrication des fibres microstructurées air-silice qui est souvent délicate.

Notre contribution se situe dans la fabrication d'une fibre microstructurée air-silice constituée de plusieurs trous mais sans cœur. Cette fibre particulière est dédiée aux applications de l'électrophorèse capillaire.

La principale difficulté technologique réside dans le fait qu'il faut réaliser des fibres ayant le plus grand nombre de trous.

Ensuite, nous nous attacherons à présenter les résultats expérimentaux obtenus pour ces types de FMAS.

I. Fabrication des FMAS

I.1. Choix et caractéristiques de la structure

La structure qui a été retenue est illustrée sur la figure 108. Les capillaires de couleur blanche sont des tubes en silice remplis d'air. Les cannes sont des barreaux pleins de différents diamètres et représentés par les couleurs verte, rouge, bleue et marron ont pour rôle d'assurer le calage et une bonne stabilité de la structure.

CE : électrophorèse capillaire

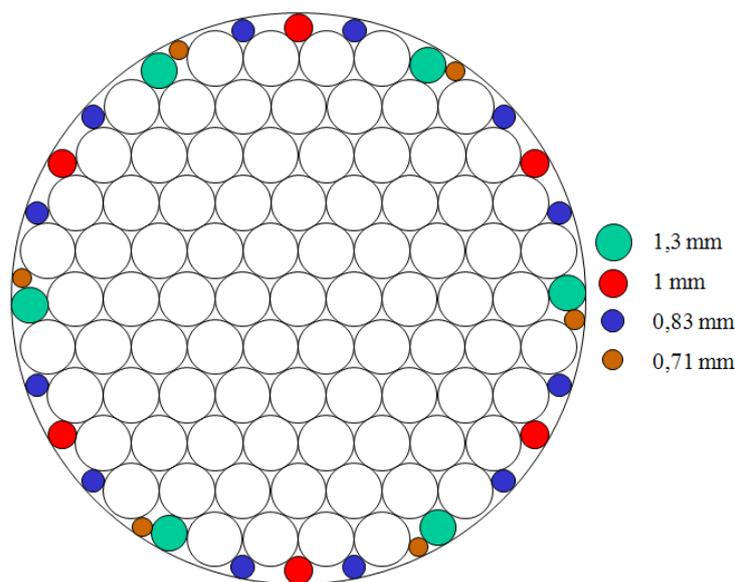


Figure 108 : Structure de CE1

Les caractéristiques de la fibre microstructurée air-silice sont les suivantes :

- Tube de maintien GE214 21*25mm : 20,70 mm
- 85 capillaire de diamètre de 2 mm à partir d'un tube de GE214 9*15
- 6 cannes de diamètre de 1,3 mm
- 6 cannes de diamètre de 1 mm
- 12 cannes de diamètre de 0,83 mm
- 6 cannes de diamètre de 0,71 mm

Le choix du tube de silice de 20.70 mm est un choix suivant le stock disponible dans le magasin du laboratoire. On a choisi les tubes de marque General Electric (GE214) parce qu'ils coutent moins cher par rapport aux tubes de silice synthétique et que les propriétés optiques ne sont pas primordiales.

1.2. Fabrication

La première étape de fabrication dite « *Stack and Draw* » consiste à étirer les capillaires qui seront ensuite empilés et maintenus dans un tube de silice pour former la préforme primaire (formées de deux matériaux homogènes d'indice de réfraction différent), ces différents capillaires sont de diamètre millimétrique. Ceux-ci sont ensuite empilés les uns après les autres suivant une maille triangulaire (Fig.109.a). Le tout est inséré dans un autre tube de silice dont le diamètre interne est adapté à la taille de l'assemblage afin de la maintenir parfaitement (Fig.109.b). Les zones interstitielles (zones blanches) entre le capillaire externe et la dernière couronne sont comblées par des barreaux de silice de diamètres plus faibles, afin de maintenir au mieux la structure périodique. La troisième étape concerne l'étirage de la structure (réduction homothétique) pour atteindre un diamètre extérieur de l'ordre de 125 μ m (Fig.109.c). Un manchonnage supplémentaire est utile dans certains cas pour ajuster le diamètre extérieur de la fibre. Une dernière étape d'étirage est alors nécessaire (Fig.109.d).

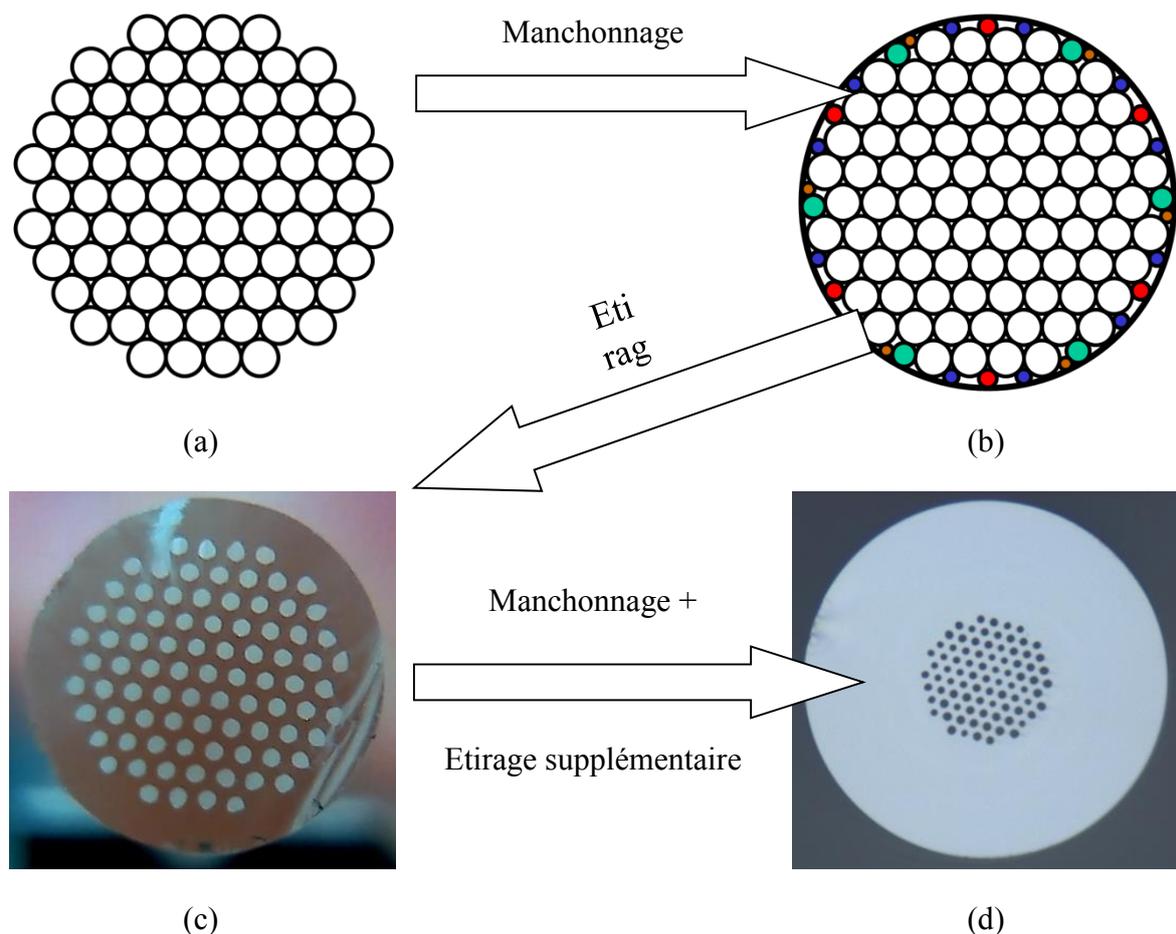


Figure 109 : Différentes étapes de fabrication caractéristiques de la méthode 'Stack and Draw'.

L'assemblage macroscopique de capillaires ((a) et (b)) est étiré sur une tour de fibrage pour atteindre une taille microscopique ((c) et (d))

La fabrication de la fibre nécessite trois étapes :

- La première étape est consacrée à la fabrication des tubes capillaires réalisés par étirage grâce à une tour de fibrage différente de celle utilisée pour les fibres classiques.
- La seconde étape a pour but de réaliser l'assemblage des capillaires pour former la préforme primaire et permettre la maîtrise de la pression dans et en dehors des capillaires. C'est une opération délicate car elle demande le maintien des différentes géométries tout en tenant compte des pressions dans les différents canaux d'air.
- Enfin, la dernière étape est le fibrage final de la FMAS.

Nous allons maintenant présenter les différents moyens technologiques mis à notre disposition pour réaliser la FMAS. La fabrication de la fibre nécessitera trois étapes dont une consacrée à la fabrication des tubes capillaires qui, bien qu'ils soient réalisés par étirage, va faire appel à une tour de fibrage différente de celle utilisée pour les fibres.

Ensuite l'assemblage des préformes utilisera des outils pour la plupart développés en interne pour gérer le maintien des géométries et les pressions dans les différents canaux d'air présents, et comme dernier étape, c'est le fibrage finale de la structure photonique.

Nous allons maintenant détailler le mode de fabrication de ces fibres microstructurées air-silice ainsi que les contraintes liées à la réalisation de la fibre.

1.3. Moyens technologiques

Le Laboratoire Xlim est doté d'équipements de fabrication pour les fibres optiques avec une tour de fibrage de 6m de hauteur équipée d'un four à induction qui permet de travailler la silice jusqu'à 2000 degrés (Fig.110).

Une seconde tour de fibrage avec 12m de hauteur double face, avec des fours résistif et inductif est également disponible (Fig.111). Ce deuxième type de tour est utilisé pour les structures complexes nécessitant une grande stabilité, avec des précisions sur les diamètres des capillaires étirés de fibrage de l'ordre de 3 μ m pour les diamètres des cannes, et de 1 μ m pour les diamètres des fibres microstructurées[2].



Figure 110 : Tour de fibrage "fibres"

Grâce aux performances de ces nouveaux équipements industriels, il nous est désormais possible de contrôler de manière extrêmement fine l'ensemble des paramètres de fibrage :

- La température avec une stabilité de $\pm 1^{\circ}\text{C}$,
- un moteur numérique pas à pas,
- un massflows pour la gestion des pressions inter-capillaires ...



Figure 111 : Four résistif - tour de fibrage

Un tour automatisé à mors synchronisé pour le travail de la silice est également disponible : il est équipé d'un chalumeau oxygène/propane et du matériel de travail du verre à haute température.

II. Fibrage électrophorèse capillaire – CE1

La première opération de fibrage consiste à prendre un tube de GE214 de diamètre de 9 x 15 mm, pour obtenir des capillaires de 2mm de diamètre.



**Figure 112 : Four inductif côté capillaires et cannes
Système développé et réalisé à Xlim**

L'opération de fibrage consiste à chauffer le tube dans un four à induction (Fig.112), puis à étirer celui-ci à l'aide de galets tracteurs (Fig.113). Grâce à la maîtrise des vitesses de descente du barreau dans le four et de la vitesse de traction des galets, on peut obtenir le diamètre de capillaire souhaité à 10^{-3} près ($1\mu\text{m}$ sur 1mm) (Fig.114).

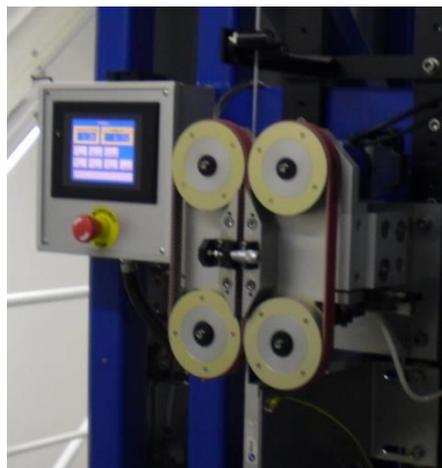


Figure 113 : Galets tracteurs pour étirage

La vitesse de descente est donnée par l'équation suivante :

Vitesse descente du tube * Diamètre du tube au carré = Vitesse de traction * Diamètre des capillaires au carré.

Après avoir réalisé tous les capillaires de notre structure (minimum 85 capillaires), on devra les nettoyer avec de l'acétone qui est un solvant ayant l'avantage de solubiliser de nombreuses espèces organiques.

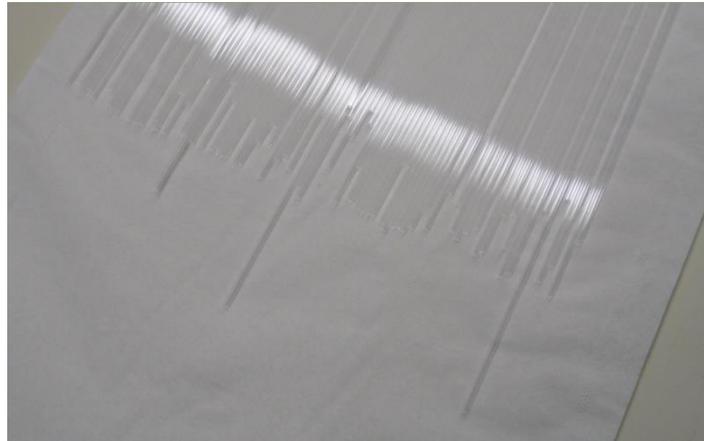


Figure 114 : Capillaires de diamètre de 2mm

Pour la réalisation des cannes de calage, on réitère pratiquement la même procédure. On commence avec un barreau de diamètre de 12 mm, afin d'obtenir des cannes de différents diamètres (1,3 μm – 1 μm – 0,83 μm et 0,71 mm).

On a commencé l'étape du fibrage avec une température de 1784 °C, une vitesse des galettes de 0.4 m/mn, et Preform feed 2 mm/mn. On a fait varier ces paramètres afin d'obtenir les diamètres souhaités.

Températures (°C)	Preform feed (mm/mn)	Vitesse des galettes (m/mn)	Diamètre \varnothing (μm)
1784	2,0	0,40	Départ
1764	4,0	0,94	1,30
1774	3,5	1,43	1,00
1774	1,5	1,55	0,83
1774	1,5	1,93	0,71

Tableau 1 : Les différents diamètres obtenus

Une fois cette étape réalisée, on commence par réunir l'ensemble des capillaires sous une forme hexagonale dans une préforme primaire (Fig.116), le tube de GE214 de diamètre de 21x25mm, plus exactement c'est 20.70 mm dans notre cas.

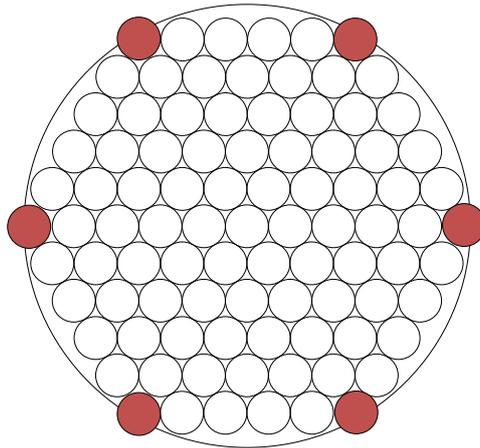


Figure 115 : Les six capillaires du coin sont retirés

A ce stade de la fabrication, les capillaires sont maintenus transversalement mais sont encore mobiles longitudinalement et la préforme ne peut pas encore être placée dans une tour de fibrage.



Figure 116 : Insertion des capillaires dans le tube de maintien

Les six capillaires du coin qui ont été retirés comme le montre la (Fig.115), sont remplacés par des barreaux pleins afin d'obtenir une préforme du même type que la structure de la Fig.108.

Il est très délicat de réaliser une botte de capillaires dont la disposition est parfaitement régulière. La réalisation de cette préforme fait appel à des connaissances et des techniques relatives au travail du verre à haute température pour boucher, coller ou mettre en forme les capillaires. Dans les figures suivantes, on voit nettement que la botte de capillaires réalisée (Fig.117.b) n'est pas aussi régulière que prévue (Fig.117.a).

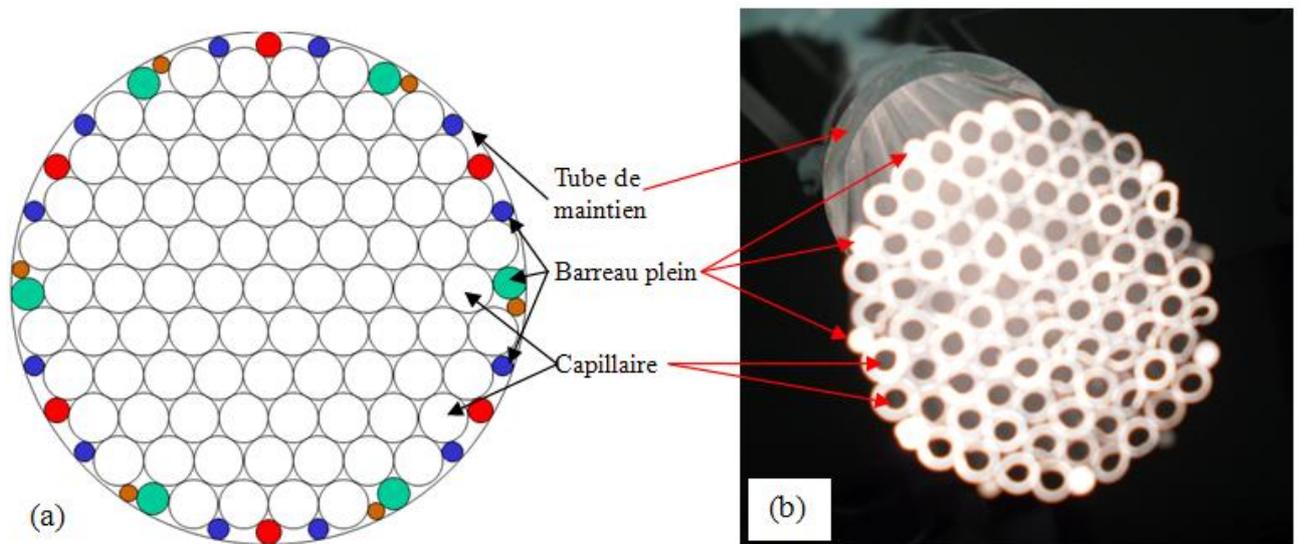


Figure 117 : Préforme obtenue après assemblage des capillaires et des cannes

La préforme est réalisée à partir d'un assemblage de capillaires et de barreaux en silice de quelques millimètres de diamètre extérieur à l'aide des équipements présentés sur la figure 118.

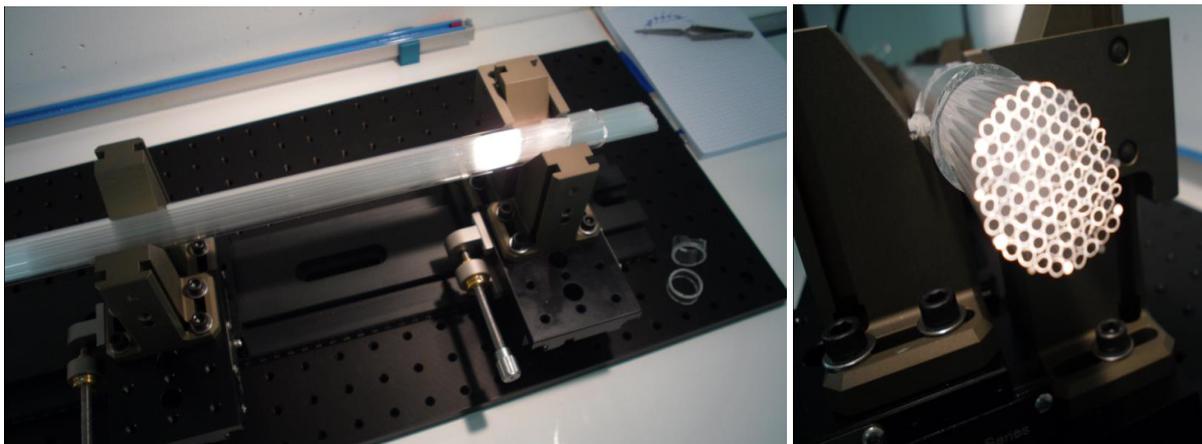


Figure 118 : L'assemblage des capillaires

Dans cette préforme, on peut observer d'une part la présence de trous interstitiels entre les capillaires et d'autre part la présence de défauts dans l'arrangement. Ces trous doivent être rebouchés lors de l'étape d'étirage. Il est à noter cependant que pour garantir un guidage de la lumière, il n'est pas obligatoire d'obtenir un réseau parfaitement régulier, c'est seulement le fait que la valeur moyenne de l'indice de la gaine est inférieure à celui de la silice qui est importante. Des FMAS avec un arrangement désordonné de trous au niveau de la gaine ont été fabriquées et ont permis d'observer un guidage de la lumière [2].

Cependant ce mode de réalisation laisse un problème en suspens, à savoir le trou interstitiel entre les arrangements de tubes cylindriques (Fig.119). Ces trous interstitiels sont présents dans la préforme, et lors de fibrage, et ils peuvent se retrouver dans la canne puis dans la fibre optique microstructurée.

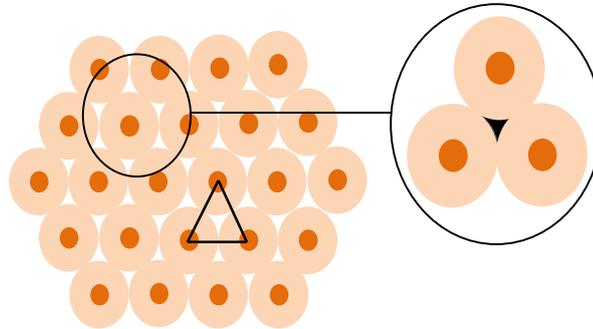
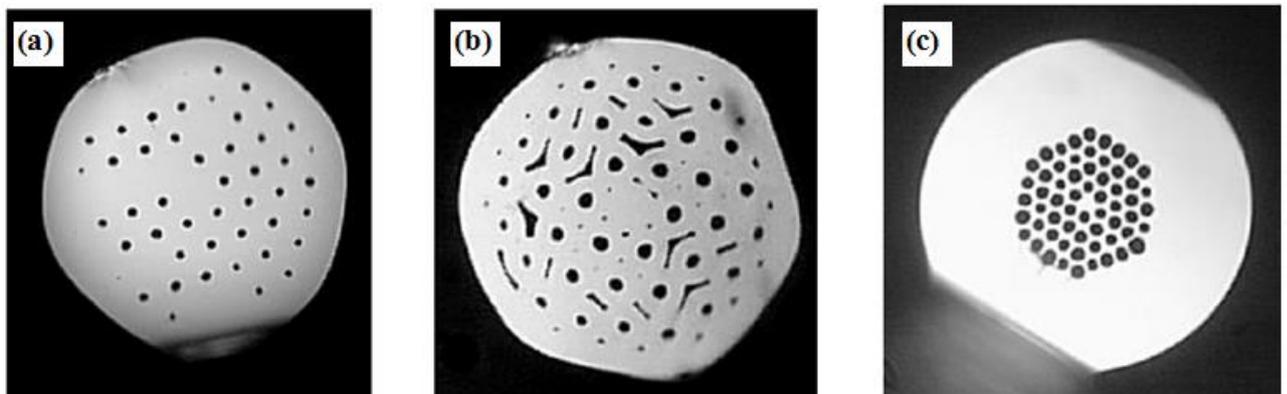


Figure 119 : La maille de base triangulaire

La température est paramètre important qu'il faut prendre en compte. En effet la fibre est constituée d'air et de silice, ces corps ne vont pas se dilater dans les mêmes rapports.

La figure 120 présente les différentes sections droites de FMAS réalisées ces dernières années à l'IRCOM [3].



**Figure 120 : Premières réalisations de FMAS obtenues à l'IRCOM
((a) décembre 2000, (b) juillet 2001 et (c) décembre 2001).**

On peut observer sur ces différentes structures des défauts de fabrication qui sont dus principalement [7]:

- Un fibrage avec une température trop basse entraîne un risque de rupture, et des trous interstitiels peuvent subsister comme on peut le voir sur la figure 120.b.
- Un fibrage à une température trop élevée risque de boucher les trous. La silice à l'intérieur du tube peut fondre jusqu'à boucher le capillaire comme le montre la figure 120.a

Pour résoudre ce problème, à une extrémité, le tube est chauffé à très haute température à l'aide d'un chalumeau, afin de le ramollir et de le refermer.

Au cours de cette étape, les capillaires sont « soudés » au tube de maintien (Fig.121.a), ce qui assure la cohésion de l'ensemble. La préforme ainsi réalisée va pouvoir être ensuite étirée de manière conventionnelle (Fig.121.c).

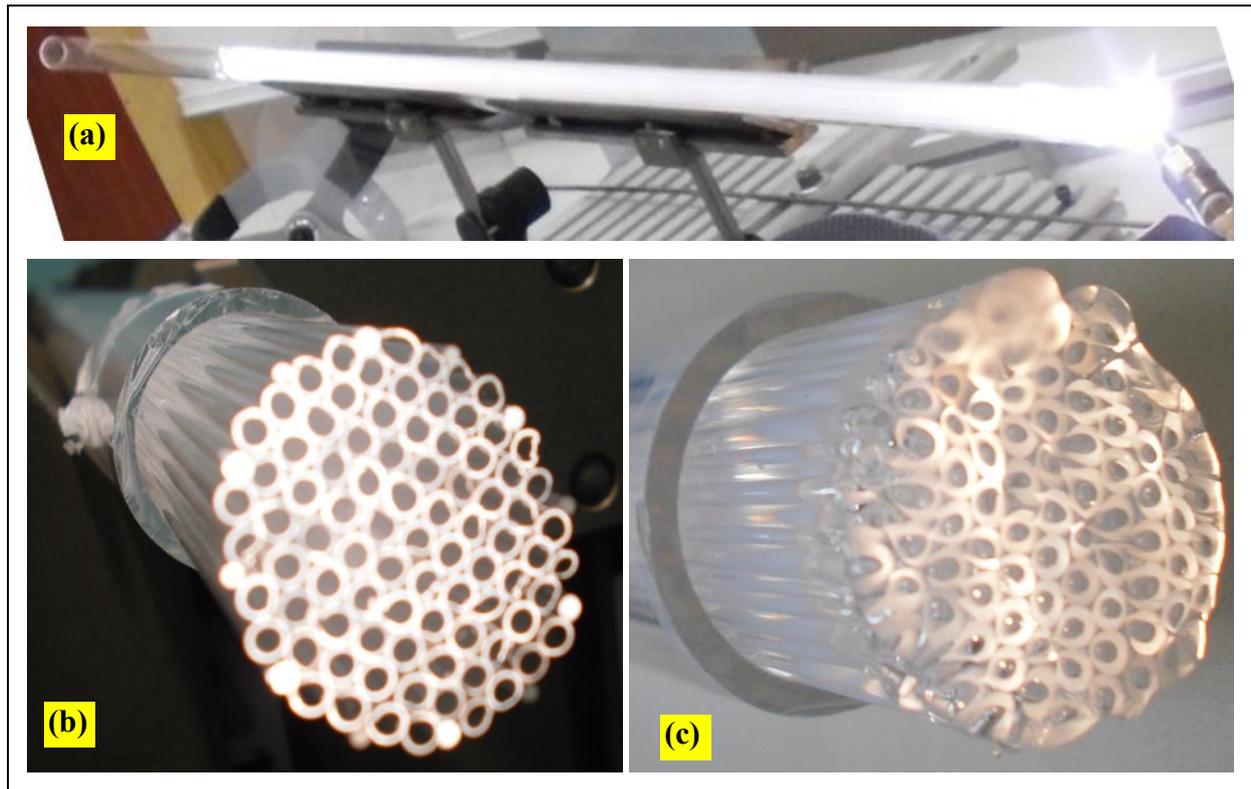


Figure 121 : (a): soudure des capillaires, (b): l'état initial avant la soudure, (c): l'état final après la soudure

Une opération de fibrage supplémentaire est nécessaire afin de réduire la taille de notre préforme, d'un diamètre de 3mm environ.

Comme pour les préformes classiques, les préformes de FMAS sont fixées au sommet d'une tour de fibrage par une extrémité. L'autre extrémité est placée dans un four à induction constitué d'un noyau en graphite placé sous une atmosphère d'argon afin d'éviter sa combustion. La température du four est portée aux alentours de 1800°C afin de provoquer un ramollissement de la silice. La partie inférieure de la préforme située sous le four va former la goutte dont le poids va permettre d'amorcer l'étirage du reste de la préforme (Fig.122).

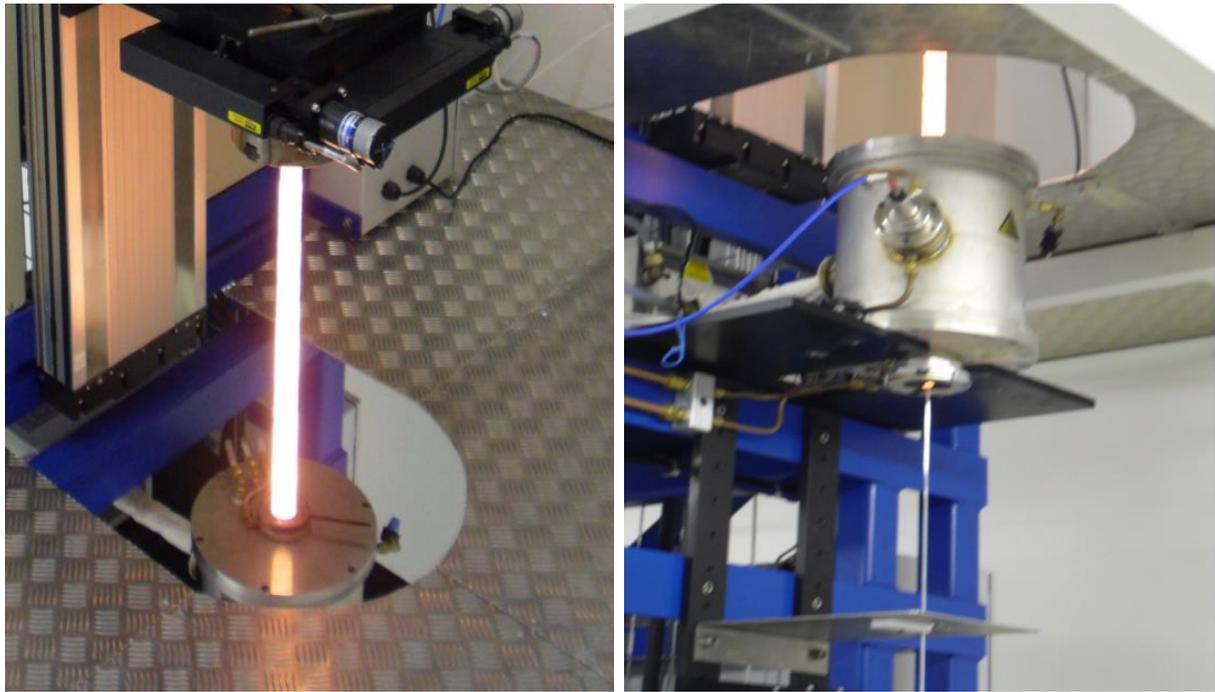
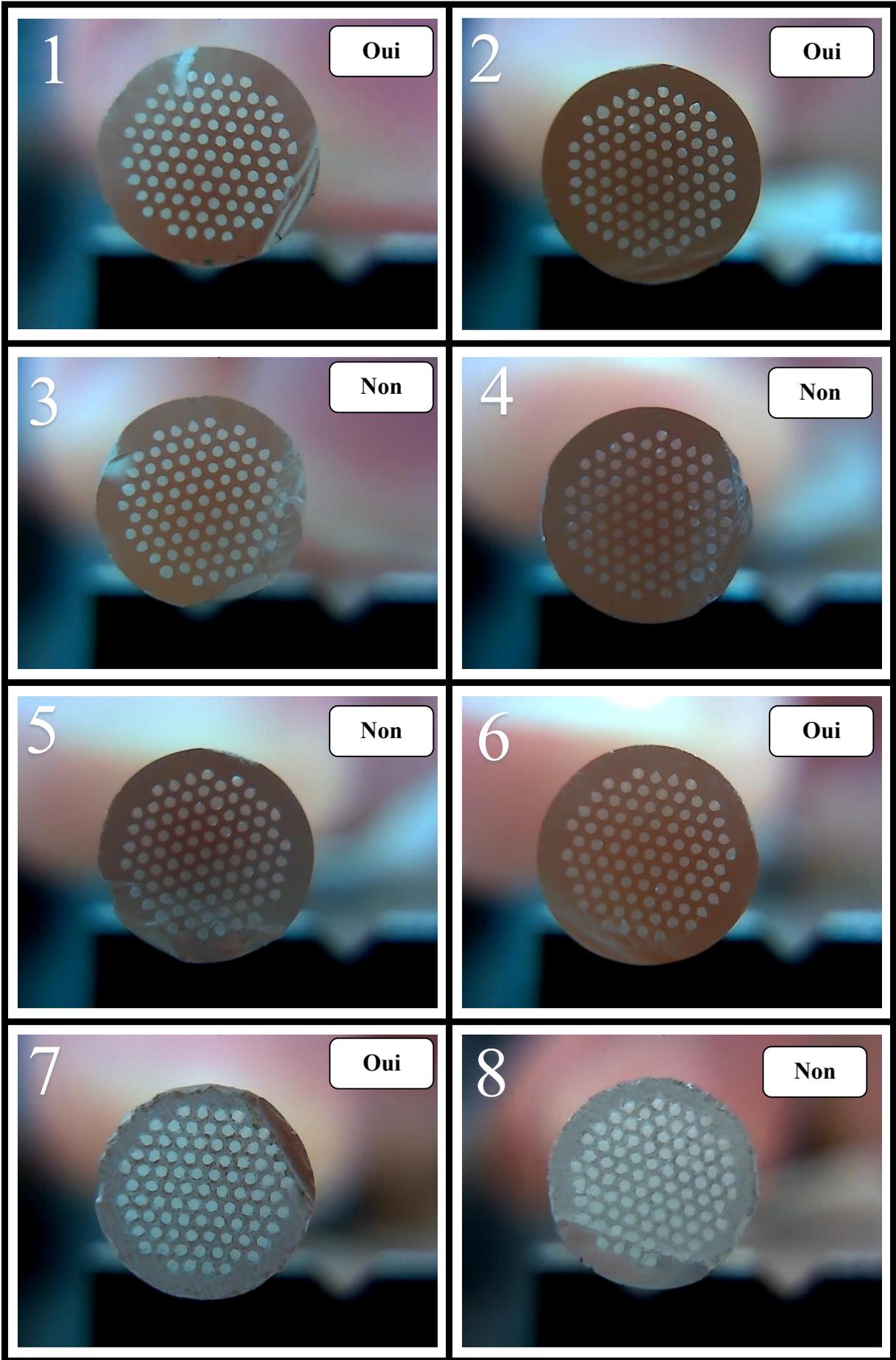


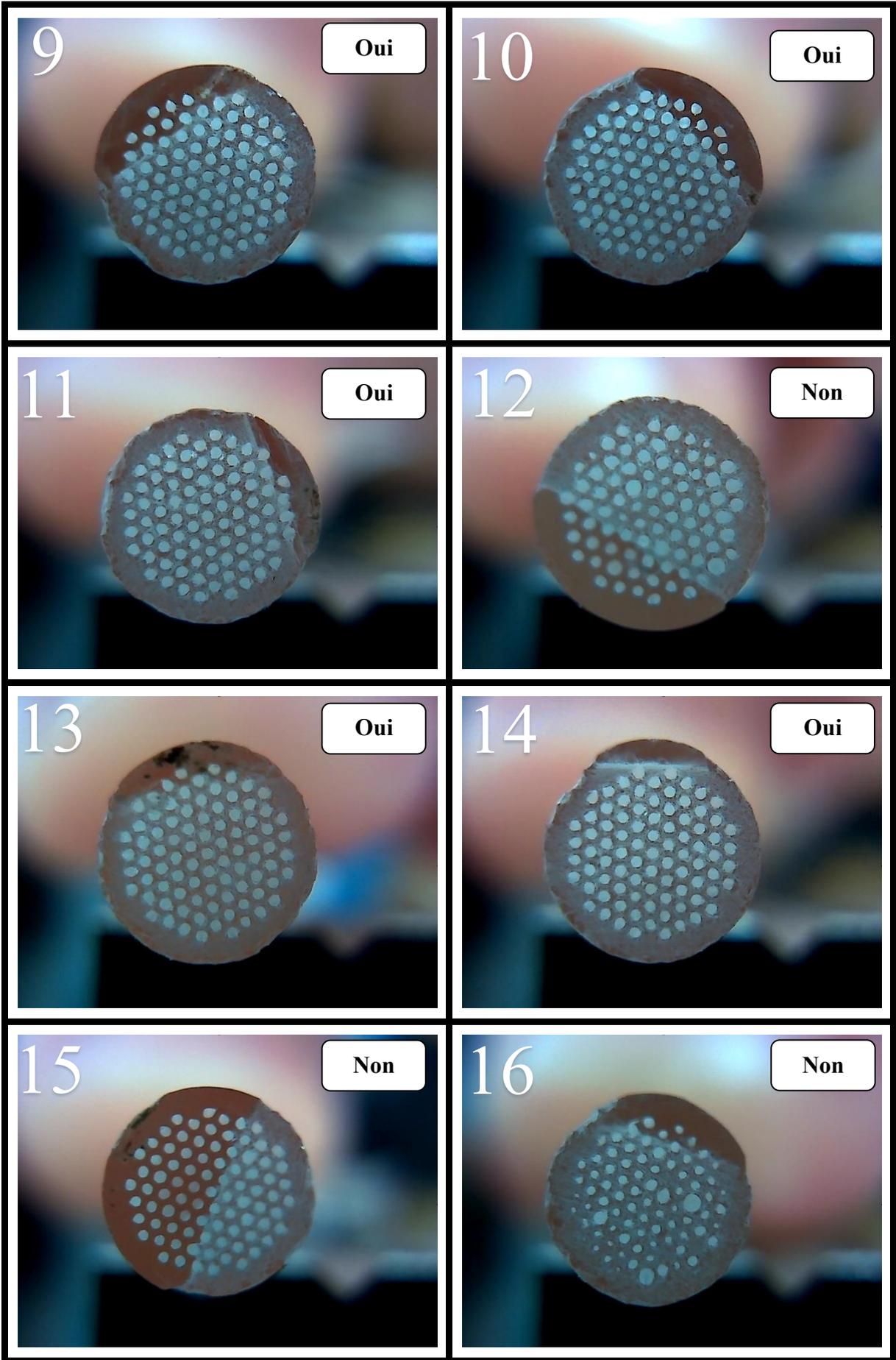
Figure 122 : Four à induction

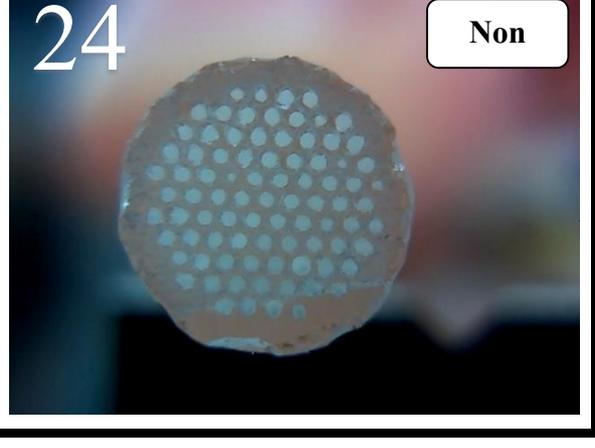
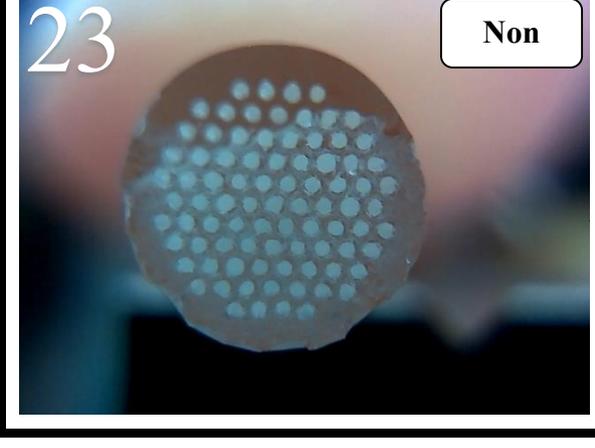
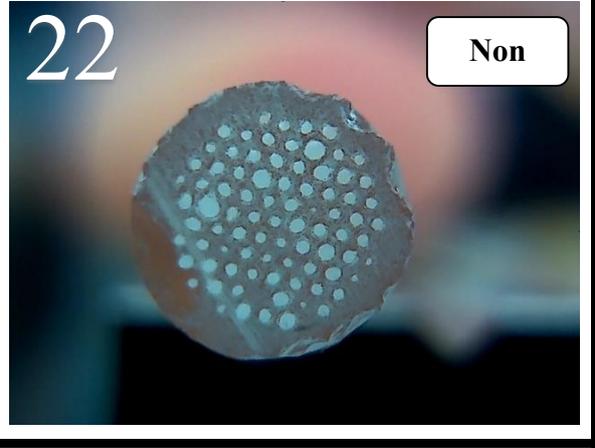
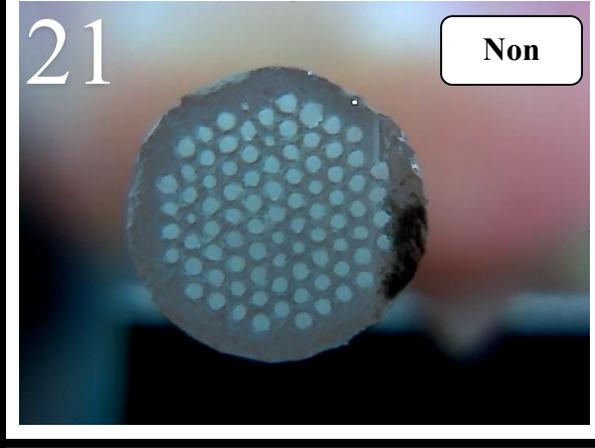
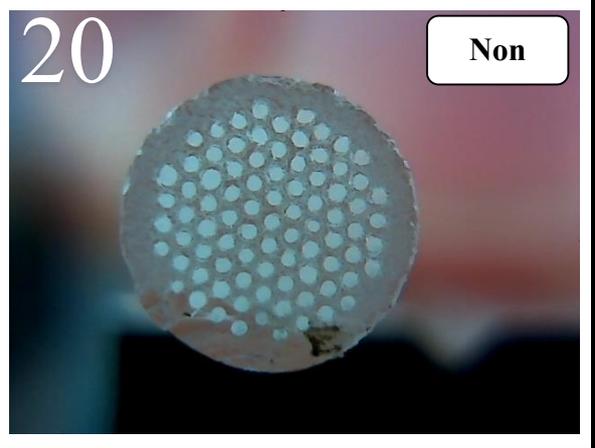
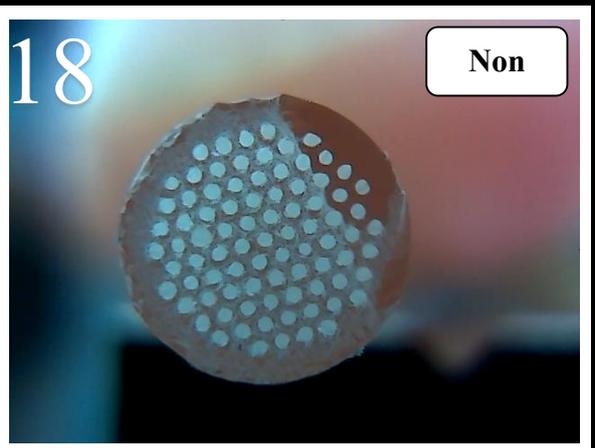
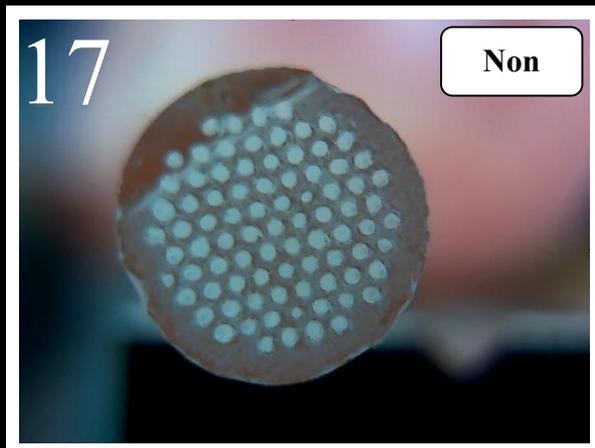


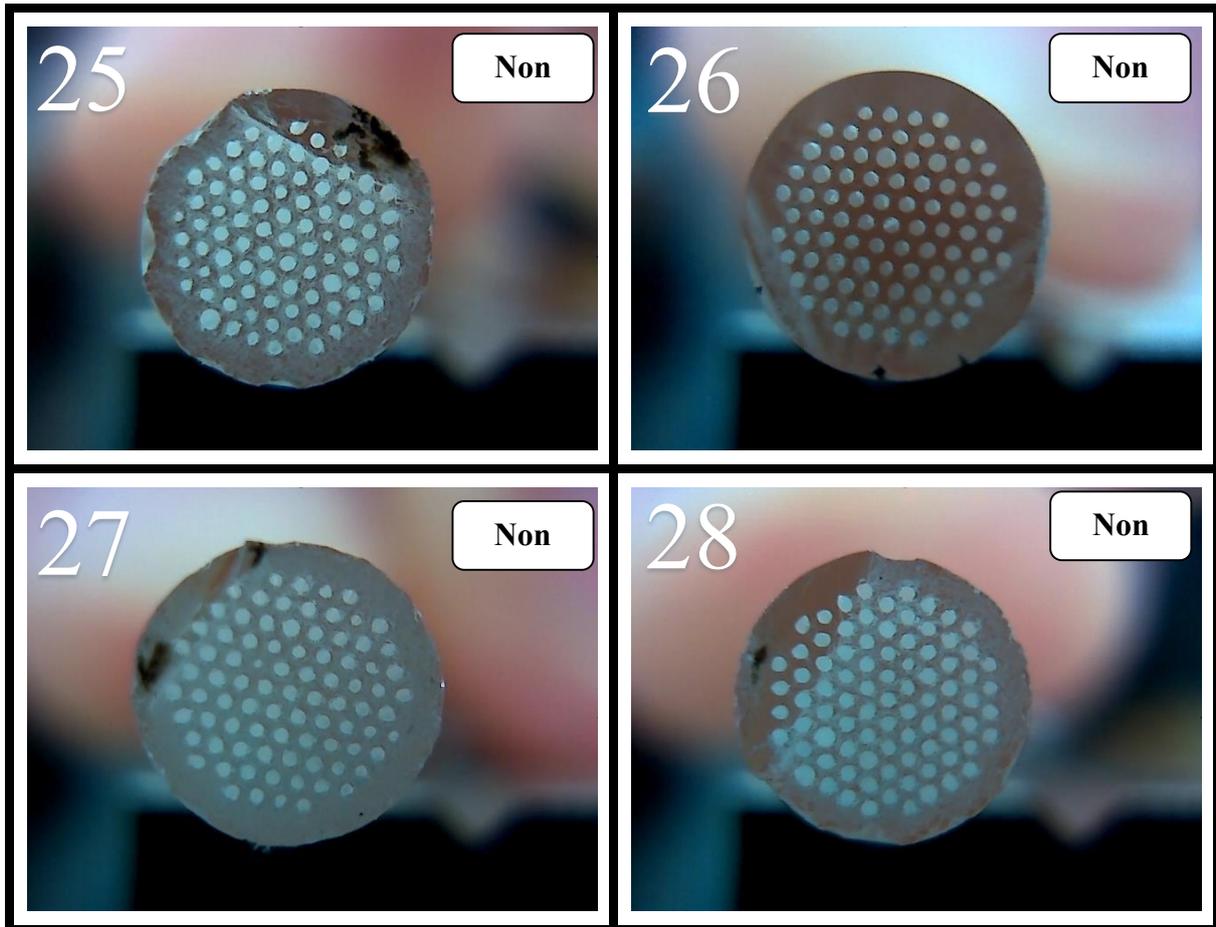
Figure 123 : Echantillon des cannes fabriqués après l'étirage de la préforme

Au cours de cette étape on a obtenu 28 cannes (Fig.123) de diamètre de 2.9mm et qui sont convenables pour le fibrage final de la structure photonique. Les figures ci-dessous sont les sections de nos échantillons des cannes qui ont été obtenues, et on va choisir la meilleure section pour le fibrage.

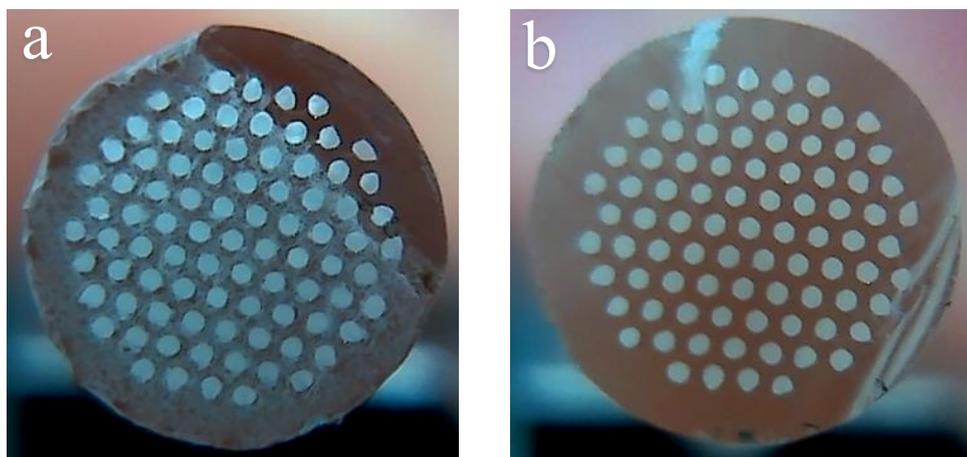








L'étirage permet de fabriquer des « cannes ». Après l'analyse microscopique des différents échantillons, notre choix s'est porté sur les échantillons numéro 1 et 10 (Fig. 124). Ces préformes ont été insérées dans un tube de diamètre interne légèrement supérieur au diamètre extérieur de la canne (3x6mm). Un nouveau fibrage de ce dernier a été réalisé pour obtenir le produit final. Cette étape entraîne l'obtention d'une fibre optique microstructurée FMAS.



**Figure 124 : Les deux échantillons sélectionnés pour le fibrage final
((a) échantillon numéro 10, (b) échantillon numéro 1)**

La préforme est installée verticalement au sommet de la tour. L'extrémité est placée dans le centre du four à induction, sous une atmosphère d'argon (Fig.125). La température initiale du four est d'environ 1800°C (température proche de celle de la fusion de la silice). Avec l'effet de la chaleur, la silice commence à se ramollir, et le bout de la préforme se détache en entraînant un fil de silice qui constitue la fibre.

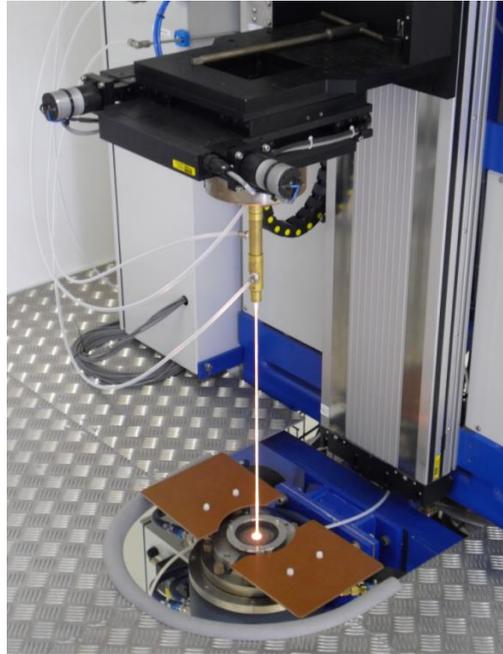


Figure 125 : Fibrage final de la préforme

L'étape suivante consiste à contrôler le diamètre de notre fibre. Pour cela, on utilise un mesureur de diamètre. Pour cela, on agit sur quatre paramètres : la température, les pressions, la vitesse de fibrage et la vitesse de descente de la préforme dans le but d'ajuster le diamètre souhaité.

La fibre obtenue étant fragile, elle est enduite d'une résine qui est ensuite polymérisée à la traversée d'un four à UV. Cette résine constitue la gaine mécanique qui a pour but principal de protéger la fibre optique de facteurs fragilisant comme l'humidité. Elle lui confère aussi une grande résistance mécanique. Enfin, elle est choisie avec un indice supérieur à celui de la silice, ce qui permet d'évacuer et d'absorber l'énergie lumineuse parasite qui pourrait être couplée dans la gaine (vidage de gaine).

La figure 126 présente la tour de fibrage muni de son four à UV.

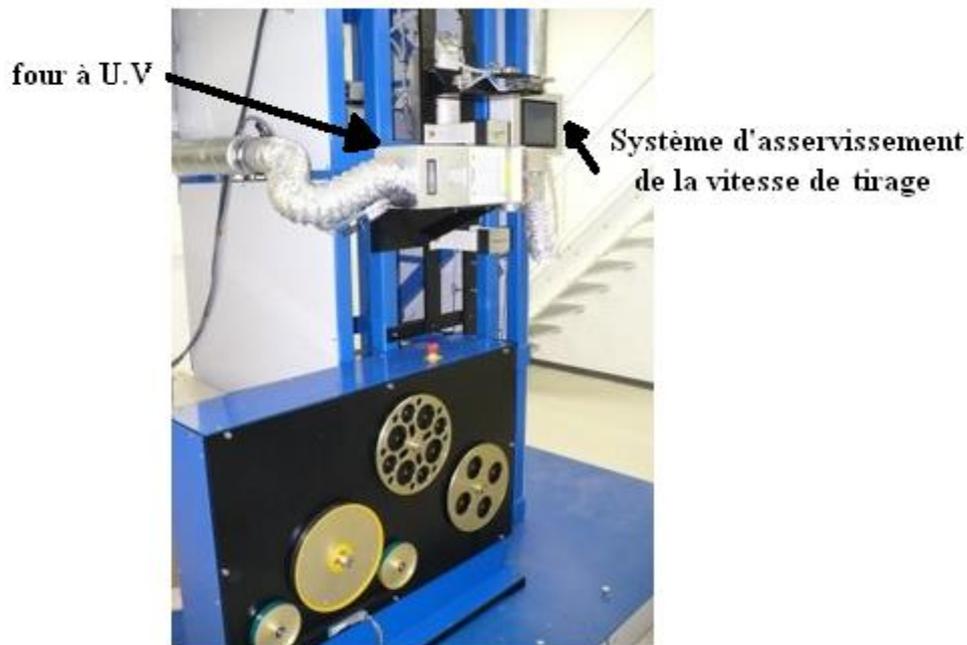
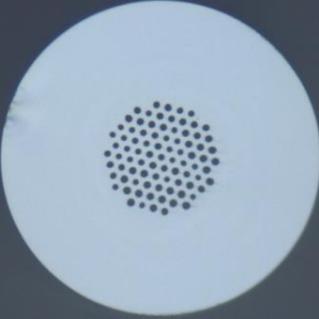
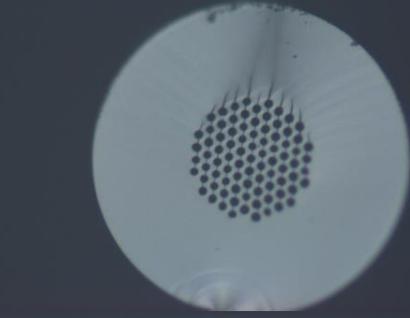
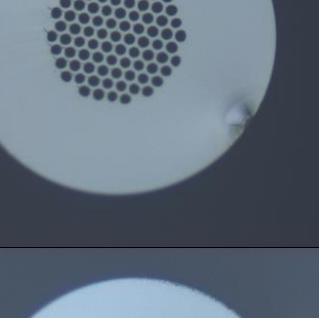
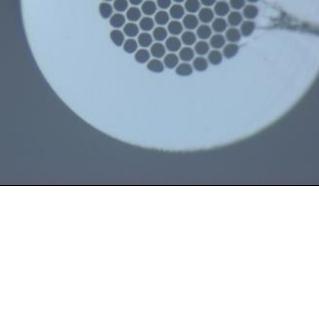


Figure 126 : Tour de fibrage [4]

On commence le fibrage avec le premier échantillon numéro 10 (Fig.124). Nous avons arbitrairement choisi une fibre de diamètre extérieur de $200\mu\text{m}$, avec les différentes paramètres de la vitesse de descende, la vitesse des galettes, et la température. La température a été augmentée pour accélérer la fusion de la silice (Fig.127).

On a obtenu notre première goutte autour de 2050°C , avec une vitesse de descende de 20mm/mn , et avec une vitesse du cabestan de 16m/mn .

Pour la fibre de diamètre de $200\mu\text{m}$, avec une température de 2090°C , et par la suite on commence à diminuer la température du four, car il est déjà chauffé, et avec chaque variation d'un des paramètres, on prend un petit échantillon de notre fibre pour voir sous un microscope si les trous sont bien arrangé, et si notre fibre est toujours stable (Fig.127).

	Températures (°C)	Preform feed (mm/mn)	Vitesse des galettes (m/mn)	Diamètre Ø (µm)
	2050	20	18	goute
	2090	20	16	200
	2070	20	16	200
	2050	20	16	200
	2030	20	16	200

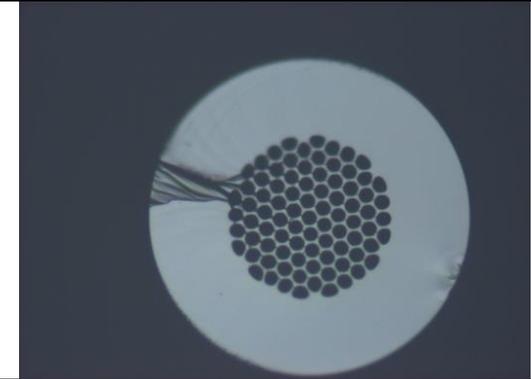
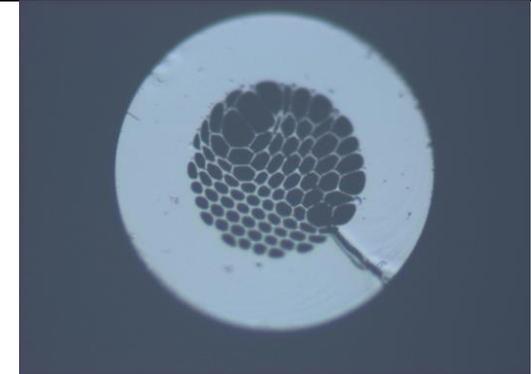
	2020	20	20	200
	1990	20	23	200

Figure 127 : Fibre avec diamètre de 200 μ m

On refait les mêmes étapes avec l'échantillon numéro 1 (Fig.124.b), et avec une température de 2060°C pour obtenir des diamètres qui varient de 200 μ m à 125 μ m. ceci est possible en faisant varier la vitesse d'étirage, c'est à dire du cabestan, et de la préforme [8].

On a à notre disposition maintenant trois échantillons de diamètre de 200 μ m. La vitesse de préforme a été fixée à 20mm/mn pendant tout le fibrage. Le premier tronçon de fibre a été obtenu avec une vitesse de galettes de 17.7m/mn, le deuxième avec une vitesse de 18.5m/mn, et le troisième avec une vitesse de 19m/mn. On voulait obtenir ensuite des diamètres de l'ordre de 125 μ m, mais malheureusement la fibre s'est cassée autour de 140 μ m en raison de la tension élevée ou bien à cause d'un défaut du tube. Les trois sections de la fibre sont présentées dans la figure 128 ci-dessous.

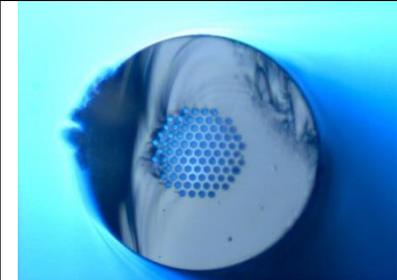
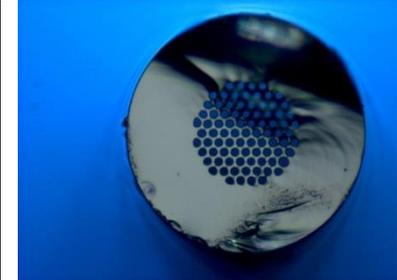
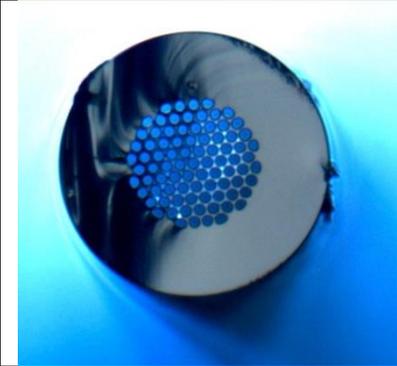
	Températures (°C)	Preform feed (mm/mn)	Vitesse des galettes (m/mn)	Diamètre Ø (µm)	Observations
	2100	20,04	18		GOUTTE
	2060	20	17,7	200	
	2060	20	18,5	200	
	2060	20	19	200	
	2060	7	20	135	CASSE ARRET

Figure 128 : Fibre avec diamètre de 200µm

III. Fibrage électrophorèse capillaire - CE2

La deuxième partie du fibrage qu'on va nommer CE02 c'est de refaire les mêmes procédures, avec la même structure conceptuelle de la fibre (Fig.129). Par contre cette fois ci avec une augmentation du rapport Air/Silice, les capillaires sont fibré arbitrairement avec un tube plus mince 27x31 au lieu de 9x15 pour CE01, le diamètre des capillaires sont augmenté de 2mm à 2.030mm pour correspondre au diamètre intérieur du tube de maintien (20.95mm).

Les étapes de fabrication étant les mêmes, la préforme primaire a été élaboré par l'assemblage des capillaires, et après le deuxième fibrage, nous avons obtenu 13 cannes.

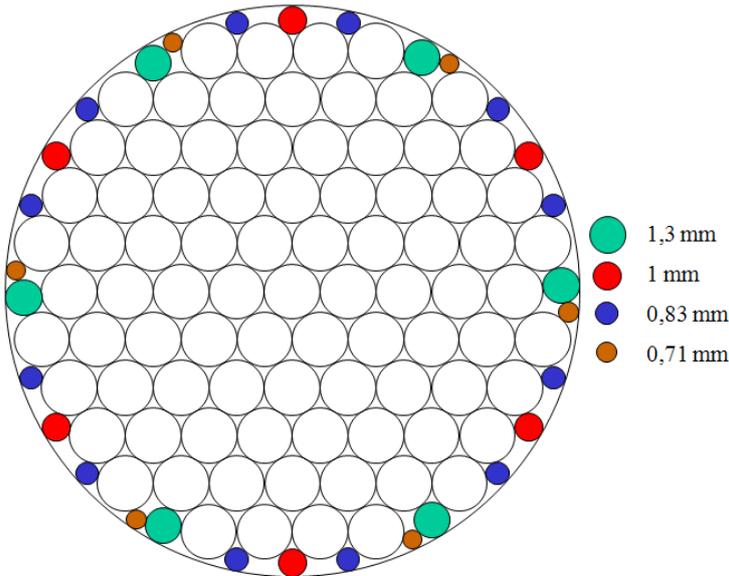
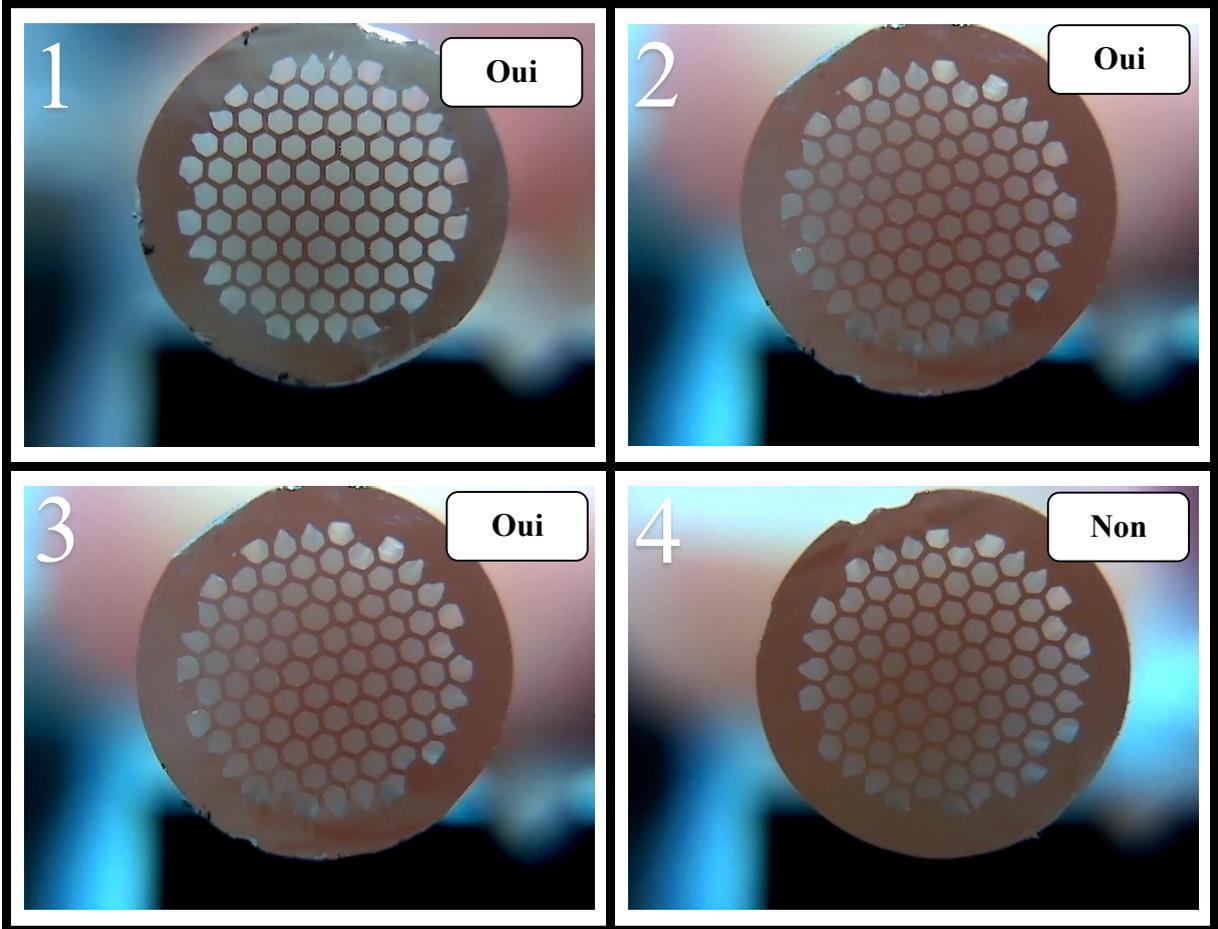
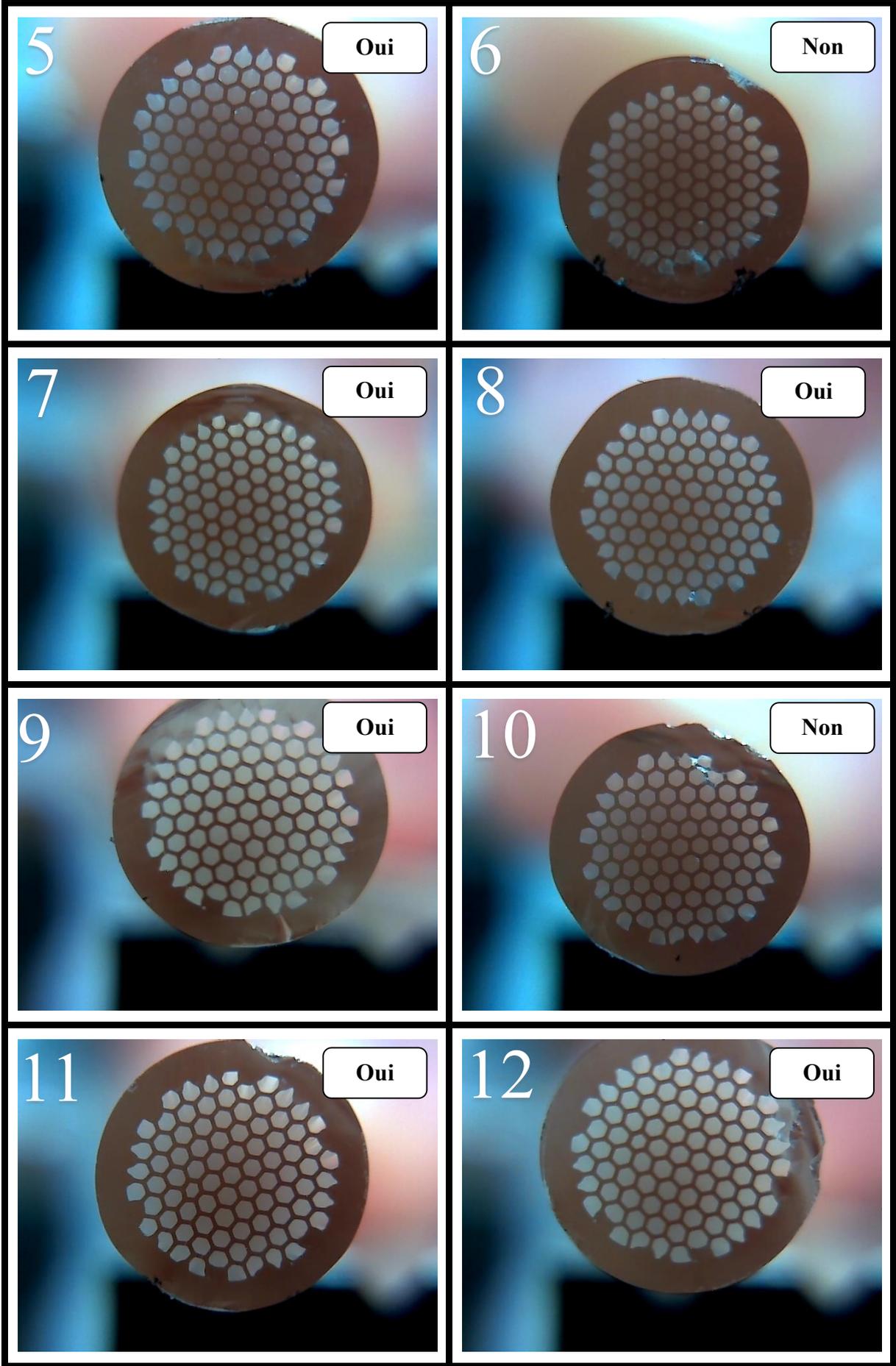
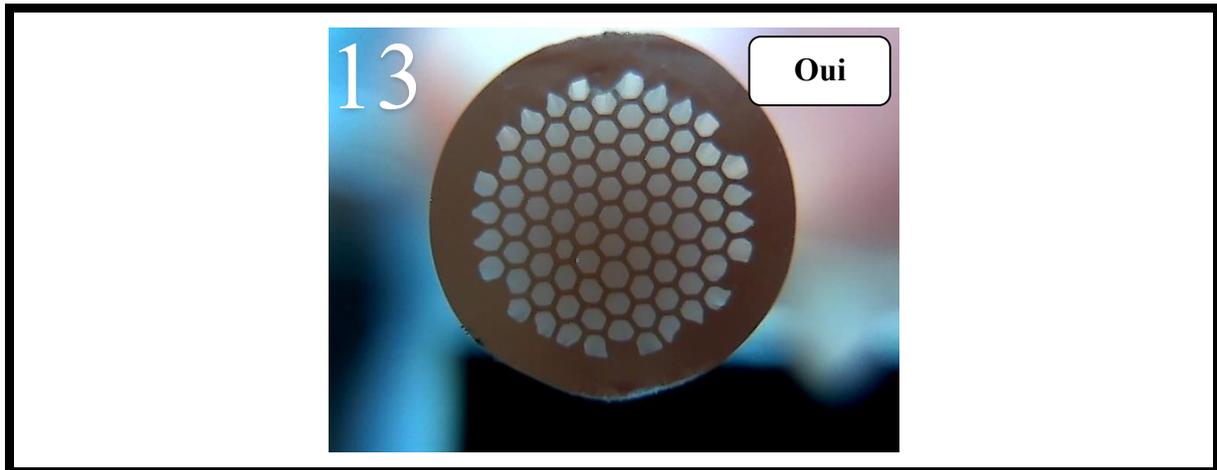


Figure 129 : Conception de CE2

Les images de chaque canne sont présentées ci-dessous (Fig.130), ce qui va nous permettre de choisir la meilleure structure.







Comme une dernière étape de fibrage, on va choisir la canne numéro 3 (Fig.130). Cette canne microstructurée est manchonnée dans un tube de diamètre intérieur correspondant au diamètre extérieur de la canne (3x6 mm). Elle sera à nouveau fibrée de manière conventionnelle pour atteindre les caractéristiques recherchées, ce qui nous conduit à l'obtention d'une fibre optique microstructurée.

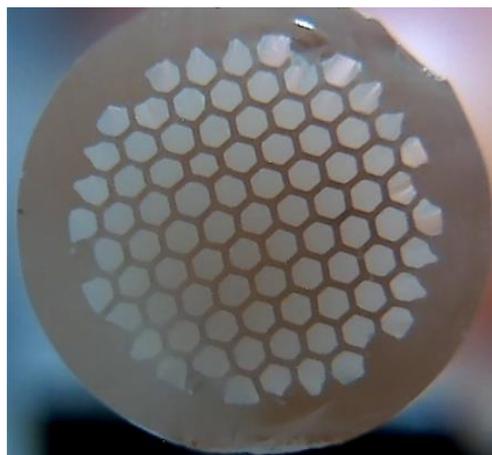
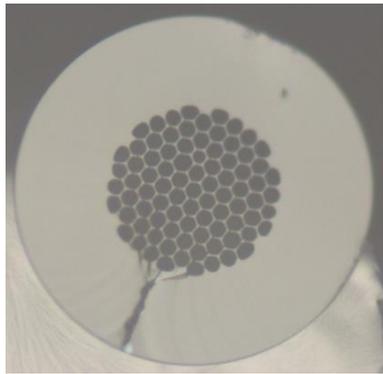
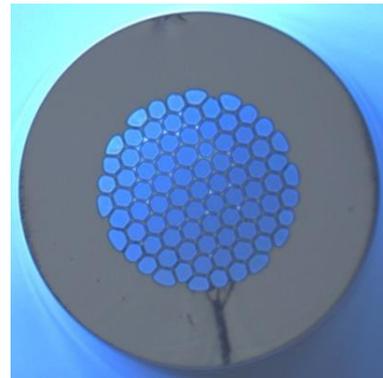


Figure 130 : L'échantillon n°3 sélectionné pour le fibrage final

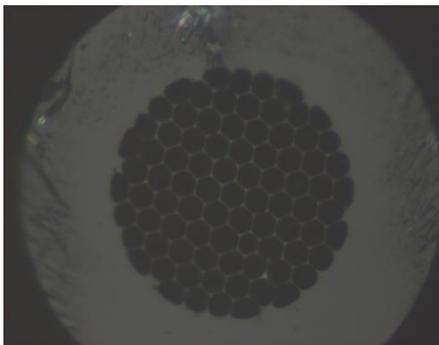
Au cours de ce fibrage, et en tenant compte des problèmes survenant pendant le fibrage CE1 (rupture de la fibre à un diamètre de 140 μ m), nous avons gardé la vitesse d'alimentation de préformes et de la température constante et nous avons simplement changé la vitesse de fibrage pour réduire le diamètre extérieur. Trois différents diamètres ont été obtenus, 200 μ m, 140 μ m et 125 μ m (Fig.131).



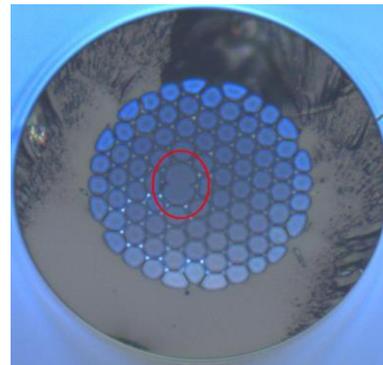
Température: 2060°
Diamètre : 200 μm



Température: 2060°
Diamètre: 200 μm



Température: 2040°
Diamètre: 125 μm



Température: 2060°
Diamètre: 140 μm

Figure 131 : Fibrage du CE2

Au cours de ce dernier processus de fibrage, quatre échantillons différents de fibres ont été conçus et qu'on peut observer sur la figure 131 ci -dessus. Trois d'entre eux sont bons, tandis que le quatrième présente une déchirure au niveau d'un pont entre deux trous. Seulement trois échantillons ont été retenus.

IV. Conclusion

La fabrication des FMAS est une tâche difficile qui nous a demandé un long travail de mise au point.

Les moyens technologiques qui ont été mis à notre disposition nous ont permis de répondre aux besoins de fabrication des FMAS.

La première remarque qu'on peut faire est le fait qu'une seule opération de fibrage n'est pas suffisante. La conception d'une FMAS phase doit passer nécessairement par trois étapes distinctes à savoir :

- Une première étape qui va permettre la réalisation de la préforme, avec l'arrangement hexagonal des capillaires dans des tubes de maintien.
- La seconde étape consiste à réduire la taille de notre préforme d'un facteur de 5 à 10, et on obtient ce qu'on appelle une canne microstructurée air-silice.
- La dernière étape va permettre de réaliser le fibrage final de la structure. Avant de commencer le fibrage, cette canne est manchonnée dans un tube de diamètre intérieur correspondant au diamètre extérieur de la canne, pour nous donner une fibre optique microstructurée [9].

Nous avons mis l'accent sur les difficultés qu'il a fallu surmonter pour contrôler la géométrie de la fibre au cours du processus de fabrication.

L'expérience a été bénéfique malgré les imperfections de certaines fibres qu'on a réalisées.

L'influence et le contrôle de la température permet d'obtenir plusieurs diamètres de trous à espacement constant à partir d'une même préforme. Le contrôle de la température n'est pas toujours suffisant pour maîtriser la fermeture des trous interstitiels lorsqu'ils ont un diamètre important.

De nos jours, plusieurs compagnies industrielles commercialisent aussi bien les différents types de PCF que des composants à base de ces fibres, on cite Crystal fibers (Danemark) [12], Perfos (France) [13], Blaze photonics (Grande Bretagne) [14], et Redfern Polymer Optics (Australie) [15].

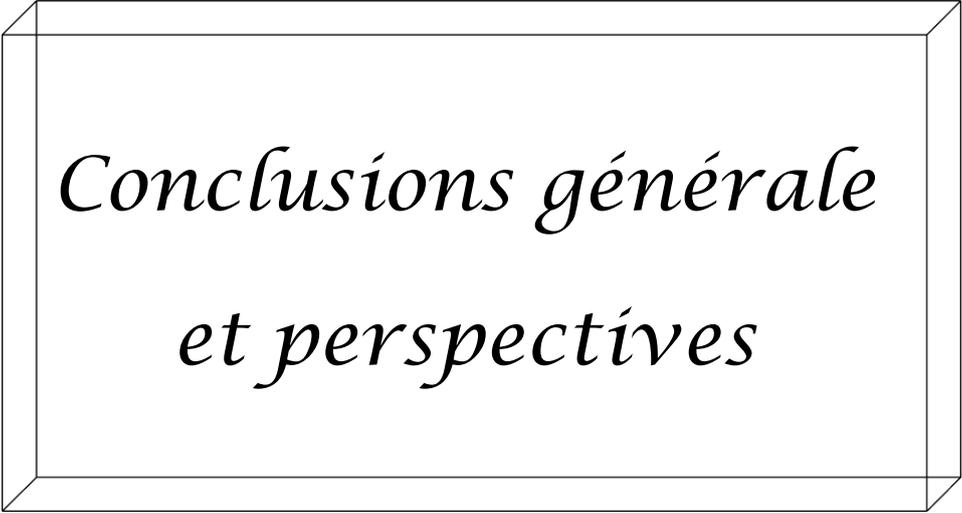
V. Références bibliographiques

- [1]. 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, Vol. 21, Issue 19, pp. 1547-1549 (1996).
- [2]. MONRO T. M., RICHARDSON D.J., BRODERICK N.G.R., BENNETT and P. J. “*Holey fibers with random cladding distributions*”. Optics Letters, Vol. 25 Issue 4, pp.206-208 (2000).
- [3]. BLONDY J.M., BRECHET F., ROY P., BOUTINAUD G. "*Fabrication et caractérisation d'une fibre à cristal photonique*". Journées Nationales de l'Optique Guidée 99. Limoges (France), (novembre 1999).
- [4]. LECOY P. "*Télécommunications optiques*". Hermès, Paris, (1992).
- [5]. KNIGHT, J. C., BIRKS, T. A., RUSSELL, P. S., & ATKIN, D. M. (1997). “*All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata*”, Optics Letters, Vol. 22, Issue 7, pp. 484-485 (1997).
- [6]. PARMENTIER R., PHAN HUY M.C., LAFFONT G., DEWINTER-MARTY V., FERDINAND P., ROY P., BLONDY J-M., PAGNOUX D., DUSSARDIER B. “*Cross comparison between theoretical and experimental modal field patterns in a doped-core microstructured fiber*”. ECOC 2004, 30th European Conference on Optical Communication, Stockholm (Suède), (5-9 septembre 2004).
- [7]. Fitt, A.D.; Furusawa, K.; Monro, T.M.; Please, C.P.; "*Modeling the fabrication of hollow fibers: capillary drawing*," Lightwave Technology, vol.19, no.12, pp.1924-1931, (Dec 2001).
- [8]. S. Wu, “*Surface and interfacial tensions of polymer melts. II. Poly(methyl methacrylate), poly(n-butyl methacrylate), and polystyrene*”, J. Phys. Chem. 74 (3, 5) (1970) 632–638.
- [9]. Alexandre Bozolan, Christiano J. de Matos, Cristiano M. B. Cordeiro, Eliane M. dos Santos, and John Travers, “*Supercontinuum generation in a water-core photonic crystal fiber*”, Optics Express, Vol. 16, Issue 13, pp. 9671-9676 (2008).
- [10]. L. Labonté, “*Analyse théorique et expérimentale des principales caractéristiques du mode fondamental dans les fibres optiques microstructurées air/silice*,” Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005.

- [11]. Site web laboratoire Xlim, *<http://www.xlim.fr/>*.
- [12]. Site web Crystal Fibre, *<http://www.crystal-fibre.com/>*.
- [13]. Site web Perfos, *<http://www.perfos.fr/>*.
- [14]. Site web Blaze Photonics, *<http://www.blazephotonics.com/>*.
- [15]. Site web Redfern Polymer, Optics *<http://www.redfernpolymer.com/>*.

*« Les progrès techniques n'ont pas de conclusion
logique dans l'ordre du progrès spirituel »*

Pierre André Taguieff



*Conclusions générale
et perspectives*

Les travaux présentés dans ce mémoire ont pour objectif de faire des prédictions sur les propriétés propagatrices et dispersives des FMAS dans le but de concevoir de nouveaux composants dédiés aux télécommunications optiques. Les caractéristiques originales de ces fibres sont également attractives pour d'autres applications de la biophotonique et de l'optique non linéaire.

Les caractéristiques des FMAS ont été calculées par la technique BPM en fonction des paramètres de la structure considérée à savoir l'espacement des trous d'air, et leurs diamètres.

Les diagrammes de dispersion ont été réalisés pour l'indice effectif, la dispersion chromatique, le domaine spectrale monomode, ainsi que sur le couplage de modes pour une FMAS à deux cœurs. Mais pour que les FMAS puissent remplir une fonction particulière, il est indispensable que leurs caractéristiques soient en cohérence avec le cahier des charges.

Dès le premier chapitre j'ai entamé une synthèse des travaux effectués récemment sur la modélisation des FMAS combinant des méthodes analytiques et empiriques proposés dans la littérature spécialisée. Ces différents modèles ont été analysés et discutés en donnant à chaque fois le domaine d'application et leurs limitations. Une interface graphique fonctionnant sur ce principe a été développée.

J'ai présenté dans le deuxième chapitre les différentes méthodes permettant de modéliser les FMAS. Nous avons cherché dans un premier temps une technique de modélisation simple à mettre en œuvre permettant de simuler correctement la propagation dans les FMAS. Une importance particulière a été donnée sur les différentes méthodes utilisant la BPM.

Notre choix s'est porté sur la méthode FD-BPM que j'ai mis œuvre afin de modéliser les différentes structures. La BPM aux différences finies représente la base de la programmation des algorithmes de calculs adoptés. Après plusieurs tests, il s'est avéré que la méthode vectorielle est plus précise et plus efficace que les méthodes basées sur la FFT-BPM basées sur la transformée de Fourier rapide.

En effet, à la place de la FFT, un algorithme de différences finies solutionne le propagateur. J'ai montré qu'en réduisant la dimension des mailles transversales (Δx et Δy), ainsi qu'en diminuant le pas Δz de propagation, on peut améliorer concrètement la précision et l'efficacité des simulations.

Toutefois, cette méthode a montré ses limites lorsque le nombre de couronnes des FMAS est élevé, ou bien lorsque la proportion d'air dans la fibre est importante. Il devient impératif dans ce cas d'employer d'autres méthodes plus rigoureuses comme la méthode des éléments finis (MEF), ou bien la méthode multipolaire (MM) qui tient compte des phénomènes de diffraction de la lumière.

Dans le troisième chapitre, nous nous sommes intéressés aux applications des FMAS aux télécommunications optiques comme la dispersion chromatique, et le régime monomode large bande.

Différents diagrammes de dispersion à $1,55\mu\text{m}$ ont été présentés, et qui trouvent leurs applications directes dans le domaine des télécommunications optiques. L'analyse de ces résultats nous a permis de dégager les intervalles des valeurs du diamètre des trous et de leur espacement permettant d'obtenir les fonctions optiques souhaitées. Le décalage vers les courtes longueurs d'onde est d'autant plus important que la proportion d'air soit élevée, et que la taille du cœur est petite.

Parmi ces résultats on retrouve des propriétés originales et leur capacité à offrir de nombreux degrés de liberté en matière de gestion de la dispersion d'indice pour cette nouvelle génération de FMAS.

Le profil du champ a été analysé. L'étude a révélé la décroissance exponentielle d'une couronne à une autre et ceci pour les deux types de structures FMAS de type BIP ou bien FMAS de type RTIM.

Enfin, ce chapitre se termine par une étude détaillée sur le couplage de modes dans une FMAS à deux cœurs. L'étude menée avait pour objectif de comprendre dans un premier temps le couplage de modes en termes de transfert de puissance d'un cœur à un autre, et qui se manifeste par un phénomène d'interférences ou de battement de ces modes appelés supermodes.

Ceci nous amène au phénomène de la diaphotie (ou de la diaphonie) qui résulte du couplage inter-cœurs.

Mon travail a porté sur le coefficient de couplage dans une FMAS à deux cœurs. Il constitue un travail préliminaire à l'étude des structures plus complexes comme les FMAS multi-cœurs.

Deux types de composants ont été traités : Le démultiplexeur à 2 longueurs d'onde et un coupleur à séparation de polarisation.

Le quatrième, et dernier chapitre est consacré à la conception d'une FMAS par la méthode d'assemblage-étirage plus connue sous le nom de technique de « Stack and Draw ».

Cette technique présente un intérêt majeur par rapport à la méthode classique (MCVD), car elle autorise une grande souplesse au moment de l'assemblage. En effet, si les capillaires à assembler ont le même diamètre, il est possible de réaliser des structures de diamètres de trous variables (par exemple au sein de la même couronne pour briser la symétrie hexagonale du cœur et donner à la fibre un caractère biréfringent), à cœur de silice pure, ou bien de silice dopée (pour réaliser une fibre optiquement active capable d'amplifier la lumière)

Les différentes étapes de fabrication de la FMAS spécifique présentée, trouve son application directe dans le domaine de l'électrophorèse capillaire. Cette FMAS a été réalisée suivant un cahier des charges bien précis.

L'intérêt des FMAS dans ce type d'application se situe principalement dans leur grande capacité de séparation grâce au grand nombre de capillaires (quelques centaines), avec de petits diamètres (de l'ordre de 1 à 10 μm). Les efforts consacrés ont abouti à la réalisation d'un prototype en collaboration avec le laboratoire de XLIM de Limoges (France).

Comme perspectives à ces travaux :

Devant l'immensité des applications des FMAS et qui touchent différents domaines, et qui vont au-delà de la simple transmission optique entre deux points on peut citer :

Amélioration des performances en pertes de courbure, à la correction du signal, ou bien à la transmission parallèle de multiples signaux optiques.

Liste des publications

Mohammed Debbal, Mohamed Chikh-Bled, “*Designing the Mode solving of the photonic crystal fiber via BPM and Exploring the Single-Mode Properties*”, International Journal of Computer Science Issues (IJCSI), Vol 9, Issue 2, (2012).

Mohammed Debbal, Mohamed Chikh-Bled, “*Analysis and modeling of microstructured fiber using the analytical method based on the empirical equation*”, Journal of Electrical and Electronics Engineering (JEEE), Vol. 6, Issue 1, (2013).

Conférences Internationales

Mohammed Debbal, Mohamed Chikh-Bled, “*BPM modeling of the air-silica photonic crystal fiber*”, 12th International Young Scientists Conference Optics and High Technology Material Science SPO, Kyiv, Ukraine, (2011).

Mohammed Debbal, Mohamed Chikh-Bled, “*Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers based on the V-parameter*”, 12th International Young Scientists Conference Optics and High Technology Material Science SPO, Kyiv, Ukraine, (2011).

Mohammed Debbal, Mohamed Chikh-Bled, “*Design and Optimization of Photonic Crystal Fibers*”, 12th International Young Scientists Conference Optics and High Technology Material Science SPO, Kyiv, Ukraine, (2011).

Mohammed Debbal, Mohamed Chikh-Bled, “*Modeling photonic crystal fiber with BPM method based on the V-parameter*”, Congrès Méditerranéen des Télécommunications CMT’2012, Fes, Maroc.

Mohammed Debbal, Mohamed Chikh-Bled, Djamel Kalaidji, “*Présentation d’une interface graphique dédiée aux fibres microstructurées air/silice*”, International Conference of Optic, ICO 2013, Sétif, Algérie.

Conférences nationales

Mohammed Debbal, Mohamed Chikh-Bled, “*Photonic Cristal Fiber*”, l’université et le monde productif, Bejaia, Algérie, (2011).

Mohammed Debbal, Mohamed Chikh-Bled, “*Modeling the optical photonic crystal fiber*”, SENALAP’2012, El-Oued, Algérie.

Mohammed Debbal, Mohamed Chikh-Bled, “*Air-Silica Photonic Crystal Fiber Based On The V-Parameter*”, La Première Conférence Nationale sur les Télécommunications, CNT’2012, Guelma, Algérie.

Résumé

Le travail relaté dans ce manuscrit concerne la mise en œuvre de méthodes analytiques, et de la méthode FD-BPM dans le but d'étudier la propagation de la lumière dans les Fibres Microstructurées Air/Silice (FMAS), ainsi que leur conception.

La première partie introduit des méthodes analytiques qui nous ont permis de modéliser les FMAS et de faire une analogie avec les fibres conventionnelles. Ces méthodes ont été implémentées et validées avec succès sur une interface graphique.

La méthode numérique FD-BPM nous a permis de faire des prédictions sur les propriétés propagatives et dispersives originales des FMAS, qui sont la propagation monomode large bande, et la dispersion chromatique du mode fondamental en fonction des paramètres opto-géométriques.

Grâce à la théorie du couplage entre modes que nous avons présenté, on a expliqué le battement inter-cœurs dans une FMAS à deux cœurs. L'étude numérique que nous avons réalisée nous a permis d'évaluer la dépendance entre les caractéristiques du couplage et les paramètres géométriques d'une FMAS à deux cœurs. Deux types de composants fonctionnant sur ce principe ont été proposés : un démultiplexeur à deux longueurs d'onde, et un coupleur à séparation de polarisation.

Enfin, et en dernier lieu on décrit les principales étapes de fabrication d'une FMAS qui nous ont permis de réaliser le prototype dédié à l'électrophorèse capillaire par la technique Stack and Draw.

Mots Clés : Fibres Optiques Microstructurées Air/Silice, Modélisation, Dispersion Chromatique, Biréfringence, Couplage de Modes, Electrophorèse Capillaire.

Abstract

This thesis work concerning the implementation of analytical methods, and the FD-BPM method in order to study the propagation of light through Air-Silice Microstructured Optical Fibers (FMAS) and their conception.

The first part introduces analytical methods that have allowed us to modelling the FMAS and makes an analogy with conventional fibers. These methods have been successfully validated and implemented on a graphical interface (GUI).

The FD-BPM numerical method has allowed us to make predictions about the propagating and dispersive properties of the FMAS, which are the broadband singlemode propagation and the chromatic dispersion of the fundamental mode as a function of opto-geometrical parameters.

Through the theory of coupling between modes that we have introduced, we explained the beat between cores in FMAS with two cores. The numerical study that we made it allowed us to evaluate the dependence of the coupling characteristics and geometric parameters of FMAS with two cores. Two kinds of components operating on this way have been suggested: a demultiplexor (DEMUX) for two wavelengths, and a polarization splitting coupler.

In last part, we describe the main steps of manufacturing a FMAS which enabled us to fabricate a prototype dedicated to the capillary electrophoresis by the technique of Stack and Draw.

Keywords: Air-Silice Microstructured Optical Fibers, Modeling, Chromatic Dispersion, Birefringence, Coupling Modes, Capillary Electrophoresis.

ملخص

العمل الوارد في هذه الأطروحة يتمثل في تطبيق الطرق التحليلية، و طريقة FD-BPM و ذلك من أجل دراسة انتشار الضوء في الألياف البصرية المجهرية، وبذلك تصميمها أيضا.

الجزء الأول يقدم الأساليب التحليلية الأمر الذي سمح لنا لوضع نموذج لهذه الألياف، و وضع مقارنة مع الألياف التقليدية. هذه الأساليب و الطرق تم التحقق من صحتها و تطبيقها عن طريق واجهة بيانية للمستخدمين.

الطريقة الرقمية FD-BPM سمحت لنا بإجراء التوقعات المتعلقة بخواص الإنتشار و التشتت للألياف البصرية، و التي تتمثل في الإنتشار منفرد للموجة الضوئية، و التشتت اللوني للنمط الأساسي اللذان لهما علاقة مع خواص بنية الليف البصري.

بناء على نظرية الإقتران للأمواج الضوئية بين الأنماط التي قمنا بتقديمها، شرحنا طريقة تنقل الموجة بين قلب الليف إلى القلب الثاني في نفس الليف البصري الثنائي القلوب. الدراسة التي قمنا بها سمحت لنا بتقييم مميزات هذا الإقتران و الخصائص البنيوية للألياف البصرية ثنائية القلب. نوعان من المكونات على هذا الأساس تم إقتراحهما: عزل الإستقطاب للليف البصري و فاصل لموجتين ضوئيتين.

في المرحلة الأخيرة نقوم بوصف مختلف المراحل لصنع الألياف البصرية و التي مكنت لنا بصنع نموذج لهذه الألياف عن طريق تقنية التكديس و السحب " Stack and Draw " .

الكلمات الرئيسية:

تصميم، التشتت، الانكسار، وسائط الإقتران.

RESUME

Le travail relaté dans ce manuscrit concerne la mise en œuvre de méthodes analytiques, et de la méthode FD-BPM dans le but d'étudier la propagation de la lumière dans les Fibres Microstructurées Air/Silice (FMAS), ainsi que leur conception.

La première partie introduit des méthodes analytiques qui nous ont permis de modéliser les FMAS et de faire une analogie avec les fibres conventionnelles. Ces méthodes ont été implémentées et validées avec succès sur une interface graphique.

La méthode numérique FD-BPM nous a permis de faire des prédictions sur les propriétés propagatrices et dispersives originales des FMAS, qui sont la propagation monomode large bande, et la dispersion chromatique du mode fondamental en fonction des paramètres opto- géométriques.

Grâce à la théorie du couplage entre modes que nous avons présenté, on a expliqué le battement inter-cœurs dans une FMAS à deux cœurs. L'étude numérique que nous avons réalisée nous a permis d'évaluer la dépendance entre les caractéristiques du couplage et les paramètres géométriques d'une FMAS à deux cœurs. Deux types de composants fonctionnant sur ce principe ont été proposés : un démultiplexeur à deux longueurs d'onde, et un coupleur à séparation de polarisation.

Enfin, et en dernier lieu on décrit les principales étapes de fabrication d'une FMAS qui nous ont permis de réaliser le prototype dédié à l'électrophorèse capillaire par la technique Stack and Draw.

Mots Clés

Fibres Optiques Microstructurées Air/Silice, Modélisation, Dispersion Chromatique, Biréfringence, Couplage de Modes, Electrophorèse Capillaire.

ABSTRACT

This thesis work concerning the implementation of analytical methods, and the FD-BPM method in order to study the propagation of light through Air-Silice Microstructured Optical Fibers (FMAS) and their conception.

The first part introduces analytical methods that have allowed us to modelling the FMAS and makes an analogy with conventional fibers. These methods have been successfully validated and implemented on a graphical interface (GUI).

The FD-BPM numerical method has allowed us to make predictions about the propagating and dispersive properties of the FMAS, which are the broadband singlemode propagation and the chromatic dispersion of the fundamental mode as a function of opto-geometrical parameters.

Through the theory of coupling between modes that we have introduced, we explained the beat between cores in FMAS with two cores. The numerical study that we made it allowed us to evaluate the dependence of the coupling characteristics and geometric parameters of FMAS with two cores. Two kinds of components operating on this way have been suggested: a demultiplexor (DEMUX) for two wavelengths, and a polarization splitting coupler.

In last part, we describe the main steps of manufacturing a FMAS which enabled us to fabricate a prototype dedicated to the capillary electrophoresis by the technique of Stack and Draw.

Keywords

Air-Silice Microstructured Optical Fibers, Modeling, Chromatic Dispersion, Birefringence, Coupling Modes, Capillary Electrophoresis

Statistiques de lisibilité	
Occurrences	
Caractères	156428
Mots	30745
Phrases	1140
Paragraphes	2095
Moyennes	
Caractères par mot	5,0
Mots par phrase	20,4
Phrases par paragraphe	1,9
<input type="button" value="OK"/>	