

UNIVERSITÉ DE LIMOGES

Faculté des Sciences et Techniques

Ecole Doctorale Sciences, Technologie, Santé

Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes

N°

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES

Discipline : Électronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Présentée et soutenue publiquement par

Ambre PEYRILLOUX

Le 2 juillet 2003

*Modélisation et caractérisation des fibres
microstructurées air/silice pour application
aux télécommunications optiques*

Thèse dirigée par Dominique PAGNOUX

Jury :

Rapporteurs :

Henri BENISTY Professeur, L.P.M.C., École Polytechnique, Palaiseau

Jean-Pierre MEUNIER Professeur, L.T.S.I., Université Jean Monnet, Saint-Étienne

Examineurs :

Michel AUBOURG Chargé de Recherche CNRS, IRCOM, Limoges

Alain BARTHELEMY Directeur de Recherche CNRS, IRCOM, Université de Limoges

Laurent GASCA Ingénieur, Alcatel R&I, Marcoussis

Valérie MADRANGEAS Professeur, IRCOM, E.N.S.I.L., Limoges

Daniel MAYSTRE Directeur de Recherche CNRS, Institut Fresnel, Marseille

Dominique PAGNOUX Chargé de Recherche CNRS, IRCOM, Limoges

Philippe ROY Chargé de Recherche CNRS, IRCOM, Limoges

Résumé en français

Mes travaux, effectués dans le cadre d'un partenariat avec Alcatel, concernent l'étude théorique et expérimentale de la propagation dans les fibres microstructurées air/silice (FMAS) à guidage par réflexion totale interne, en vue de leurs applications aux télécommunications hauts débits. J'ai d'abord adapté l'utilisation d'un logiciel existant à l'IRCOM, basé sur la méthode des éléments finis, pour la modélisation des FMAS. Grâce aux abaques des principales caractéristiques de propagation à 1,55 μm en fonction du profil d'indice que j'ai créés, des FMAS adaptées à l'application visée ont été identifiées. D'autre part, les conditions de validité de quatre modèles sont discutées à la suite de comparaisons entre résultats théoriques et d'une confrontation avec des mesures que j'ai réalisées sur des FMAS fabriquées à Alcatel et à l'IRCOM (dispersion chromatique, dispersion de polarisation). Une FMAS hautement biréfringente que j'ai conçue et caractérisée fait l'objet d'un dépôt de brevet.

Mots clé :

Fibres optiques microstructurées air/silice ; télécommunications haut débit ; méthode des éléments finis ; dispersion chromatique ; biréfringence.

Abstract

Modelling and characterisation of air/silica microstructured fibres for optical telecommunication applications.

My work, achieved within the framework of a partnership with Alcatel, deals with the theoretical and experimental study of the propagation into air/silica microstructured optical fibres (MOFs) guiding by total internal reflection for application to high bit rate optical telecommunication. I have adapted the use of a software which was developed at IRCOM, based on the finite element method, for modelling the propagation into MOFs. Thanks to the abacuses of the main propagation characteristics in function of the index profiles that I have carried out, MOFs suitable for the targeted application have been identified. In addition, the conditions of validity of four models have been discussed using comparisons between theoretical results and a confrontation with measures that I have performed on MOFS fabricated at Alcatel and at IRCOM (chromatic dispersion, polarisation mode dispersion). A novel highly birefringent MOF that I have conceived and characterised has been patented.

Keywords :

Air/silica microstructured optical fibres; high bit rate telecommunications; finite element method; chromatic dispersion; birefringence.

Table des matières

Résumé en français	3
Abstract	5
Table des matières	7
Liste des tableaux	10
Liste des figures	11
Introduction générale	17
Chapitre I Les fibres microstructurées air/silice (FMAS)	23
I Introduction.....	25
II Histoire des FMAS	25
III FCP : guidage par résonance transverse (effet BIP)	28
<i>III.1 Généralités</i>	28
III.1.a Principe du guidage par résonance transverse.....	28
III.1.b Fabrication des FCP	30
<i>III.2 Propriétés de propagation</i>	31
III.2.a Dispersion chromatique.....	31
III.2.b Pertes par courbure.....	33
<i>III.3 Applications</i>	33
IV FMAS à guidage par réflexion totale interne modifiée.....	35
<i>IV.1 Modèle de l'indice effectif de gaine</i>	36
<i>IV.2 Propriétés de propagation</i>	38
IV.2.a Comportement monomode large bande	39
IV.2.b Dispersion chromatique	40
IV.2.c Prévisions des pertes par courbure	40
<i>IV.3 Applications</i>	42
V Conclusion.....	44
Chapitre II Modélisation des FMAS	47
I Introduction.....	49
II La méthode des fonctions localisées (MFL).....	51
III La méthode de l'indice moyenné en azimut (MIM)	54
IV La méthode multipolaire (MM)	56
V La méthode des éléments finis (MEF)	57
<i>V.1 Discrétisation du problème physique</i>	58
V.1.a Réduction du domaine d'étude	58
V.1.b Conditions aux limites.....	59
V.1.c Découpage géométrique du domaine étudié.....	61

V.2 Équations à résoudre.....	64
V.2.a La méthode des résidus pondérés (méthode de Galerkin).....	64
V.2.b Formulation transverse.....	67
V.3 Les méthodes de résolution d'un système aux valeurs propres.....	70
VI Modélisation de la propagation dans les FMAS par la MEF.....	72
VI.1 Indice effectif du mode fondamental de la gaine photonique.....	74
VI.2 Modes guidés.....	74
VI.2.a Optimisation du maillage.....	75
VI.2.b Résultats de calcul en fonction des conditions limites.....	81
VI.3 Grandeurs caractéristiques.....	84
VI.3.a L'ouverture numérique.....	84
VI.3.b La fréquence normalisée.....	85
VI.3.c L'aire effective.....	87
VI.3.d La biréfringence.....	89
VI.3.e La dispersion chromatique.....	89
VI.3.f Les pertes de confinement.....	90
VII Conclusion.....	92
Chapitre III Résultats de modélisation des FMAS.....	95
I Introduction.....	97
II Abaques pour application aux télécommunications optiques.....	97
II.1 Indice effectif.....	99
II.2 La dispersion chromatique.....	101
II.3 L'aire effective.....	104
II.4 Les pertes de confinement.....	106
II.5 Choix du profil d'indice.....	111
III Modélisation de fibres particulières.....	113
III.1 FMAS à dispersion chromatique aplatie.....	113
III.2 FMAS à décalage du zéro de dispersion.....	115
III.3 FMAS à faible surface effective.....	116
III.4 FMAS à maintien de polarisation.....	117
IV Comparaisons de la MEF avec d'autres modèles numériques.....	119
IV.1 Comparaisons entre la MFL et la MEF.....	120
IV.1.a Comparaisons à 1,55 μm	120
IV.1.b Comparaisons en fonction de la longueur d'onde.....	125
IV.2 Comparaisons entre la MIM et la MEF.....	128
IV.2.a Comparaisons à 1,55 μm	129
IV.2.b Comparaisons en fonction de la longueur d'onde.....	132
IV.3 Comparaisons entre la MEF et la MM.....	134
V Conclusion.....	139

Chapitre IV Fabrication et caractérisation des FMAS.....	141
I Introduction.....	143
II Fabrication des FMAS.....	143
III Comportement monomode large bande	148
IV Atténuation linéique.....	148
V Aires effectives.....	150
VI Dispersion chromatique	154
<i>VI.1 Méthodes de mesure de la dispersion chromatique dans les fibres optiques.....</i>	<i>154</i>
VI.1.a Par la mesure de l'étalement d'impulsions brèves.....	155
VI.1.b Par la mesure du déphasage d'une onde modulée (optique incohérente)	156
VI.1.c Par interférométrie (optique cohérente)	157
<i>VI.2 Résultats de mesure de dispersion chromatique dans les FMAS.....</i>	<i>169</i>
VII Biréfringence	175
<i>VII.1 Méthode de caractérisation de la biréfringence.....</i>	<i>176</i>
VII.1.a La méthode magnéto-optique	177
VII.1.b La méthode du spectre cannelé.....	179
<i>VII.2 Résultats de caractérisation des FMAS.....</i>	<i>181</i>
VIII Autres caractérisations	186
<i>VIII.1 Pertes aux macrocourbures.....</i>	<i>187</i>
<i>VIII.2 Épissures.....</i>	<i>188</i>
IX Conclusion	190
Conclusion générale	191
Bibliographie.....	197
Liste des publications et brevets	206
Brevet international	206
Publications dans des revues internationales à comité de lecture	206
Communications dans des conférences internationales à comité de lecture.....	207
Communications dans des conférences nationales à comité de lecture	208

Liste des tableaux

Tableau II.1 : Tableau comparant les valeurs de la constante de propagation calculées à 1,55 μm pour la FMAS [$\Lambda = 1,4 \mu\text{m}$; $d = 0,87 \mu\text{m}$] avec et sans pertes de confinement.	84
Tableau III.1 : Tableau des caractéristiques de propagation pour des profils de FMAS à faible surface effective et dispersion chromatique comprise entre 0 et 10 ps/(nm.km).....	116
Tableau III.2 : Caractéristiques de propagation des deux FMAS (1 et 2) à maintien de polarisation calculées à 1,55 μm avec la MEF.....	119
Tableau IV.1 : Atténuations linéiques en dB/km mesurées dans différentes FMAS fabriquées à l'IRCOM et à Alcatel.....	149
Tableau IV.2 : Aires effectives déduites de la mesure et des calculs à 0,633 μm et 0,828 μm	153
Tableau IV.3 : Dispersion chromatique déduite de la mesure du retard de phase en optique incohérente et calculée par la MEF ou la MFL à 1,3 μm et 1,55 μm	174
Tableau IV.4 : Valeurs de la PMD prédites et mesurées dans les FMAS à maintien de polarisation de la Figure IV.24.....	186

Liste des figures

Figure I.1: Schéma descriptif du « Yablonovite »	27
Figure I.2 : Réalisation d'une fibre microstructurée (a) assemblage macroscopique ; (b) fibre de 125 μm de diamètre typiquement, étirée à partir de la préforme (a).	28
Figure I.3 : Schéma descriptif d'une fibre microstructurée air/silice.....	35
Figure I.4 : (a) Cellule élémentaire du cristal photonique de la gaine optique. (b) Distribution du champ électrique de son mode fondamental.....	37
Figure I.5 : Courbes de la fréquence normalisée V_{eff} en fonction de $a_{\text{eq}}/\lambda = 0,64\Lambda/\lambda$ pour 6 fibres à trous : $\Lambda = [2,5 ; 5] \mu\text{m}$; $d/\Lambda. = [0,1 ; 0,2 ; 0,3]$	38
Figure I.6 : Coupe transverse du module du champ électrique E guidé dans une fibre à trous tracé suivant le rayon de la fibre.	39
Figure II.1 : Approximation d'un profil d'indice réel avec 60*60 fonctions de Hermite-Gauss.	53
Figure II.2 : (a) Répartition d'énergie en lumière blanche enregistrée en sortie de fibre ; (b) Répartition d'énergie calculée à 0,8 μm ; (c) Répartition d'énergie calculée à 1,55 μm	53
Figure II.3 : (a) Profil d'indice 2D d'une FMAS ; (b) Profil 1D équivalent et champ E calculé à partir de ce profil.....	55
Figure II.4 : Réduction du domaine d'étude pour le calcul du mode HE_{11} . (a) structure 3D à caractériser. (b) structure 2D suffisante pour modéliser la structure 3D.....	59
Figure II.5 : Convention de notation dans le domaine d'étude Ω	62
Figure II.6 : (a) Positionnement correct des éléments : le côté AB est commun à 1 et 2, le sommet A est commun à 1,2 et 3. (b) Positionnement incorrect.....	62
Figure II.7 : FMAS à profil hexagonal (gaine photonique triangulaire). (a) Coupe transverse de l'arrangement de capillaires d'une préforme de FMAS. (b) Profil d'indice transverse de la fibre obtenue à partir de la préforme (en blanc : silice indice = $n(\lambda)$, équation (II.52) ; en noir : air indice = 1).....	73
Figure II.8 : Calcul de l'indice effectif de gaine pour la FMAS [$\Lambda = 2 \mu\text{m}$; $d = 0,5 \mu\text{m}$] à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ pour 2 polarisations orthogonales du champ électrique.....	74
Figure II.9 : Répartition des éléments dans un trou d'air ($d = 0,5 \mu\text{m}$) suivant la taille indicative $m = [0,1 ; 1] \mu\text{m}$ des éléments.	76
Figure II.10 : Détail de la grille associée à la FMAS [$\Lambda = 2 \mu\text{m}$; $d = 0,5 \mu\text{m}$] pour une taille indicative de maille égale à (a) $m = 0,1 \mu\text{m}$ et (b) $m = 1 \mu\text{m}$	76
Figure II.11 : Répartition homogène des éléments dans un trou d'air ($d = 0,5 \mu\text{m}$) suivant la taille m souhaitée des éléments.....	77
Figure II.12 : Influence de la finesse du maillage sur la répartition transverse du module du champ électrique par rapport à la longueur d'onde $\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour la FMAS [$\Lambda = 2,5 \mu\text{m}$; $d = 0,8\mu\text{m}$].....	78
Figure II.13 : Maillage d'un quart du profil transverse.....	79

Figure II.14 : Maillage d'un quart du profil transverse recomposé à partir d'1/12 du profil.....	80
Figure II.15 : Conditions aux limites de la structure.....	81
Figure II.16 : 6 premiers modes électromagnétiques calculés à 1,55 μm pour la FMAS [$\Lambda = 2,07 \mu\text{m}$; $d = 1,56 \mu\text{m}$].....	82
Figure II.17 : Ouvertures numériques calculées pour une fibre à saut d'indice [cœur dopé germanium à 4,88 % ; gaine silice] et une FMAS [$\Lambda = 2,5 \mu\text{m}$; $d = 0,8 \mu\text{m}$].....	85
Figure II.18 : Comparaison des fréquences normalisées V et V_{th} calculées par deux méthodes différentes [39].....	87
Figure II.19 : Aire effective du mode fondamental de la FMAS [$\Lambda = 3 \mu\text{m}$; $d = 0,9 \mu\text{m}$] et temps d'extraction du module du champ électrique en fonction du nombre $N \times N$ de valeurs du champ prises en compte.....	88
Figure II.20 : Temps de calcul de la MEF en fonction du nombre de points de calcul sur le profil d'indice d'une FMAS. En noir : calcul sans pertes, en gris : calcul avec pertes.....	92
Figure III.1 : Indice effectif calculé à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour différentes valeurs de Λ	99
Figure III.2 : Indice effectif calculé à 1,55 μm en fonction de Λ pour différentes valeurs de d/Λ	100
Figure III.3 : Dispersion chromatique calculée à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour différentes valeurs de Λ	102
Figure III.4 : Dispersion chromatique calculée à 1,55 μm en fonction de Λ pour différentes valeurs de d/Λ	102
Figure III.5 : Pente de la dispersion chromatique calculée à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour différentes valeurs de Λ	104
Figure III.6 : Pente de la dispersion chromatique calculée à 1,55 μm en fonction de Λ pour différentes valeurs de d/Λ	104
Figure III.7 : Aire effective calculée à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour différentes valeurs de Λ	105
Figure III.8 : Aire effective calculée à 1,55 μm en fonction de Λ pour différentes valeurs de d/Λ	105
Figure III.9 : Pertes de confinement calculées à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour différentes valeurs de Λ et des profils d'indice à 5 couronnes de trous.....	106
Figure III.10 : Pertes de confinement calculées à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour différentes valeurs de Λ et des profils d'indice à 6 couronnes de trous.....	107
Figure III.11 : Rapport des pertes en dB/km pour 5 couronnes de trous sur les pertes en dB/km pour 6 couronnes de trous (échelle semi-logarithmique) ; symboles pleins : valeurs calculées avec la MEF, lignes : approximations exponentielles.....	108
Figure III.12 : Pertes de confinement à 1,55 μm en fonction de d/λ pour différentes valeurs de Λ et des profils d'indice à 5 couronnes de trous.....	109

Figure III.13 : Pertes de confinement à 1,55 μm en fonction de d/λ pour différentes valeurs de Λ et des profils d'indice à 6 couronnes de trous.	109
Figure III.14 : Symboles pleins : pertes de confinement à 1,55 μm calculées en fonction de d/λ pour différentes valeurs de Λ et des profils d'indice à 5 couronnes de trous (échelle semi-logarithmique) ; Lignes : Approximation exponentielle des pertes.....	110
Figure III.15 : Symboles pleins : pertes de confinement à 1,55 μm calculées en fonction de d/λ pour différentes valeurs de Λ et des profils d'indice à 6 couronnes de trous (échelle semi-logarithmique) ; Lignes : Approximation exponentielle des pertes.....	110
Figure III.16 : Pertes de confinement à 1,55 μm en fonction de Λ pour différentes valeurs de d/Λ et des profils d'indice à 5 couronnes de trous.	111
Figure III.17 : Pertes de confinement à 1,55 μm en fonction de Λ pour différentes valeurs de d/Λ et des profils d'indice à 6 couronnes de trous.	111
Figure III.18 : Courbes de dispersion chromatique tracées en fonction de la longueur d'onde pour 3 profils de FMAS dont les paramètres sont très voisins.	114
Figure III.19 : Décalage du zéro de dispersion chromatique en fonction du profil d'indice.....	115
Figure III.20 : (a) Profil d'indice transverse d'une FMAS à maintien de polarisation (FMAS 1) ; (b) Répartitions du module de champ électrique E calculées par la MEF à 1,55 μm pour deux polarisations orthogonales du champ.....	118
Figure III.21 : (a) Profil d'indice transverse d'une FMAS à maintien de polarisation (FMAS 2) ; (b) Répartitions du module de champ électrique E calculées par la MEF à 1,55 μm pour deux polarisations orthogonales du champ.....	119
Figure III.22 : Indices effectifs calculés à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour Λ variant de 1 μm à 6 μm par la MEF (lignes continues) et par la MFL (cercles pleins).	121
Figure III.23 : Dispersion chromatiques à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour Λ variant de 1 μm à 6 μm calculées par la MEF (lignes continues) et par la MFL (cercles pleins).....	122
Figure III.24 : Pentas de dispersion chromatique à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour Λ variant de 1 μm à 6 μm calculées par la MEF (lignes continues) et par la MFL (cercles pleins).	123
Figure III.25 : Aires effectives calculées à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour Λ variant de 1 μm à 6 μm par la MEF (lignes continues) et par la MFL (cercles pleins).	124
Figure III.26 : Dispersion chromatiques calculées par la MEF (lignes continues) et par le MFL (cercles pleins) en fonction de la longueur d'onde pour deux FMAS avec $\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0,27$ (gris) et $d/\Lambda = 0,44$ (noir).....	125
Figure III.27 : Dispersion chromatiques calculées par la MEF (lignes continues) et par le MFL (cercles pleins) en fonction de la longueur d'onde pour deux FMAS avec $\Lambda = 4 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0,27$ (gris) et $d/\Lambda = 0,44$ (noir).	126
Figure III.28 : Dispersion chromatiques calculées par la MEF (ligne continue) et par la MFL (ligne pointillée) à partir du profil [$\Lambda = 2,059 \mu\text{m}$; $d = 0,73 \mu\text{m}$].	127
Figure III.29 : Comparaison des indices effectifs calculés à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour Λ variant de 2 μm à 4 μm par la MEF (lignes) et par la MIM (symboles).	129

Figure III.30 : Comparaison de la dispersion chromatique calculée à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour Λ variant de 2 μm à 4 μm par la MEF (lignes continues) et par la MIM (symboles pleins).	131
Figure III.31 : Indices effectifs calculés par la MEF (lignes) et par le MIM (triangles) en fonction de la longueur d'onde pour quatre FMAS (lignes et triangles gris : $d/\Lambda = 0,27$; lignes et triangles noirs : $d/\Lambda = 0,44$).	132
Figure III.32 : Comparaison de la dispersion chromatique calculée par la MEF (lignes) et par la MIM (triangles) en fonction de la longueur d'onde pour des FMAS avec $d/\Lambda = 0,27$ (en gris) et $d/\Lambda = 0,44$ (en noir) et avec $\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$.	133
Figure III.33 : Comparaison de la dispersion chromatique calculée par la MEF (lignes) et par la MIM (triangles) en fonction de la longueur d'onde pour des FMAS avec $d/\Lambda = 0,27$ (en gris) et $d/\Lambda = 0,44$ (en noir) et avec $\Lambda = 4 \mu\text{m}$.	133
Figure III.34 : Indices effectifs réels calculés en fonction de la longueur d'onde par la MEF (cercles pleins) et par la MM (ligne continue) pour le profil [$\Lambda = 1,4 \mu\text{m}$; $d = 0,87 \mu\text{m}$].	135
Figure III.35 : Dispersion chromatiques calculées par la MEF (cercles pleins) et par la MM (ligne continue) pour le profil [$\Lambda = 1,4 \mu\text{m}$; $d = 0,87 \mu\text{m}$] à pertes et dispersion calculées par la MEF sur le même profil sans pertes (ligne pointillée).	136
Figure III.36 : Pentas de dispersion chromatique calculées par la MEF (cercles pleins) et par la MM (ligne continue) pour le profil [$\Lambda = 1,4 \mu\text{m}$; $d = 0,87 \mu\text{m}$] à pertes et pente calculée par la MEF sur le même profil sans pertes (ligne pointillée).	137
Figure III.37 : Pertes de confinement calculées par la MEF (cercles pleins) et par la MM (ligne continue) pour le profil [$\Lambda = 1,4 \mu\text{m}$; $d = 0,87 \mu\text{m}$].	138
Figure IV.1 : Section transverse de la préforme au cours de sa réalisation, exemple d'une fibre standard ayant un cœur dopé au germanium.	144
Figure IV.2 : Section transverse de la préforme d'une FMAS. (a) Schéma. (b) Photographie.	144
Figure IV.3 : Schéma descriptif d'une tour de fibrage.	145
Figure IV.4 : Sections transverses : (a) d'une préforme de FMAS, (b) des FMAS résultant de l'étirage de cette préforme à 4 températures différentes ($T_1 < T_2 < T_3 < T_4$).	146
Figure IV.5 : Quelques exemples de FMAS fabriquées à l'IRCOM.	147
Figure IV.6 : Étapes de la réalisation d'une préforme de FMAS permettant de réduire l'espacement entre les trous d'air sans diminuer le diamètre extérieur des FMAS.	147
Figure IV.7 : FMAS fabriquées à Alcatel.	148
Figure IV.8 : Sections transverses des FMAS (à gauche) et répartitions transverses d'intensité mesurées en champ proche (au milieu) et calculées (à droite) pour les 3 FMAS (a), (b) et (c) à 0,98 μm .	152
Figure IV.9 : Spectres de puissance en dB de l'impulsion émergeant d'un échantillon de 1 m d'une FMAS Alcatel [$\Lambda = 2 \mu\text{m}$; $d = 0,5 \mu\text{m}$].	156
Figure IV.10 : Interféromètre de Michelson.	159

Figure IV.11 : Observation du décalage de la longueur d'onde d'équilibre des temps de groupe sur le spectre cannelé de l'intensité somme I_T en fonction de la variation de la longueur du bras de référence.	161
Figure IV.12 : Montage expérimental du banc de mesure de dispersion chromatique à interféromètre.	163
Figure IV.13 : Enregistrement de $I_d(d)$ pour différentes longueurs d'onde.	165
Figure IV.14 : Déplacement du miroir M2 à l'équilibre des temps de groupe en fonction de la longueur d'onde suivant les éléments placés dans la voie 1 de l'interféromètre.	167
Figure IV.15 : Courbes de dispersion chromatique théorique (ligne continue) et expérimentale (cercles pleins) en fonction de la longueur d'onde pour une fibre standard.	168
Figure IV.16 : Position du miroir M2 à l'équilibre des temps de groupe en fonction de la longueur d'onde.	170
Figure IV.17 : Dispersion chromatiques : mesurée en optique cohérente (MOC) et calculées par trois modèles (MEF, MFL et MM).	171
Figure IV.18 : Position du miroir M2 à l'équilibre des temps de groupe en fonction de la longueur d'onde.	172
Figure IV.19 : Dispersion chromatiques : mesurée en optique cohérente (MOC), mesurée en optique incohérente (MOI) et calculées par deux modèles (MEF et MFL).	173
Figure IV.20 : Montage expérimental de la méthode magnéto-optique pour la mesure de biréfringence.	177
Figure IV.21 : Représentation de l'état de polarisation de la lumière sur des sphères de Poincaré en différents points de sa propagation dans la fibre et après le polariseur.	178
Figure IV.22 : Banc expérimental de la méthode du spectre cannelé.	180
Figure IV.23 : Images réalisées au microscope électronique à balayage (MEB) de la section transverse de FMAS fabriquées à Alcatel.	182
Figure IV.24 : Images MEB de la section transverse des FMAS à maintien de polarisation fabriquées à Alcatel.	182
Figure IV.25 : Signal sinusoïdal enregistré par la méthode magnéto-optique avec la FMAS [$\Lambda = 2 \mu\text{m}$; $d = 0,5 \mu\text{m}$] en fonction de la longueur d'onde.	183
Figure IV.26 : Biréfringence calculée à partir des valeurs de L_B mesurées tracée en fonction de Λ/λ avec une échelle semi-logarithmique.	183
Figure IV.27 : Spectre d'intensité obtenu par la méthode du spectre cannelé avec 1,47 m de la FMAS [$\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$; $d = 1,9 \mu\text{m}$] (Figure IV.23 (b)).	184
Figure IV.28 : PMD calculée à partir de l'interfrange du spectre cannelé.	185
Figure IV.29 : Champ proche enregistré en sortie de la FMAS raccordée par épissure à une fibre standard (a) à 2 mm et (b) à 2,4 cm en aval de la soudure.	189

Introduction générale

De nos jours, la fibre optique en silice est devenue le support physique de communication privilégié pour les transmissions d'informations à longues distances et à hauts débits. Pour répondre aux besoins de débits toujours plus élevés, la capacité des systèmes de transmission optique peut être multipliée par l'emploi simultané de plusieurs canaux centrés sur des longueurs d'onde différentes (WDM), situées dans la plupart des cas dans la troisième fenêtre de transmission de la silice, autour de $1,55 \mu\text{m}$.

L'augmentation du débit d'une ligne de transmission optique peut se réaliser par deux moyens :

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

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

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

Dans une fibre, le premier phénomène néfaste limitant les débits de transmission est la dispersion chromatique qui traduit le fait que la vitesse de l'énergie (vitesse de groupe) dans le guide est une fonction de la longueur d'onde. Elle est due à la nature dispersive de la silice (dispersion du matériau) d'une part, et au fait que l'onde lumineuse doit obéir à certaines conditions aux limites du cœur de la fibre pour être guidée d'autre part. La dispersion chromatique provoque un élargissement temporel des impulsions qui composent le signal, proportionnel à leur largeur spectrale (d'autant plus grande que ces impulsions sont plus courtes) et proportionnel à la longueur de propagation. Le recouvrement entre impulsions successives, qui résulte de cet élargissement, est évidemment la cause d'une dégradation rédhibitoire de la qualité de la transmission. C'est pourquoi le contrôle de la dispersion chromatique tout au long d'une liaison est indispensable. Il faut concevoir des fibres spécifiques qui présentent une dispersion faible dans toute la fenêtre de transmission utilisée ou qui, placées en fin de liaison, permettent de compenser la dispersion accumulée tout au long de la liaison dans les fibres de ligne classiques. Comme on ne peut guère agir sur la

dispersion du matériau, il faut se tourner vers la conception de structures de guides à profils d'indice adéquats.

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

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

On constate donc que pour pouvoir augmenter les débits de transmission il est nécessaire de concevoir des fibres dont les caractéristiques de propagation répondent à des exigences de plus en plus strictes. Les possibilités offertes par les fibres silice étirées à partir de préformes obtenues par les méthodes courantes (MCVD...) ont été très largement exploitées depuis de nombreuses années et leurs limitations ont été identifiées. Pour élargir l'éventail de performances accessibles, il faut s'intéresser aux potentialités de fibres non conventionnelles. Dans ce contexte, les fibres microstructurées air/silice (FMAS), constituées d'un arrangement de canaux d'air de section micronique parallèles à la direction de propagation dans une matrice de silice pure, apparaissent particulièrement attrayantes. En effet, il a été très rapidement démontré que le profil d'indice très particulier de ces fibres proposées pour la première fois en 1996 par l'équipe de P. Russell (alors à l'Université de Southampton) leur confère des caractéristiques de propagation tout à fait originales. Les principes de guidage sur lesquels elles reposent sont soit le guidage par effet de résonance transverse pour celles présentant une structure périodique de trous convenable (fibres « à cristaux photoniques ») soit simplement le guidage par réflexion totale interne. Parmi les propriétés nouvelles de ces fibres, la première qui a été observée est la propagation monomode du signal sur une bande spectrale exceptionnellement large. Par la suite, on a montré qu'en choisissant judicieusement leur profil d'indice, on peut ajuster l'aire effective du

mode guidé. On peut aussi concevoir des fibres qui présentent des propriétés de dispersion inaccessibles dans une fibre monomode conventionnelle. La technologie de fabrication permet enfin d'envisager l'étirage de fibres à maintien de polarisation à bas coût. Toutes ces caractéristiques ont très vite suscité un très grand intérêt dans la communauté scientifique.

Dès 1998, l'équipe Optique Guidée de l'IRCOM a engagé des travaux de recherche qui couvrent la modélisation, la fabrication et la caractérisation des FMAS en vue de leurs applications dans divers domaines (télécommunications, optique non linéaire, capteurs, ...). En particulier, il est apparu nécessaire d'évaluer précisément les apports des FMAS pour les télécommunications optiques haut débit. C'est dans ce cadre que se situent les travaux présentés dans cette thèse consacrée à la modélisation et la caractérisation de FMAS à guidage par réflexion totale interne pour applications aux télécommunications optiques. Elle est financée par Alcatel Research & Innovation (Marcoussis) par le biais d'une allocation CIFRE (Convention Industrielle de Formation par la Recherche) et d'un partenariat entre Alcatel et l'IRCOM.

Au début de ce mémoire, une étude bibliographique présente les propriétés de propagation les plus remarquables et les applications possibles des deux types de fibres microstructurées air/silice. Les raisons qui nous ont conduits à mettre l'accent sur les fibres guidant par réflexion totale interne sont exposées.

Les chapitres II et III sont dédiés à la modélisation de la propagation dans les FMAS dans le but de prévoir leurs propriétés en fonction de la géométrie de leur profil d'indice (agencement et taille des canaux d'air). Dans le chapitre II, je présente quatre modèles théoriques. Les trois premières méthodes de modélisation sont rapidement décrites : la méthode scalaire des fonctions localisées programmée par un groupe d'ingénieurs à Alcatel, la méthode de l'indice moyenné proposée par Jacques Marcou, professeur à l'IRCOM, et la méthode multipolaire de l'Institut Fresnel de Marseille. Pour finir, une étude plus approfondie de la méthode des éléments finis, sur laquelle est basé le logiciel que j'ai utilisé, est réalisée. Ce logiciel a été conçu et développé par l'équipe Micrones– Circuits et Dispositifs Linéaires de l'IRCOM. Mon étude porte en particulier sur les paramètres de calcul à optimiser pour modéliser correctement la propagation dans les FMAS.

Un ensemble de résultats de simulation concernant la dispersion chromatique et l'aire effective, entre autres caractéristiques du mode fondamental, est donné dans le chapitre III. L'objectif est en particulier d'identifier les paramètres optogéométriques qui peuvent

permettre d'obtenir les caractéristiques de propagation recherchées en fonction de l'application envisagée pour la FMAS (par exemple en tant que fibre de ligne : dispersion plate proche de zéro sur une large bande spectrale et grande aire effective). La sensibilité des valeurs obtenues aux variations des paramètres optogéométriques est prise en considération en vue de réalisations pratiques ultérieures. La majorité de ces résultats sont obtenus avec la méthode des éléments finis. Des comparaisons avec ceux provenant des autres modèles permettent de discuter la validité de chacune des méthodes.

Enfin, une étude expérimentale vient compléter l'analyse théorique et conclure ce travail. La propagation du mode fondamental dans les FMAS fabriquées à l'IRCOM et à Alcatel est caractérisée en terme d'aire effective, de dispersion chromatique, de pertes de propagation et de biréfringence. Une méthode interférométrique mise en œuvre à l'IRCOM est utilisée pour mesurer la dispersion chromatique sur une large bande spectrale. Les données expérimentales sont comparées aux résultats obtenus par simulation dans le but d'évaluer la fiabilité des modèles. La biréfringence dans les FMAS fait aussi l'objet d'une attention particulière. D'une part, j'ai étudié la biréfringence résiduelle dans les FMAS fabriquées que les prévisions théoriques faisaient apparaître comme isotropes. D'autre part, j'ai exploité la MEF afin de concevoir une FMAS fortement biréfringente. Les fibres réalisées, résultant de cette recherche, et leur caractérisation expérimentale sont présentées dans le chapitre IV.

Chapitre I
Les fibres microstructurées air/silice
(FMAS)

I Introduction

Deux types distincts de guidage (faisant appel à des phénomènes physiques différents) peuvent s'opérer dans les fibres microstructurées. Ce chapitre introductif a pour but de présenter les deux classes de fibres microstructurées air/silice (FMAS) existantes.

Dans un premier temps, nous rappellerons quels sont les besoins qui ont fait naître l'idée de concevoir des matériaux microstructurés, appelés cristaux photoniques, et comment celle-ci a conduit à la réalisation de fibres microstructurées.

Ensuite, nous expliquerons succinctement les phénomènes physiques qui président aux deux principes de propagation opérant dans les fibres microstructurées. Nous tenterons dans cette première étude de faire ressortir les avantages majeurs de chacune des deux classes de FMAS en comparaison avec des guides d'ondes classiques. Nous énumérerons également de manière non exhaustive les nombreux domaines d'application des FMAS.

En conclusion, nous expliquerons pourquoi nous avons choisi de limiter notre étude à une seule classe de FMAS et comment nous avons sélectionné cette classe.

II Histoire des FMAS

Dans les années 1930, la découverte des propriétés des matériaux semi-conducteurs a été à l'origine d'une véritable révolution technologique en matière de traitement et de transmission d'informations (transistors, ordinateurs, systèmes de télécommunications...). Les semi-conducteurs, ni conducteurs ni isolants, sont en fait des matériaux à résistivité variable. Grâce à la régularité de l'agencement atomique de leur structure cristalline, l'énergie des électrons ne peut prendre que certaines valeurs autorisées par la périodicité. Ces bandes d'énergie autorisées sont séparées par des bandes d'énergie interdites.

Depuis l'avènement de la physique quantique dans les années 1920, les similitudes entre le comportement de l'électron et celui du photon sont connues en théorie. Nous savons que ces deux entités peuvent être appréhendées sous deux aspects : corpusculaire et ondulatoire. Il faut aussi souligner la ressemblance entre les lois qui régissent leur comportement : l'équation de Schrödinger pour les électrons et l'équation d'onde déduite des équations de Maxwell pour les photons. L'intérêt de pouvoir concevoir un matériau qui serait pour le photon ce que sont les semi-conducteurs pour l'électron est grand. On obtiendrait un

matériau à réflectivité variable en fonction de la longueur d'onde de travail.

Les premiers travaux en relation avec ce sujet sont ceux de W. H. et W. L. Bragg sur la diffraction de rayons X par une structure périodique qui leur ont valu un prix Nobel de Physique en 1915. Le nom de ces deux chercheurs a été ensuite associé aux miroirs et aux fibres qui sont composés d'une succession de couches diélectriques planes pour les premiers et circulaires pour les dernières. Ces couches d'indices de réfraction différents sont disposées de façon périodique. Les miroirs de Bragg et la gaine optique des fibres de Bragg exploitent les propriétés ondulatoires de la lumière pour former des interférences constructives entre les composantes de l'onde lumineuse réfléchies aux interfaces entre les couches, réalisant ainsi un dispositif à très haut pouvoir de réflexion. L'accord de phase entre les composantes réfléchies est opérant pour une bande spectrale fine centrée sur une longueur d'onde qui dépend de la largeur et de l'indice des couches. La réalisation des miroirs de Bragg est de nos jours bien maîtrisée et leur pouvoir de réflexion peut être supérieur à celui des miroirs métalliques. Le profil transverse de la gaine optique des fibres de Bragg est périodique suivant la direction radiale et invariant longitudinalement [1]. Les couches périodiques sont réalisées par des procédés de dépôt gazeux de silice dopée (techniques MCVD) [2]. Ces procédés ne permettent pas d'obtenir une grande différence d'indice entre les couches. De plus, il est très difficile de contrôler l'homogénéité de la composition physico-chimique et la forme des couches lorsqu'elles sont étroites et nombreuses. Les fibres de Bragg réalisées jusqu'alors présentent des pertes de propagation très élevées [2].

C'est en 1987 qu'Eli Yablonovitch [3] et Sajeev John [4], en cherchant à concevoir une structure tridimensionnelle où les bandes d'énergie interdites concerneraient les photons et non plus les électrons, proposent un nouveau moyen pour obtenir un miroir de Bragg à plusieurs dimensions. Le principe consiste à réaliser une structure périodique à trois dimensions par un assemblage régulier de sphères, de cylindres, de poutres..., afin que la lumière « voie » une structure périodique sous n'importe quelle incidence. Ainsi, l'onde lumineuse est réfléchi quel que soit son angle d'incidence à certaines longueurs d'onde. Les longueurs d'onde réfléchies sont voisines du double de la période de la structure. Dans la structure, l'énergie des photons ne peut prendre que certaines valeurs. Autrement dit, la structure se comporte comme un matériau à « bandes interdites photoniques », appelé par commodité « matériaux BIP » ou « cristal photonique ». Une première réalisation en 1991, « le Yablonovite » reproduisant la périodicité cristalline du diamant, a validé le principe

théorique pour une onde électromagnétique ayant une longueur d'onde autour de 2 cm (cf. Figure I.1) [5] [6].

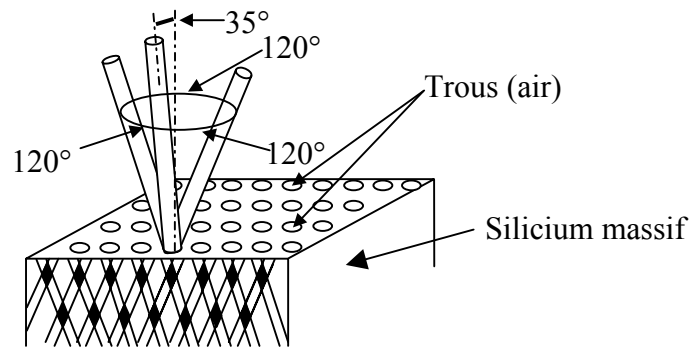


Figure I.1: Schéma descriptif du « Yablonovite ».

Les matériaux BIP ont rapidement trouvé des applications dans le domaine des ondes électromagnétiques millimétriques et centimétriques. Ils ont par exemple permis de réaliser des matériaux supports d'antennes. En choisissant le matériau BIP de telle sorte que sa bande interdite photonique soit centrée sur la fréquence d'émission (ou de réception) de l'antenne, on supprime les pertes dues au rayonnement de l'antenne sur son support.

Pour des applications dans le visible ou le proche infrarouge (longueurs d'onde de l'ordre du micron), la fabrication d'un BIP tridimensionnel devient délicate. En revanche, de nombreux scientifiques ont envisagé la possibilité d'utiliser un BIP bidimensionnel qui serait périodique suivant deux dimensions dans sa section transverse et invariant longitudinalement [7]. La structure périodique est alors fabriquée à partir d'un assemblage de composants de taille macroscopique, tels que des barreaux cylindriques de matériaux différents par exemple. Puis, les dimensions transverses de cet assemblage sont réduites par une technique d'étirage semblable à celle mise en œuvre pour l'étirage d'une préforme pour la fabrication de fibres optiques. Si un défaut est placé dans le cristal photonique, la lumière réfléchiée par le cristal est confinée transversalement dans ce site, réalisant ainsi un guide d'onde. Ce défaut joue le rôle de cavité résonnante transverse au sein du cristal photonique. On dit alors que la lumière est guidée par effet de résonance transverse. Grâce cette technique d'étirage, on peut fabriquer une fibre possédant un cristal photonique à deux dimensions avec une période de l'ordre du micromètre (cf. Figure I.2). Ce type de fibre est souvent appelé fibre à cristal photonique (FCP).

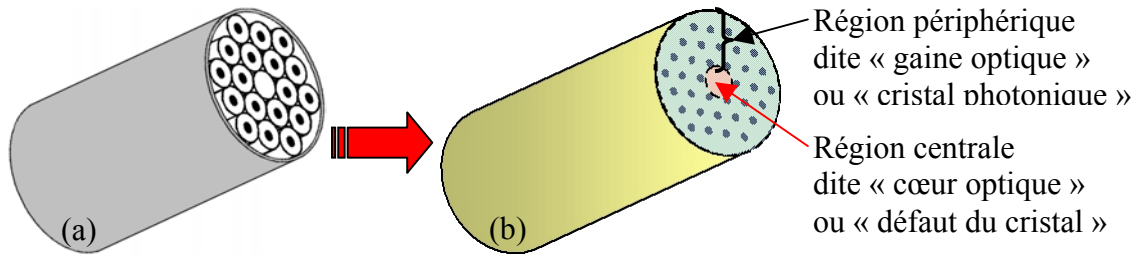


Figure I.2 : Réalisation d'une fibre microstructurée (a) assemblage macroscopique ; (b) fibre de 125 μm de diamètre typiquement, étirée à partir de la préforme (a).

En 1995, la démonstration théorique est faite qu'un tel guide d'onde peut présenter de véritables bandes interdites photoniques, comme le ferait un matériau BIP tridimensionnel [8] [9]. En 1997, une première réalisation démontre qu'il est possible de réaliser une fibre microstructurée par ce procédé [10] [11]. La fibre fabriquée présente des régions circulaires bas indice (trous d'air), qui sont espacées de 2,3 μm et qui mesurent environ 0,6 μm de diamètre. Depuis, les fibres microstructurées ont suscité un intérêt croissant dans la communauté scientifique de l'optique. Elles sont désormais communément classifiées dans deux groupes. Le premier groupe englobe les fibres microstructurées dans lesquelles la lumière est guidée par résonance transverse : les FCP. Nous verrons plus loin qu'il existe un second groupe qui rassemble les fibres microstructurées fonctionnant sur un principe de propagation différent basé sur la réflexion totale interne.

III FCP : guidage par résonance transverse (effet BIP)

Dans cette partie, l'objectif n'est pas de réaliser une étude détaillée des FCP mais d'évoquer quelques notions théoriques qui permettront de mieux appréhender ensuite les potentialités de ce nouveau type de fibres.

III.1 Généralités

Quelques généralités sur le principe de propagation de la lumière dans les FCP et sur leur fabrication sont présentées ici.

III.1.a Principe du guidage par résonance transverse

Ce principe de guidage exploite le phénomène de bandes interdites photoniques dans un cristal photonique. Comme nous l'avons indiqué plus haut, ces bandes sont l'analogie pour les photons des bandes d'énergie interdite d'un semi-conducteur cristallin pour les électrons. La similarité des comportements de l'électron et du photon provient de la similarité

de leur nature corpusculaire et ondulatoire, et du formalisme identique des lois qui leur sont appliquées. En effet, l'équation d'onde scalaire, dérivée des équations de Maxwell, d'un champ électromagnétique $E(x,y,z)$ dans un milieu de permittivité électrique relative $\varepsilon(x,y,z)$ (équation (I.1)) est semblable à l'équation de Schrödinger indépendante du temps d'une fonction d'onde $\psi(x,y,z)$ d'une particule dans un potentiel $V(x,y,z)$ (équation (I.2)) :

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

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

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

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

ν : fréquence associée au photon,

$\lambda = c / \nu$: longueur d'onde d'émission du photon dans le vide.

Les longueurs d'ondes centrales rejetées par le matériau BIP sont déterminées par la période Λ du cristal ($\lambda \approx 2\Lambda$). La période effectivement « vue » pour une onde électromagnétique envoyée sur le cristal dépend de son angle d'incidence. Dans un matériau BIP à une ou à deux dimensions, une onde réfléchi pour un angle d'incidence donné θ_0 n'est plus réfléchi si son angle incidence devient trop différent de θ_0 . Au contraire dans un matériau BIP à trois dimensions, la périodicité effective en fonction de l'angle d'incidence de l'onde varie suffisamment peu pour que l'onde soit réfléchi quel que soit cet angle. Ces

conditions peuvent être reproduites par l'utilisation d'un matériau BIP à deux dimensions, invariant et de grande longueur suivant la troisième dimension z [8] [9]. Un tel matériau présente de véritables bandes interdites photoniques si l'onde incidente n'a pas une direction perpendiculaire à la direction z . C'est le cas rencontré en propagation guidée où la constante de propagation longitudinale β de l'onde est toujours non nulle. Si un défaut est introduit dans le cristal, l'onde lumineuse injectée dans ce site sera réfléchi par le cristal pour des longueurs d'onde imposées par la périodicité. Si la région du défaut est assez grande, un mode transverse peut s'y installer et être guidé dans la direction z . Dans le cas d'une fibre à cristal photonique, cette région est appelée cœur optique et la région du cristal est appelée gaine optique par analogie avec une fibre optique standard (voir Figure I.2).

La largeur spectrale des bandes interdites photoniques dépend fortement de la différence d'indice entre les milieux qui composent le cristal [12]. Plus cette différence d'indice est grande, plus les bandes interdites sont larges et donc, plus la bande de transmission de la FCP est grande.

Le guidage par effet BIP est opérant quel que soit l'indice du cœur de la FCP. Cette propriété distingue les FCP des guides d'onde usuels pour lesquels l'indice de réfraction du cœur doit être supérieur à l'indice de la gaine optique. Si l'indice du cœur est inférieur aux indices des matériaux constituant la gaine photonique, la FCP peut être monomode. Au contraire s'il est supérieur, un autre principe de propagation entre en jeu, assez comparable au guidage par réflexion totale interne. La FCP est alors multimode aux longueurs d'onde correspondant aux bandes interdites de la gaine photonique car il existe au moins deux modes dus à chacun des deux types de propagation.

III.1.b Fabrication des FCP

La silice est couramment utilisée dans la conception des fibres optiques en raison de sa grande transparence dans le proche infrarouge. Les fibres optiques standard sont fabriquées à partir de silice pure et de silice dopée avec des ions augmentant ou diminuant l'indice de réfraction de la silice pour créer la différence d'indice nécessaire au guidage de la lumière dans le cœur par réflexion totale interne. On pourrait envisager de fabriquer une FCP du type de la Figure I.2 à partir de barreaux de silice dopée. Cependant, les différences d'indice accessibles seraient trop faibles pour permettre un guidage efficace par effet BIP sur une large bande spectrale. D'autre part, il n'est pas possible d'associer un matériau de nature différente

avec la silice (autre que de la silice dopée). En effet, l'étirage de la préforme sans graves déformations serait très délicat car la température de fusion diffère d'un matériau à l'autre. Enfin, le coût d'une telle fibre serait probablement rédhibitoire. La solution consiste à s'inspirer des fibres appelées « hole-assisted fibres » constituées d'un cœur en silice entouré d'une forte proportion d'air [13] : le matériau haut indice sera de la silice pure et le matériau bas indice sera de l'air. L'ensemble des fibres à base de silice et d'air est appelé fibres microstructurées air/silice (FMAS). La première tentative de fabrication d'une FMAS de type FCP a eu lieu, sans succès, en 1997 [10] [11]. Le guidage de la lumière était simplement assuré par le principe de réflexion totale interne que nous traiterons plus loin. La première fabrication d'une FCP présentant une véritable propagation par résonance transverse est réalisée fin 1998 [14]. Cette fibre BIP possède une gaine photonique air/silice et un cœur matérialisé par un trou de plus grandes dimensions que ceux de la gaine.

III.2 Propriétés de propagation

Nous allons aborder les propriétés dispersives des FCP, qui sont réellement novatrices dans le domaine des fibres optiques monomodes. Nous soulignerons également le comportement particulier des FCP aux courbures.

III.2.a Dispersion chromatique

La dispersion chromatique D_C d'un mode guidé est approximativement égale à la somme de la dispersion du matériau de la structure guidante D_M et de la dispersion liée à la géométrie du guide D_G (dispersion du guide).

$$D_C = D_M + D_G \quad (I.4)$$

$$D_M = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 N_{\text{cœur}}}{d\lambda^2} \quad (I.5)$$

L'indice de groupe N_i du matériau constituant la région i s'exprime en fonction de l'indice de réfraction n_i de la région i :

$$N_i = n_i - \lambda \frac{dn_i}{d\lambda} \quad (I.6)$$

Compte tenu du changement du sens de la courbure de $N_i = f(\lambda)$ autour de $1,27 \mu\text{m}$, la dispersion de la silice est négative pour des longueurs d'onde inférieures à $1,27 \mu\text{m}$ et positive au-delà de cette valeur.

La dispersion du guide pour un mode donné vaut (dans l'approximation de guidage faible où $\Delta = \frac{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2}{2n_{\text{coeur}}^2} \ll 1$) [15] :

$$D_G \approx \frac{N_{\text{coeur}} - N_{\text{gaine}}}{c \lambda} V \frac{d^2(bV)}{dV^2} \quad (\text{I.7})$$

Dans l'équation (I.7), la fréquence normalisée V de la fibre, l'indice effectif normalisé b du mode (encore appelé constante de propagation normalisée) sont définis pour une longueur d'onde de travail λ par :

$$V = \frac{2 \pi a}{\lambda} \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} = k a \text{ON} = k a n_{\text{coeur}} \sqrt{2 \Delta} \quad (\text{I.8})$$

$$b = \frac{\beta^2 - k^2 n_{\text{gaine}}^2}{k^2 (n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2)} \quad (\text{I.9})$$

où a est le rayon du cœur de la fibre ; k est le vecteur d'onde dans la vide ($k = 2\pi / \lambda$) ; ON est l'ouverture numérique de la fibre.

La dispersion du guide est proportionnelle au paramètre de dispersion $V d^2(Vb)/dV^2$. Il a été démontré que ce paramètre dépend de la variation de la taille du mode en fonction de la longueur d'onde quel que soit le profil d'indice de la fibre considérée [16].

$$V \frac{d^2(Vb)}{dV^2} = 2 a^2 \left[\frac{1}{V} \iint \left(\frac{dE(r)}{dr} \right)^2 dS - \frac{d}{dV} \iint \left(\frac{dE(r)}{dr} \right)^2 dS \right] \quad (\text{I.10})$$

Une fibre optique usuelle est monomode si sa fréquence normalisée est inférieure à la fréquence de coupure du deuxième mode qui vaut 2,405. Pour des fibres monomodes classiques, la dispersion du guide est toujours négative car le paramètre de dispersion est négatif pour des valeurs de V inférieures à 2,405 [15]. Au vu des valeurs des dispersions du matériau et du guide, la dispersion chromatique d'une fibre monomode classique ne peut donc s'annuler qu'à des longueurs d'ondes supérieures à 1,27 μm . Dans une FCP, la taille du mode est imposée par la géométrie de la structure (taille du cœur et périodicité du profil d'indice).

Elle varie très faiblement en fonction de la longueur d'onde. Le terme $\frac{d}{dV} \iint \left(\frac{dE(r)}{dr} \right)^2 dS$ dans la relation (I.10) est donc très petit. Si on le néglige en première approximation, il reste :

$$V \frac{d^2(Vb)}{dV^2} \approx 2 a^2 \left[\frac{1}{V} \iint \left(\frac{dE(r)}{dr} \right)^2 dS \right] \geq 0 \quad (I.11)$$

Le terme de dispersion est alors positif à la longueur d'onde de travail et il devient possible d'annuler la dispersion chromatique pour des longueurs d'onde inférieures à 1,27 μm dans les FCP.

III.2.b Pertes par courbure

Les FCP sont en théorie très sensibles aux courbures. En effet, la courbure modifie localement le profil d'indice vu par le mode guidé. Le profil d'indice d'une fibre rectiligne, équivalente à une fibre de profil $n(x, y)$ que l'on a courbée avec un rayon de courbure constant R_C , est [17] :

$$n_{\text{équivalent}}(x,y) = (1+x/R_C) n(x,y) \quad (I.12)$$

La périodicité de la structure est donc localement modifiée. Étant donné que le guidage par effet BIP nécessite le respect de la périodicité de la structure guidante, les courbures peuvent entraîner des pertes massives pour des rayons de courbure relativement grands.

III.3 Applications

Les fibres à bandes interdites photoniques font partie d'une nouvelle classe de guides d'onde ayant des propriétés optiques impossibles à obtenir avec des guides d'onde classiques basés sur la réflexion totale interne. Ces fibres ont donc tout naturellement suscité un grand intérêt dans de nombreux laboratoires scientifiques ([8] ; [9] ; [18]-[35]). Une des particularités de ces fibres réside dans la possibilité d'adapter leurs caractéristiques de propagation à une application visée en ajustant les paramètres opto-géométriques de leur profil d'indice [22].

Un des grands avantages de ces fibres est la possibilité de guider la lumière dans un cœur bas indice. Ceci autorise donc de choisir un cœur formé par un trou d'air, ce qui est évidemment impossible dans un guide basé sur le guidage par réflexion totale interne. La propagation de la lumière dans l'air limite les pertes intrinsèques dues à l'interaction lumière/matière ([25] ; [27] ; [30] ; [35]). De très grandes densités de puissance peuvent être injectées dans le cœur sans phénomènes de claquage du matériau. Les intensités seuil d'apparition de la diffusion de Brillouin, de l'émission stimulée Raman, des effets non

linéaires sont alors repoussées. Les applications nécessitant de fortes puissances guidées telles que les lasers à forte puissance, le guidage d'atomes froids sont envisagées pour ces fibres. L'obtention de pertes de propagation inférieures à 0,2 dB/km, pertes minimales des fibres silice actuellement utilisées, semble accessible à court terme [35]. Ces caractéristiques intéressent également les télécommunications longue distance et haut débit, d'autant plus que le contrôle des propriétés dispersives de ces fibres est possible en adaptant la géométrie du profil d'indice [27] [35]. Il faut noter que l'emploi de ces fibres comme fibres de ligne dans des systèmes de transmissions multi-canaux est compromis par la difficulté d'élargir conséquemment la bande de transmission mais elles peuvent être utilisées comme composants de compensation de dispersion chromatique. En revanche, l'étroitesse des bandes spectrales de propagation peut être exploitée dans des systèmes de filtrage.

Pour certaines applications, l'air des trous peut-être remplacé par un milieu gazeux ou aqueux. La fibre peut alors être utilisée comme capteur en tirant profit de l'interaction lumière/matière dans le cœur (capteur de gaz, capteur de pollutions dans des milieux aqueux) [8] [22] [25]. Leur sensibilité aux courbures peut être exploitée pour réaliser des capteurs de contraintes.

Il est connu que l'émission spontanée d'un atome excité peut être fortement modifiée lorsque cet atome est placé dans un cristal photonique [3] [18] [23] [24]. Dans les bandes autorisées d'un cristal photonique sans défaut, l'augmentation de la densité de population près des limites des bandes provoque l'augmentation du taux d'émission spontanée. Au contraire, à l'intérieur d'une bande interdite (partielle ou complète), l'absence d'états excités des atomes induit une réduction du taux d'émission spontanée. Quand on introduit un défaut dans le cristal, l'émission spontanée est alors capturée par le mode guidé dans ce site. La redistribution de l'émission spontanée dans des directions spécifiques permet d'augmenter fortement la contribution de l'émission spontanée dans l'énergie du mode guidé dans une bande spectrale fine correspondant à la bande interdite de la gaine photonique. Cette augmentation de la contribution de l'émission spontanée peut être réalisée sans augmentation de la durée de vie des états excités. La durée de vie des états excités dans un matériau actif constituant la gaine photonique est allongée. Ce contrôle de l'émission spontanée permet d'envisager la réalisation de lasers à fibres à faible seuil de déclenchement [9] [18] ou d'amplificateurs optiques.

IV FMAS à guidage par réflexion totale interne modifiée

La première fibre microstructurée air/silice, initialement conçue pour que le cristal photonique constituant sa gaine optique présente une bande interdite photonique autour $1,5 \mu\text{m}$, est réalisée en 1997 [10] [11] (voir le schéma descriptif de la Figure I.3). Cependant, cette fibre n'a pas permis l'observation de ce phénomène [36]. La lumière n'est pas guidée par résonance transverse en particulier parce que la proportion d'air dans le cristal photonique n'est pas suffisante pour obtenir une bande interdite photonique à ces longueurs d'onde. Pourtant la lumière est guidée dans le cœur en silice pure de cette fibre dans le visible et le proche infrarouge [36]. La propagation de la lumière est rendue possible par le fait que, la gaine photonique étant composée de trous d'air dans de la silice, son indice de réfraction moyen est inférieur à celui du cœur constitué de silice pure. Ce principe de propagation est donc basé sur un guidage par l'indice comme dans une fibre standard mais confère au mode guidé des propriétés nouvelles. Pour cette raison, il est souvent appelé la réflexion totale interne modifiée. Dans ce cas, nous préférons remplacer la terminologie de « fibre à cristal photonique » (FCP) par celle de « fibre microstructurée air/silice » (FMAS) qui est plus générale ou par celle de « fibre à trous ».

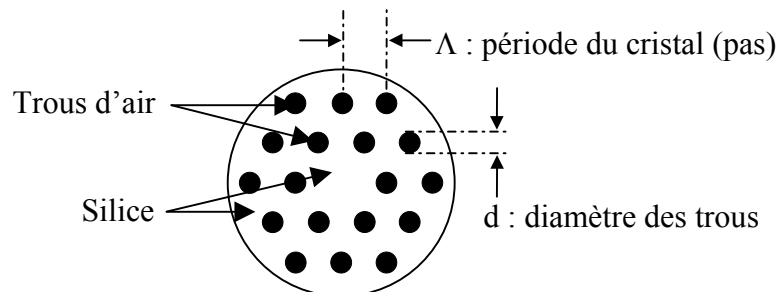


Figure I.3 : Schéma descriptif d'une fibre microstructurée air/silice.

La difficulté de réaliser avec précision une structure rigoureusement périodique aux détails de dimensions submicroniques, associée à la découverte de propriétés des fibres à trous non moins intéressantes que celles prédites pour les fibres à cristal photonique, a conduit de nombreux laboratoires d'optique à s'intéresser aux fibres à trous guidant simplement par réflexion totale interne modifiée.

La première étude théorique proposée, spécifiquement dédiée à la modélisation des fibres microstructurées à guidage par l'indice, est le modèle de l'indice effectif [36] [37]. Ce modèle consiste à définir une fibre à saut équivalente à la FMAS considérée et à évaluer certaines caractéristiques de propagation de la FMAS par analogie avec la propagation dans la

fibre à saut équivalente.

IV.1 Modèle de l'indice effectif de gaine

Le guidage par réflexion totale interne est opérant dans une fibre standard à saut d'indice pour tout mode dont la constante de propagation β vérifie la condition suivante :

$$k n_{\text{gaine}} < \beta < k n_{\text{cœur}} \quad (\text{I.13})$$

$k n_{\text{cœur}}$ est la constante de propagation maximale autorisée dans la région du cœur. $k n_{\text{gaine}}$ est la valeur limite de β en dessous de laquelle le mode n'est plus guidé dans le cœur car il peut fuir dans la gaine. $k n_{\text{gaine}}$ représente donc la constante de propagation maximale autorisée pour les modes de la gaine optique.

Dans une fibre à trous, cette condition est encore valable. Les modes guidés dans le cœur en silice sont les modes ayant une constante de propagation β telle que :

$$\beta_{\text{max gaine}} < \beta < k n_{\text{silice}} \quad (\text{I.14})$$

$\beta_{\text{max gaine}}$ peut être définie comme la constante de propagation du mode fondamental existant dans le cristal photonique de la gaine de dimensions infinies, en l'absence de site de défaut. Le mode de gaine possédant la plus grande constante de propagation est le mode ayant la plus grande fraction de son énergie localisée dans la silice. Par conséquent, l'intensité lumineuse du mode fondamental remplit l'espace entre les trous avec une pénétration minimale dans l'air. En raison de la distribution particulière de son énergie, ce mode est souvent appelé « Fundamental Space-filling Mode (FSM) » dans la littérature scientifique [36] [37]. Sa constante de propagation est notée β_{FSM} . Comme dans une fibre standard, la détermination de β_{FSM} permet de définir un indice effectif du mode fondamental du cristal photonique $n_{\text{eff gaine}}$:

$$\beta_{\text{max gaine}} = \beta_{\text{FSM}} = k n_{\text{eff gaine}} \quad (\text{I.15})$$

L'inégalité (I.14) implique que la composante transverse $k_T = (\beta^2 - \beta_{\text{max gaine}}^2)^{1/2}$ du vecteur d'onde d'un mode guidé dans le cœur est comprise entre 0 et $k_{T\text{max}}$. Le nombre de modes guidés dans une fibre dépend de $k_{T\text{max}} = (k^2 n_{\text{silice}}^2 - \beta_{\text{max gaine}}^2)^{1/2}$ et des dimensions du cœur :

$$V = a k_{T\text{max}}, \quad a : \text{rayon du cœur à déterminer} \quad (\text{I.16})$$

Donc lorsque l'on compte les modes guidés par une fibre, il est juste d'affirmer que (β_{FSM} / k) joue le rôle d'indice de réfraction pour le matériau constituant la gaine. A une

longueur d'onde, on peut donc définir une fibre à saut d'indice équivalente à la FMAS considérée, ayant l'indice de la silice pour indice de cœur et $n_{\text{eff gaine}}$ pour indice de gaine. Le rayon de cœur est déterminé d'une manière détaillée plus loin. Certaines propriétés de propagation de la FMAS peuvent alors être prédites en calculant la fréquence normalisée V_{eff} (équation (I.17)) de la fibre à saut équivalente.

$$V_{\text{eff}} = \frac{2 \pi a}{\lambda} \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{eff gaine}}^2} \quad (\text{I.17})$$

La région du cœur est formée par l'omission d'un trou du cristal photonique (cf. Figure I.3). La détermination du rayon du cœur n'est pas immédiate et la valeur choisie influence les critères pour le décompte des modes. Certains auteurs ont défini le rayon du cœur comme étant égal à la période Λ du cristal photonique. Dans ce cas la fréquence normalisée de coupure du deuxième mode de la FMAS est supérieure à celle du deuxième mode d'une fibre à saut ($V_{\text{co}} = 2,405$). Cette fréquence de coupure a été évaluée à environ 4,1 pour des fibres microstructurées ayant un rapport d/Λ inférieur à 0,4 [38]. D'autres ont préféré conserver la valeur de 2,405 pour la fréquence de coupure du second mode en déterminant un nouveau rayon de cœur équivalent. Ce rayon de cœur équivalent est évalué à $0,64\Lambda$ si d/Λ est inférieur à 0,4 [39].

Le mode fondamental de la gaine photonique possède la même symétrie que le cristal photonique lui-même. Sa constante de propagation peut donc être calculée en résolvant les équations de Maxwell dans une cellule élémentaire du cristal à laquelle est appliquée une condition de symétrie par réflexion aux limites (Figure I.4). Cette condition aux limites pour une onde électromagnétique $E(x,y,z)$ est :

$$\frac{dE(x,y,z)}{ds} = 0 \quad (\text{I.18})$$

s : coordonnée normale aux limites de la cellule.

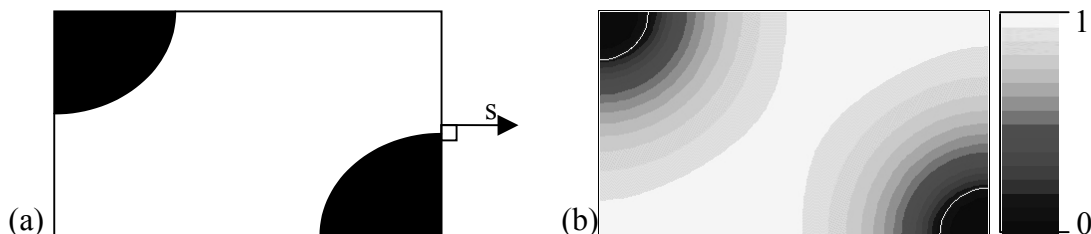


Figure I.4 : (a) Cellule élémentaire du cristal photonique de la gaine optique. (b) Distribution du champ électrique de son mode fondamental.

L'équation (I.17) permet de connaître le nombre de modes guidés dans la fibre à trous

à condition de déterminer la fréquence normalisée de coupure des modes.

Les courbes de V_{eff} de la Figure I.5 sont calculées pour 6 couples de valeurs de Λ et d/Λ : $\Lambda=[2,5 ; 5] \mu\text{m}$; $d/\Lambda=[0,1 ; 0,2 ; 0,3]$. Le rayon de cœur choisi est le rayon équivalent défini dans la référence [39], $a_{\text{eq}} = 0,64\Lambda$.

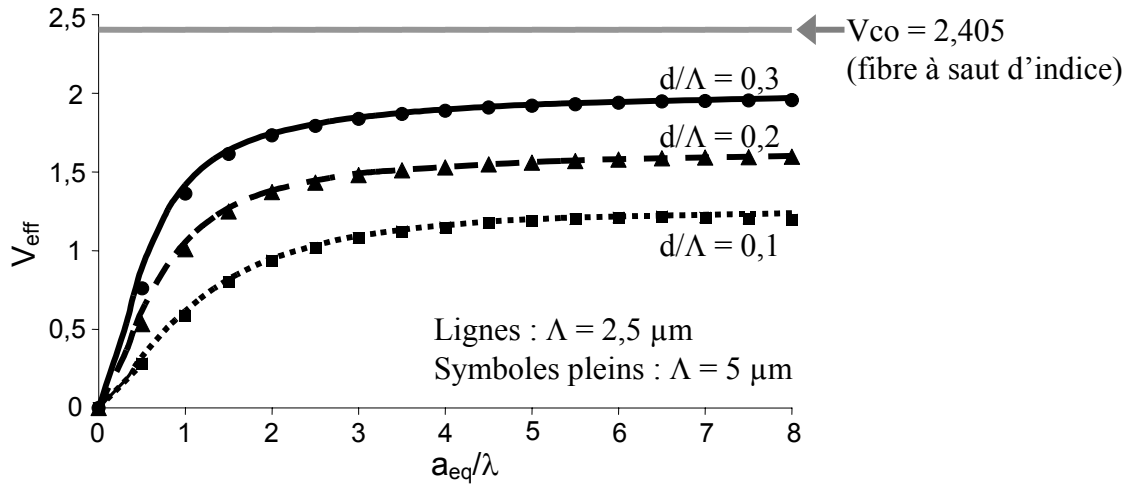


Figure I.5 : Courbes de la fréquence normalisée V_{eff} en fonction de $a_{\text{eq}}/\lambda = 0,64\Lambda/\lambda$ pour 6 fibres à trous : $\Lambda = [2,5 ; 5] \mu\text{m}$; $d/\Lambda = [0,1 ; 0,2 ; 0,3]$.

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

De plus, on peut noter que la fréquence normalisée de la fibre dépend uniquement du rapport d/Λ lorsque le rapport a_{eq}/λ est constant. En augmentant Λ (ce qui revient à augmenter la taille du cœur) à d/Λ constant, la structure conserve son caractère monomode large bande. Si la fibre n'est pas indéfiniment monomode, la bande spectrale de fonctionnement monomode est décalée vers les grandes longueurs d'onde. Il est donc possible de réaliser une fibre monomode large bande possédant un cœur de très grande dimension.

IV.2 Propriétés de propagation

Les propriétés de propagation qui peuvent être prédites grâce au modèle de l'indice effectif de gaine sont présentées et commentées. Nous verrons comment le comportement modal, la dispersion chromatique et le comportement aux courbures des FMAS les distinguent des fibres usuelles.

IV.2.a Comportement monomode large bande

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. La Figure I.6 (cf. [39]) illustre la variation de la pénétration du champ électromagnétique (ici le champ électrique E) dans les trous en fonction de la longueur d'onde.

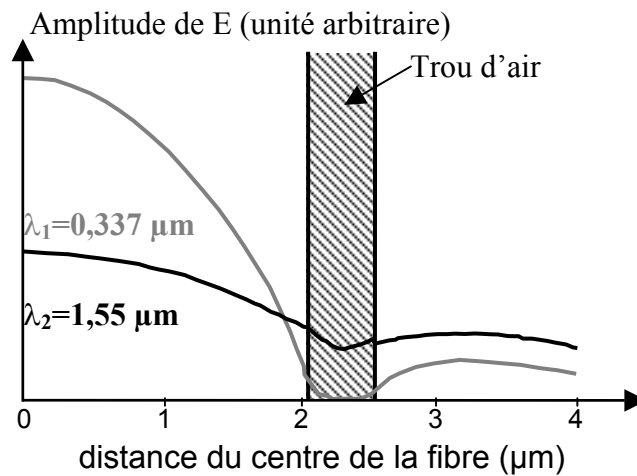


Figure I.6 : Coupe transverse du module du champ électrique E guidé dans une fibre à trous tracé suivant le rayon de la fibre.

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 constante. Par conséquent V augmente en raison inverse de la longueur d'onde dans une fibre à saut d'indice (équation (I.8)) et la fibre perd son caractère monomode quand la longueur d'onde diminue. Dans une FMAS, l'indice effectif de gaine $n_{\text{eff gaine}}$ 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, cet indice dépend lui-même beaucoup de la longueur d'onde et des paramètres opto-géométriques de la fibre. 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 [12]. 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 (cf. Figure I.5). Dans cette situation la fibre microstructurée est monomode quelle que soit la

longueur d'onde. Ce phénomène est désormais compris et expliqué par plusieurs modèles ([36] - [47]). Expérimentalement, ce comportement monomode très large bande a été observé de 337 nm à 1550 nm, sachant que le manque de source optique du laboratoire d'étude n'a pas permis d'explorer le comportement de la fibre au-delà de cette bande spectrale [36].

IV.2.b Dispersion chromatique

Dans le paragraphe III.2.a, nous avons vu que la dispersion de guide dans les FCP peut être positive contrairement à celle d'autres types de fibres optiques. Cette propriété est liée à la faible variation de la taille du mode en fonction de la longueur d'onde (cf. équation (I.10)). La taille du mode fondamental se propageant dans une fibre à trous varie beaucoup plus faiblement aux basses longueurs d'ondes qu'aux hautes longueurs d'onde car le mode est alors déjà fortement confiné dans le cœur de la fibre. De la même manière que pour les fibres BIP, la dispersion de guide des fibres à trous peut prendre une valeur positive permettant d'annuler la dispersion chromatique pour des longueurs d'onde inférieures à 1,27 μm . En outre, comme cela sera développé plus loin, on peut ajuster l'allure de la courbe de dispersion sur une plage de longueurs d'onde par un choix judicieux des paramètres d et Λ du profil d'indice transverse.

IV.2.c Prévisions des pertes par courbure

Dans une fibre à profil d'indice arbitraire, les pertes en puissance provoquées par une courbure se déterminent grâce à la formule suivante [48] :

$$2\alpha = \frac{\sqrt{\pi} A^2 a \exp\left(\frac{-4 \Delta w^3 R}{3 a V^2}\right)}{4 P w \sqrt{\frac{w R}{a} + \frac{V^2}{2 \Delta w}}} \quad (\text{I.19})$$

Les paramètres a, V , et Δ sont définis dans le paragraphe III.2.a ; α est le coefficient des pertes par courbures en champ ; A est le coefficient d'amplitude du champ électrique dans la gaine, tel qu'il est défini dans [48] ; P est la puissance transportée par le mode fondamental multipliée par l'impédance du vide ; R est le rayon de la courbure appliquée à la fibre ; w est la constante de propagation transverse normalisée dans la gaine [49] :

$$w = a \sqrt{\beta^2 - k^2 n_{\text{gaine}}^2} = \sqrt{V^2 - a^2 (k^2 n_{\text{cœur}}^2 - \beta^2)} \quad (\text{I.20})$$

Les pertes par courbures dans une FMAS peuvent être prédites avec l'équation (I.19)

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 $n_{eff\ gaine}$.

Aux grandes longueurs d'onde les fibres à trous se comportent comme les fibres standards [50], c'est à dire que w_{eff}^3 diminue plus vite que V_{eff}^2 lorsque la longueur d'onde augmente [49]. Par conséquent, la fonction exponentielle dans la relation (I.19) tend vers 1, et à la limite, les pertes par courbure dans les FMAS sont égales à :

$$\begin{aligned} \lim_{\lambda \rightarrow \infty} 2\alpha &= \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{\sqrt{\pi} A^2 a_{eq}}{4 P w_{eff} \sqrt{\frac{w_{eff} R}{a_{eq}} + \frac{V_{eff}^2}{2 \Delta w_{eff}}}} \\ &= \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{\sqrt{\pi} A^2 a_{eq}}{4 P \sqrt{\frac{R}{a_{eq}} w_{eff}^2 + 4 \pi^2 a_{eq}^2 n_{coeur}^2 \frac{w_{eff}}{\lambda^2}}} = \infty \end{aligned} \quad (I.19.a)$$

Les pertes par courbure augmentent donc avec la longueur d'onde pour un rayon de courbure donné. Ceci a pour conséquence que le rayon de courbure critique R_c , valeur seuil du rayon de courbure au-dessous de laquelle les pertes sont supérieures aux pertes maximales que l'on s'autorise, augmente avec la longueur d'onde.

Aux basses longueurs d'onde, le mécanisme des pertes par courbure est différent pour les fibres standard et pour les fibres à trous [36] [50]. Dans une fibre à saut d'indice standard, w tend vers V , elle-même proportionnelle à a/λ . L'expression des pertes lorsque la longueur d'onde tend vers 0 devient :

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} 2\alpha = \lim_{\lambda \rightarrow 0} \frac{\sqrt{\pi} A^2 \exp\left(\frac{-4 \Delta R}{3 \lambda}\right)}{\frac{4 P}{\lambda} \sqrt{\frac{R}{\lambda} + \frac{a}{2 \lambda \Delta}}} = 0 \quad (I.19.b)$$

Le rayon critique R_c est à peu près égal à la longueur d'onde et il est quasiment indépendant de la taille de cœur. Dans les fibres standards il n'y a donc pas d'apparition de pertes massives par courbure aux basses longueurs d'onde pour un rayon de courbure donné, très supérieur à la longueur d'onde de travail.

Dans le cas d'une fibre à trous, w_{eff} tend toujours vers V_{eff} lorsque la longueur d'onde diminue mais V_{eff} tend vers une valeur constante (cf. Figure I.5). Avec $w_{eff} \approx V_{eff} = k a_{eq} O N_{eff}$,

on peut exprimer les pertes de manière approchée comme suit :

$$\begin{aligned}
 \lim_{\lambda \rightarrow 0} 2\alpha &= \lim_{\lambda \rightarrow 0} \frac{\sqrt{\pi} A^2 a_{\text{eq}} \exp\left(\frac{-8\pi\Delta_{\text{eff}} \text{ON}_{\text{eff}} R}{3\lambda}\right)}{\frac{8\pi a_{\text{eq}} P \text{ON}_{\text{eff}}}{\lambda} \sqrt{\frac{2\pi \text{ON}_{\text{eff}} R}{\lambda} + \frac{\pi a_{\text{eq}} \text{ON}_{\text{eff}}}{\Delta_{\text{eff}} \lambda}}} \\
 &= \lim_{\lambda \rightarrow 0} \frac{\sqrt{\pi} A^2 a_{\text{eq}} \exp\left(\frac{-8\pi\Delta_{\text{eff}} R}{3}\right)}{8\pi a_{\text{eq}} P \sqrt{2\pi R + \frac{\pi a_{\text{eq}}}{\Delta_{\text{eff}}}}} = \infty
 \end{aligned} \tag{I.19.c}$$

Les pertes par courbures dans les FMAS pour un rayon de courbure fixé augmentent donc quand la longueur d'onde diminue car l'ouverture numérique ON_{eff} devient proportionnelle à la longueur d'onde et la différence d'indice relative Δ_{eff} diminue. Le rayon de courbure critique R_C est dans ce cas pratiquement indépendant de la longueur d'onde mais varie en fonction de la taille du cœur de la fibre.

La bande spectrale de fonctionnement satisfaisant des fibres à trous monomodes est donc limitée par l'apparition de pertes massives aux macrocourbures aux basses et aux hautes longueurs d'onde.

IV.3 Applications

Lors de la conception d'une fibre standard à saut d'indice, les seuls paramètres sur lesquels on peut agir sont la dimension du cœur et les indices de réfraction des matériaux constituant le cœur et la gaine optiques. La plage de variation de ces paramètres est très réduite. En effet, le maintien d'une transparence suffisante de la silice empêche d'utiliser de trop fortes concentrations de dopants et limite la différence d'indice cœur/gaine envisageable. D'autre part, le diamètre du cœur doit rester inférieur à une valeur limite, fonction de cette différence d'indice, sous peine de perdre le caractère monomode de la propagation à la longueur d'onde de travail. Au contraire, comme les FMAS BIP, les FMAS à guidage par l'indice offrent un grand nombre de degrés de liberté dans la conception du profil d'indice. En effet, on peut choisir la position et la dimension de chacun des trous. Il est également possible de choisir un autre matériau que la silice ou d'utiliser de la silice dopée. Les paramètres opto-géométriques des fibres à trous peuvent être pris dans un domaine de valeurs large en conservant les propriétés monomodes de la fibre.

Comme nous l'avons souligné précédemment, le comportement monomode large bande des FMAS est l'une de leurs propriétés les plus remarquables. La bande spectrale d'opération monomode peut théoriquement être étendue à l'infini. Dans la pratique, elle est limitée par les pertes massives par courbure apparaissant aux basses et aux hautes longueurs d'onde. Cette caractéristique intéresse de nombreuses applications : j'ai par exemple évalué le potentiel des FMAS pour une application à l'interférométrie stellaire [51]. En effet, un interféromètre utilisant des fibres optiques monomodes dans chacun de ses bras pour transporter les flux lumineux très larges bandes provenant des objets stellaires est développé à l'IRCOM. Dans un tel dispositif, une seule FMAS, monomode de $0,3 \mu\text{m}$ à $1,8 \mu\text{m}$ par exemple, peut avantageusement remplacer dans chacune des voies de l'interféromètre un ensemble de trois ou quatre fibres monomodes standards. De plus, en utilisant une FMAS fortement biréfringente, les états de polarisations linéaires des rayonnements électromagnétiques peuvent être préservés pour permettre d'obtenir une meilleure qualité des interférences. D'autre part, la largeur de la bande spectrale d'opération monomode des fibres à trous est indépendante de la taille du cœur (cf. paragraphe IV.1 et [52]). Elle dépend uniquement du rapport d/Λ (diamètre des trous / espacement). Par exemple, la réalisation d'une fibre microstructurée monomode à une longueur d'onde aussi basse que 458 nm et possédant un cœur de $22 \mu\text{m}$ de diamètre a été rapportée [52]. Le mode qu'elle guide est 10 fois plus large qu'un mode guidé à cette longueur d'onde dans une fibre monomode conventionnelle. L'avantage d'utiliser une fibre monomode à grand cœur est de pouvoir relever le seuil d'apparition des effets non linéaires liés à la densité de puissance transportée par la fibre. Une telle fibre intéresse donc les applications fortement pénalisées par les effets non linéaires comme les télécommunications haut débit. D'un autre côté, 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 [53] ou des lasers à fibre [54]. 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...) [55]-[62]. Ces effets non linéaires 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...).

La dispersion chromatique dans les FMAS est contrôlable en ajustant les paramètres opto-géométriques de la fibre [40]. Les valeurs de dispersion possibles sont comprises dans une gamme de valeurs relativement large, impossible à couvrir avec des guides d'onde d'une

autre nature. Il est possible de concevoir une fibre à dispersion chromatique nulle ou positive pour une longueur d'onde inférieure à $1,27 \mu\text{m}$ pour application à la propagation soliton et à la génération de supercontinuum [63]. La propagation d'une onde soliton requiert une forte nonlinéarité du guide en même temps qu'une dispersion chromatique positive. Les fibres à trous permettent donc d'envisager la propagation d'ondes soliton dans le visible ou le très proche infrarouge, contrairement aux fibres conventionnelles ([64]-[68]). La propagation d'ondes soliton est utilisée pour la réalisation de lasers à impulsions ultra brèves. Pour la génération de continuum grâce au mélange à 4 ondes, la fibre à trous doit présenter de forts effets non linéaires ainsi qu'une dispersion nulle à la longueur d'onde centrale du continuum désiré ([69]-[79]). Il est aussi possible de concevoir une fibre à dispersion faible et plate aux longueurs d'onde d'opération des télécommunications optiques ($1,3 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$) pour application aux systèmes de transmissions haut débit ([80]- [82]).

La grande variété des profils d'indice réalisables fait des FMAS de bons candidats pour des fibres à maintien de polarisation ([83]-[89]) ou des coupleurs ([90] et [91]).

Comme pour les fibres BIP, la présence des trous d'air et la sensibilité aux courbures peuvent être exploitées dans des systèmes de capteurs.

V Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons distingué deux classes de fibres microstructurées air/silice (FMAS) : les FMAS BIP (PCF) et les FMAS opérant sur le principe de la réflexion totale interne modifiée, que nous appelons aussi fibres à trous. L'étude succincte des propriétés de ces deux classes de fibres, nous a permis de mettre en évidence leur grand potentiel pour de nombreuses applications. Face à l'immense tâche que représente l'étude de toutes les caractéristiques et potentialités des fibres microstructurées, la nécessité de fixer un cadre de travail restreint est impérative.

Tout d'abord, nous avons décidé de limiter notre étude aux FMAS à guidage par l'indice en considération de critères technologiques. En effet, au début de ma thèse, mes deux laboratoires d'accueil (IRCOM et Alcatel Marcoussis) débutaient dans la fabrication de FMAS et ne maîtrisaient pas encore les procédés de fabrication pour réussir à réaliser à court terme une FMAS de géométrie suffisamment régulière permettant un guidage par résonance transverse. Dans la suite de ce mémoire, la dénomination de FMAS fera donc référence aux

seules FMAS à guidage par l'indice, sauf précision contraire.

Enfin, puisque ma thèse s'inscrivait dans le cadre d'un partenariat et d'une allocation CIFRE avec Alcatel qui est un important équipementier dans le domaine des télécommunications, nous avons choisi de focaliser notre attention sur les applications aux télécommunications haut débit. Les transmissions optiques haut débit utilisent des systèmes multi-canaux avec compensateurs de dispersion pour transporter le plus d'informations possible dans la bande spectrale d'un système donné (multiplexage en longueur d'onde : Wavelength Division Multiplexing). En vue de l'application des FMAS aux télécommunications haut débit, il est donc indispensable de pouvoir prévoir et ajuster avec précision leur dispersion chromatique lors de leur conception. Pour atteindre cet objectif il est apparu indispensable à nos laboratoires de se doter de modèles numériques performants pour la prédiction des propriétés de propagation et de dispersion des FMAS. C'est la principale tâche qui m'a été confiée, et qui m'a d'abord conduite à faire le choix d'une méthode de simulation. Cette méthode étant identifiée (méthode des éléments finis) j'ai ensuite adapté les paramètres de simulation d'un logiciel développé à l'IRCOM, dans l'équipe Circuits microondes linéaires, au problème des FMAS. Ce travail fait l'objet du prochain chapitre.

Chapitre II
Modélisation des FMAS

I Introduction

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, capable de traiter des profils transverses de géométrie arbitraire (sans symétrie de révolution) et présentant des transitions abruptes de l'indice de réfraction.

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté la méthode de l'indice effectif de gaine qui permet de prédire certaines caractéristiques de propagation des FMAS en réalisant l'étude de la propagation dans une fibre à saut d'indice équivalente à la FMAS considérée. Cette méthode est très utile pour analyser rapidement le principe de fonctionnement des FMAS. Grâce à ce modèle, des propriétés de propagation novatrices par rapport à celles des guides d'ondes usuels ont pu être prédites sur le domaine de fonctionnement monomode, sur la dispersion chromatique et sur les pertes par courbures des FMAS. Pourtant au vu de l'approximation grossière du profil d'indice microstructuré par un profil à saut d'indice, ce modèle ne saurait convenir à une étude approfondie du fonctionnement des FMAS et à la détermination précise de leurs caractéristiques de propagation en fonction de leur profil d'indice. D'autres modèles plus complexes sont utilisés pour la modélisation des FMAS. La méthode des fonctions localisées, proposée par Monro *et al.* [42], a pour principe de résoudre l'équation d'onde en remplaçant les expressions du champ électromagnétique et du profil d'indice par leurs décompositions sur des bases de fonctions judicieusement choisies. Par conséquent, le profil d'indice pris en compte dans la résolution de l'équation d'onde est une approximation du profil d'indice que l'on souhaite étudier. Ce profil approché ne présente pas de transitions abruptes d'indice puisque les variations d'indice sont décrites par des fonctions. Une autre méthode proposée par Ferrando *et al.* [41] utilise une base biorthogonale de fonctions périodiques pour exprimer le champ électromagnétique dans l'équation d'onde vectorielle. Dans cette méthode, le profil d'indice traité doit être périodique. Elle nécessite donc de créer un profil périodique dans lequel le motif répliqué est le profil d'indice de la FMAS à étudier. Il est donc impossible par exemple de traiter un profil d'indice dont la bordure extérieure est circulaire.

Depuis plusieurs années, l'équipe Microondes- Circuits et Dispositifs Linéaires de l'IRCOM développe un logiciel, appelé EMXD, basé sur la méthode des éléments finis pour l'étude de dispositifs microondes [92]. Ce logiciel, en constante évolution, a depuis longtemps

prouvé sa validité dans les études électromagnétiques de systèmes opérant aux fréquences microondes. Il permet de réaliser une analyse vectorielle complète (répartition des champs, polarisations, pertes...) de systèmes à géométrie quelconque et complexe, comportant plusieurs milieux diélectriques avec une permittivité scalaire ou tensorielle (matériaux isotropes ou anisotropes), réelle ou complexe (matériaux à pertes ou sans pertes). A l'intérieur de l'algorithme, les équations de Maxwell sont exprimées en termes de distributions vectorielles. Cette formulation permet de modéliser correctement les transitions abruptes d'indices. Cet outil numérique paraît satisfaire le cahier des charges fixé pour la modélisation des FMAS. Dès que nous avons perçu son intérêt pour notre étude, il a été mis à ma disposition à l'IRCOM.

Dans le cadre de la collaboration entre l'IRCOM et Alcatel, nous avons étudié et comparé trois méthodes de modélisation des FMAS à guidage par réflexion totale interne modifiée. D'abord, j'ai naturellement évalué l'application du logiciel basé sur la méthode des éléments finis à la modélisation des FMAS. Parallèlement, Laurent Berthelot, ingénieur de recherche à Alcatel, a développé une méthode inspirée de la méthode des fonctions localisées de Monro [42]. Enfin, le dernier modèle théorique mis en œuvre par Sébastien Février à l'IRCOM a été proposé par Jacques Marcou, professeur à l'Université de Limoges [93]. Cette nouvelle méthode scalaire s'appelle la méthode de l'indice moyenné en azimut. Elle a pour principe de calculer un profil à symétrie de révolution équivalent au profil d'indice d'une FMAS afin de pouvoir résoudre l'équation d'onde à une seule dimension. De plus, grâce à une collaboration établie avec l'Institut Fresnel de Marseille, j'ai pu comparer certains des résultats que j'ai obtenus avec ceux fournis par un modèle développé dans ce laboratoire. C'est la méthode multipolaire dans laquelle la FMAS modélisée est considérée comme un assemblage d'obstacles (les trous d'air) sur lesquels la lumière est diffractée.

Dans ce chapitre, je décrirai succinctement la méthode des fonctions localisées (MFL) de Laurent Berthelot, la méthode de l'indice moyenné (MIM) de Jacques Marcou et la méthode multipolaire (MM) de l'Institut Fresnel de Marseille. Puis, j'introduirai quelques notions théoriques liées à la méthode des éléments finis (MEF) que j'ai utilisée. Je décrirai ensuite de manière détaillée les paramètres de simulations qui ont demandé une attention particulière pour la modélisation spécifique des FMAS. Enfin, je présenterai les grandeurs caractérisant la propagation dans les fibres optiques, qui peuvent être déduites des simulations par la méthode des éléments finis.

II La méthode des fonctions localisées (MFL)

La méthode des fonctions localisées (MFL) consiste à résoudre l'équation d'onde scalaire approchée (équation (II.1)) dans laquelle les expressions du champ et du profil d'indice sont remplacées par leur décomposition sur une base de fonctions orthonormées de Hermite-Gauss [94] [95].

$$\frac{\partial^2 E(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E(x, y)}{\partial y^2} + k^2 n^2(x, y) E(x, y) = \beta^2 E(x, y) \quad (\text{II.1})$$

Le champ $E(x, y)$ est remplacé dans l'équation (II.1) par sa décomposition en série de fonctions orthonormées de Hermite-Gauss :

$$E(x, y) = \sum_{a=0}^{N-1} \sum_{b=0}^{N-1} E_{ab} \psi_a^\chi(x) \psi_b^\chi(y) \quad (\text{II.2})$$

Les fonctions Ψ de Hermite-Gauss sont des fonctions normalisées construites à partir des polynômes orthonormés de Hermite H :

$$\psi_a^\chi(x) = \frac{2^{-a/2} \pi^{-1/4}}{\sqrt{\chi a!}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\chi^2}\right) H_a\left(\frac{x}{\chi}\right) \quad (\text{II.3})$$

L'expression des polynômes de Hermite est la suivante :

$$H_n(x) = (-1)^n \exp(x^2) \frac{d^n \exp(-x^2)}{dx^n}, \quad (n=0, 1, 2, \dots) \quad (\text{II.4})$$

Deux fonctions ψ_a^χ et ψ_b^χ sont orthonormées si elles vérifient la relation :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_a^\chi(x) \psi_b^\chi(y) dx = \delta_a^b \quad (\text{II.5})$$

Remarque : δ_a^b est le symbole de Kronecker. Il vaut 1 si $a = b$ et 0 sinon.

Lorsque le profil transverse présente des symétries par rapport aux axes du repère cartésien (X, Y) , on peut réduire la durée des calculs des décompositions en considérant uniquement les fonctions paires de Hermite-Gauss :

$$\psi_a^\chi(x) = \frac{2^{-a} \pi^{-1/4}}{\sqrt{\chi (2a)!}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\chi^2}\right) H_{2a}\left(\frac{x}{\chi}\right) \quad (\text{II.3a})$$

Le carré de l'indice de réfraction $n^2(x, y)$ est normalisé et décomposé comme le champ électrique :

$$n^2(x, y) = n_{\text{air}}^2 + (n_{\text{silice}}^2 - n_{\text{air}}^2) \sum_{a=0}^{P-1} \sum_{b=0}^{P-1} d_{ab} \psi_a^\eta(x) \psi_b^\eta(y) \quad (\text{II.6})$$

$$\text{où } d_{ab} = \iint n^2(x, y) \psi_a^\eta(x) \psi_b^\eta(y) dx dy$$

L'indice de la silice normalisé vaut 1 et l'indice de l'air normalisé vaut 0.

Les coefficients χ et η intervenant dans les expressions des fonctions de Hermite-Gauss qui définissent le champ et le carré de l'indice respectivement doivent être déterminés avant la résolution du système. Ils sont choisis de manière à obtenir une précision optimale sur les approximations par décomposition avec un minimum de fonctions prises en compte (c'est à dire avec N et P minimaux). La constante χ vaut $\Lambda/2$ [42]. La valeur de η est optimisée pour chaque FMAS considérée en comparant le profil reconstitué au profil initial.

Les expressions du champ E (II.2) et de la permittivité (II.6) sont introduites dans l'équation d'onde (II.1). Pour résoudre cette équation différentielle, chaque terme de l'équation est ensuite multiplié par $\psi_c^\chi \cdot \psi_d^\chi$ et intégré sur toute la section transverse considérée [42]. On obtient alors un système matriciel aux valeurs propres qui peut s'écrire sous la forme générale :

$$[M][E] = \beta^2 [E] \quad (\text{II.7})$$

Les composantes du vecteur propre [E] sont les coefficients E_{ab} cherchés, définis dans la décomposition du champ (II.2). Après avoir calculé les intégrales de recouvrement de la matrice [M], la résolution de ce système à une longueur d'onde fixée donne les valeurs propres $\beta = kn_{\text{eff}}$. Pour chaque valeur propre, la répartition du module du champ E qui lui est associé est également calculée. La dispersion chromatique, la pente de la dispersion et l'aire effective du mode fondamental peuvent enfin être déduites de ces résultats.

Ce logiciel permet de modéliser les profils réels à partir d'une image de la section transverse de la fibre. La Figure II.1 décrit les étapes de la réalisation du profil approché correspondant au profil réel de la première FMAS réalisée à l'IRCOM fin 1999. Cette FMAS de 125 μm de diamètre présente un arrangement de trous irrégulier. L'espacement moyen entre les trous vaut 13 μm et le diamètre moyen des trous vaut 2,75 μm .

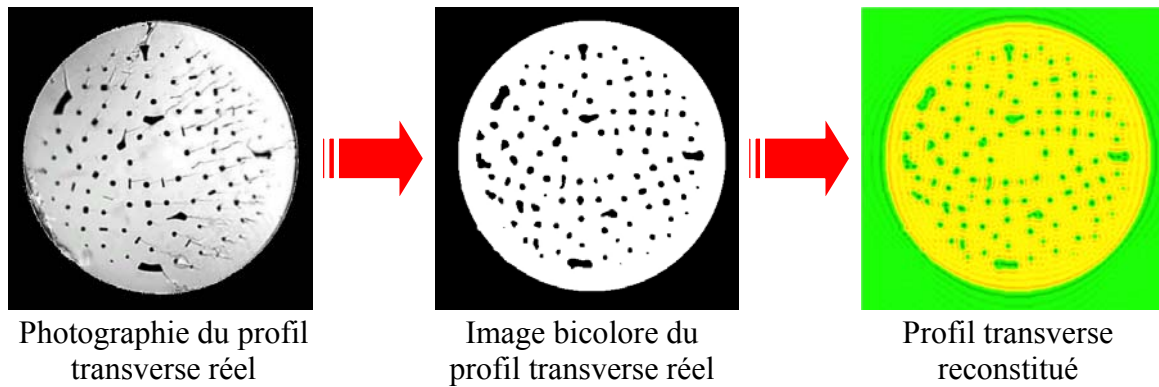


Figure II.1 : Approximation d'un profil d'indice réel avec 60×60 fonctions de Hermite-Gauss.

L'image du profil réel en nuance de gris doit être transformée en image bicolore pour qu'une seule couleur corresponde à un seul matériau (noir : air ; blanc : silice). Cette image bicolore est discrétisée avec 501×501 pixels. Chaque pixel est associé à une valeur de l'indice normalisé (0 pour l'air et 1 pour la silice) et représente un secteur de dimension $0,25 \mu\text{m} \times 0,25 \mu\text{m}$. Cette image échantillonnée sert ensuite de référence pour la reconstitution du profil avec les séries de fonctions de Hermite-Gauss. L'écart type moyen de l'erreur commise sur l'indice entre l'image échantillonnée et celle reconstituée vaut environ $2,2 \cdot 10^{-4}$ par pixel. Ce logiciel réalise donc une bonne approximation des profils transverses.

Les répartitions du champ électrique calculées à $0,8 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$ par la MFL avec le profil précédent sont présentées dans la Figure II.2.

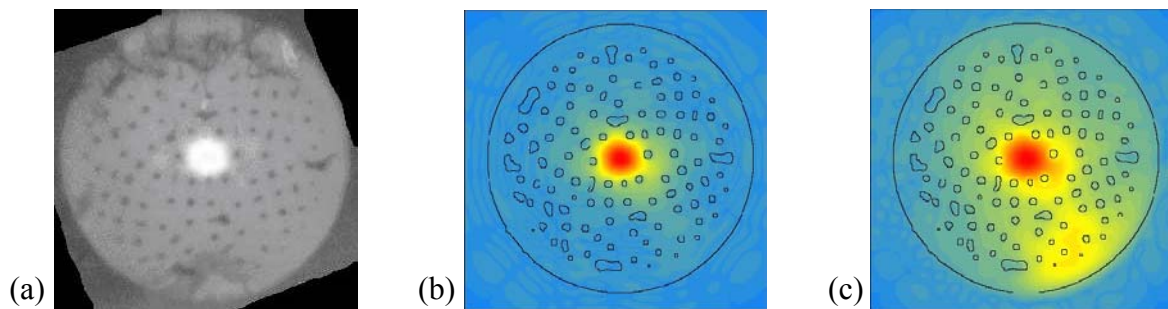


Figure II.2 : (a) Répartition d'énergie en lumière blanche enregistrée en sortie de fibre ; (b) Répartition d'énergie calculée à $0,8 \mu\text{m}$; (c) Répartition d'énergie calculée à $1,55 \mu\text{m}$.

Cette méthode des fonctions localisées est inspirée de la méthode proposée par Monro *et al.* [42]. Dans la méthode de Monro, le profil d'indice est dissocié en deux régions : la région où il est périodique (le cristal photonique) et la région du défaut du cristal. Le champ électromagnétique et la région du défaut dans le profil d'indice sont décomposés sur des bases de fonctions de Hermite-Gauss et la région périodique du profil est décomposée en fonction cosinus. Dans la MFL présentée ici, l'utilisation de deux types de fonctions pour décrire le profil d'indice est abandonnée car la convergence des calculs effectués pour reconstruire le

profil est meilleure et plus rapide si on utilise uniquement des fonctions localisées. La résolution de l'équation d'onde scalaire ne permet pas d'étudier l'influence de la polarisation du champ sur sa propagation dans la FMAS. De plus, l'approximation de l'équation d'onde scalaire utilisée est valable tant que la condition de guidage faible est vérifiée

($\Delta = \frac{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2}{2n_{\text{coeur}}^2} \ll 1$). La MFL est donc moins fiable lorsqu'elle est appliquée à des profils

d'indice de FMAS à forte proportion d'air. Enfin, elle requiert une grande capacité mémoire pour stocker les matrices calculées. En revanche, grâce à la décomposition du profil d'indice sur une base de fonctions les intégrales de recouvrement du système matriciel à résoudre peuvent être calculée analytiquement plutôt que numériquement, ce qui un avantage important pour les profils transverses à deux dimensions considérés.

III La méthode de l'indice moyenné en azimut (MIM)

La méthode de l'indice moyenné en azimut (MIM) consiste à résoudre l'équation d'onde scalaire en remplaçant le profil d'indice transverse 2D par un profil à symétrie de révolution équivalent [95] [96].

Considérons un profil d'indice 2D de FMAS dont les trous sont répartis en couronnes hexagonales autour d'une région centrale exempte de trou. Notons $n(r, \varphi)$ ce profil 2D et $E(r, \varphi)$ la répartition transverse du module du champ électrique, fonctions des coordonnées radiale (r) et azimutale (φ). Le champ électrique s'écrit alors :

$$E = E(r, \varphi) \exp j(\omega t - \beta z) \quad (\text{II.8})$$

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

$$n^2(r, \varphi) = \overline{n^2(r)} + \sum_{m \neq 0} \alpha_m(r) \cos(6m\varphi), \text{ avec } \alpha_m(r) = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi n^2(r, \varphi) \cos(6m\varphi) d\varphi \quad (\text{II.9})$$

$$E(r, \varphi) = \overline{E(r)} + \sum_{m \neq 0} a_m(r) \cos(6m\varphi), \text{ avec } a_m(r) = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi E(r, \varphi) \cos(6m\varphi) d\varphi \quad (\text{II.10})$$

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

$$\overline{n^2(\mathbf{r})} = \frac{3}{\pi} \int_0^{\pi/3} n^2(\mathbf{r}, \varphi) d\varphi \quad (\text{II.11})$$

$$\overline{E(\mathbf{r})} = \frac{3}{\pi} \int_0^{\pi/3} E(\mathbf{r}, \varphi) d\varphi \quad (\text{II.12})$$

Dans la MIM, seuls les termes moyens des séries de Fourier sont pris en compte. L'utilisation du profil équivalent à une dimension permet de diminuer les temps de calcul en remplaçant la résolution de l'équation d'onde 2D par la résolution de l'équation d'onde à une dimension :

$$\frac{\partial^2 \overline{E(\mathbf{r})}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{E(\mathbf{r})}}{\partial r} + k^2 \overline{n^2(\mathbf{r})} \overline{E(\mathbf{r})} = \beta^2 \overline{E(\mathbf{r})} \quad (\text{II.13})$$

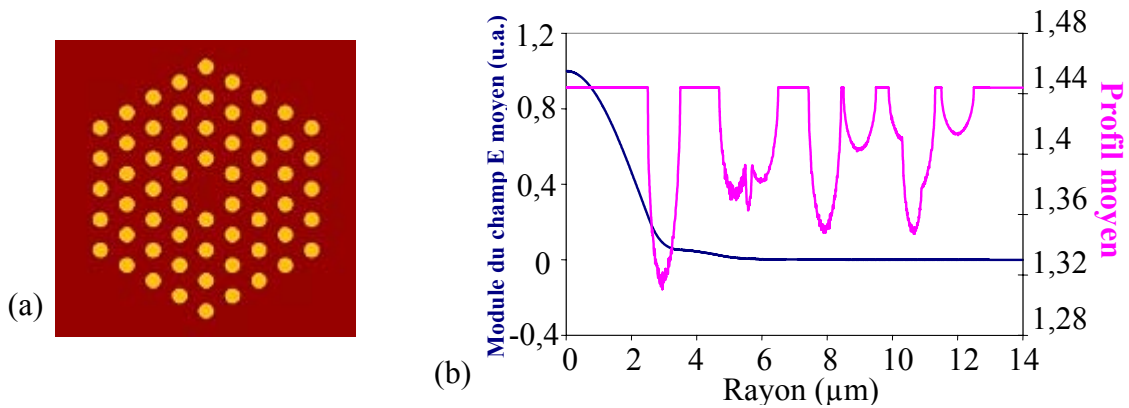


Figure II.3 : (a) Profil d'indice 2D d'une FMAS ; (b) Profil 1D équivalent et champ E calculé à partir de ce profil

La résolution du système (II.13) grâce à une méthode de Runge Kutta (à pas séparés et à l'ordre 3) permet de calculer les valeurs propres $\beta = kn_{\text{eff}}$ des modes à symétrie de révolution ainsi que les répartitions des champs $E(\mathbf{r}, \varphi)$ scalaires qui leur sont associées. Le champ électrique résultant est donc à symétrie de révolution (cf. Figure II.3).

La dispersion est calculée à partir de la dérivée seconde de la courbe de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde. La courbe de l'indice effectif calculée présente de très légères irrégularités qui empêchent de calculer directement la dérivée seconde. Il est alors nécessaire de lisser la courbe avant les opérations de dérivation. Ce lissage est réalisé par une approximation de la courbe d'indice effectif par un polynôme de degré supérieur ou égal à 3 grâce à la méthode des moindres carrés.

La méthode de l'indice moyenné en azimut est une méthode très simple à mettre en œuvre. Basés sur la résolution de l'équation d'onde à une seule dimension, les calculs effectués sont beaucoup plus rapides que dans les modèles qui prennent en compte un profil

transverse à deux dimensions. Le profil d'indice à une dimension calculé rend bien compte de la proportion d'air moyenne à une distance donnée du centre de la fibre mais ne peut évidemment pas rendre compte de sa variation suivant la coordonnée azimutale. En conséquence, la MIM réalise une modélisation grossière de la propagation dans une FMAS mais elle est a priori plus réaliste que le modèle de l'indice effectif qui modélise cette propagation par analogie avec la propagation dans une fibre à saut d'indice.

IV La méthode multipolaire (MM)

Nous avons établi une collaboration avec l'Institut Fresnel de Marseille (UMR CNRS n° 6133) par l'intermédiaire de Gilles Renversez, Maître de Conférences. Les chercheurs de ce laboratoire ont développé un modèle numérique capable de modéliser les fibres à cristaux photoniques à guidage par l'indice ou par résonance transverse [97] [98]. Leur méthode de modélisation s'appelle la méthode multipolaire (MM).

Cette méthode vectorielle consiste à décrire chaque trou par sa matrice de diffraction. 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. Le champ est décomposé en séries de Fourier-Bessel. Les propriétés de translation des fonctions de Bessel sont exploitées pour exprimer chacune des matrices de diffraction dans le même repère. La formulation de ce problème aboutit au système matriciel suivant :

$$[M][B] = [0] \quad (\text{II.14})$$

$[B]$ est la colonne associée au champ électromagnétique d'un mode de la structure. $[M]$ est la matrice de diffraction généralisée de la structure étudiée. A une longueur d'onde donnée, elle dépend de la constante de propagation complexe longitudinale $\gamma = \alpha + j\beta$ du champ. $[B]$ est une solution du système associée à γ si le déterminant de la matrice $[M]$ est nul. Le profil d'indice est supposé invariant suivant la coordonnée longitudinale.

Les calculs peuvent être accélérés en tenant compte des symétries du champ électromagnétique guidé par la structure. Pour trouver le mode fondamental d'une FMAS dont les trous sont disposés en couronnes hexagonales autour du cœur, les calculs peuvent être réalisés sur un secteur du profil d'indice de 30°.

La limite extérieure de la fibre est également représentée par une matrice de diffraction. Ainsi l'influence de l'augmentation du nombre de couronne de trous sur les pertes

de confinement de chaque mode peut être étudiée. Ces pertes sont déduites de la partie imaginaire de l'indice effectif n_{eff} du mode considérée. En dB/m, elles sont égales à :

$$\text{Pertes}(\text{dB/m}) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{20}{\ln(10)} \Im_m(n_{\text{eff}}) \quad (\lambda \text{ en m}) \quad (\text{II.15})$$

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. Avec quelques modifications dans le programme, elle peut également traiter des FMAS avec des trous d'air qui ne sont pas circulaires. Cependant, les matrices de diffractions ne pourront plus être calculées analytiquement mais il faudra employer des méthodes intégrales ou différentielles ce qui augmentera les temps de calculs. Cette méthode permet de réaliser une étude détaillée des caractéristiques de la propagation dans les FMAS (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 résonance transverse.

V La méthode des éléments finis (MEF)

La méthode des éléments finis (MEF) est une méthode numérique le plus souvent utilisée pour la résolution d'équations aux dérivées partielles décrivant des phénomènes physiques. C'est une technique d'approximation des variables inconnues qui permet de transformer un système continu d'équations aux dérivées partielles en un système discret d'équations algébriques. Cette méthode de modélisation nécessite en tout premier lieu de découper le domaine d'étude en sous-espaces élémentaires et de définir des conditions non triviales aux limites de ce domaine borné, pour conduire à l'unicité des solutions. Cette première étape est celle de la réalisation du maillage de la structure étudiée. Les sous-espaces générés sont appelés les éléments du maillage. Des fonctions d'approximation de la solution sont définies sur chacun des éléments à partir de valeurs calculées en un nombre fini de points positionnés sur chaque élément (les nœuds du maillage). Ces valeurs nodales sont appelées les degrés de liberté. L'approximation de la solution sur tout le domaine étudié est assurée par la somme, correctement pondérée, des fonctions d'approximation définies par morceaux.

Nous allons appliquer la méthode des éléments finis à l'étude électromagnétique de la propagation dans une FMAS. 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.

V.1 Discrétisation du problème physique

Dans le cas étudié maintenant, le domaine d'étude est la fibre tout entière. C'est donc un domaine à trois dimensions. Nous considérons que le profil transverse de la fibre est représenté dans le plan (xOy) et que l'axe des z coïncide avec l'axe longitudinale de la fibre.

V.1.a Réduction du domaine d'étude

La modélisation par éléments finis requiert le découpage du domaine d'étude en éléments géométriques simples (lignes, triangle ou tétraèdre par exemple suivant la dimension de ce domaine). Comme la MEF génère une fonction d'approximation par élément, il est toujours intéressant de réduire le domaine d'étude en exploitant ses symétries afin de diminuer le nombre d'éléments et par conséquent de diminuer le temps de calcul sans pénalité sur la qualité de modélisation. Dans le cas d'un guide d'onde tel qu'une FMAS, la géométrie du domaine d'étude est invariante longitudinalement (suivant z). De plus, le développement des équations de Maxwell permet de déduire les composantes longitudinales des champs électromagnétiques à partir de leurs composantes transverses (dans le plan (xOy)). Par conséquent, il est judicieux de réduire le domaine d'étude à trois dimensions à un domaine à deux dimensions représentant le profil transverse de la fibre dans le plan (xOy). Les symétries du profil transverse et celles de la solution recherchée permettent de réduire encore ce domaine 2D. A titre d'exemple, la Figure II.4 montre de quelle manière le domaine d'étude peut être réduit dans le cas du calcul du champ électrique associé au mode HE_{11} dans une FMAS.

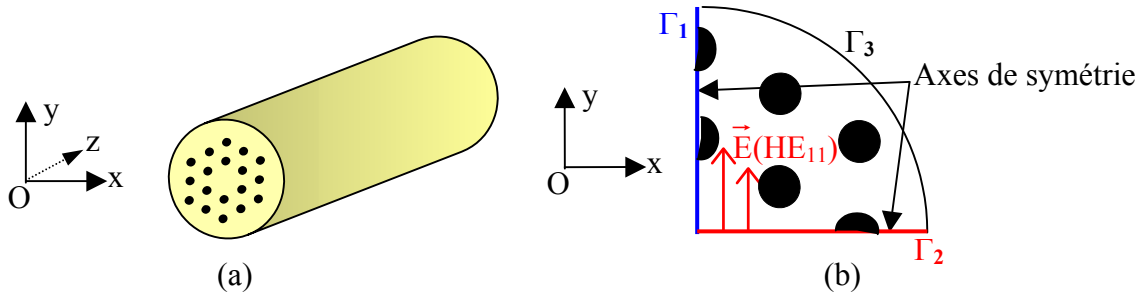


Figure II.4 : Réduction du domaine d'étude pour le calcul du mode HE_{11} . (a) structure 3D à caractériser. (b) structure 2D suffisante pour modéliser la structure 3D.

En fixant les conditions que doivent respecter les champs électromagnétiques aux limites Γ_1 , Γ_2 et Γ_3 , on assure l'unicité de la solution.

V.1.b Conditions aux limites

Les conditions définies sur les portions de contour Γ_1 et Γ_2 (cf. Figure II.4) doivent obligatoirement respecter la symétrie du guide et imposer celle du champ électromagnétique. Ces conditions sont réalisées par des courts circuits électriques (CCE aussi appelés murs électriques) et des courts circuits magnétiques (CCM aussi appelés murs magnétiques).

1) Condition de mur magnétique

Notons Γ_m le contour sur lequel est appliqué un court circuit magnétique et \vec{n}_m le vecteur unitaire normal à ce contour. Le champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{H} doivent respecter les relations suivantes au niveau de Γ_m :

$$\vec{n}_m \wedge \vec{H} = \vec{0} \quad (\text{II.16a})$$

$$\vec{n}_m \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{II.16b})$$

$$\vec{n}_m \wedge \vec{E} = \vec{J}_m \quad (\text{II.16c})$$

Nous avons défini la grandeur \vec{J}_m sur Γ_m égale au produit vectoriel $\vec{n}_m \wedge \vec{E}$ non nul et homogène à une densité de courant surfacique. Cette grandeur, introduite pour simplifier les écritures, ne traduit pas, bien sur, l'existence d'une source de courant dans la structure modélisée.

Les deux premières relations signifient que les composantes du champ magnétique tangentiels à Γ_m sont nulles et que la composante du champ électrique normale à Γ_m est nulle. Au niveau d'un mur magnétique, la direction du vecteur champ électrique est parallèle

à Γ_m et celle du vecteur champ magnétique est orthogonale à Γ_m .

2) Condition de mur électrique

Appelons Γ_e le contour sur lequel est appliqué un court circuit électrique et \vec{n}_e le vecteur unitaire normal à ce contour. Sur Γ_e , les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} sont tels que :

$$\vec{n}_e \wedge \vec{E} = \vec{0} \quad (\text{II.17a})$$

$$\vec{n}_e \cdot \vec{H} = 0 \quad (\text{II.17b})$$

$$\vec{n}_e \wedge \vec{H} = \vec{J}_e \quad (\text{II.17c})$$

De manière analogue au cas précédent, le produit vectoriel $\vec{n}_e \wedge \vec{H}$ non nul permet de définir sur Γ_e la grandeur \vec{J}_e .

Au niveau d'un mur électrique, la direction du vecteur champ électrique est orthogonale à Γ_e et celle du vecteur champ magnétique est parallèle à Γ_e .

En plus d'assurer les conditions de symétries, les conditions de courts circuits électrique et magnétique appliquées aux portions de contour Γ_1 et Γ_2 (cf. Figure II.4) permettent d'imposer la polarisation du champ électromagnétique solution. Par exemple pour trouver le champ électrique polarisé comme montré sur la Figure II.4, Γ_1 doit être un CCM et Γ_2 un CCE. De cette manière, on sélectionne une seule solution parmi l'infinité de solutions que l'on peut trouver en fonction de la polarisation du champ pour un seul mode électromagnétique.

La portion de contour Γ_3 représente la limite extérieure réelle de la fibre. On peut lui appliquer un CCE à condition de prendre soin que ce contour soit suffisamment éloigné de la zone guidante pour empêcher les réflexions du champ sur ce contour. Dans ce cas, nous modélisons un guide théorique qui ne présente aucune pertes de propagation. Il est également possible de lui appliquer une autre condition introduisant des pertes qui dépendent de l'amplitude du champ au niveau de cette bordure. De cette manière, les pertes liées au confinement du champ par les rangées de trous dans les FMAS peuvent être évaluées. Dans

l'étude présentée dans ce mémoire, j'ai utilisé une condition d'impédance surfacique.

3) Condition d'impédance de surface

Une impédance surfacique Z_s peut être définie sur une portion de contour extérieur du domaine d'étude. La portion de contour portant cette impédance et le vecteur unitaire normale à ce contour sont notés Γ_Z et \vec{n}_Z respectivement. Nous considérons que \vec{n}_Z est dirigé vers l'intérieur du domaine étudié. La condition d'impédance de surface impose une relation entre les composantes du champ électrique \vec{E} et du champ magnétique \vec{H} tangentiels à la surface où elle est définie :

$$\vec{n}_Z \wedge \vec{E} = Z_s (\vec{n}_Z \wedge \vec{H}) \wedge \vec{n}_Z \quad (\text{II.18a})$$

$$\vec{J}_{Zm} = Z_s \vec{H}_{\text{tang}} = \vec{n}_Z \wedge \vec{E} \quad (\text{II.18b})$$

$$\vec{J}_{Ze} = \frac{1}{Z_s} \vec{E}_{\text{tang}} = \vec{H} \wedge \vec{n}_Z \quad (\text{II.18c})$$

L'impédance de surface doit être adaptée à l'impédance $\eta_{\text{eff}} = \eta_0 \sqrt{\frac{\mu_{\text{eff}}}{\epsilon_{\text{eff}}}}$ de l'onde dans la structure afin d'éviter des réflexions parasites qui modifieraient fortement les caractéristiques du mode calculé. $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ est l'impédance du vide. Notons Z l'impédance de surface normalisée :

$$Z = \frac{Z_s}{\eta_0} = \frac{\eta_{\text{eff}}}{\eta_0} = \sqrt{\frac{\mu_{\text{eff}}}{\epsilon_{\text{eff}}}} \quad (\text{II.19})$$

Cette adaptation d'impédance est réalisée lorsque le champ électrique est orthogonal au contour portant l'impédance Z .

Cette condition limite introduite dans les calculs entraîne que la constante de propagation calculée est complexe si la partie réelle de Z_s est non nulle.

V.1.c Découpage géométrique du domaine étudié

Le domaine d'étude que nous noterons Ω est de géométrie quelconque. Il peut être composé d'un nombre arbitraire de milieux quelconques (isotropes ou anisotropes, avec ou sans pertes) caractérisés par leurs tenseurs permittivité relative ϵ_r et perméabilité relative μ_r .

Ces milieux occupent un domaine ouvert Ω_i ($\Omega = \bigcup_{i=1}^N \Omega_i$, pour N milieux Ω_i). Nous noterons Γ_{ij} l'interface entre deux milieux Ω_i et Ω_j ($\Gamma_{ij} = \Omega_i \cap \Omega_j$).

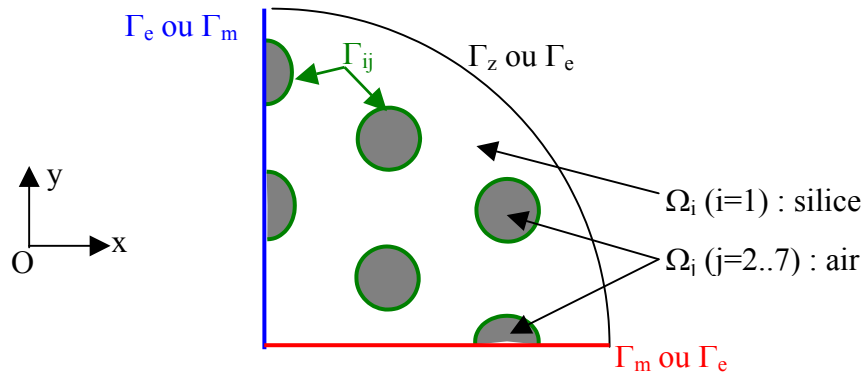


Figure II.5 : Convention de notation dans le domaine d'étude Ω .

Le domaine d'étude est découpé en éléments tels que des segments en 1D, des triangles en 2D et des tétraèdres en 3D (on peut également rencontrer d'autres familles géométriques d'éléments tels que le quadrilatère en 2D et le parallélépipède en 3D). Ces éléments doivent respecter les conditions géométriques suivantes :

- Le domaine d'étude est entièrement décrit par l'ensemble des N éléments ω_i ($\Omega = \bigcup_{i=1}^N \omega_i$).

- Deux éléments contigus du maillage doivent avoir en commun soit 1 sommet, soit une arête, soit une face (cas 3D).

La Figure II.6 illustre la configuration géométrique des éléments dans un domaine d'étude à deux dimensions.

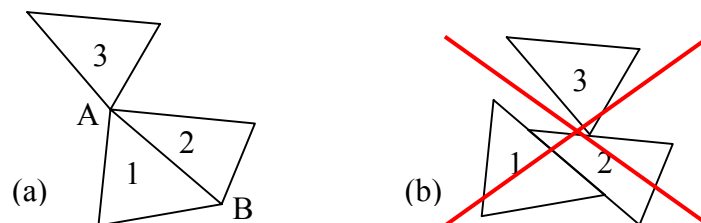


Figure II.6 : (a) Positionnement correct des éléments : le côté AB est commun à 1 et 2, le sommet A est commun à 1, 2 et 3. (b) Positionnement incorrect.

L'approximation de l'inconnue est réalisée grâce à des fonctions polynomiales définies par morceaux sur chacun des éléments géométriques (des triangles dans le problème à deux dimensions que nous traitons). Ces fonctions d'approximation doivent présenter les mêmes variations que la grandeur inconnue (les champs électromagnétiques dans le cas

présent). Notamment, elles doivent respecter les relations de continuité des champs électromagnétiques au passage d'un élément à l'autre : continuité des composantes du champ électrique tangentielle à l'arête commune et possible discontinuité de sa composante normale (discontinuité si les deux éléments sont définis dans des milieux diélectriques différents). S. Sobolev a établi la définition de l'espace des fonctions vectorielles \vec{F} vérifiant ces relations de continuité [99]. Cet espace noté $H(\text{rot})$ est tel que :

$$H(\text{rot}) = \left\{ \vec{F} \in (L^2)^2 \mid \overrightarrow{\text{rot}} \vec{F} \in (L^2)^2 \right\} \quad (\text{II.20})$$

L^2 est l'espace des fonctions scalaires, dont le carré est intégrable :

$$L^2 = \left\{ f : \Omega \rightarrow \mathbb{C} \mid \iint_{\Omega} |f|^2 < +\infty \right\} \quad (\text{II.21})$$

Notons que nous avons considéré dans la définition de $H(\text{rot})$ des fonctions vectorielles à deux composantes bien que les champs électromagnétiques en aient trois. Comme dans un guide d'onde il est possible de déduire la composante longitudinale (suivant la direction de propagation) des champs en fonction de leurs composantes transverses, les grandeurs inconnues sont les champs électromagnétiques transverses \vec{E}_t et \vec{H}_t . Les fonctions d'approximation sont des fonctions vectorielles de type $H(\text{rot})$. L'espace de ces fonctions liées à la grille de maillage utilisée est un sous espace de $H(\text{rot})$ construit à partir de fonctions polynomiales d'ordre 2, et sa dimension est égale au nombre de degrés de liberté du maillage. Les degrés de liberté sont des fonctions nodales v_i , par conséquent uniquement définies sur les N nœuds i du maillage, construites à partir des coordonnées locales des nœuds dans chacun des triangles de telle manière que :

$$v_i = 1 \text{ dans le repère des coordonnées locales au nœud } i,$$

$$v_i = 0 \text{ dans le repère des coordonnées locales au nœud } j \neq i,$$

$$\text{et } \sum_i^{\text{Noeuds d'élément}} v_i = 1 \text{ dans le repère des coordonnées locales d'un point quelconque de}$$

l'élément.

Dans le logiciel que j'utilise les degrés de libertés employés sont ceux définis par Nedelec [100]. Le nombre de nœuds sur les triangles dépend du degré des fonctions polynomiales d'approximation. Si ce degré est égal à 1, six nœuds sont positionnés sur les arêtes des triangles. Pour ce degré est supérieur à 1, il est nécessaire d'ajouter des degrés de

libertés à l'intérieur du triangle.

Les N degrés de libertés définis permettent de construire N fonctions vectorielles de base \vec{w}_i ($i = 1, \dots, N$), linéairement indépendantes. La fonction de base \vec{w}_i dépend uniquement du degrés de libertés v_i . Sur cette base, les fonctions d'approximation se décomposent de manière unique :

$$\vec{E}_t = \sum_{i=1}^N E_{ti} \vec{w}_i \quad \text{et} \quad \vec{H}_t = \sum_{i=1}^N H_{ti} \vec{w}_i \quad (\text{II.22})$$

Notons que les fonctions de base ne sont pas explicitées sur chacun des éléments de la grille. Cette procédure est réalisée sur un seul élément et tous les autres éléments sont définis à partir de cet élément de référence par une transformation géométrique. L'élément de référence est défini par des coordonnées normalisées. Si la fonction de transformation est affine les éléments résultants auront des arêtes droites et des faces planes comme l'élément de référence. Si cette fonction n'est pas affine, les éléments résultants sont déformés. Convenablement choisie, cette fonction permet d'obtenir des éléments aux arêtes courbes pouvant être utiles pour la modélisation de contours circulaires.

V.2 Équations à résoudre

V.2.a La méthode des résidus pondérés (méthode de Galerkin)

Les champs électromagnétiques qui peuvent être excités dans la structure étudiée sont supposés se propager dans la direction des z positifs.

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \Re \{ \vec{e}(x, y, z) \exp(j\omega t) \}$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \Re \{ \vec{h}(x, y, z) \exp(j\omega t) \}$$

$$\text{avec} \quad \vec{e}(x, y, z) = \vec{E}(x, y) \exp(-\gamma z) = [\vec{E}_t(x, y) + E_z(x, y) \vec{u}_z] \exp(-\gamma z)$$

$$\vec{h}(x, y, z) = \vec{H}(x, y) \exp(-\gamma z) = [\vec{H}_t(x, y) + H_z(x, y) \vec{u}_z] \exp(-\gamma z)$$

\vec{u}_z est le vecteur unitaire dirigé suivant la direction de propagation et $\gamma = \alpha + j\beta$ désigne la constante de propagation complexe du mode. \vec{X}_t et X_z sont respectivement la projection du vecteur \vec{X} dans le plan xOy et sa composante longitudinale (avec $X = E$ ou H).

Les champs électromagnétiques dans un guide composé de milieux sans charges doivent vérifier les équations de Maxwell. Ces équations en notation complexe donnent :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{e}(x, y, z) = -j\omega\mu_0 \vec{h}(x, y, z) \quad (\text{II.23a})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{h}(x, y, z) = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r \vec{e}(x, y, z) \quad (\text{II.23b})$$

$$\text{div}(\mu_0 \vec{h}(x, y, z)) = 0 \quad (\text{II.23c})$$

$$\text{div}(\varepsilon_0\varepsilon_r \vec{e}(x, y, z)) = 0 \quad (\text{II.23d})$$

La méthode de Galerkin permet de passer de manière systématique d'une forme différentielle à une forme intégrale qui peut être traitée par les éléments finis. Appliquée à l'équation (II.23a), cette méthode consiste à annuler la fonctionnelle suivante :

$$r(\vec{e}, \vec{\phi}) = \iint_{\Omega} (\overrightarrow{\text{rot}} \vec{e} + j\omega\mu_0 \vec{h}) \cdot \vec{\phi} d\Omega \quad (\text{II.24})$$

$\vec{\phi}(x, y, z)$, appelée fonction test, est une fonction vectorielle de même nature que la fonction d'approximation $\vec{e}(x, y, z)$. Elle vérifie les conditions imposées à $\vec{e}(x, y, z)$ aux limites du domaine Ω . Nous connaissons la relation vectorielle suivante :

$$\text{div}(\vec{A} \wedge \vec{B}) = \vec{B} \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A} - \vec{A} \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} \quad (\text{II.25})$$

En appliquant cette relation et le théorème de divergence au terme $\iint_{\Omega} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{e} \cdot \vec{\phi} d\Omega$, le résidu $r(\vec{e}, \vec{\phi})$ s'écrit :

$$\begin{aligned} r(\vec{e}, \vec{\phi}) &= \iint_{\Omega} (\vec{e} \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{\phi} + j\omega\mu_0 \vec{h} \cdot \vec{\phi}) d\Omega + \int_{\Gamma} (\vec{n}_{\Gamma} \wedge \vec{e}) \cdot \vec{\phi} d\Gamma \\ r(\vec{e}, \vec{\phi}) &= \iint_{\Omega} (\vec{e} \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{\phi} + j\omega\mu_0 \vec{h} \cdot \vec{\phi}) d\Omega + \int_{\Gamma_e} (\vec{n}_e \wedge \vec{e}) \cdot \vec{\phi} d\Gamma_e + \int_{\Gamma_m} (\vec{n}_m \wedge \vec{e}) \cdot \vec{\phi} d\Gamma_m \\ &\quad + \int_{\Gamma_z} (\vec{n}_{z_m} \wedge \vec{e}) \cdot \vec{\phi} d\Gamma_z + \sum_{i \neq j} \int_{\Gamma_{ij}} (\vec{n}_i \wedge \vec{e}_i + \vec{n}_j \wedge \vec{e}_j) \cdot \vec{\phi} d\Gamma_{ij} \end{aligned} \quad (\text{II.26})$$

\vec{n}_i et \vec{n}_j sont les vecteurs unitaires normaux à l'interface entre les milieux i et j respectivement orientés vers l'intérieur des domaines des milieux i et j . \vec{e}_i et \vec{e}_j sont les champs électriques dans les milieux i et j respectivement.

Si parmi toutes les solutions $\vec{e}(x, y, z)$ possibles il en existe une qui donne $r(\vec{e}, \vec{\phi})=0$ quelle que soit $\vec{\phi}(x, y, z)$, alors cette solution vérifie les relations (II.23a), (II.16c), (II.17a), (II.18b) et la condition de continuité aux interfaces entre deux milieux d'indice de réfraction différent $\vec{n}_i \wedge \vec{e}_i + \vec{n}_j \wedge \vec{e}_j = 0$.

Pour simplifier les écritures, on introduit le formalisme des distributions. Les distributions permettent de construire un espace de fonctions discontinues et dérivables. Cet

espace est tout à fait approprié pour la description des champs électromagnétiques (qui peuvent présenter des discontinuités) ainsi que pour la définition des contraintes physiques appliquées localement aux champs telles que des variations abruptes d'indice ou des densités de courants surfaciques. Une distribution vectorielle $\vec{\tilde{D}}$ s'écrit sous sa forme variationnelle de la façon suivante :

$$\langle \vec{\tilde{D}}, \vec{\phi} \rangle = \int_V \vec{\tilde{D}} \cdot \vec{\phi} dV \quad (\text{II.27})$$

Les équations de Maxwell exprimées en terme de distributions s'écrivent :

$$\vec{\text{rot}} \vec{\tilde{e}} = -j\omega\mu_0 \vec{\tilde{h}} - \vec{\tilde{J}}_m - \vec{\tilde{J}}_{Zm} \quad (\text{II.28a})$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{\tilde{h}} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r \vec{\tilde{e}} - \vec{\tilde{J}}_e + \vec{\tilde{J}}_{Ze} \quad (\text{II.28b})$$

$$\text{div} \left(\mu_0 \vec{\tilde{h}} \right) = \frac{j}{\omega} \text{div} \left(\vec{\tilde{J}}_m \right) + \frac{j}{\omega} \text{div} \left(\vec{\tilde{J}}_{Zm} \right) \quad (\text{II.28c})$$

$$\text{div} \left(\varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{\tilde{e}} \right) = \frac{j}{\omega} \text{div} \left(\vec{\tilde{J}}_e \right) + \frac{j}{\omega} \text{div} \left(\vec{\tilde{J}}_{Ze} \right) \quad (\text{II.28d})$$

$$\text{avec } \vec{\tilde{J}}_{m,e,z} = \vec{J}_{m,e,z} \delta_{\Gamma_{m,e,z}} \exp(-\gamma z).$$

Ces équations sont à résoudre sur le domaine Ω . On peut éviter les calculs effectués sur les contours de ce domaine portant les conditions de CCE et CCM en choisissant des fonctions test qui par définition respectent les conditions imposées à ces limites. Définissons les fonctions test $\vec{\phi}_m$ et $\vec{\phi}_e$ telles que :

$$\vec{\phi}_m = \vec{\phi}_{mt} + \phi_{mz} \vec{u}_z$$

$$\vec{\phi}_e = \vec{\phi}_{et} + \phi_{ez} \vec{u}_z$$

$$\vec{n}_m \cdot \vec{\phi}_{mt} = 0 \text{ et } \phi_{mz} = 0 \quad \text{sur } \Gamma_m$$

$$\vec{n}_e \cdot \vec{\phi}_{et} = 0 \text{ et } \phi_{ez} = 0 \quad \text{sur } \Gamma_e$$

Les équations (II.28a) et (II.28c) sont résolues dans le domaine Ω_m correspondant au domaine Ω moins les contours Γ_m en utilisant les fonctions test $\vec{\phi}_m$. Les équations (II.28b) et (II.28d) sont résolues dans le domaine Ω_e correspondant au domaine Ω moins les contours Γ_e en utilisant les fonctions test $\vec{\phi}_e$.

V.2.b Formulation transverse

Pour raccourcir les équations nous considérons ici que la condition d'impédance de surface n'est pas utilisée et que les contours sont soit des CCM soit des CCE (calculs sans pertes, les plus utilisés dans ce mémoire). Si l'impédance surfacique est employée, un second terme est ajouté à droite aux équations de Maxwell ce qui entraîne que la solution du système est complexe. Après développement, le système d'équations (II.28) peut s'écrire :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}(x, y) + \gamma (\vec{E}(x, y) \wedge \vec{u}_z) = -j\omega\mu_0 \vec{H}(x, y) \quad \text{dans } \Omega_m \quad (\text{II.29a})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}(x, y) + \gamma (\vec{H}(x, y) \wedge \vec{u}_z) = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r \vec{E}(x, y) \quad \text{dans } \Omega_e \quad (\text{II.29b})$$

$$\text{div}(\mu_0 \vec{H}(x, y)) - \gamma \mu_0 H_z = 0 \quad \text{dans } \Omega_m \quad (\text{II.29c})$$

$$\text{div}(\varepsilon_0\varepsilon_r \vec{E}(x, y)) - \gamma \mu_0 E_z = 0 \quad \text{dans } \Omega_e \quad (\text{II.29d})$$

En séparant les composantes transverses et les composantes longitudinales des champs, on obtient :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{\tilde{E}}_t = -j\omega\mu_0 H_z \vec{u}_z \quad \text{à résoudre dans } \Omega_m \quad (\text{II.30a})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} (E_z \vec{u}_z) + \gamma (\vec{\tilde{E}}_t \wedge \vec{u}_z) = -j\omega\mu_0 \vec{\tilde{H}}_t \quad \text{à résoudre dans } \Omega_m \quad (\text{II.30b})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{\tilde{H}}_t = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r E_z \vec{u}_z \quad \text{à résoudre dans } \Omega_e \quad (\text{II.30c})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} (H_z \vec{u}_z) + \gamma (\vec{\tilde{H}}_t \wedge \vec{u}_z) = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r \vec{\tilde{E}}_t \quad \text{à résoudre dans } \Omega_e \quad (\text{II.30d})$$

$$\text{div}(\mu_0 \vec{\tilde{H}}_t) - \gamma \mu_0 H_z = 0 \quad \text{à résoudre dans } \Omega_m \quad (\text{II.30e})$$

$$\text{div}(\varepsilon_0\varepsilon_r \vec{\tilde{E}}_t) - \gamma \varepsilon_0\varepsilon_r E_z = 0 \quad \text{à résoudre dans } \Omega_e \quad (\text{II.30f})$$

Les équations (II.30a) et (II.30c) définissent les composantes longitudinales des champs électromagnétiques en fonction de leurs composantes transverses. En injectant les expressions de E_z et H_z données par ces relations dans les quatre autres équations, on aboutit au système suivant :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \left(\frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{\tilde{H}}_t \right) + \gamma (\vec{\tilde{E}}_t \wedge \vec{u}_z) = -j\omega\mu_0 \vec{\tilde{H}}_t \quad \text{à résoudre dans } \Omega_m \quad (\text{II.31a})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \left(\frac{j}{\omega\mu_0} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{\tilde{E}}_t \right) + \gamma (\vec{\tilde{H}}_t \wedge \vec{u}_z) = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r \vec{\tilde{E}}_t \quad \text{à résoudre dans } \Omega_e \quad (\text{II.31b})$$

$$\operatorname{div}\left(\mu_0 \tilde{\vec{H}}_t\right) + \frac{j\gamma}{\omega} \overrightarrow{\operatorname{rot}} \tilde{\vec{E}}_t \cdot \vec{u}_z = 0 \quad \text{à résoudre dans } \Omega_m \quad (\text{II.31c})$$

$$\operatorname{div}\left(\varepsilon_0 \varepsilon_r \tilde{\vec{E}}_t\right) - \frac{j\gamma}{\omega} \overrightarrow{\operatorname{rot}} \tilde{\vec{H}}_t \cdot \vec{u}_z = 0 \quad \text{à résoudre dans } \Omega_e \quad (\text{II.31d})$$

Nous pouvons écrire ces équations sous forme variationnelle. On sait que :

$$\operatorname{div}(f \vec{G}) = f \operatorname{div}(\vec{G}) + \vec{G} \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}}(f) \quad (\text{II.32})$$

Si on tient compte des conditions aux limites, en utilisant les formules (II.25) et (II.32) et le théorème de la divergence, on obtient :

$$\iint_{\Omega} \frac{1}{\varepsilon_r} \left\{ \overrightarrow{\operatorname{rot}} \right\} \vec{H}_t \cdot \left\{ \overrightarrow{\operatorname{rot}} \right\} \vec{\phi}_{mt} dx dy + j\gamma \frac{k}{\eta_0} \iint_{\Omega} (\vec{E}_t \wedge \vec{u}_z) \cdot \vec{\phi}_{mt} dx dy - k^2 \iint_{\Omega} \vec{H}_t \cdot \vec{\phi}_{mt} dx dy = 0 \quad (\text{II.33a})$$

$$\iint_{\Omega} \left\{ \overrightarrow{\operatorname{rot}} \right\} \vec{E}_t \cdot \left\{ \overrightarrow{\operatorname{rot}} \right\} \vec{\phi}_{et} dx dy - j\gamma k \eta_0 \iint_{\Omega} (\vec{H}_t \wedge \vec{u}_z) \cdot \vec{\phi}_{et} dx dy - k^2 \iint_{\Omega} \varepsilon_r \vec{E}_t \cdot \vec{\phi}_{et} dx dy = 0 \quad (\text{II.33b})$$

$$\iint_{\Omega} \vec{H}_t \cdot \left\{ \overrightarrow{\operatorname{grad}} \right\} \phi_{mz} dx dy + j \frac{\gamma}{k \eta_0} \iint_{\Omega} \left\{ \overrightarrow{\operatorname{rot}} \right\} \vec{E}_t \cdot \vec{u}_z \phi_{mz} dx dy = 0 \quad (\text{II.33c})$$

$$\iint_{\Omega} \varepsilon_r \vec{E}_t \cdot \left\{ \overrightarrow{\operatorname{grad}} \right\} \phi_{ez} dx dy - j \frac{\gamma \eta_0}{k} \iint_{\Omega} \left\{ \overrightarrow{\operatorname{rot}} \right\} \vec{H}_t \cdot \vec{u}_z \phi_{ez} dx dy = 0 \quad (\text{II.33d})$$

Les deux dernières équations (II.33c) et (II.33d), après une intégration par partie et en tenant compte des conditions aux limites, peuvent s'écrire sous la forme :

$$j\gamma \frac{k}{\eta_0} \iint_{\Omega} (\vec{E}_t \wedge \vec{u}_z) \left\{ \overrightarrow{\operatorname{grad}} \right\} \phi_{mz} dx dy - k^2 \iint_{\Omega} \vec{H}_t \cdot \left\{ \overrightarrow{\operatorname{grad}} \right\} \phi_{mz} dx dy = 0 \quad (\text{II.34a})$$

$$-j\gamma k \eta_0 \iint_{\Omega} (\vec{H}_t \wedge \vec{u}_z) \left\{ \overrightarrow{\operatorname{grad}} \right\} \phi_{ez} dx dy - k^2 \iint_{\Omega} \varepsilon_r \vec{E}_t \cdot \left\{ \overrightarrow{\operatorname{grad}} \right\} \phi_{ez} dx dy = 0 \quad (\text{II.34b})$$

Supposons que les fonctions test $\vec{\phi}_m$ et $\vec{\phi}_e$ sont telles que :

$$\vec{\phi}_{m \text{ et } e} = \left\{ \overrightarrow{\operatorname{grad}} \right\} \phi_{mz \text{ et } ez} \quad (\text{II.35})$$

Si la condition (II.35) n'est pas respectée par les fonctions test, alors des solutions mathématiques aux systèmes d'équations (II.33a) et (II.33b) peuvent exister bien que ces solutions ne soient pas des solutions physiques du problème car elles ne sont pas des solutions des équations (II.33c) et (II.33d). Ces solutions sont souvent appelées des « modes parasites ».

Le choix de l'espace des fonctions test est donc primordial pour l'efficacité de la résolution du problème. Judicieusement effectué, il permettra d'éliminer les modes parasites que l'on peut trouver en résolvant les deux seules équations (II.33a) et (II.33b).

La composante suivant z des fonctions test appartient à l'espace H^1 des fonctions à valeurs dans L^2 et dont le gradient est à valeurs dans $(L^2)^2$:

$$H^1 = \left\{ f \in L^2 \mid \nabla f \in (L^2)^2 \right\} \quad (\text{II.36})$$

Une distribution f de H^1 est définie par une fonction continue. Une fonction vectorielle \vec{F} de $H(\text{rot})$ est définie par une fonction vectorielle dont la composante tangentielle est continue. L'espace des fonctions vectorielles $H(\text{rot})$ (fonctions dont la composante normale peut être discontinue) englobe donc l'espace des fonctions vectorielles $(H^1)^2$ (fonctions continues).

$$(H^1)^2 \subset H(\text{rot}) \quad (\text{II.37})$$

Les solutions \vec{E}_t et \vec{H}_t sont définies comme des fonctions de $H(\text{rot})$. Les fonctions test $\vec{\phi}_m$ et $\vec{\phi}_e$ doivent présenter la même régularité que les solutions recherchées. La résolution du système d'équations $\{(\text{II.33a}) - (\text{II.33d})\}$ est équivalente à la résolution des équations (II.33a) et (II.33b) avec :

\vec{E}_t et $\vec{H}_t \in H(\text{rot})$ en leur imposant de vérifier les conditions aux limites.

$\vec{\phi}_{mt}$ et $\vec{\phi}_{et} \in H(\text{rot})$; ϕ_{mz} et $\phi_{ez} \in H^1$ en leur imposant de vérifier les conditions aux limites.

ϕ_{mz} et ϕ_{ez} sont des éléments de H^1 , leurs gradients $\overrightarrow{\text{grad}}_{\phi_{mz}}$ et $\overrightarrow{\text{grad}}_{\phi_{ez}}$ sont donc éléments de $H(\text{rot})$. Cette propriété des fonctions test permet que la condition (II.35) soit respectée.

Les équations (II.33a) et (II.33b) sont des équations linéaires dans lesquelles les grandeurs \vec{E}_t , \vec{H}_t , $\vec{\phi}_m$ et $\vec{\phi}_e$ peuvent être remplacées par leur décomposition sur une base. Soit I_e (respectivement I_m) l'ensemble des indices des degrés de libertés non associés aux contours Γ_e (respectivement Γ_m).

$$\vec{E}_t = \sum_{i_e \in I_e} E_{ti_e} \vec{w}_{i_e}, \quad \vec{H}_t = \sum_{i_m \in I_m} H_{ti_m} \vec{w}_{i_m}, \quad \phi_{et} = \sum_{i_e \in I_e} \vec{w}_{i_e} \quad \text{et} \quad \vec{\phi}_{mt} = \sum_{i_m \in I_m} \vec{w}_{i_m}$$

Résoudre le système $\{(\text{II.33a}) - (\text{II.33d})\}$ c'est trouver les valeurs scalaires E_{ti_e} et H_{ti_m} telles que :

$$\forall i_m \in I_m, \forall i_e \in I_e,$$

$$\sum_{j_m \in I_m} H_{t_{j_m}} \iint_{\Omega} \frac{1}{\varepsilon_r} \left\{ \overrightarrow{\text{rot}} \right\} \vec{w}_{j_m} \cdot \left\{ \overrightarrow{\text{rot}} \right\} \vec{w}_{i_m} dx dy + j\gamma \frac{k}{\eta_0} \sum_{j_e \in I_e} E_{t_{j_e}} \iint_{\Omega} (\vec{w}_{j_e} \wedge \vec{u}_z) \cdot \vec{w}_{i_m} dx dy - k^2 \sum_{j_m \in I_m} H_{t_{j_m}} \iint_{\Omega} \vec{w}_{j_m} \cdot \vec{w}_{i_m} dx dy = 0 \quad (\text{II.38})$$

$$\sum_{j_e \in I_e} E_{t_{j_e}} \iint_{\Omega} \left\{ \overrightarrow{\text{rot}} \right\} \vec{w}_{j_e} \cdot \left\{ \overrightarrow{\text{rot}} \right\} \vec{w}_{i_e} dx dy - j\gamma k \eta_0 \sum_{j_m \in I_m} H_{t_{j_m}} \iint_{\Omega} (\vec{w}_{j_m} \wedge \vec{u}_z) \cdot \vec{w}_{i_e} dx dy - k^2 \sum_{j_e \in I_e} E_{t_{j_e}} \iint_{\Omega} \varepsilon_r \vec{w}_{j_e} \cdot \vec{w}_{i_e} dx dy = 0 \quad (\text{II.39})$$

Ce système peut s'écrire sous forme matricielle :

$$[A][X] + jk\gamma[B][X] - k^2[C][X] = 0 \quad (\text{II.40})$$

[X] est le vecteur colonne $\begin{bmatrix} E_t \\ H_t \end{bmatrix}$.

Nous pouvons écrire la relation (II.40) sous la forme simplifiée :

$$[L][X] = -jk\gamma[M][X] \quad (\text{II.41})$$

où $[L] = [A] - k^2[C]$ et $[M] = [B]$. Les matrices [L], [M] et [X] dépendent de ω et de γ .

Comme nous recherchons une solution (γ , [X]), ω est un paramètre de calcul. Si les permittivités définissant les milieux sont réelles, la constante de propagation complexe est alors purement imaginaire $\gamma = j\beta$.

$$[L][X] = k\beta[M][X] \quad (\text{II.42})$$

Rappelons que dans le cas d'un calcul avec une condition d'impédance de surface (avec pertes de confinement), un second membre de forme $jk[D]$ s'ajoute à droite de cette équation matricielle.

V.3 Les méthodes de résolution d'un système aux valeurs propres

Nous devons résoudre un problème aux valeurs propres classique :

$$[L][X] = \nu[M][X] \quad (\text{II.43})$$

ν , valeur propre du système, est égale à $-jk\gamma$ (avec pertes) ou $k\beta$ (sans pertes) et son vecteur associé est [X].

Ce système matriciel est résolu par une procédure numérique itérative. Deux méthodes

de résolution du problème aux valeurs propres peuvent être sélectionnées par l'utilisateur du logiciel basé sur la méthode des éléments finis : la méthode de la puissance inverse et la méthode d'Arnoldi.

La méthode de la puissance inverse permet de calculer de manière itérative une seule valeur propre ν , et son vecteur associé, la plus proche d'une valeur initiale ν_0 donnée par l'utilisateur [100]. Cette méthode simple est basée sur la méthode de la puissance qui s'applique à un système de type : $[A][X]=\eta[X]$ et qui calcule la valeur propre η de plus grand module [101]. La méthode de la puissance est appliquée à la matrice $[A]=([L]-\nu_0[M])^{-1}[M]$:

$$([L]-\nu_0[M])^{-1}[M][X]=\eta[X] \text{ avec } |\eta| \text{ maximum} \quad (\text{II.44})$$

Ce système peut s'écrire aussi :

$$[L][X]=\left(\nu_0 + \frac{1}{\eta}\right)[M][X] \text{ avec } |\eta| \text{ maximum} \quad (\text{II.45})$$

La solution trouvée $\nu = \nu_0 + \frac{1}{\eta}$ est la solution la plus proche de la valeur ν_0 .

Cette méthode de résolution est rapide lorsque l'on connaît une valeur approchée de la valeur propre. L'utilisation des éléments mixtes dans la formulation du problème éliminant les modes parasites, le choix de ν_0 n'est pas un paramètre trop critique. Si on connaît la valeur propre à une fréquence donnée par une autre méthode, elle permet de calculer les valeurs propres à des fréquences voisines par la méthode de la puissance inverse.

La méthode d'Arnoldi est basée sur le principe de la méthode de Lanczos mais elle s'applique aux matrices non hermitiennes [101]. Cette méthode permet de calculer plusieurs valeurs propres à la fois autour d'une valeur ou dans un intervalle de valeurs. Cette technique numérique est donc plus économique en temps de préparation que la précédente qui oblige à calculer les valeurs propres les unes après les autres. En revanche, elle est moins fiable que la méthode de la puissance car elle peut ne pas trouver une valeur propre du système dans certains cas exceptionnels [101].

Le logiciel que j'ai utilisé mettant en œuvre la méthode des éléments finis, appelé EMXD, donne accès à la cartographie des vecteurs champs électromagnétiques \vec{E} et \vec{H} pour chacune des solutions trouvées (composantes complexes (x,y,z), module, phase).

Ce logiciel calcule directement plusieurs grandeurs scalaires caractérisant le mode

telles que la constante de propagation et le flux du vecteur de Poynting associé aux champs \vec{E} et \vec{H} à travers la section transverse totale et dans chacun des milieux (air ou silice). Pour un calcul sans pertes, la constante de propagation β (en rad/m) est réelle :

$$\vec{e}(x, y, z) = \vec{E}(x, y) \exp(-j\beta z) \quad (\text{II.46})$$

Pour un calcul prenant en compte des pertes de propagation, la constante de propagation est complexe. Elle est notée $\gamma = \alpha + j\beta$ (avec α en Néper/m et β en rad/m).

$$\vec{e}(x, y, z) = \vec{E}(x, y) \exp(-\gamma z) = \vec{E}(x, y) \exp(-[\alpha + j\beta]z) \quad (\text{II.47})$$

Dans les deux cas, β nous permet de calculer l'indice effectif du mode avec :

$$\beta = kn_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} \quad (\text{II.48})$$

La partie réelle α de la constante de propagation complexe introduit dans les expressions des champs électromagnétiques un terme de décroissance exponentielle suivant la direction de propagation. Cette grandeur est la constante d'atténuation du mode.

La puissance P traversant une surface est déduite du flux du vecteur de Poynting $\vec{\Pi}$ à travers cette surface. Le vecteur de Poynting complexe $\vec{\Pi}_c$ et la puissance à travers la section transverse de surface Ω valent :

$$\vec{\Pi}_c = \frac{\vec{E} \wedge \vec{H}^*}{2} \quad (\text{II.49})$$

$$P = \Re \left[\iint_{\Omega} \vec{\Pi}_c \cdot \vec{n} \, d\Omega \right] \quad (\text{II.50})$$

VI Modélisation de la propagation dans les FMAS par la MEF

La partie modélisation de ce travail a pour objectif d'identifier les profils d'indice transverses des FMAS intéressants pour une application visée avant l'étape de fabrication des fibres. Le choix de ces profils a été guidé par un soucis de simplification des réalisations. Les fibres considérées dans ce mémoire possèdent un arrangement de trous triangulaire correspondant à l'arrangement naturel d'une botte de tubes cylindriques autour d'un barreau central de même diamètre.

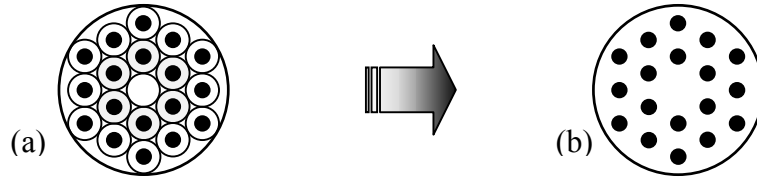


Figure II.7 : FMAS à profil hexagonal (gaine photonique triangulaire). (a) Coupe transverse de l'arrangement de capillaires d'une préforme de FMAS. (b) Profil d'indice transverse de la fibre obtenue à partir de la préforme (en blanc : silice indice = $n(\lambda)$, équation (II.52) ; en noir : air indice = 1).

Le cœur de la fibre est formé par le remplacement d'un seul (Figure II.7) ou de plusieurs capillaires par des barreaux pleins.

Les matériaux composant la FMAS sont caractérisés par leur permittivité relative dans les simulations. Des pertes propres aux matériaux peuvent être introduites par la définition d'une permittivité complexe dont la partie imaginaire est proportionnelle aux pertes.

$$\varepsilon = \left(n + j \frac{\nu_0}{\pi} \text{Pertes} \right)^2 \quad (\text{II.51})$$

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 :

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{A_0 \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)} + \frac{A_1 \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_1^2)} + \frac{A_2 \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_2^2)}} \quad (\text{II.52})$$

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

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

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 propagatifs pouvant s'établir dans le cœur :

$$\beta_{\text{max gain}} < \beta \leq k n_{\text{cœur}} \quad (\text{II.53})$$

Comme expliqué dans le premier chapitre, la constante de propagation maximale autorisée dans la gaine correspond à celle du mode fondamental de la gaine photonique infinie et sans défaut (cf. Chapitre I §IV.1). Cette valeur permet de définir un indice effectif de la gaine photonique par la relation $\beta_{\text{max gain}} = k n_{\text{eff gain}}$.

VI.1 Indice effectif du mode fondamental de la gaine photonique

La structure cristalline infinie est modélisée à partir d'une cellule élémentaire aux limites desquelles on applique des conditions de symétrie (murs électriques CCE et murs magnétiques CCM) (cf. Figure II.8).

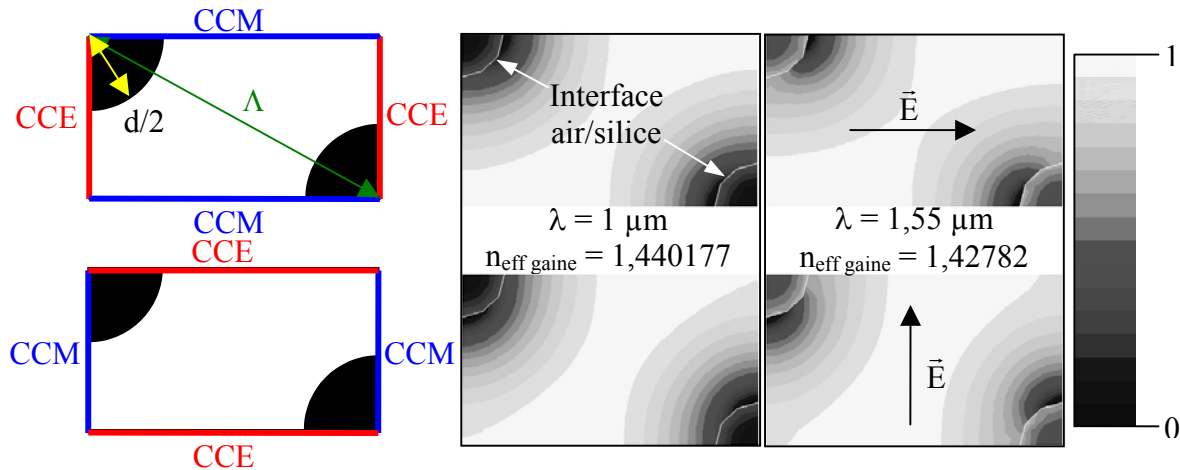


Figure II.8 : Calcul de l'indice effectif de gaine pour la FMAS [$\Lambda = 2 \mu\text{m}$; $d = 0,5 \mu\text{m}$] à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ pour 2 polarisations orthogonales du champ électrique.

Les calculs conduisent à identifier plusieurs modes de la gaine photonique dont on ne retient que celui ayant le plus grand indice effectif (celui montré sur la Figure II.8). C'est le mode fondamental de la gaine photonique et son indice effectif sera noté $n_{\text{eff gaine}}$. Pour ce mode, on trouve la même valeur d'indice effectif pour les polarisations orthogonales même si les distributions transverses de champ sont différentes. À $1,55 \mu\text{m}$ on constate que l'extension du champ du mode fondamental dans les trous est plus importante qu'à $1 \mu\text{m}$. La contribution de l'air dans le calcul de l'indice effectif $n_{\text{eff gaine}}$ est donc supérieure. Ceci explique que $n_{\text{eff gaine}}$ décroît plus fortement entre $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ (de $1,440177$ à $1,42782$ soit une différence d'indice de $1,236 \cdot 10^{-2}$) que l'indice de réfraction de la silice qui diminue de $1,450417$ à $1,444024$ (soit une différence de $6,39 \cdot 10^{-3}$) sur le même intervalle spectral.

Sur les cartographies des champs présentées dans la Figure II.8, nous pouvons constater que les conditions de continuité du champ électrique aux interfaces air/silice sont respectées : le champ est bien discontinu lorsque que sa polarisation est orthogonale à l'interface et continu lorsque sa polarisation est parallèle.

VI.2 Modes guidés

Grâce à l'indice effectif de gaine, nous connaissons l'intervalle de valeurs possibles

des indices effectifs des modes guidés par le cœur de la fibre :

$$n_{\text{eff gaine}} < n_{\text{eff modes guidés}} \leq n_{\text{cœur}} \quad (\text{II.54})$$

La connaissance de cet intervalle va permettre de gagner du temps dans la recherche des modes guidés. Pour la résolution des problèmes aux valeurs propres, plus la valeur initiale de l'indice effectif entrée par l'utilisateur est proche de la valeur recherchée, plus le calcul est rapide (cf. VI.3.f).

Par exemple, pour la fibre traitée dans la Figure II.8, les indices effectifs des modes guidés sont compris entre 1,440177 (indice effectif de gaine) et 1,450417 (indice de la silice) à 1 μm et entre 1,42782 et 1,444024 à 1,55 μm .

Le calcul des modes guidés nécessite de considérer la fibre tout entière. Le maillage d'une structure de grande dimension risque alors de poser des problèmes de dépassement de la capacité mémoire du calculateur. Nous avons vu que le nombre de points de calcul peut être diminué par la réduction du domaine d'étude grâce aux symétries présentées par la fibre et par les modes guidés. Ce nombre de points dépend également de la taille des éléments de discrétisation. L'augmentation de la taille des éléments du maillage permet de diminuer les temps de calcul mais augmente l'imprécision des résultats. Il est donc important de réaliser une étude préalable de l'influence de la finesse du maillage sur les résultats de modélisation des fibres à trous.

VI.2.a Optimisation du maillage

1) Finesse du maillage

En premier lieu, il est évident que les éléments du maillage doivent être assez petits pour pouvoir décrire correctement les plus petits détails du profil transverse d'indice à modéliser. Dans le profil d'indice d'une FMAS, les éléments décrivant les trous d'air doivent donc avoir a priori des dimensions inférieures aux dimensions de ces trous. Considérons le cas du maillage d'un trou. Ce détail est un cercle approximé par un polygone dont on fixe le nombre de sommets. Chaque sommet du polygone est associé à des sommets d'éléments. Appelons m le paramètre de simulation désignant la valeur minimale souhaitée pour la plus grande dimension des éléments (« longueur indicative » des éléments). La Figure II.9 montre les maillages d'un trou de diamètre $d = 0,5 \mu\text{m}$ décrit par un polygone à 12 sommets, obtenus pour différentes valeurs de m .

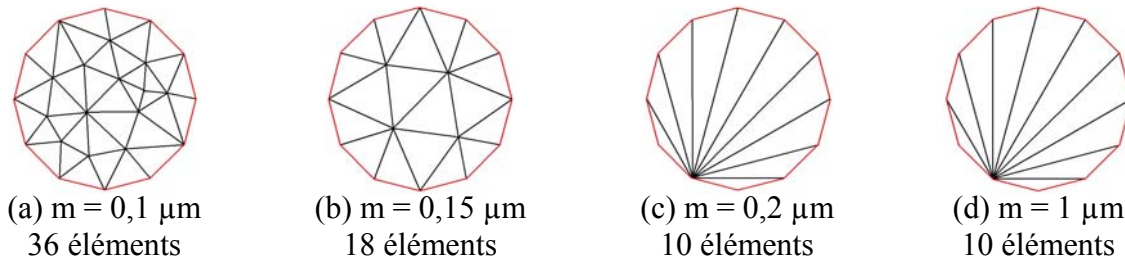


Figure II.9 : Répartition des éléments dans un trou d'air ($d = 0,5 \mu\text{m}$) suivant la taille indicative $m = [0,1 ; 1] \mu\text{m}$ des éléments.

Pour $m = 0,1 \mu\text{m}$, la longueur réelle des éléments est à peu près égale à un côté du polygone $c = 2 \cdot (0,5 \mu\text{m}) \cdot \sin(\pi/12) = 0,2588 \mu\text{m}$. Cette valeur est nettement supérieure à $m = 0,1 \mu\text{m}$. Avec $m = 0,15 \mu\text{m}$ et $m = 0,2 \mu\text{m}$, la taille réelle des éléments est encore supérieure à la taille souhaitée. Avec $m = 1 \mu\text{m}$, la longueur maximale des éléments vaut $0,5 \mu\text{m}$, valeur inférieure à m . La taille réelle des éléments fixée par le logiciel de maillage automatique n'est donc pas strictement égale à la taille m entrée en paramètre de simulation mais elle dépend de cette valeur puisqu'elle diminue lorsque m diminue. On constate que lorsque m augmente, le nombre d'éléments de maillage inscrits à l'intérieur du trou diminue jusqu'à une certaine limite à partir de laquelle ce nombre reste constant. Le nombre minimal d'éléments décrivant le trou est lié au nombre de sommets du polygone et la longueur maximale des éléments est égale au diamètre du cercle dans lequel ce polygone est inscrit. Pour les grandes valeurs de m , il reste un nombre suffisant d'éléments pour décrire les trous mais on constate une très grande irrégularité du maillage entre les régions inscrites dans les trous et les régions extérieures aux trous comme l'illustre la Figure II.10. Cette grande irrégularité de la taille des éléments peut générer des erreurs de calcul.

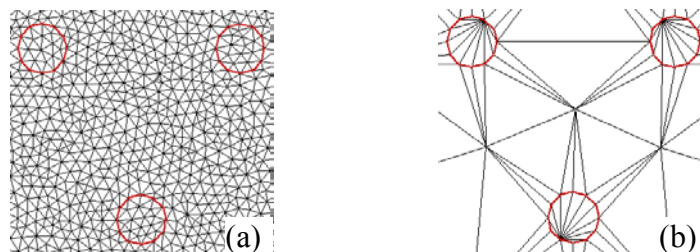


Figure II.10 : Détail de la grille associée à la FMAS [$\Lambda = 2 \mu\text{m}$; $d = 0,5 \mu\text{m}$] pour une taille indicative de maille égale à (a) $m = 0,1 \mu\text{m}$ et (b) $m = 1 \mu\text{m}$

De plus sur la Figure II.9, on voit que le maillage du trou d'air devient moins uniforme à partir d'une taille d'élément relativement petite ($0,2 \mu\text{m}$). Ceci constitue un autre effet gênant de l'augmentation de la taille des éléments auquel on peut pallier en exploitant le fait que la répartition des éléments dépend de l'emplacement des points décrivant le contour à mailler. En divisant en deux le polygone décrivant le trou avec un segment, la répartition des

éléments dans le trou devient homogène et régulière quelle que soit la taille des éléments (Figure II.11).

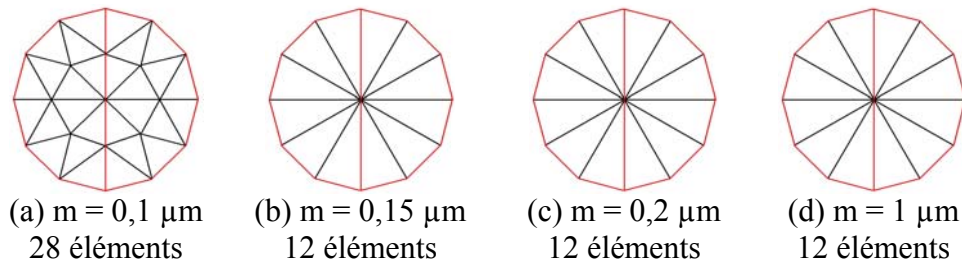


Figure II.11 : Répartition homogène des éléments dans un trou d'air ($d = 0,5 \mu\text{m}$) suivant la taille m souhaitée des éléments.

En comparant la Figure II.11 à la Figure II.9, on remarque que, pour les petites valeurs de m , le nombre d'éléments inscrits dans le trou est diminué à la suite de l'ajout de ce segment (28 éléments au lieu de 36 pour $m = 0,1 \mu\text{m}$ et 12 éléments au lieu de 18 pour $m = 0,15 \mu\text{m}$). En revanche, le nombre minimal d'éléments est augmenté et vaut maintenant 12. Il apparaît que la valeur maximale pour la plus grande dimension des éléments à l'intérieur du trou est alors égale au rayon de ce trou. Dans le souci d'éviter de trop grande disparité dans la taille des éléments décrivant toute la structure, il faudra donc prendre soin que la taille imposée par l'utilisateur soit inférieure au rayon des trous ou très voisine.

L'ampleur des variations du champ électromagnétique dans la section transverse de la fibre est également un paramètre à prendre en compte dans le choix des dimensions des mailles. Les régions proches du cœur où le champ électromagnétique subit de fortes variations d'amplitude nécessitent un maillage fin tandis que les régions très éloignées dans lesquelles le champ est pratiquement constant peuvent être décrites plus grossièrement. Pour limiter le nombre de points de calcul sans trop affecter la justesse des résultats, la taille des éléments est alors augmentée graduellement en fonction de leur distance au cœur de la fibre.

D'autre part, la taille relative des éléments par rapport à la longueur d'onde d'opération des calculs influe sur la validité des résultats. Les éléments du maillage doivent être petits devant la longueur d'onde pour que la résolution du système soit possible. Les résultats présentés sur la Figure II.12 montrent l'influence de la taille m des éléments relativement à la longueur d'onde. Les paramètres de simulation sont choisis de telle sorte que la taille des éléments soit toujours suffisamment petite devant les dimensions des trous d'air. En effet, la taille des éléments variant de $0,1 \mu\text{m}$ à $0,3 \mu\text{m}$ est inférieure au rayon des trous égal à $0,4 \mu\text{m}$.

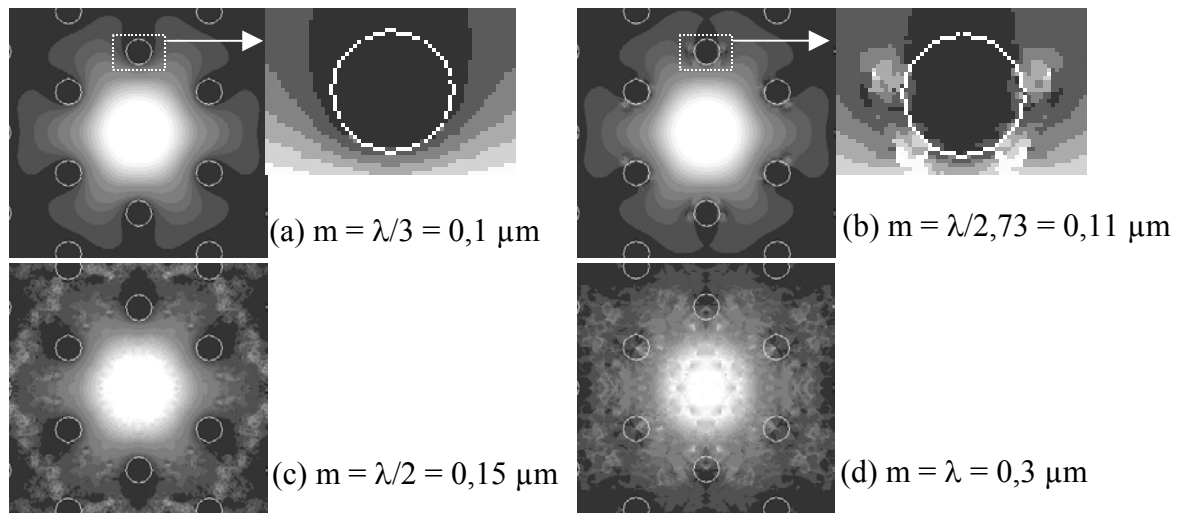


Figure II.12 : Influence de la finesse du maillage sur la répartition transverse du module du champ électrique par rapport à la longueur d'onde $\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ pour la FMAS [$\Lambda = 2,5 \mu\text{m}$; $d = 0,8 \mu\text{m}$]

Sur la Figure II.12(a), on voit que pour $m = \lambda/3$ le champ aux abords d'un trou décroît régulièrement à mesure que la distance au centre de la fibre augmente, ce qui correspond bien à son comportement réel. Au contraire si le rapport λ/m passe en dessous de 3, on voit apparaître de fortes irrégularités du champ, localisées à proximité des trous, qui sont le résultats d'aberrations de calcul (Figure II.12(b) où $\lambda/m = 2,73$). Comme le montrent les figures II.8(c) et II.8(d), ces aberrations s'aggravent à mesure que le rapport λ/m diminue.

Bien que la limite supérieure de $m = \lambda/3$ puisse varier légèrement d'une longueur d'onde à l'autre pour une structure donnée, et d'une structure à l'autre pour une longueur d'onde donnée, nous fixerons une valeur minimale de la plus grande dimension m des éléments inférieure à $\lambda/3$. Pour plus de précision, nous avons imposé que m soit inférieure ou égale à $\lambda/5$ dans la région guidante. La taille de la maille est progressivement augmentée en fonction de la distance au centre de la FMAS.

2) Symétrie du maillage par rapport à la symétrie de la structure

Comme nous le verrons plus loin, la symétrie du maillage n'a qu'une légère influence sur la valeur des indices effectifs des modes trouvés en fonction de leur polarisation. Cependant, lorsque l'on s'intéresse à la biréfringence d'une fibre, c'est l'écart absolu entre les indices effectifs de deux polarisations orthogonales du même mode qui est à prendre en compte et des valeurs très précises sont nécessaires. La symétrie de la structure est donc une caractéristique importante à considérer attentivement pour le calcul de la biréfringence. La répartition des éléments et leur forme sont arbitrairement choisies lors de l'étape de maillage automatique. La grille de maillage ne reflète donc pas, a priori, la symétrie de la structure

qu'elle échantillonne. Prenons par exemple une FMAS isotrope dont le profil présente une symétrie de rotation de $\pi/3$ (cas d'un arrangement en couronnes hexagonales des trous autour du cœur [102]). Le maillage direct du domaine de calcul représente le quart de la section transverse de la fibre. La structure entière maillée résulte ensuite de la recombinaison du profil total par symétrie. Elle possède une symétrie de rotation d'angle π (voir Figure II.13). Cette structure qui ne possède pas les symétries de la FMAS apparaît alors comme biréfringente car les indices effectifs trouvés pour deux polarisations orthogonales sont différents.

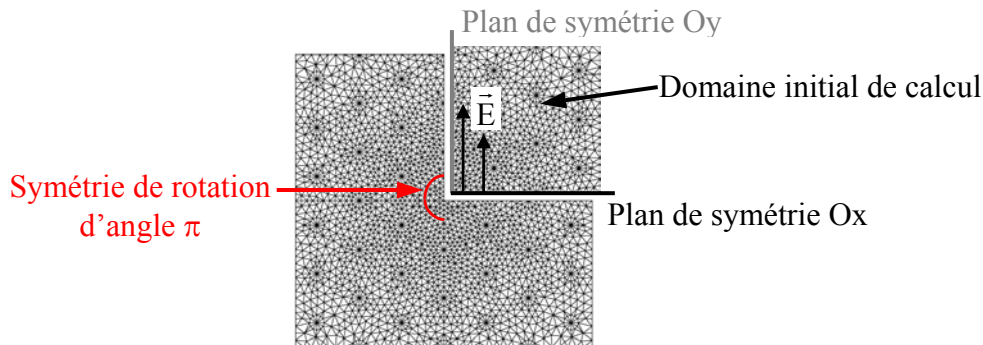


Figure II.13 : Maillage d'un quart du profil transverse.

Par exemple pour une FMAS isotrope de périodicité $\Lambda = 1 \mu\text{m}$ et de diamètre de trous $d = 0,7 \mu\text{m}$, la MEF trouve une biréfringence « numérique » B égale à $6,9 \cdot 10^{-6}$ à $1,55 \mu\text{m}$. Cette biréfringence correspond à une longueur de battement $L_B = \lambda/B$ entre les deux composantes du mode fondamental de $22,5 \text{ cm}$. Cette valeur est non négligeable puisque la longueur de battement entre les deux polarisations du mode fondamental HE_{11x} et HE_{11y} d'une fibre standard non perturbée est de l'ordre du mètre en pratique. Or nous savons qu'une structure telle que celle étudiée, ayant une symétrie de $\pi/3$, est théoriquement non biréfringente. Cela signifie que les indices effectifs calculés pour deux polarisations orthogonales du mode fondamental sont erronés. Nous avons montré que plus les variations du champ électromagnétique sont grandes aux niveaux des interfaces air/silice (c'est à dire plus le cœur de la FMAS est petit), plus cette erreur est importante.

Ce problème peut être facilement résolu en imposant que le maillage respecte exactement la symétrie de la structure à modéliser. Il suffit de discrétiser seulement la plus petite portion de la section transverse de la fibre qui permet de retrouver le profil total par symétrie puis de recombinaison un quart de section par symétrie à partir de cette portion avant d'effectuer les calculs. La structure finale et sa grille de maillage, obtenues après les calculs à partir du quart de section par symétrie axiale, présentent maintenant la même symétrie. Pour la FMAS décrite ci-dessus, présentant une symétrie de rotation d'angle $\pi/3$, la plus petite

portion de section permettant de retrouver la section totale correspond à 1/12 de la section (Figure II.14). Le sommet de cette portion est le centre de la fibre et l'angle au sommet est égal à $\pi/6$.

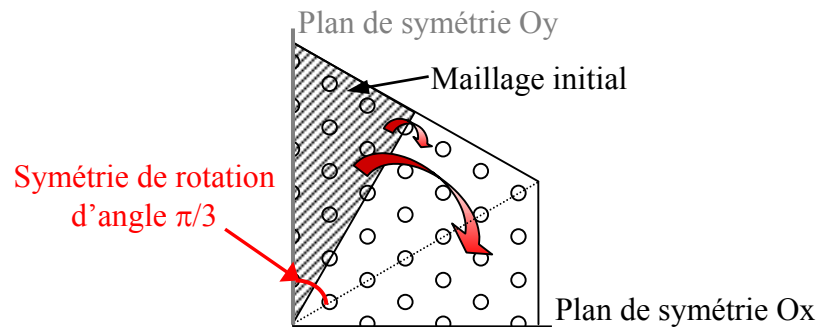


Figure II.14 : Maillage d'un quart du profil transverse recomposé à partir d'1/12 du profil.

Avec ce maillage, la biréfringence « numérique » calculée pour la fibre [$\Lambda = 1 \mu\text{m}$; $d = 0,7 \mu\text{m}$] est égale à $4,6 \cdot 10^{-9}$ et la longueur de battement L_B vaut 337 m à $1,55 \mu\text{m}$. La biréfringence « numérique » est divisée par un facteur 1500 grâce à cette technique. La valeur de $4,9 \cdot 10^{-9}$ est négligeable et peut être imputée à l'imprécision intrinsèque des calculs numériques. Notons que cette valeur est obtenue en traitant un cas très défavorable pour le problème de la biréfringence « numérique » : une FMAS dont le cœur est très petit et la proportion d'air importante.

Dans le code, les éléments adjacents au contour polygonal des trous peuvent être déformés pour que leurs arêtes situées sur le contour deviennent des arcs de cercle. Le polygone décrivant le trou est alors remplacé par un cercle passant par les sommets du polygone. Cette opération est effectuée pendant la formulation physique des éléments après la discrétisation géométrique de la structure. Les éléments courbes ainsi générés permettent donc de diminuer l'erreur géométrique commise sur la représentation des trous. Comme la biréfringence est très sensible à la géométrie de la structure, elle constitue un test intéressant pour évaluer si l'utilisation d'éléments courbes améliore les résultats des simulations. Appliquons les éléments courbes à la grille de la structure précédente (FMAS $\Lambda = 1 \mu\text{m}$, $d = 0,7 \mu\text{m}$). La biréfringence calculée est égale à $7,1 \cdot 10^{-9}$ à $1,55 \mu\text{m}$ ($L_B = 217 \text{ m}$). Le résultat est pratiquement constant quelle que soit la taille des segments des contours des polygones décrivant les trous. Bien que très petite, la biréfringence résultante est 1,5 fois plus importante que celle calculée sans éléments courbes. Contrairement à ce que l'on aurait pu attendre, l'utilisation de ces éléments augmente finalement l'imprécision des calculs de biréfringence.

En conclusion, le maillage de la section de fibre doit être relativement homogène (sans

grande différence de taille entre les éléments). La taille des éléments imposée par l'utilisateur doit être inférieure ou voisine du rayon des trous. Elle doit être petite devant la longueur d'onde λ de calcul, en particulier dans le cœur où le profil transverse du champ varie fortement. Pour une simulation optimale, la plus grande dimension des éléments situés dans cette région centrale est inférieure à $\lambda/5$. La finesse du maillage est adaptée aux variations du champ électromagnétique pour diminuer le nombre de points de calcul dans les régions éloignées du cœur de la fibre où le champ est quasi constant.

VI.2.b Résultats de calcul en fonction des conditions limites

Les conditions aux limites du domaine de calcul sont de deux natures. Nous dissocions les conditions appliquées aux plans de symétrie (exemple sur la Figure II.15 : PLX et PLY) communs à la structure et aux modes électromagnétiques se propageant dans cette structure des conditions appliquées aux contours externes (Figure II.15 : C, limite externe du profil transverse à modéliser).

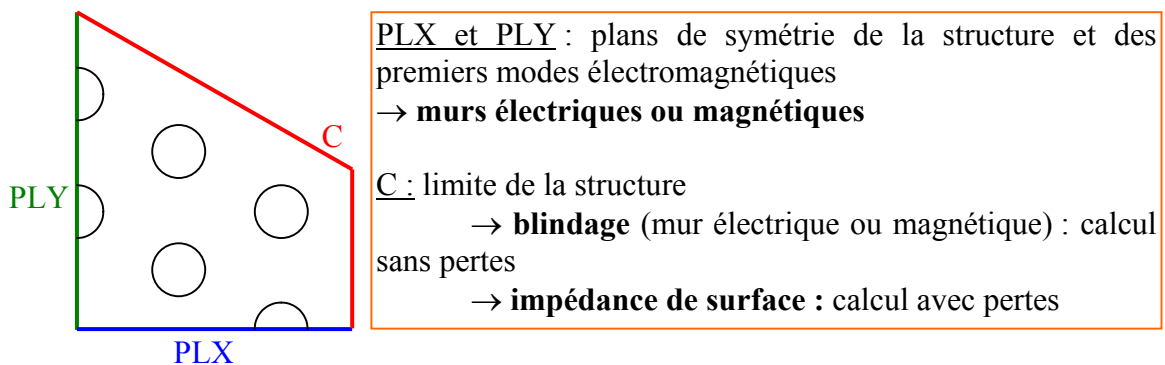


Figure II.15 : Conditions aux limites de la structure.

L'application d'un mur électrique (CCE) ou d'un mur magnétique (CCM) sur les plans de symétrie PLX et PLY impose une polarisation aux champs électromagnétiques calculés. Cette opération permet de sélectionner un nombre fini de modes à calculer respectant les polarisations imposées. En effet, pour un seul mode il existe une infinité de solutions dégénérées différenciées par la direction de la polarisation des vecteurs champs. Pour traiter un profil d'indice ne présentant aucun axe de symétrie qui permettraient de réduire le domaine spatial d'étude au quart de ce profil, il est obligatoire d'effectuer les calculs sur le profil pris dans sa totalité. Les conditions aux limites imposant la polarisation du mode ne peuvent plus être exprimées puisque la seule limite existante est la bordure extérieure de la section transverse. Dans ce cas, la résolution du problème est impossible car elle aboutit à une infinité de solutions. En conséquence, le logiciel ne permet pas de traiter des profils d'indice qui ne

possède pas les mêmes symétries que les modes électromagnétiques recherchés. En revanche, lorsque la réduction du profil d'indice est réalisable le logiciel permet de trouver tous les modes susceptibles de se propager dans la fibre étudiée. La Figure II.16 présente la répartition transverse du module du champ électrique E des premiers modes électromagnétiques se propageant dans une FMAS. Les flèches noires indiquent la direction de polarisation du champ E .

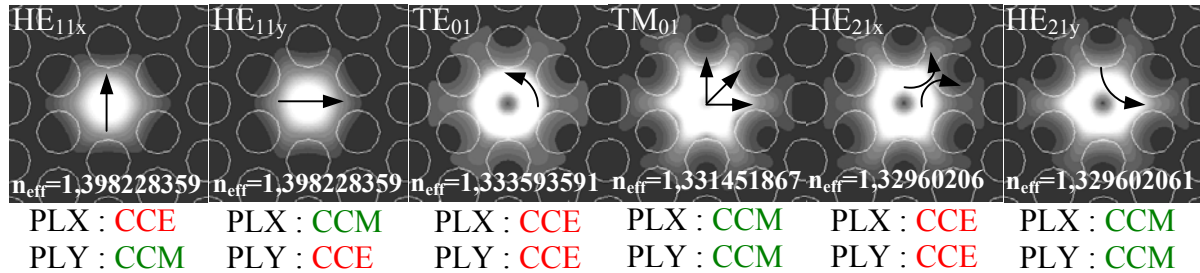


Figure II.16 : 6 premiers modes électromagnétiques calculés à $1,55 \mu\text{m}$ pour la FMAS [$\Lambda = 2,07 \mu\text{m}$; $d = 1,56 \mu\text{m}$].

Les quatre premiers modes électromagnétiques présentés (HE_{11x}, HE_{11y}, TE₀₁, et TM₀₁) ont une répartition transverse d'énergie possédant les mêmes symétries que la structure qui les guide, c'est à dire une symétrie de rotation de $\pi/3$. La répartition d'énergie des deux modes suivants (HE_{21x} et HE_{21y}) traduit l'existence de deux lobes d'amplitude maximale et possède alors une symétrie de rotation de π . Dans une fibre standard, la distribution d'énergie des modes HE_{11x}, HE_{11y}, TM₀₁, et TE₀₁ présentent une symétrie de révolution comme le profil d'indice de cette fibre. La distribution de puissance des deux modes suivants a une symétrie de rotation de π . Les distributions transverses d'énergie des premiers modes dans une FMAS sont donc comparables à celles des premiers modes guidés par une fibre standard. Les indices effectifs des modes indiqués sur la Figure II.16 permettent de prédire la dégénérescence de ces modes. Comme dans une fibre usuelle, les deux polarisations orthogonales HE_{11x} et HE_{11y} du mode fondamental guidé dans une FMAS sont dégénérées car leurs indices effectifs sont égaux aux incertitudes de calcul près. Par contre dans une FMAS, les quatre modes suivants ne sont pas dégénérés en théorie contrairement aux mêmes modes se propageant dans une fibre standard et formant le mode linéairement polarisé LP₁₁. Dans une FMAS, seuls les modes HE_{21x} et HE_{21y} sont dégénérés. En fait, en toute rigueur, les modes électromagnétiques composant le mode LP₁₁ ne sont dégénérés que près de leur fréquence de coupure ou bien dans l'approximation de guidage faible. Dans une FMAS, on ne peut pas considérer que les conditions de guidage sont pleinement vérifiées car la différence d'indice entre l'air et la silice présents dans la fibre est trop grande.

Le contour C délimite le domaine de calcul. La définition d'une condition appliquée au champ électromagnétique sur ce contour, choisie parmi plusieurs possibilités, est impérative pour assurer l'unicité des champs.

Tout d'abord, on peut appliquer une condition à cette limite n'incluant pas de pertes et réalisant ce qu'on appelle communément dans le domaine des microondes le « blindage » de la structure. Cette condition est remplie par la mise en place d'un mur électrique (CCE) ou d'un mur magnétique (CCM). Dans ce cas, le CCE (ou CCM) doit se situer suffisamment loin de la zone guidante pour qu'il n'agisse pas comme s'il représentait un plan de symétrie (pas de réflexion du champ).

Cette condition peut aussi permettre d'inclure des pertes sur le contour C pour calculer les pertes de confinement liées à l'évanescence du champ après la dernière couronne de trous. La création de ces pertes se fait par l'application d'une impédance de surface le long du contour C (cf. §V.1.b 3)). L'utilisation d'une surface d'impédance Z nécessite également de prendre quelques précautions afin de se prémunir de réflexions parasites du champ à cette limite. En premier lieu, l'impédance doit être adaptée à l'impédance du mode guidé par la structure $\eta_{\text{eff}} = (\mu_{\text{eff}}/\epsilon_{\text{eff}})^{1/2} = (1/\epsilon_{\text{eff}})^{1/2} = Z$. Ensuite, la direction de polarisation du champ au niveau du contour C doit être orthogonale à ce contour. Cette condition n'est que très rarement vérifiée par les modes réels. Il est donc nécessaire de se placer dans une situation qui permet de remplir approximativement cette condition. Si le contour C est suffisamment éloigné de la zone guidante, alors cette zone peut être considérée comme une source quasi ponctuelle pour un observateur placé au niveau du contour C. Étant donné que le contour C décrit un hexagone et qu'il est situé suffisamment loin du cœur de la fibre, la normale à ce contour est à peu près orientée vers le centre de la fibre et donc approximativement parallèle à la direction de polarisation du champ de la source quasi ponctuelle. Lorsque toutes ces conditions sont réunies, la valeur de la constante de propagation calculée avec les pertes de confinement est très voisine de la valeur de la constante sans pertes (cf. Tableau II.1).

Nombre de couronnes	β (sans pertes) = β_1 (rad/m)	β (avec pertes) = β_2 (rad/m)	Pertes (dB/km)	$\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$ (%)
3	5572456,006	5572460,617	2,10E+04	8,28E-05
3 (avec C plus éloigné du centre de la fibre)	5572456,006	5572506,467	4,08E+04	9,06E-04
6	5572499,897	5572499,897	4,10E-01	2.,69E-09

Tableau II.1 : Tableau comparant les valeurs de la constante de propagation calculées à $1,55 \mu\text{m}$ pour la FMAS [$\Lambda = 1,4 \mu\text{m}$; $d = 0,87 \mu\text{m}$] avec et sans pertes de confinement.

Les valeurs de la constante de propagation β présentées dans le Tableau II.1 sont calculées en se plaçant dans des conditions favorables au calcul sans pertes. Le contour C est donc suffisamment éloigné du cœur de la fibre pour éviter les réflexions parasites du champ sur ce contour. Dans ces conditions, quels que soient la taille et le nombre de couronnes de la structure, l'écart relatif entre les valeurs de β calculées avec et sans pertes de confinement est inférieur à 10^{-3} %. Par conséquent, la condition d'impédance de surface peut être appliquée à la même distance du cœur que la condition de CCE (ou de CCM) dans le calcul sans pertes. Nous remarquons que plus les pertes sont élevées plus l'écart relatif sur β est grand.

VI.3 Grandeurs caractéristiques

A partir des résultats fournis par la MEF, nous pouvons calculer plusieurs grandeurs permettant habituellement de caractériser la propagation dans les fibres optiques.

VI.3.a L'ouverture numérique

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

$$ON_{\text{eff}} = \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{eff gaine}}^2} \quad (\text{II.55})$$

L'ouverture numérique d'une FMAS varie beaucoup plus fortement en fonction de la longueur d'onde que celle d'une fibre classique composée de silice et de silice dopée. Cette forte variation est due à la forte variation de l'indice effectif de gaine en fonction de l'étalement du champ (cf. §VI.1). De plus, contrairement aux fibres standard, l'ouverture numérique des FMAS augmente avec la longueur d'onde. La Figure II.17 compare l'ouverture numérique d'une FMAS à l'ouverture numérique d'une fibre standard dont le cœur est dopé au germanium. Les indices de réfraction du cœur et de la gaine sont calculés grâce à la formule de Sellmeier pour la silice (équation (II.52)), grâce à la formule de Sellmeier modifiée pour la silice dopée au germanium et grâce à la MEF pour l'indice effectif

de la gaine photonique de la FMAS.

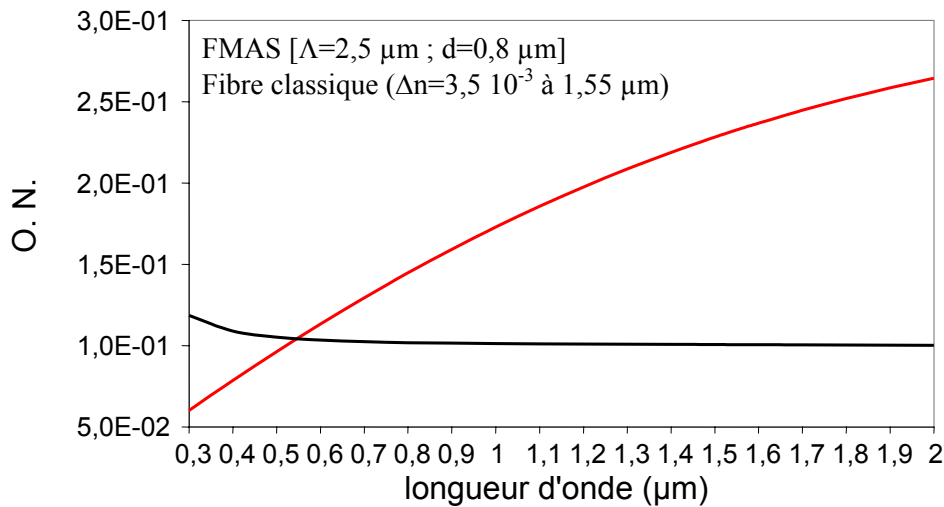


Figure II.17 : Ouvertures numériques calculées pour une fibre à saut d'indice [cœur dopé germanium à 4,88 % ; gaine silice] et une FMAS [$\Lambda = 2,5 \mu\text{m}$; $d = 0,8 \mu\text{m}$].

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 importante contrairement aux fibres à guidage par l'indice classiques [103].

VI.3.b La fréquence normalisée

La fréquence spatiale normalisée V est un paramètre qui contribue à caractériser les conditions de guidage dans les fibres standards. En traçant la constante de propagation normalisée $b = (n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{gaine}}^2) / (n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2)$ 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. La fréquence normalisée de coupure associée à la longueur d'onde de coupure d'un mode est celle pour laquelle $n_{\text{eff}} = n_{\text{gaine}}$ ($b = 0$). Comme dans les fibres standard, le domaine spectral de propagation monomode dans une FMAS est l'ensemble des longueurs d'onde pour lesquelles V est inférieure à la fréquence spatiale normalisée de coupure du second mode.

Pour les FMAS, la fréquence normalisée va nous permettre de connaître le comportement modal de la fibre par analogie avec celui des fibres à saut d'indice. La fréquence normalisée de la fibre à saut équivalente est :

$$V_{\text{th}} = \frac{2 \pi a_{\text{eq}}}{\lambda} \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{eff gaine}}^2} \quad (\text{II.56})$$

où a_{eq} est le rayon du cœur convenablement défini de la FMAS.

Pour déterminer a_{eq} , on fait appel à la relation de dispersion du mode fondamental

LP₀₁ (correspondant au mode électromagnétique HE₁₁) dans une fibre à saut :

$$u \frac{J_1(u)}{J_0(u)} - w \frac{K_1(w)}{K_0(w)} = 0 \quad (\text{II.57})$$

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 valent :

$$u = a \sqrt{k_0^2 n_{\text{coeur}}^2 - \beta^2} = k_0 a \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{eff}}^2} \quad (\text{II.58})$$

$$w = k_0 a \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad (\text{II.59})$$

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 grâce à la formule :

$$u^2 + w^2 = V^2 \quad (\text{II.60})$$

On obtient alors :

$$u = V \sqrt{1-b} \quad \text{et} \quad w = V \sqrt{b} \quad (\text{II.61})$$

La constante de propagation normalisée b est calculée à partir de la constante de propagation trouvée par la méthode des éléments finis. u et w sont remplacées par leurs expressions (II.61) dans l'équation (II.57) 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_{th} défini dans l'équation (II.56) 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_{eq} de la fibre à saut équivalente. La Figure II.18 représente le rapport des fréquences spatiales normalisées V (calculée à partir de la relation (II.57)) et V_{th} (calculée à partir de la formule (II.56) en prenant une valeur arbitraire pour le rayon de la fibre équivalente a_{eq} = a_{eq0} = Λ), tracé en fonction de d/λ [39]. Le rapport V/V_{th} vaut a_{eq}/a_{eq0} soit a_{eq}/Λ. Les profils d'indice des trois FMAS considérées présentent des trous de diamètre égal à 0,5 μm, 0,75 μm et 1 μm respectivement qui sont espacés de 2,3 μm.

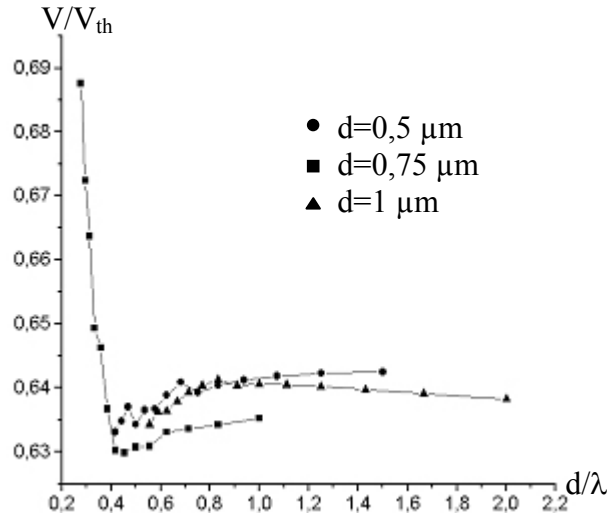


Figure II.18 : Comparaison des fréquences normalisées V et V_{th} calculées par deux méthodes différentes [39].

Sur la Figure II.18, on remarque que $V/V_{th} = a_{eq}/\Lambda$ est voisin de 0,64 pour les trois profils considérés et pour les longueurs d'onde telles que $d/\lambda > 0,45$ [39]. Le choix d'un rayon de cœur a_{eq} égal à $0,64\Lambda$ pour la fibre à saut équivalente est donc adapté lorsque la longueur d'onde de travail est inférieure à $d/0,45$. En résumé, à une longueur d'onde λ donnée, on a trouvé une fibre à saut d'indice ($n_{cœur} = n_{silice}(\lambda)$, $n_{gain} = n_{eff\ gain}(\lambda)$ 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. En conséquence, la notion de fibre à saut équivalente peut également être utilisée pour traiter le cas des modes d'ordres supérieurs [39].

VI.3.c L'aire effective

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

$$A_{eff} = \frac{\left(\int \int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}(x, y)|^4 dx dy} \quad (II.62)$$

La répartition transverse du module du champ électrique est extraite des résultats de simulation dans un secteur rectangulaire du profil d'indice. Les dimensions de ce secteur et le nombre de valeurs prises dans celui-ci sont fixés au moment de l'extraction des valeurs du

champ. L'augmentation du nombre de points de discrétisation améliore la précision sur le calcul de l'aire effective mais accroît la durée d'extraction. Sur la Figure II.19, le temps d'extraction du module du champ électrique est indiqué en fonction du nombre de valeurs demandées ainsi que l'aire effective calculée numériquement à partir de ces valeurs extraites.

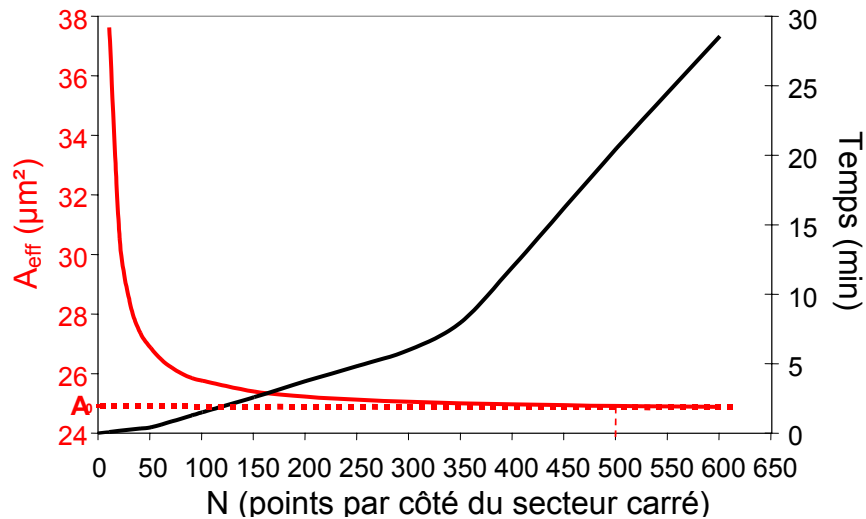


Figure II.19 : Aire effective du mode fondamental de la FMAS [$\Lambda = 3 \mu\text{m}$; $d = 0,9 \mu\text{m}$] et temps d'extraction du module du champ électrique en fonction du nombre $N \times N$ de valeurs du champ prises en compte.

Lorsque le nombre de valeurs du champ prises en compte augmente, l'aire effective calculée tend vers une valeur constante et le temps d'extraction des valeurs augmente. Si on appelle A_0 la valeur de l'aire effective obtenue avec 501×501 points de calculs, la variation de l'aire effective par rapport à A_0 est inférieure à $10^{-2} \mu\text{m}^2$ lorsque l'on augmente encore le nombre de points. Le temps nécessaire à l'extraction de ces 501×501 valeurs est d'environ 20 minutes.

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 :

$$\sigma = \frac{n_2 k_0}{A_{\text{eff}}} \quad (\text{II.63})$$

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.

Nous avons mesuré l'aire effective d'une FMAS fabriquée à Alcatel à différentes

longueurs d'onde (Cf. Chapitre V). L'écart relatif des résultats théoriques par rapport aux résultats expérimentaux est de l'ordre de 1 %. Au vu de cette bonne concordance entre l'expérimentation et la prévision théorique, nous pouvons conclure que notre modèle donne des résultats fiables en ce qui concerne l'aire effective.

VI.3.d 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 ($B = |n_{\text{eff}x} - n_{\text{eff}y}|$). La longueur de battement entre les deux modes électromagnétiques notée L_B , c'est à dire la distance de propagation entre deux accords de phase de ces modes, est déduite de la biréfringence :

$$L_B = \frac{\lambda}{b} \quad (\text{II.64})$$

Comme dans une fibre conventionnelle, la biréfringence renseigne sur la capacité de la fibre à maintenir un état de polarisation injecté et sur la dispersion de polarisation.

Nous avons vu dans le paragraphe concernant la symétrie du maillage que la biréfringence peut être calculée de manière fiable à partir des résultats fournis par la MEF.

VI.3.e La dispersion chromatique

La dispersion chromatique est très pénalisante dans les télécommunications à haut débit. Elle peut rendre difficile, voire impossible, la reconnaissance des informations contenues dans chacun des canaux en provoquant le recouvrement des éléments binaires successifs. C'est donc un paramètre à prendre en compte attentivement lors de la conception de lignes de transmission.

Le paramètre de dispersion chromatique est déduit de la variation de l'indice effectif du mode fondamental calculé par la MEF en fonction de la longueur d'onde. Il est exprimé classiquement en picoseconde d'allongement temporel d'une impulsion par nanomètre de largeur spectrale de cette impulsion et par kilomètre de fibre (ps/(nm.km)) :

$$D_c = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2} \quad (\text{II.65})$$

Dans la suite de ce mémoire, le paramètre de dispersion chromatique sera appelé pour simplifier la dispersion chromatique.

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 $n_{\text{eff}}(\lambda)$ est calculée à partir de la valeur de $n_{\text{eff}}(\lambda_0)$ et de quatre autres valeurs de l'indice effectif situées de part et d'autre de $n_{\text{eff}}(\lambda_0)$ et régulièrement espacées d'un intervalle spectral $\Delta\lambda$. La formule de cette dérivation numérique à $\lambda = \lambda_0$ est la suivante :

$$\left. \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2} \right|_{\lambda=\lambda_0} \approx \frac{1}{24(\Delta\lambda)^2} (-2n_{\text{eff}}(\lambda_0 + 2\Delta\lambda) + 32n_{\text{eff}}(\lambda_0 + \Delta\lambda) - 60n_{\text{eff}}(\lambda_0) + 32n_{\text{eff}}(\lambda_0 - \Delta\lambda) - 2n_{\text{eff}}(\lambda_0 - 2\Delta\lambda)) \quad (\text{II.66})$$

Le pas de discrétisation en longueur d'onde $\Delta\lambda$ est égal à 25 nm. Cette valeur est un compromis entre une valeur trop petite de $\Delta\lambda$ qui amplifierait les incertitudes sur la courbe d'indice effectif (car $D_c \propto 1/\Delta\lambda^2$) et une valeur trop grande qui lisserait les variations de cette courbe et donc provoquerait une trop grande incertitude sur la valeur de dispersion calculée.

Dans un premier temps, nous avons pu tester la validité des valeurs de la dispersion chromatique calculées à partir des résultats fournis par la MEF en les comparant à la première valeur expérimentale de dispersion chromatique publiée dans la référence [104]. Pour une FMAS [$\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0,27$], les auteurs ont mesuré une dispersion égale à $-77,7 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ et une pente de dispersion égale $0,464 \text{ ps}/(\text{nm}^2.\text{km})$ à $\lambda = 0,813 \mu\text{m}$. La dispersion que nous avons calculée avec ces paramètres (d , Λ et λ) est égale à $-78,2 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ avec $0,46 \text{ ps}/(\text{nm}^2.\text{km})$ de pente. Les calculs théoriques présentent un écart relatif avec les mesures inférieur à 1 % sur la dispersion et sa pente.

VI.3.f Les pertes de confinement

Dans le paragraphe VI.2.b, nous avons défini la constante d'atténuation α du champ d'un mode en Neper/m. Les pertes de propagation, relatives à la puissance, sont égales au double de la constante d'atténuation. Les pertes en dB/m sont obtenues avec la formule :

$$\text{Pertes}(\text{dB}/\text{m}) = \frac{20}{\ln(10)} \alpha \quad (\text{II.67})$$

La valeur des pertes calculées dépend de la valeur arbitrairement choisie pour l'impédance de surface et de sa distance au cœur de la fibre. Les pertes de confinement calculées donnent donc une indication qualitative et non quantitative sur les pertes liées au confinement du champ dans une fibre réelle. Cependant, elles représentent un outil de comparaison entre différents profils théoriques permettant d'orienter le choix d'un profil pour la fabrication. Elles sont utiles en particulier pour identifier des profils d'indice entraînant des pertes massives (à cause d'un nombre insuffisant de couronnes de trous et/ou de dimensions de trous trop petites).

Il est à noter que la prise en compte d'une constante de propagation complexe augmente les temps de calcul de la MEF puisqu'elle augmente la taille des matrices. Les temps de calcul en fonction du nombre de points de calcul pour des simulations sans pertes et avec des pertes sont montrés sur la Figure II.20. Les deux types de simulations sont réalisés dans les mêmes conditions (géométrie de la structure, grille de maillage), à l'exception de la condition à la limite de la structure et de la valeur propre initiale. La condition à la limite de la structure est un court circuit électrique dans les calculs sans pertes (lignes noires) et une impédance de surface dans les calculs prenant en compte des pertes (lignes grises). La valeur propre initiale entrée par l'utilisateur (permittivité) est fixée dans un premier temps à 2,098 (lignes pointillées) puis cette valeur est fixée à une valeur plus proche de la permittivité effective calculée ($\approx 2,09676$) à 2,097. Le nombre de points de calcul est ici augmenté en resserrant les mailles de la grille appliquée toujours à la même structure. Les mêmes résultats peuvent être obtenus en conservant la taille des mailles de la grille et en augmentant les dimensions de la structure étudiée (soit en ajoutant des couronnes de trous, soit en modifiant l'espacement entre les trous).

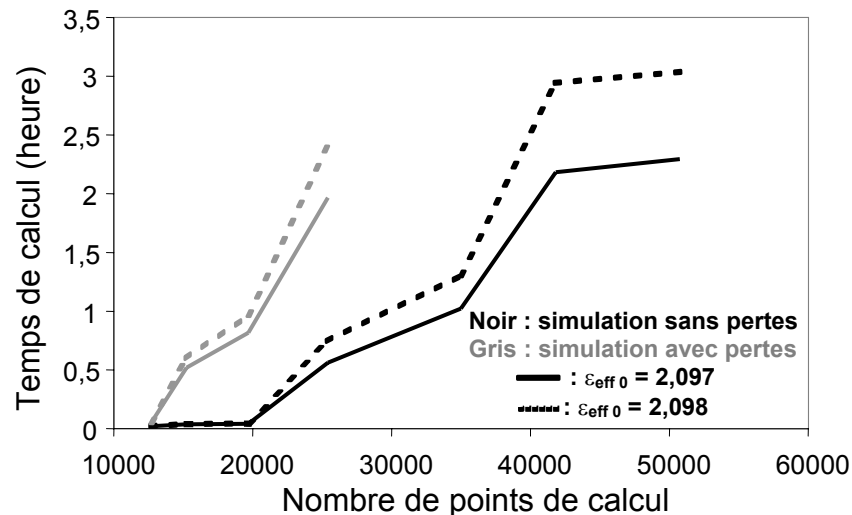


Figure II.20 : Temps de calcul de la MEF en fonction du nombre de points de calcul sur le profil d'indice d'une FMAS. En noir : calcul sans pertes, en gris : calcul avec pertes.

Les calculs prenant en compte des pertes demandent de 2 à 20 fois plus de temps que les calculs sans pertes suivant le nombre de nœuds de la grille de maillage. Par exemple pour 12 700 points de calcul et $\varepsilon_{\text{eff } 0} = 2,098$, la durée du calcul est de 1,4 minute sans tenir compte des pertes et 3,38 minutes en tenant compte des pertes. Avec 19 700 points et $\varepsilon_{\text{eff } 0} = 2,098$, les durées des calculs sont égales à 2,67 minutes pour la simulation sans pertes et à 58 minutes pour la simulation avec pertes. La capacité mémoire du calculateur est dépassée avec 35 000 points de calcul lorsque la structure est à pertes tandis qu'elle est dépassée avec 62 760 points de calcul lorsque la structure ne présente pas de pertes. En conséquence, il est préférable de réaliser les modélisations des structures de grandes dimensions sans inclure de pertes sauf si l'information sur les pertes est réellement nécessaire. Lorsque la valeur initiale de la permittivité effective est plus proche de la solution recherchée (lignes continues), les temps de calculs sont réduits de 3 % à 25 %. Plus le nombre de points de calcul est grand, plus il est intéressant de réduire l'écart entre la valeur initiale et la valeur recherchée. Bien attendu, le choix de la valeur initiale influe uniquement sur les temps de calculs et non sur la taille en mémoire des calculs.

VII Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les principes théoriques qui sont à la base de la méthode des éléments finis appliquée à la résolution des équations différentielles de Maxwell. Les éléments mixtes employés dans le logiciel EMXD sont particulièrement bien adaptés à la description des problèmes électromagnétiques.

Nous avons défini les conditions optimales de simulation pour la modélisation des FMAS par la méthode des éléments finis. Notamment, nous avons souligné l'attention particulière à porter à la finesse et à la symétrie de la grille de discrétisation.

Nous avons constaté que l'utilisation des éléments courbes pour la description des contours circulaires n'apportait aucune amélioration dans les résultats des calculs. De plus l'implémentation de ces éléments demande un travail de préparation long et fastidieux. En conséquence, ce type d'élément ne sera pas employé dans les modélisations futures des FMAS.

Nous avons démontré que la MEF est un outil de modélisation permettant une analyse complète de guide à profils d'indice aussi complexes que ceux des FMAS [105]. En revanche, la limitation de la capacité mémoire des ressources informatiques interdit l'étude de certains profils de FMAS par la MEF. Les simulations demandant un nombre de nœuds de calcul trop important ne pourront pas être traitées. Cette restriction apparaît pour des simulations à de très courtes longueurs d'onde (car les dimensions des mailles doivent être inférieures à $\lambda/5$ dans la zone guidante) 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).

Chapitre III
Résultats de modélisation des FMAS

I Introduction

Avant toute fabrication de FMAS pour une application souhaitée, il est nécessaire de réaliser une base de données regroupant les caractéristiques de propagation les plus importantes en fonction du profil d'indice de la fibre. A cet effet dans cette partie, nous allons calculer, le plus complètement possible, 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).

Des abaques sur l'indice effectif, l'aire effective, les pertes de confinement, la dispersion chromatique et sa pente sont réalisés à $1,55 \mu\text{m}$, longueur d'onde centrale de la troisième fenêtre de transparence des fibres en silice utilisées dans les télécommunications optiques.

A partir de ces abaques, nous pouvons sélectionner les profils d'indice en fonction de l'application demandée à la FMAS. Nous présenterons des profils d'indice pour quatre types de FMAS : les FMAS à dispersion chromatique aplatie, à décalage du zéro de dispersion, à faible surface effective et à maintien de polarisation.

Enfin, les prévisions de la MEF seront confrontées aux résultats obtenus avec trois autres modèles théoriques décrits précédemment : la méthode des fonctions localisées (MFL), la méthode de l'indice moyenné (MIM) et la méthode multipolaire (MM).

II Abaques pour application aux télécommunications optiques

Les fibres considérées ont un profil d'indice basé sur un réseau triangulaire de trous d'air. Le cœur est formé par le remplacement d'un tube par un barreau plein en silice. Le nombre de couronne de trous est variable. Il a été choisi de manière à optimiser les temps de calcul sans trop augmenter la taille des éléments de discrétisation : pour chaque FMAS, le nombre de couronnes fixé est le nombre minimum possible pour lequel il n'y a pas de réflexions parasites du champ au niveau des conditions de blindage. Ceci correspond à une structure la plus petite possible réalisant un confinement du champ suffisant permettant les calculs des modes guidés. Le nombre de couronnes nécessaires augmente donc lorsque la proportion d'air diminue. 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 $0,75 \mu\text{m}$. Certains profils, qui nécessitent un nombre de couronne trop grand, ne peuvent pas être modélisés correctement. En général, la capacité mémoire de l'ordinateur est dépassée pour un nombre de couronnes supérieur à 10. En effet, nous avons vu dans la partie VI.2.a du Chapitre II que des critères sur la finesse du maillage doivent être respectés pour une modélisation réaliste de notre structure. Ces profils requièrent donc un nombre de points de calcul dépassant la capacité mémoire de nos ordinateurs (cf. Chapitre II §VI.3.f). Ce sont des profils pour lesquels le champ s'étale fortement au travers des couronnes de trous. C'est à dire des profils dont le cœur est petit et la proportion d'air faible (par exemple pour $\Lambda = 1 \mu\text{m}$, les profils avec d/Λ inférieur à 0,45 et pour $\Lambda = 2 \mu\text{m}$, les profils avec d/Λ inférieur à 0,25). D'autres structures sont trop grandes même avec un nombre limité de couronnes. C'est le cas des profils d'indice pour lesquels l'espacement entre les trous Λ est proche de $10 \mu\text{m}$ ou supérieur.

Les abaques sont réalisés pour une seule longueur d'onde correspondant à la longueur d'onde d'opération de nombreux systèmes de télécommunications optiques : $1,55 \mu\text{m}$. Ainsi, la prospection sur les caractéristiques des FMAS est accélérée en diminuant le nombre de calcul pour chaque fibre. En effet, pour calculer la dispersion chromatique et la pente dans une fibre donnée nous devons connaître l'indice effectif du mode fondamental à 7 longueurs d'onde seulement. Les temps de préparation des modélisations, de calcul des indices effectifs et de traitement de ces indices sont donc minimisés. La durée du calcul de l'indice effectif à une longueur d'onde peut varier de quelques secondes (moins de 10000 points de calcul) à plusieurs heures (plus de 30000 points de calcul) suivant le nombre de points de calcul nécessaires à la modélisation correcte de la structure et suivant la valeur initiale donnée pour la valeur propre recherchée (cf. Chapitre II §VI.3.f). Environ 45 minutes sont nécessaires à la préparation du calcul de l'indice effectif à 20 longueurs d'onde et au traitement des résultats.

Les abaques réalisés portent sur l'indice effectif, sur la dispersion de chromatique et sur sa pente, sur l'aire effective et sur les pertes de confinement. Les valeurs calculées concernent uniquement le mode fondamental se propageant dans la fibre. Les intervalles de valeurs choisies pour les paramètres géométriques des FMAS sont $[1 \mu\text{m} ; 6 \mu\text{m}]$ pour Λ et $[0,15 ; 0,7]$ pour d/Λ . Le choix de ces deux intervalles a été motivé par deux raisons. La première raison est la limitation de la taille des matrices à calculer liée à la capacité mémoire du calculateur. Les structures trop grandes par rapport à la longueur d'onde (grands Λ) ne

peuvent pas être modélisées avec une précision satisfaisante. La seconde raison est technologique et pratique. Comme nous nous intéressons à des FMAS monomodes, il ne nous a pas été utile de considérer des valeurs de d/Λ supérieurs à 0,7 pour laquelle la fibre multimode. Les FMAS avec $\Lambda < 1 \mu\text{m}$ 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.1 Indice effectif

La Figure III.1 et la Figure III.2 présentent les indices effectifs du mode fondamental dans une FMAS, calculés par la MEF en fonction de d et Λ .

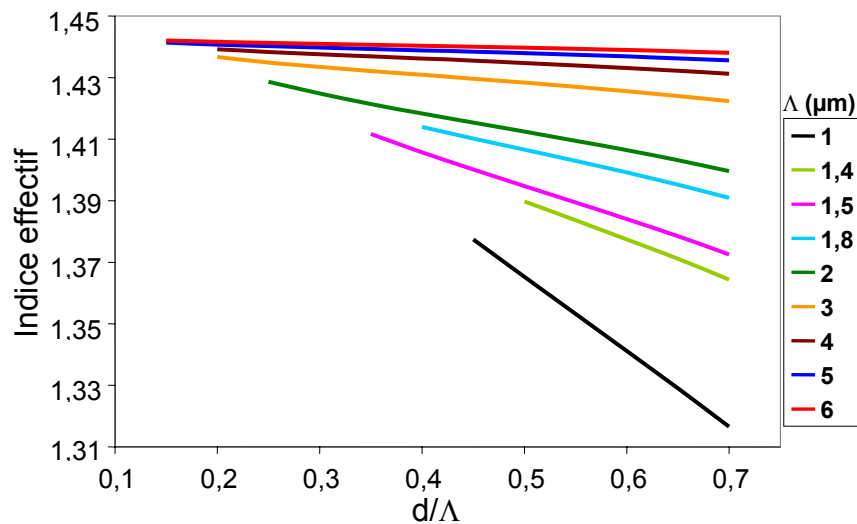


Figure III.1 : Indice effectif calculé à $1,55 \mu\text{m}$ en fonction de d/Λ pour différentes valeurs de Λ .

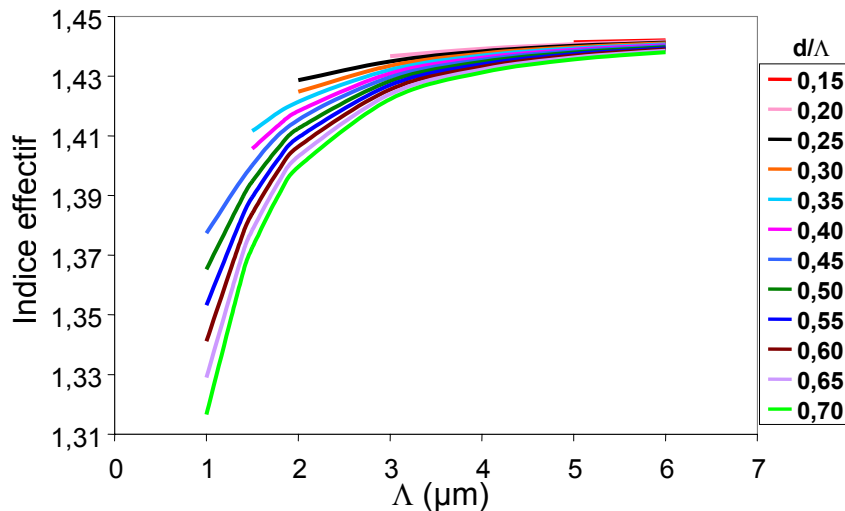


Figure III.2 : Indice effectif calculé à 1,55 μm en fonction de Λ pour différentes valeurs de d/Λ .

En tout premier lieu, il est à noter que l'indice effectif varie très fortement : de 1,31 à 1,4442 (indice de la silice à 1,55 μm) pour les fibres considérées. Cette particularité des FMAS découle de la forte variation de l'indice de la gaine photonique. Elle est à l'origine de la grande diversité des caractéristiques de propagation des FMAS en fonction de leur profil d'indice (dispersion à très grande valeur absolue, positive ou négative, ou dispersion aplatie par exemple).

En second lieu, on remarque que l'indice effectif décroît de manière linéaire lorsque le rapport d/Λ augmente (Figure III.1) et qu'il croît lorsque Λ augmente (Figure III.2). Sa variation en fonction de Λ est plus rapide pour les petites valeurs de Λ . Ces variations permettent d'extrapoler les valeurs d'indices effectifs pour un nombre infini de couples $[d ; \Lambda]$ à partir de quelques valeurs calculées pour des couples $[d ; \Lambda]$ judicieusement choisis. Cette extrapolation est utile pour diminuer les temps de calculs de la MEF. L'algorithme de résolution est de nature itérative et nécessite une valeur de départ donnée par l'utilisateur. Si l'utilisateur n'a pas d'information sur la valeur de l'indice effectif recherché, 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 recherche alors le nombre de solutions demandé par l'utilisateur en partant de cette valeur initiale. Si cette valeur est éloignée de l'indice effectif recherché, le logiciel peut donc trouver un grand nombre de solutions avant de fournir celle qui nous intéresse. C'est ensuite à l'utilisateur d'identifier la solution qui correspond au mode recherché. Ce travail est long et nécessite de nombreuses itérations par le logiciel. Au contraire, si la valeur de départ est proche de l'indice effectif recherché, celui-ci sera la première solution trouvée par le logiciel. De plus, quand le mode que l'on veut calculer est la

première solution trouvée à partir de la valeur initiale, l'algorithme de résolution converge plus rapidement vers le résultat si l'écart entre la valeur de départ et la valeur recherchée est réduit.

Les variations de l'indice effectif sont conformes à ce que l'on pouvait attendre. Lorsque la proportion d'air présent dans la fibre diminue (c'est à dire lorsque le diamètre du cœur augmente et/ou lorsque d/Λ diminue), 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).

Les indices effectifs présentés sont ceux calculés à $1,55 \mu\text{m}$ mais ils ont été calculés à six autres longueurs d'onde régulièrement espacées de 25 nm autour de $1,55 \mu\text{m}$ pour le calcul de la dispersion chromatique et de sa dérivée à $1,55 \mu\text{m}$.

II.2 La dispersion chromatique

La Figure III.3 et la Figure III.4 illustrent la grande dépendance de la dispersion chromatique des FMAS en fonction de la dimension des trous et de leur espacement. Pour les paramètres des FMAS sélectionnées, la dispersion chromatique à $1,55 \mu\text{m}$ varie de $-350 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ à $100 \text{ ps}/(\text{nm.km})$. Ce paramétrage de la dispersion chromatique en fonction de la taille et de la répartition des trous est un grand avantage des FMAS sur les autres fibres optiques [106] [107]. Notons que nous n'avons considéré pour établir ces résultats que le cas d'une distribution triangulaire de trous identiques dans la gaine photonique mais que d'autres configurations (trous de dimensions différentes, cœur formé par l'omission de plusieurs capillaires, gaine photonique en nid d'abeille...) offrirait de nouveaux degrés de liberté pour ajuster la dispersion chromatique.

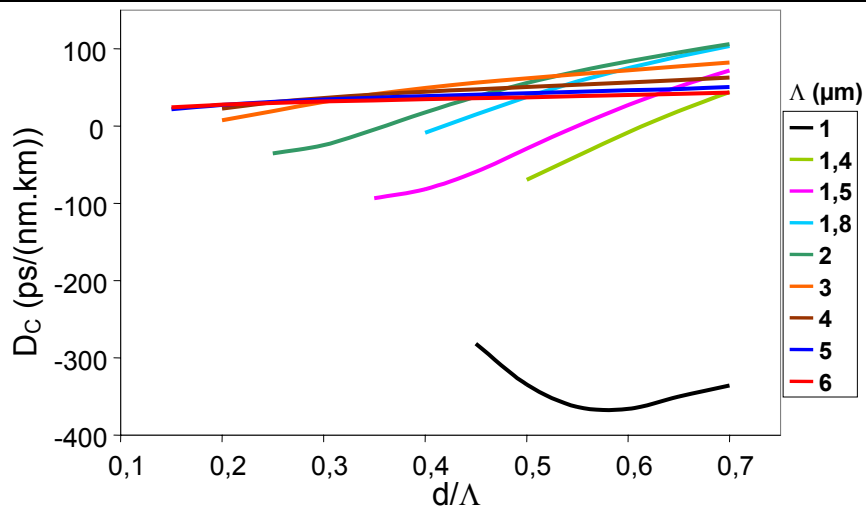


Figure III.3 : Dispersion chromatique calculée à $1,55 \mu\text{m}$ en fonction de d/Λ pour différentes valeurs de Λ .

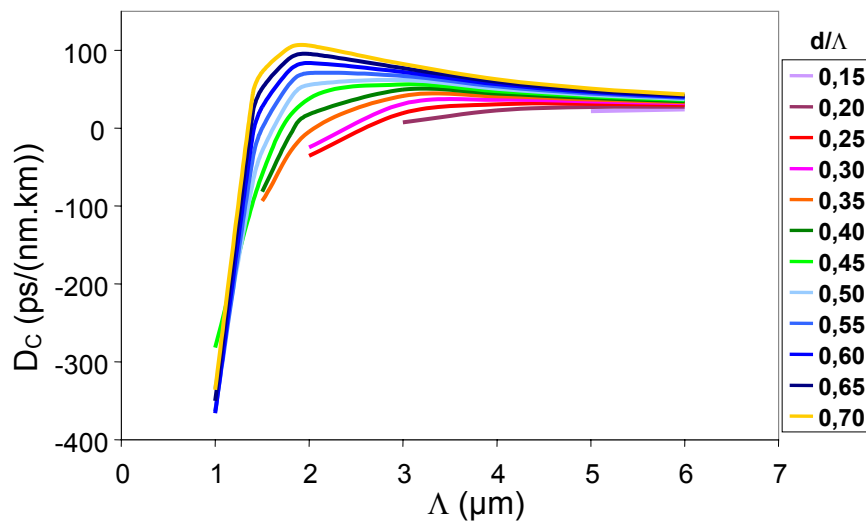


Figure III.4 : Dispersion chromatique calculée à $1,55 \mu\text{m}$ en fonction de Λ pour différentes valeurs de d/Λ .

Sur la Figure III.3, on voit nettement que la dispersion augmente quand la proportion d'air augmente pour Λ fixé, excepté pour $\Lambda = 1 \mu\text{m}$. En effet, la variation de la dispersion en fonction de d/Λ pour $\Lambda = 1 \mu\text{m}$ semble atypique en comparaison avec les résultats obtenus pour d'autres valeurs de Λ . Les causes de ce résultat peuvent être diverses. Il peut provenir uniquement d'un problème de simulation. Le diamètre du cœur (approximativement $2\Lambda = 2 \mu\text{m}$) étant proche de la valeur de la longueur d'onde de travail ($1,55 \mu\text{m}$), les variations du champ électromagnétiques dans le cœur sont très fortes. Ceci peut causer une augmentation très sensible des erreurs de calculs même pour une finesse de grille respectant les critères que nous avons fixés. Mais il est également plausible que ce résultat reflète la réalité physique. En effet, la variation de la dispersion étant plus importante en fonction de d/Λ lorsque Λ diminue, nous pouvons nous attendre à une variation encore plus importante et

plus rapide pour des valeurs de Λ bien inférieures à la longueur d'onde.

Les courbes de la dispersion chromatique tracées en fonction de d/Λ à Λ constant s'aplatissent lorsque Λ augmente (Figure III.3). La même observation peut être faite à partir de la Figure III.4, en comparant l'amplitude de la variation de la dispersion à des abscisses différentes. Par exemple pour $\Lambda = 6 \mu\text{m}$, la dispersion chromatique augmente de $13 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ de $d/\Lambda = 0,25$ à $d/\Lambda = 0,7$ tandis que pour $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ elle augmente de $141 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ dans le même intervalle de valeurs d/Λ . Pour des valeurs de $\Lambda \geq 4 \mu\text{m}$, la dispersion chromatique est toujours positive pour $d/\Lambda \geq 0,15$. La position du zéro de dispersion est décalée vers les petites valeurs de d/Λ lorsque Λ augmente.

Les FMAS pour lesquelles Λ est compris entre $1,5 \mu\text{m}$ et $3 \mu\text{m}$ semblent offrir un bon compromis pour obtenir une fibre à dispersion faible et peu sensible à la variation de la taille des trous (d) et de leur position (Λ). Les dispersions très négatives à $1,55 \mu\text{m}$ (intéressantes pour les fibres destinées à réaliser la fonction de compensation de dispersion dans une liaison optique) sont obtenues pour des FMAS à petit cœur ($\Lambda \approx 1 \mu\text{m}$). Ces fibres sont cependant susceptibles de présenter de forts effets non linéaires en raison du fort confinement du champ qui induit un accroissement de la densité de puissance dans le cœur.

Les systèmes de télécommunications optiques de type WDM ne fonctionnent pas 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. Dans un premier temps, cette information est donnée autour d'une longueur d'onde par le calcul de la dérivée de la dispersion chromatique. Dans un deuxième temps, lorsque nous aurons sélectionné un profil intéressant, cette étude devra être complétée par le calcul de la dispersion chromatique et de sa pente sur une large bande spectrale.

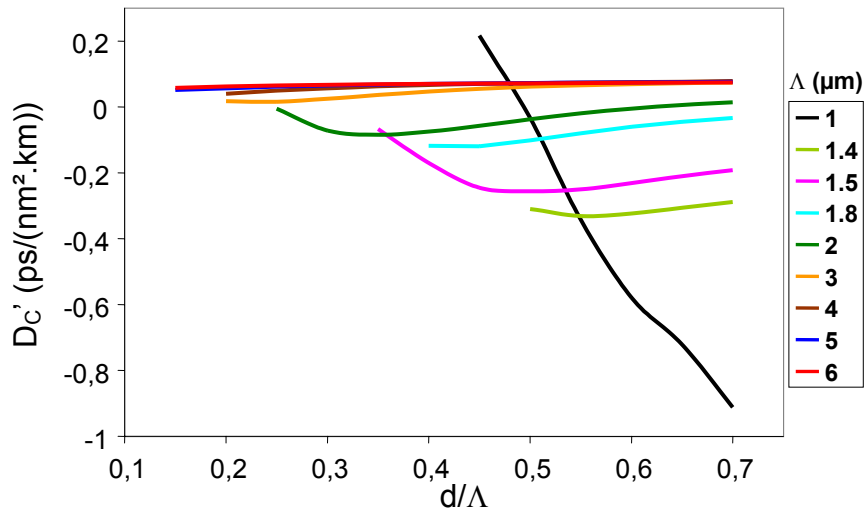


Figure III.5 : Pente de la dispersion chromatique calculée à $1,55 \mu\text{m}$ en fonction de d/Λ pour différentes valeurs de Λ .

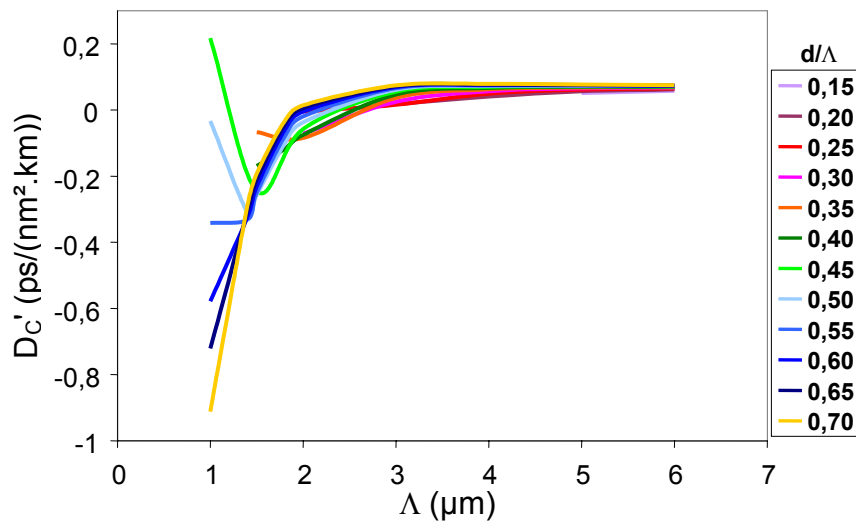


Figure III.6 : Pente de la dispersion chromatique calculée à $1,55 \mu\text{m}$ en fonction de Λ pour différentes valeurs de d/Λ .

Les variations de la pente de la dispersion en fonction de d et Λ sont similaires aux variations de la dispersion. Sur la Figure III.5, les courbes de la pente en fonction de d/Λ s'aplatissent à mesure que Λ augmente. Les valeurs nulles de la pente de dispersion à $1,55 \mu\text{m}$ sont obtenues avec les FMAS pour lesquelles Λ est inférieur à $3 \mu\text{m}$.

II.3 L'aire effective

Les aires effectives (en μm^2) du mode fondamental des FMAS à $1,55 \mu\text{m}$ sont tracées en fonction de d/Λ sur la Figure III.7 et en fonction de Λ sur la Figure III.8.

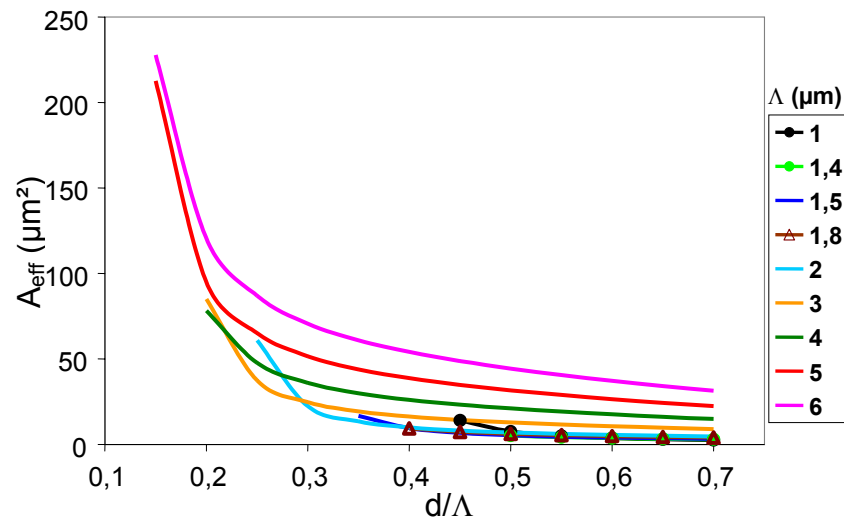


Figure III.7 : Aire effective calculée à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour différentes valeurs de Λ .

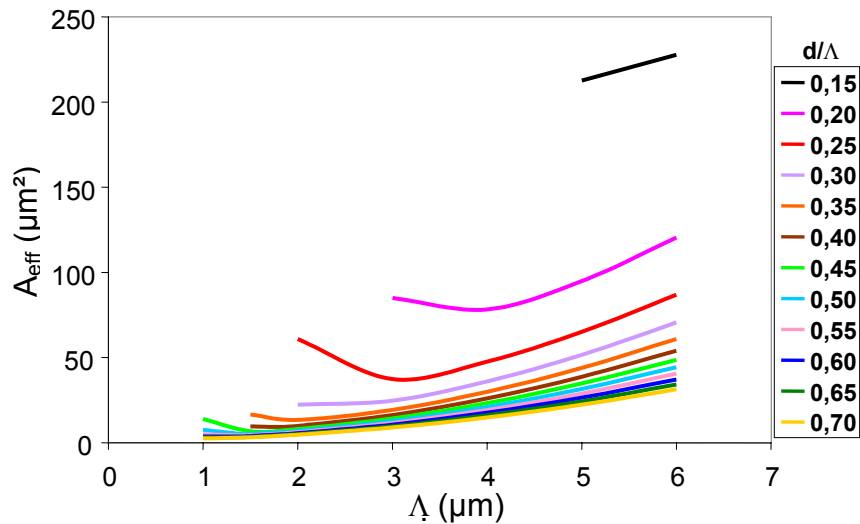


Figure III.8 : Aire effective calculée à 1,55 μm en fonction de Λ pour différentes valeurs de d/Λ .

Sur la Figure III.7, on constate que certaines courbes d'aires effectives paramétrées par Λ ne sont pas tracées pour les petites valeurs de d/Λ . Les résultats manquants n'ont pas pu être calculés par la MEF car les structures qui leur correspondent sont trop grandes et leur modélisation dépasse la capacité mémoire de l'ordinateur à ma disposition. En effet, lorsque la proportion d'air dans une FMAS diminue et/ou lorsque Λ diminue, le champ s'étale de plus en plus entre les trous. Pour conserver des conditions de simulation optimales, il faut donc ajouter des rangées de trous au profil considéré. Or, nous avons déjà indiqué que les FMAS qui possèdent plus de 10 rangées de trous ne peuvent pas être modélisées avec le logiciel basé sur la MEF. Lorsque le rapport d/Λ est constant, si Λ diminue alors le nombre de couronnes de trous nécessaires augmente. Pour cette raison, seules les FMAS dont les trous sont espacés d'au moins 5 μm ont pu être modélisées avec d/Λ égal à 0,15. Ceci signifie que l'aire

effective dépend plus fortement de la variation du diamètre des trous aux petites valeurs de Λ qu'aux grandes. Quelle que soit la valeur de Λ , l'aire effective est plus sensible aux changements dans la géométrie de la FMAS quand la proportion d'air est faible.

II.4 Les pertes de confinement

Les pertes de confinement relatives à la puissance sont calculées pour un nombre fixe de couronnes quelles que soient les FMAS considérées. Rappelons que les pertes sont introduites dans la structure modélisée en définissant une impédance réelle appliquée à la limite extérieure du profil de la FMAS.

Pour analyser l'influence de l'ajout d'une couronne de trous sur les pertes, les abaques sont réalisés avec des profils à 5 puis 6 couronnes de trous. Les FMAS fabriquées jusqu'à présent dans les laboratoires d'Alcatel et de l'IRCOM ne possèdent pas plus de 6 couronnes de trous.

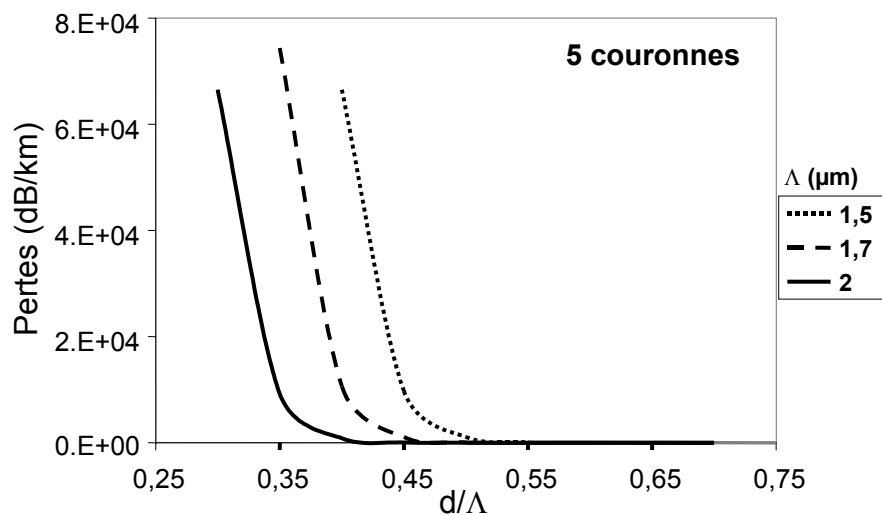


Figure III.9 : Pertes de confinement calculées à $1,55 \mu\text{m}$ en fonction de d/Λ pour différentes valeurs de Λ et des profils d'indice à 5 couronnes de trous.

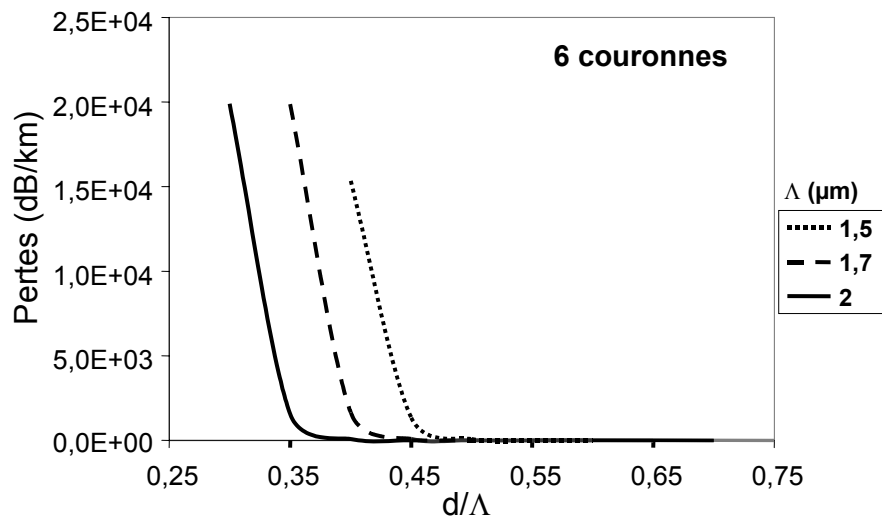


Figure III.10 : Pertes de confinement calculées à $1,55 \mu\text{m}$ en fonction de d/Λ pour différentes valeurs de Λ et des profils d'indice à 6 couronnes de trous.

Les pertes de confinement, exprimées en dB/km, sont tracées en fonction du rapport d/Λ à Λ fixe pour des profils d'indice à 5 couronnes (Figure III.9) et 6 couronnes de trous (Figure III.10). Elles décroissent exponentiellement lorsque d/Λ augmente (cf. Figure III.14 et Figure III.15). Pour les petits d/Λ , les pertes varient quasi linéairement et très rapidement. Avec 5 couronnes de trous, pour $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$ les pertes de confinement varient de $66,5 \cdot 10^3$ dB/km ($d/\Lambda = 0,4$) à $1,5 \cdot 10^{-3}$ dB/km ($d/\Lambda = 0,75$) ; pour $\Lambda = 1,7 \mu\text{m}$ elles varient de $74,4 \cdot 10^3$ dB/km ($d/\Lambda = 0,35$) à $5,2 \cdot 10^{-4}$ dB/km ($d/\Lambda = 0,7$) et pour $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ elles varient de $66,5 \cdot 10^3$ dB/km ($d/\Lambda = 0,3$) à $2,5 \cdot 10^{-6}$ dB/km ($d/\Lambda = 0,7$). L'ajout d'une couronne de trous sur ces profils de FMAS a divisé les pertes de confinement de la structure par un facteur compris entre 3 et 350. Par exemple, avec 6 couronnes de trous les pertes calculées sur le profil [$\Lambda = 2 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0,3$] sont égales à $19,9 \cdot 10^3$ dB/km. Le facteur de diminution des pertes $P_{6 \text{ couronnes}}/P_{5 \text{ couronnes}}$ est tracé en fonction de d/Λ sur la Figure III.11 en utilisant une échelle semi-logarithmique. Rappelons qu'avec cette échelle semi-logarithmique, une variation exponentielle est représentée par une droite.

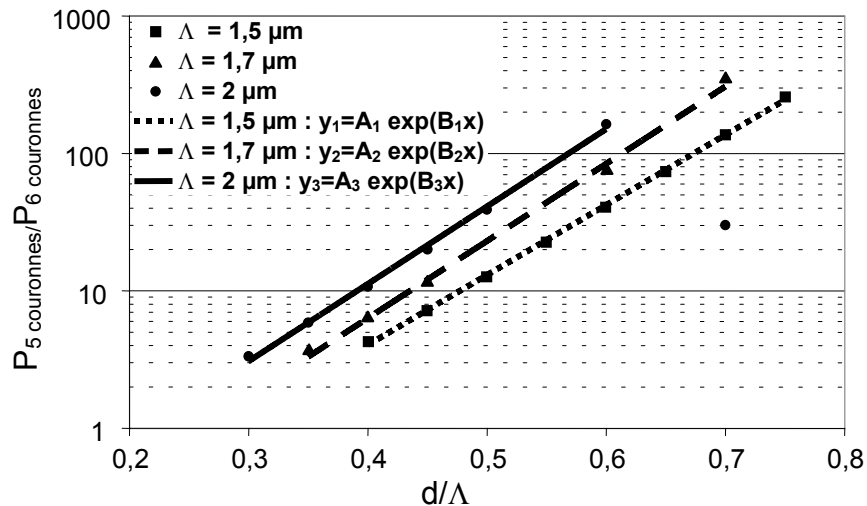


Figure III.11 : Rapport des pertes en dB/km pour 5 couronnes de trous sur les pertes en dB/km pour 6 couronnes de trous (échelle semi-logarithmique) ; symboles pleins : valeurs calculées avec la MEF, lignes : approximations exponentielles.

Le facteur de diminution des pertes $P_{6 \text{ couronnes}}/P_{5 \text{ couronnes}}$ augmente de manière exponentielle lorsque le diamètre des trous augmente. C'est à dire que à Λ fixé, si d diminue on constate simultanément que les pertes de confinement augmentent (car la proportion d'air diminue) et que l'amélioration apportée par l'ajout d'une couronne de trous est moindre. Un seul des profils présentés ne suit pas cette loi : le profil [$\Lambda = 2 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0,7$]. Ce profil est également le seul profil qui présente des pertes inférieures à 10^{-4} dB/km avec 5 rangées de trous. Ses pertes sont même nettement inférieures à cette valeur puisqu'elles sont égales à $2,5 \cdot 10^{-6}$ dB/km. On peut donc conclure que le facteur de diminution des pertes par l'ajout d'une couronne varie de manière exponentielle en fonction de d à condition que les pertes initiales soient suffisamment élevées.

Pour un nombre de couronnes donné, les courbes des pertes en fonction de d/Λ ont à peu près la même forme quelle que soit la valeur de Λ (cf. Figure III.9 et Figure III.10). Elles se décalent vers la droite quand Λ diminue. Cette constatation suggère que si on trace les pertes de confinement en fonction de d/λ et non plus en fonction de d/Λ , elles seront pratiquement superposées (Figure III.12 et Figure III.13).

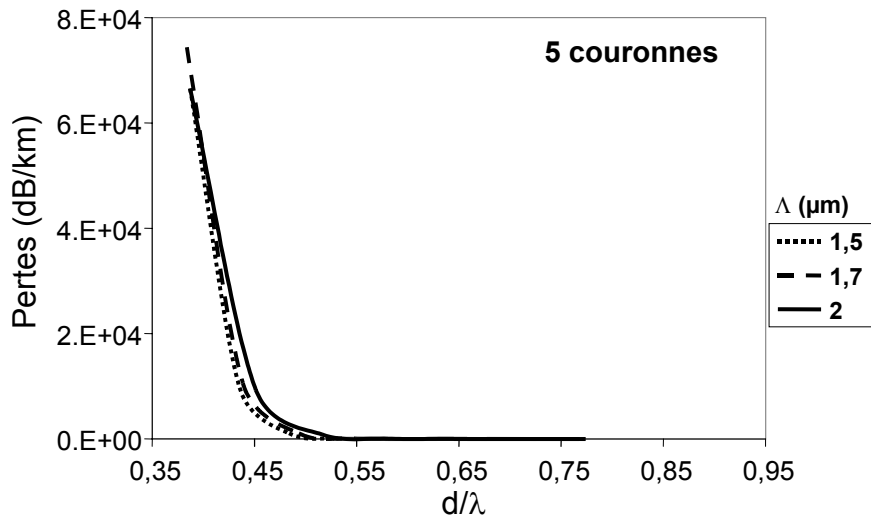


Figure III.12 : Pertes de confinement à $1,55 \mu\text{m}$ en fonction de d/λ pour différentes valeurs de Λ et des profils d'indice à 5 couronnes de trous.

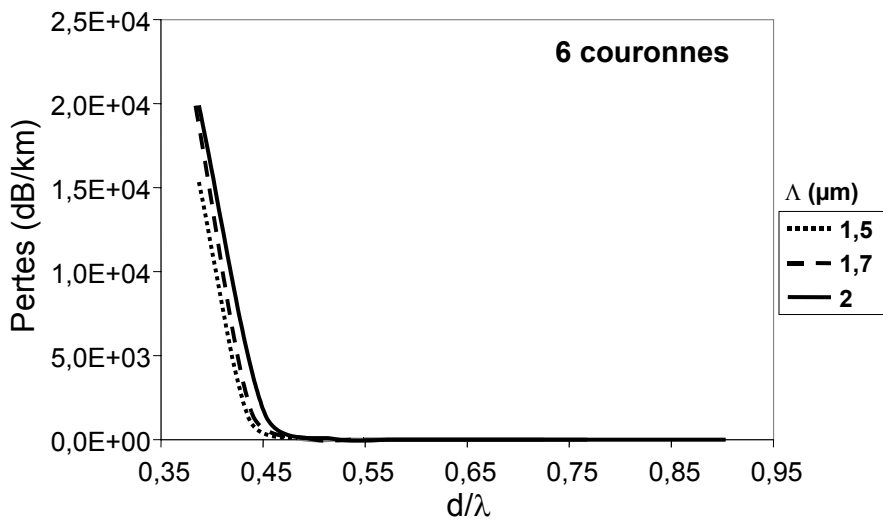


Figure III.13 : Pertes de confinement à $1,55 \mu\text{m}$ en fonction de d/λ pour différentes valeurs de Λ et des profils d'indice à 6 couronnes de trous.

Le rapport diamètre des trous sur longueur d'onde de travail apparaît donc comme un paramètre pertinent pour le calcul des pertes de confinement. Bien que la superposition des courbes ne soit pas parfaite, on peut conclure, en première approche, que ces pertes sont une fonction de d/λ et qu'elles dépendent peu de Λ . D'autres modélisations avec de nouvelles structures et d'autres longueurs d'onde de travail seront nécessaires pour confirmer les comportements observés. Cependant, l'étude des pertes de confinement dans les FMAS ayant été abordé en fin de thèse, je n'ai pas eu le temps de réaliser autant de simulations qu'il aurait été souhaitable.

Sur la Figure III.14 et la Figure III.15, les pertes de confinement sont tracées avec une échelle semi-logarithmique. La superposition des courbes exponentielles approchées met en

évidence la variation quasi exponentielle des pertes de confinement en fonction de d (λ étant fixée à $1,55 \mu\text{m}$ dans ce cas).

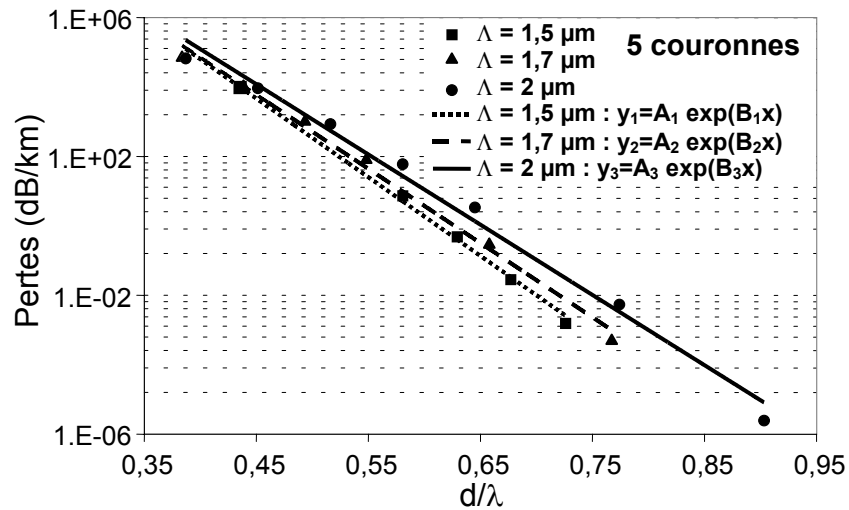


Figure III.14 : Symboles pleins : pertes de confinement à $1,55 \mu\text{m}$ calculées en fonction de d/λ pour différentes valeurs de Λ et des profils d'indice à 5 couronnes de trous (échelle semi-logarithmique) ; Lignes : Approximation exponentielle des pertes.

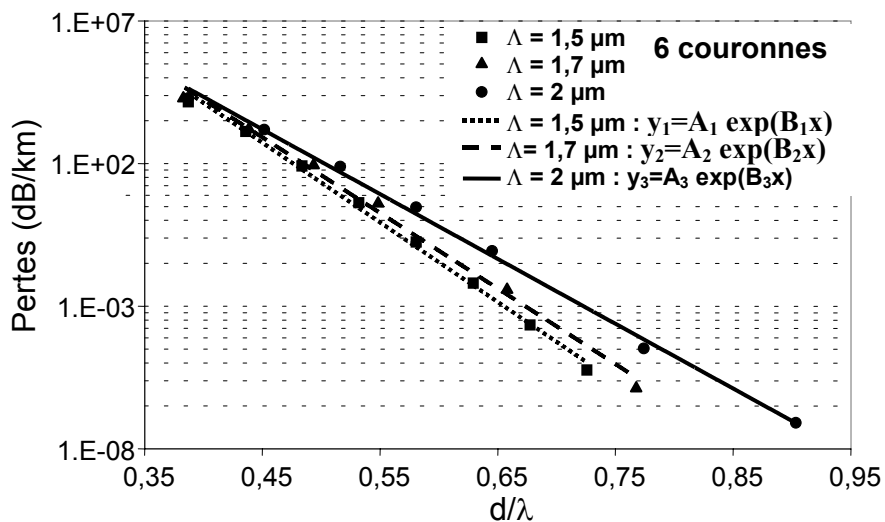


Figure III.15 : Symboles pleins : pertes de confinement à $1,55 \mu\text{m}$ calculées en fonction de d/λ pour différentes valeurs de Λ et des profils d'indice à 6 couronnes de trous (échelle semi-logarithmique) ; Lignes : Approximation exponentielle des pertes.

En traçant ces pertes en fonction de Λ pour un rapport d/Λ fixé (Figure III.16 pour les profils à 5 couronnes et Figure III.17 pour les profils à 6 couronnes), la forte sensibilité des pertes aux variations géométriques pour les petites valeurs de d et Λ est mise en évidence. En effet, la variation des pertes suivant la géométrie du profil est grande lorsque le champ est mal confiné par le nombre de couronnes.

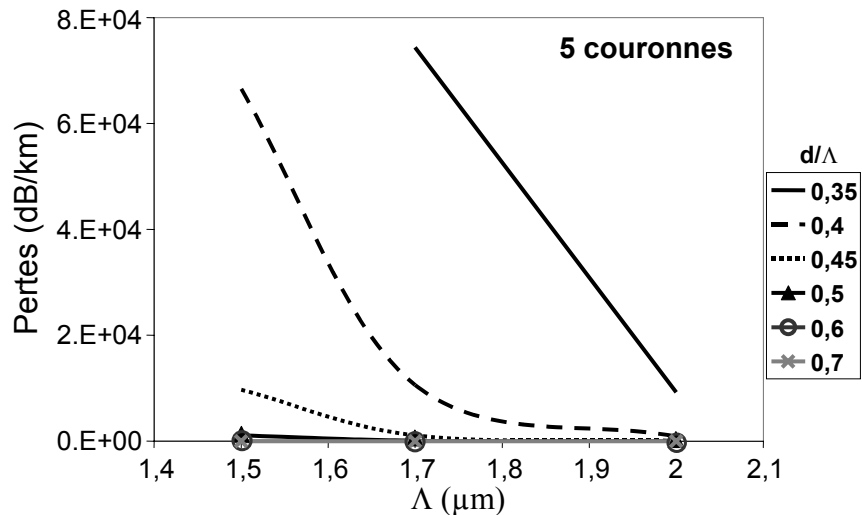


Figure III.16 : Pertes de confinement à 1,55 μm en fonction de Λ pour différentes valeurs de d/Λ et des profils d'indice à 5 couronnes de trous.

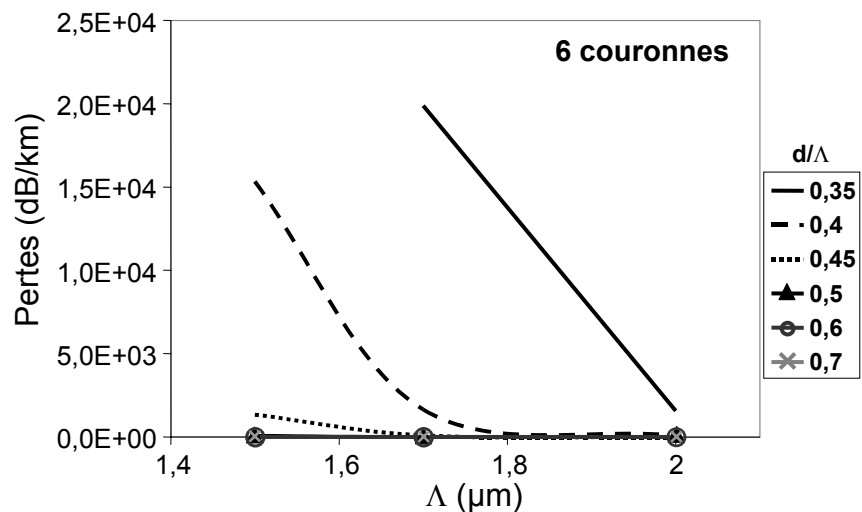


Figure III.17 : Pertes de confinement à 1,55 μm en fonction de Λ pour différentes valeurs de d/Λ et des profils d'indice à 6 couronnes de trous.

II.5 Choix du profil d'indice

Les abaques présentés précédemment vont nous permettre de choisir le profil d'indice d'une FMAS suivant l'application visée pour cette fibre.

Tout d'abord, nous allons choisir un profil d'indice dont les variations géométriques éventuelles ont la plus faible influence possible sur les caractéristiques de propagation du mode de la fibre. Ainsi, la réalisation pratique de la FMAS souhaitée sera moins difficile puisque les différences entre les profils d'indice théorique et expérimental provoqueront a priori un écart moindre entre les caractéristiques attendues et celles obtenues.

La valeur de la dispersion chromatique est moins sensible aux variations du diamètre

des trous à mesure que Λ augmente. Par exemple pour $\Lambda = 1 \mu\text{m}$, la variation maximale de la dispersion ΔD_c est égale à environ $5 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ pour 1 % de variation sur le diamètre des trous. Pour $\Lambda = 2 \mu\text{m}$, ΔD_c vaut $1,5 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ pour d variant de 1%. Enfin pour $\Lambda = 6 \mu\text{m}$, ΔD_c vaut $0,1 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ pour d variant de 1%. La sensibilité de la dispersion chromatique à la variation de la dimension des trous est donc divisée par un facteur 50 en multipliant Λ par 6 pour les profils considérés. La variation de la dispersion augmente également lorsque d/Λ diminue. Les mêmes remarques s'appliquent à la variation de la pente de la dispersion chromatique.

L'aire effective est très sensible aux variations de d/Λ pour les petites valeurs de ce paramètre. La valeur de d/Λ , en dessous de laquelle l'aire effective devient très sensible aux variations géométriques, augmente lorsque Λ diminue.

Pour un nombre de couronnes donné, la sensibilité des pertes de confinement aux variations géométriques est exacerbée pour des valeurs faibles de d/Λ et de Λ .

En résumé, la sensibilité des propriétés de propagation en fonction des variations de la taille et l'espacement des trous est minimale pour les plus grandes valeurs de d/Λ et Λ .

En prenant en compte ces remarques, il faut maintenant choisir les paramètres d et Λ suivant l'application de la fibre.

Si on souhaite concevoir une FMAS (à couronnes hexagonales de trous d'air) à forte dispersion négative à $1,55 \mu\text{m}$, Λ doit être inférieur à $1,4 \mu\text{m}$. Pour limiter les effets non linéaires liés à la faible surface effective, d/Λ doit être aussi petit que possible. Malheureusement, cette gamme de paramètres est très défavorable en terme de sensibilité des propriétés de propagation. Il faut donc maîtriser parfaitement le procédé de fabrication pour concevoir une FMAS à forte dispersion négative possédant les caractéristiques prévues par la théorie.

L'obtention d'une dispersion nulle ou très faible à $1,55 \mu\text{m}$ est possible pour Λ inférieur ou égal à $3 \mu\text{m}$. Pour limiter la sensibilité de la dispersion chromatique aux variations de d et Λ , les valeurs de Λ comprises entre $2 \mu\text{m}$ et $3 \mu\text{m}$ et de d/Λ inférieures à $0,35$ semblent offrir un bon compromis. L'annulation de la pente de la dispersion à $1,55 \mu\text{m}$ est possible si Λ est inférieur à $3 \mu\text{m}$. L'intervalle de valeurs $\Lambda = [2 ; 3] \mu\text{m}$ convient donc pour l'annulation de la dispersion et de sa pente. Ce recouvrement de valeurs intéressantes

pour l'annulation de la dispersion et de sa pente est utile pour la conception d'une FMAS à faible dispersion positive plate pour application aux télécommunications optiques à haut débit.

La variation de l'aire effective est plus faible pour des FMAS à forte proportion d'air quelle que soit la distance entre les trous. Pour les applications aux télécommunications optiques qui nécessitent de s'affranchir des effets non linéaires, les FMAS à grand espacement Λ conviennent. Au contraire, pour les applications nécessitant d'exacerber ces effets non linéaires, nous choisirons des FMAS avec Λ très petit.

En ce qui concerne les pertes de confinement, notons que 6 couronnes de trous ne sont pas suffisantes pour confiner correctement le champ des FMAS pour lesquelles Λ est inférieur ou égal à $2 \mu\text{m}$ et d/Λ est inférieur à 0,4 car les pertes calculées sont alors supérieures à 1 dB/m. La bonne évaluation des profils à fortes pertes de confinement reste cependant à confirmer par l'expérience.

III Modélisation de fibres particulières

Maintenant que nous avons cerné les valeurs de d et Λ intéressantes en fonction de différentes applications, nous pouvons affiner l'étude pour chacune de ces applications. J'ai étudié quatre types de FMAS particulières : les FMAS à faible dispersion chromatique aplatie, les FMAS à décalage du zéro de dispersion, les FMAS à faible surface effective et enfin quelques profils de FMAS à maintien de polarisation.

De très nombreuses simulations ont été effectuées pour chacun des types de FMAS précédents. Les quatre paragraphes suivants présentent seulement la synthèse des résultats les plus significatifs obtenus.

III.1 FMAS à dispersion chromatique aplatie

Une fibre de ligne idéale insérée dans un système de télécommunications haut débit de type WDM doit présenter une dispersion chromatique voisine de zéro avec une pente nulle sur la plus grande bande spectrale possible. Cette fibre doit également être exempte d'effets non linéaires qui affectent le signal portant les informations. La dispersion ne doit donc pas être nulle afin de prévenir les effets non linéaires favorisés par l'absence de dispersion tels que le mélange à quatre ondes. L'aire effective doit être aussi grande que possible afin de repousser

le seuil d'apparition des effets non linéaires à des plus fortes puissances d'injection.

En affinant les abaques dans la gamme de paramètres définie précédemment, j'ai trouvé un profil d'indice avec $\Lambda = 2,784 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda = 0,25$ pour une fibre dont le mode fondamental présente une dispersion de $12 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ avec une pente égale à $6,8 \cdot 10^{-6} \text{ ps}/(\text{nm}^2.\text{km})$ à $1,55 \mu\text{m}$. Appelons cette fibre FMAS 1. La précision sur Λ et d (3^{ème} décimale) nécessaire à l'obtention de ce résultat laisse présager d'une relative sensibilité aux paramètres géométriques. Il faut aussi vérifier que cette pente de dispersion quasi nulle trouvée à $1,55 \mu\text{m}$ reste suffisamment faible sur la bande spectrale considérée.

La Figure III.18 présente l'évolution en longueur d'onde de la dispersion chromatique liée à ce profil d'indice ainsi que celle trouvée pour deux autres profils aux paramètres géométriques très voisins ($\Lambda = 2,8 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda = \{0,23 ; 0,25\}$). Appelons FMAS 2 la fibre avec $d/\Lambda = 0,25$ et FMAS 3 celle avec $d/\Lambda = 0,23$.

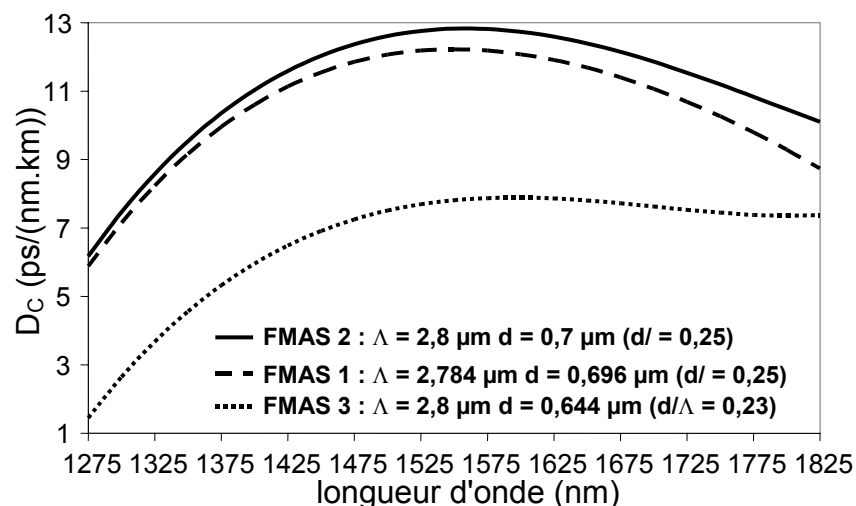


Figure III.18 : Courbes de dispersion chromatique tracées en fonction de la longueur d'onde pour 3 profils de FMAS dont les paramètres sont très voisins.

Pour les systèmes de télécommunications multicanaux, on considère que des variations sur la dispersion chromatique inférieures à $4 \cdot 10^{-2} \text{ ps}/(\text{nm.km})$ sur la bande spectrale de travail sont acceptables. Comme les fibres de transmission actuelles ne respectent pas ce cahier des charges, des composants permettant de compenser les variations de la dispersion de ces fibres sur la bande spectrale considérée (en général la bande C [1530 nm ; 1565 nm]) sont insérés régulièrement dans la ligne de transmission. Nous cherchons une FMAS dont les variations de la dispersion seraient inférieures à $4 \cdot 10^{-2} \text{ ps}/(\text{nm.km})$ sur une bande spectrale la plus large possible. Cette fibre remplacerait avantageusement une fibre de transmission classique et son composant de compensation de dispersion. L'amplitude de la variation de la

dispersion chromatique est inférieure à la valeur de 4.10^{-2} ps/(nm.km) sur une bande spectrale centrée à $1,55 \mu\text{m}$ de largeur égale à 50 nm pour la FMAS 1 et à 55 nm pour la FMAS 2. La largeur de bande spectrale correspondant au même critère sur la dispersion pour la FMAS 3 est égale à 75 nm . Cette bande est centrée sur la longueur d'onde $1,6 \mu\text{m}$. Cependant, on relève que l'allure de la courbe de dispersion varie fortement suivant les variations de d et Λ . Des fluctuations dans la géométrie du profil inférieures à $0,6 \%$ sur Λ et à $7,5 \%$ sur d peuvent entraîner un décalage de la valeur de la dispersion chromatique égale à $5 \text{ ps}/(\text{nm.km})$, un décalage de la bande spectrale à dispersion plate de 50 nm et une différence sur la largeur de cette bande égale à 25 nm . Étant donné que la largeur de la bande C vaut 35 nm , de telles amplitudes de variations en fonction du profil d'indice imposent des tolérances très petites sur la dimension des trous et sur leur espacement à la fabrication.

III.2 FMAS à décalage du zéro de dispersion

Une des grandes nouveautés apportées par les FMAS est la possibilité d'annuler la dispersion chromatique à des longueurs d'onde inférieures à $1,28 \mu\text{m}$ (cf. Figure III.19). Cette propriété permet d'obtenir par exemple les conditions nécessaires au mélange à quatre ondes dans les fibres aux courtes longueurs d'onde.

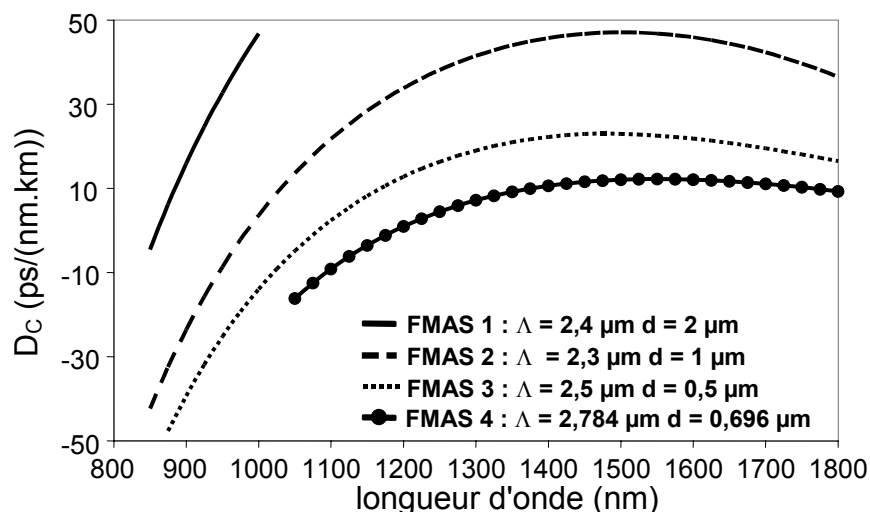


Figure III.19 : Décalage du zéro de dispersion chromatique en fonction du profil d'indice.

Ces exemples montrent que le zéro de dispersion peut être décalé d'au moins 330 nm en modifiant le profil. La longueur d'onde du zéro de dispersion vaut $0,86 \mu\text{m}$, $0,98 \mu\text{m}$, $1,08 \mu\text{m}$ et $1,19 \mu\text{m}$ pour les FMAS 1, 2, 3 et 4 respectivement. La démonstration expérimentale du décalage du zéro de dispersion à $0,7 \mu\text{m}$ dans une FMAS monomode a déjà été réalisée dans le laboratoire de l'Université de Bath [63].

III.3 FMAS à faible surface effective

La régénération optique d'un signal transmis est une fonction cruciale pour les télécommunications longues distances. Cette fonction peut être réalisée en utilisant une fibre optique non linéaire associée à un filtre spectral centré sur les longueurs d'ondes générées à partir du signal par les effets non linéaires opérant dans la fibre [59]. Les FMAS à effets non linéaires trouvent une autre application dans la propagation d'ondes de type « soliton » ([64]-[67]). Les spécifications couramment admises pour une FMAS à forts effets non linéaires sont : une dispersion chromatique faible (typiquement inférieure à 10 ps/(nm.km)) et positive et une surface effective inférieure à 10 μm^2 . Dans le but de fabriquer une FMAS permettant la régénération optique, j'ai recherché un profil d'indice répondant à ce cahier des charges. Pour obtenir de très petites surfaces effectives ($\leq 5 \mu\text{m}^2$), j'ai dû imposer que $\Lambda \leq 1,5 \mu\text{m}$. Le tableau suivant présente les caractéristiques de quelques profils dans cette gamme de valeurs.

Λ (μm)	d (μm)	D_c (ps/(nm.km))	D_c' (ps/(nm ² .km))	A_{eff} (μm^2)
1,4	0,87	4,07	-0,32	3,51
1,4	0,88	8,04	-0,31	3,43
1,45	0,86	7,4	-0,28	3,85
1,5	0,84	5,67	-0,25	4,33
1,5	0,85	9,38	-0,24	4,25

Tableau III.1 : Tableau des caractéristiques de propagation pour des profils de FMAS à faible surface effective et dispersion chromatique comprise entre 0 et 10 ps/(nm.km)

Le profil [$\Lambda = 1,4 \mu\text{m}$; $d = 0,87 \mu\text{m}$] offre les meilleures caractéristiques concernant la dispersion chromatique et l'aire effective. Les pertes de confinement calculées avec 6 couronnes de trous s'élèvent à 0,41 dB/km. Cependant, la valeur absolue de la pente de la dispersion demeure élevée. Il est préférable que la pente soit proche de zéro afin que la dispersion reste inférieure à 10 ps/(nm.km) sur une bande spectrale suffisante. De plus, ce profil a des paramètres tels que de faibles variations de leur valeur entraîne une forte variation des caractéristiques de propagation. Pour respecter le cahier des charges ($D_c \leq 10$ ps/(nm.km) et $A_{\text{eff}} \leq 10 \mu\text{m}^2$), la tolérance sur les paramètres d et Λ est de l'ordre de 0,6 %. En d'autres termes, Λ doit être égale à $1,4 \pm 8.10^{-3} \mu\text{m}$ et d doit valoir $0,87 \pm 5.10^{-3} \mu\text{m}$.

Pour trouver un profil rendant les caractéristiques de la fibre moins sensibles aux paramètres géométriques, il faut augmenter Λ et donc augmenter l'aire effective. Parmi les profils d'indice avec Λ compris entre 1,5 μm et 2 μm , j'ai sélectionné le profil [$\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$; $d = 0,774 \mu\text{m}$]. La dispersion chromatique, sa pente et l'aire effective valent respectivement 5,37 ps/(nm.km), $-0,12$ ps/(nm².km) et 7,97 μm^2 . En comparaison avec le

profil précédent, la dispersion est multipliée par 1,3 et l'aire effective par 2,3 tandis que la pente de la dispersion est divisée par 2,6. La tolérance autorisée sur les paramètres d et Λ est de 1,7 %, c'est à dire que $d = 0,774 \pm 1,3 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$ et $\Lambda = 1,8 \pm 3 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$. La tolérance imposée sur d et Λ est donc beaucoup plus souple que pour le premier profil. Mais les pertes de confinement calculées avec 6 couronnes de trous sont beaucoup plus élevées et sont égales à 96 dB/km. Il faut donc envisager de concevoir une fibre avec un nombre de couronnes supérieur.

III.4 FMAS à maintien de polarisation

Les fibres optiques sont utilisées dans de nombreux domaines des télécommunications tels que la transmission de signaux sur de très longues distances (jusqu'à 1000 km). Pour ces transmissions longues distances, les fibres optiques monomodes sont préférées. Ces fibres ne permettent pas de contrôler l'état de polarisation du signal récupéré en fonction de la polarisation du signal d'entrée. En effet, chaque figure modale est formée par deux composantes polarisées orthogonalement entre elles. Ces composantes sont dégénérées (c'est à dire avec une constante de propagation identique) lorsque la fibre n'est pas biréfringente. Une fibre réelle comporte de petites imperfections géométriques ou physiques entraînant la levée de la dégénérescence du mode fondamental. Ces imperfections provoquent donc une biréfringence modale (c'est à dire que les constantes de propagation β_x et β_y des deux composantes du mode deviennent différentes). Lorsque la longueur de battement $L_B = 2\pi/(\beta_x - \beta_y) = \lambda/(n_{\text{eff } x} - n_{\text{eff } y})$ est de l'ordre de grandeur de la période spatiale l_B des perturbations subies par la fibre, les deux polarisations se couplent et l'état de polarisation du signal injecté change au cours de sa propagation le long de la fibre. Pour éviter ces couplages et maintenir un état de polarisation donné, il faut que L_B soit très différente de l_B . La condition $L_B \gg l_B$ impose que β_x reste très proche de β_y mais cette condition est difficilement réalisable avec une fibre réelle qui est inévitablement affectées de contraintes non isotropes (courbures, pressions, tensions internes...). Pour remplir la condition $L_B \ll l_B$, il faut au contraire rendre β_x très différente de β_y , c'est à dire concevoir une fibre hautement biréfringente. Dans une telle fibre, la lumière polarisée rectilignement injectée suivant un axe neutre de la fibre conserve son état de polarisation au cours de la propagation. La biréfringence est créée dans une FMAS en cassant la symétrie de rotation d'angle $\pi/3$ d'une FMAS régulière [83] [89].

J'ai réalisé des modélisations de FMAS à forte biréfringence qui ont conduit à un

dépôt de brevet international par Alcatel. Nous avons conçu des profils d'indice de FMAS pour lesquels la forme en losange du cœur induit une biréfringence de forme. Dans ces FMAS, les trous d'air ont tous le même diamètre. Deux types de profils d'indice ont particulièrement retenu notre attention. Le premier profil présente un cœur formé par l'omission de neuf trous et qui est entouré de 3 couronnes de trous de $0,8 \mu\text{m}$ de diamètre et espacés entre eux de $1 \mu\text{m}$. Par commodité, nous appellerons FMAS 1 la FMAS présentant ce profil. Le profil de la FMAS 1 et les répartitions du module du champ électrique calculées par la MEF à $1,55 \mu\text{m}$ pour deux polarisations orthogonales du champ (notées E_x et E_y) sont montrés dans la Figure III.20.

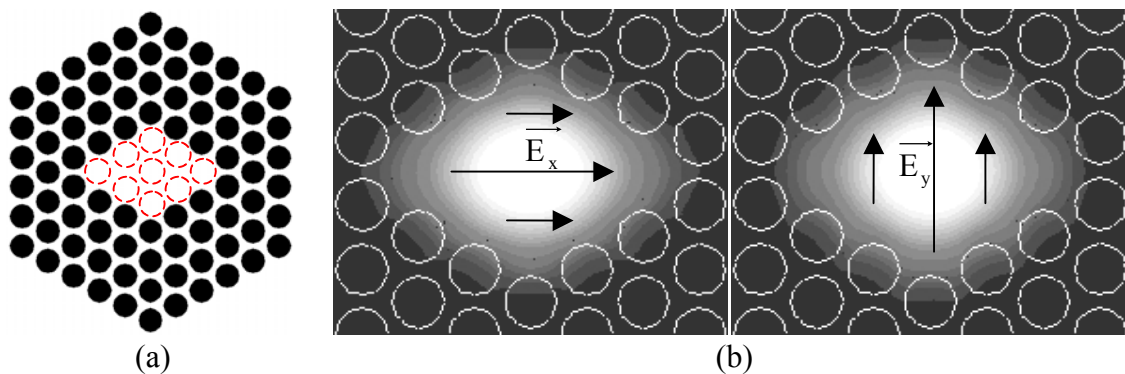


Figure III.20 : (a) Profil d'indice transverse d'une FMAS à maintien de polarisation (FMAS 1) ; (b) Répartitions du module de champ électrique E calculées par la MEF à $1,55 \mu\text{m}$ pour deux polarisations orthogonales du champ.

Le second profil d'indice conçu présente un cœur formé par l'omission de quatre trous d'air entourés de quatre couronnes de trous (cf. Figure III.21). Le diamètre des trous d'air et leur espacement sont les mêmes que pour le profil précédent : $d = 0,8 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 1 \mu\text{m}$. La FMAS considérée maintenant sera appelée FMAS 2. Dans la Figure III.21, les distributions transverses du module de \vec{E}_x et de \vec{E}_y calculées avec la MEF à $1,55 \mu\text{m}$ pour ce profil sont également présentées.

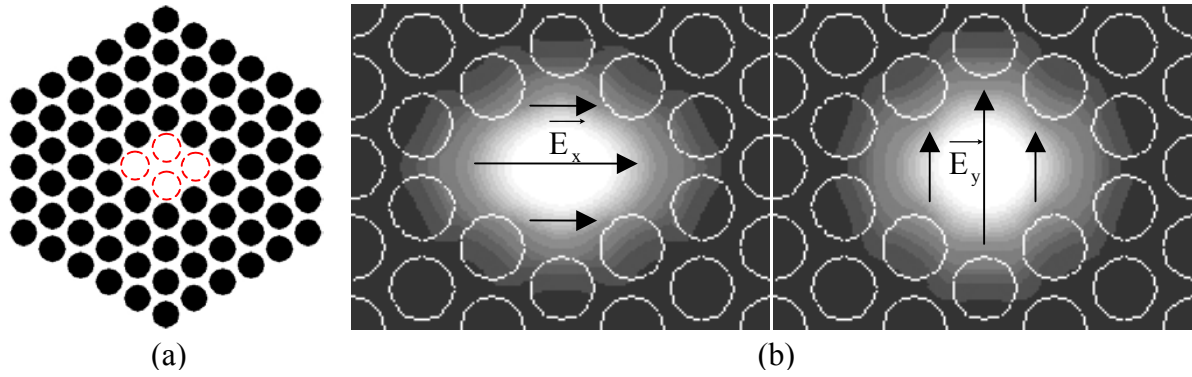


Figure III.21 : (a) Profil d'indice transverse d'une FMAS à maintien de polarisation (FMAS 2) ; (b) Répartitions du module de champ électrique E calculées par la MEF à $1,55 \mu\text{m}$ pour deux polarisations orthogonales du champ.

Les caractéristiques de propagation de la FMAS 1 et la de FMAS 2 (indices effectifs n_{eff} , aires effectives A_{eff} , dispersions chromatiques D_C et leur pente D_C' en fonction de la polarisation du champ électrique et la biréfringence Δn_{eff}), calculées à $1,55 \mu\text{m}$ avec la MEF, sont données dans le Tableau III.2.

FMAS	1 (Figure III.20)		2 (Figure III.21)	
	E_x	E_y	E_x	E_y
n_{eff}	1,407357759	1,405665699	1,376676112	1,373335752
Δn_{eff}	$1,692 \cdot 10^{-3}$		$3,340 \cdot 10^{-3}$	
$A_{\text{eff}} (\mu\text{m}^2)$	5,5756	5,4960	3,2972	3,3300
D_C (ps/(nm.km))	96,245	106,977	97,006	103,089
D_C' (ps/(nm ² .km))	0,0419	0,0414	-0,0722	-0,1071

Tableau III.2 : Caractéristiques de propagation des deux FMAS (1 et 2) à maintien de polarisation calculées à $1,55 \mu\text{m}$ avec la MEF.

La FMAS 2 présente une biréfringence très élevée, égale à $3,34 \cdot 10^{-3}$ à $1,55 \mu\text{m}$, ce qui correspond à une longueur de battement de $0,46 \text{ mm}$. Elle permet également d'obtenir une aire effective très petite ($A_{\text{eff}} \approx 3,3 \mu\text{m}^2$). Cette fibre est intéressante pour des applications exploitant les effets non linéaires et pour lesquelles la polarisation du signal doit être conservée, comme les lasers déclenchés à fibre par exemple.

IV Comparaisons de la MEF avec d'autres modèles numériques

Les résultats obtenus par la méthode des éléments finis sont maintenant comparés aux résultats calculés avec trois autres modèles théoriques, la MFL, la MIM et la MM qui sont succinctement décrites dans le chapitre précédent.

IV.1 Comparaisons entre la MFL et la MEF

Dans la référence [104], des mesures de dispersion chromatique et de sa pente dans une FMAS [$\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$; $d = 0,621 \mu\text{m}$] sont communiquées. Les valeurs expérimentales sont $D_c = -77,7 \text{ps}/(\text{nm.km})$ et $D_c' = 0,464 \text{ps}/(\text{nm}^2.\text{km})$ à $0,813 \mu\text{m}$. En appliquant la MFL sur un profil régulier dont les paramètres sont ceux publiés dans cette référence, la dispersion calculée vaut $-81,6 \text{ps}/(\text{nm.km})$ tandis que sa pente est égale à $0,44 \text{ps}/(\text{nm}^2.\text{km})$ à la même longueur d'onde. Rappelons que pour le même profil, les résultats de la MEF sont $D_c = -78,2 \text{ps}/(\text{nm.km})$ et $D_c' = 0,46 \text{ps}/(\text{nm}^2.\text{km})$.

Pour ce profil d'indice les valeurs de dispersion et de pente de dispersion obtenues par les deux méthodes sont très voisines. Les résultats de la MEF sont légèrement plus proches des valeurs expérimentales. Les écarts relatifs entre les résultats théoriques et expérimentaux sur la dispersion et sa pente sont inférieurs à 1 % pour la MEF et de l'ordre de 5 % pour la MFL.

Afin d'identifier les domaines de concordance de deux méthodes, les mêmes abaques que ceux réalisés avec la MEF en fonction de Λ et de d/Λ à $1,55 \mu\text{m}$ (cf. § II) ont été réalisés avec la MFL par les ingénieurs d'Alcatel, et nous les avons comparés à ceux obtenus par la MEF.

IV.1.a Comparaisons à $1,55 \mu\text{m}$

En premier lieu, comparons les indices effectifs calculés par la MFL à ceux calculés par la MEF (Figure III.22).

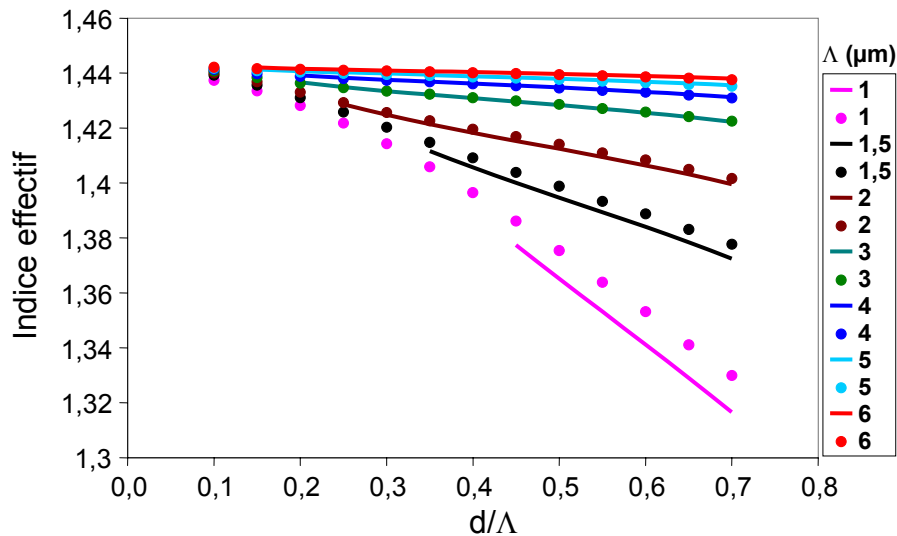


Figure III.22 : Indices effectifs calculés à $1,55 \mu\text{m}$ en fonction de d/Λ pour Λ variant de $1 \mu\text{m}$ à $6 \mu\text{m}$ par la MEF (lignes continues) et par la MFL (cercles pleins).

Sur la Figure III.22, nous remarquons en premier lieu la divergence entre les résultats des deux méthodes quand le paramètre Λ diminue. Par exemple, l'écart maximal relatif à la moyenne des deux valeurs calculées est égale à $1,01 \%$ pour les profils avec $\Lambda = 1 \mu\text{m}$ et à $0,028 \%$ pour les profils avec $\Lambda = 6 \mu\text{m}$. Lorsque Λ diminue, la taille du cœur de la FMAS se réduit. En conséquence, le champ s'étale de plus en plus au travers des couronnes de trous même si la fibre présente une grande ouverture numérique. Ce qui signifie que l'amplitude du champ à une distance fixe du centre de la fibre augmente. Les incertitudes des deux modèles ont alors un poids plus important ce qui explique le plus grand désaccord entre leurs résultats.

Les méthodes divergent également aux petites et aux grandes valeurs du rapport d/Λ pour une valeur fixe de Λ mais de manière moins visible sur la Figure III.22. Pour $\Lambda = 4 \mu\text{m}$, l'écart relatif passe par $0,029 \%$ à $d/\Lambda = 0,2$, $0,004 \%$ à $d/\Lambda = 0,35$ et $0,017 \%$ à $d/\Lambda = 0,7$. L'approximation réalisée sur l'équation d'onde scalaire (II.1) dans la MFL permet d'expliquer la divergence des résultats aux grandes valeurs de d/Λ . Cette approximation est acceptable uniquement si la condition de guidage faible est vérifiée, c'est à dire si l'ouverture numérique de la fibre est suffisamment petite. Pour une FMAS, cette condition est respectée tant que d/Λ reste inférieur ou égal à $0,35$ [42]. La divergence aux petites valeurs de d/Λ a deux causes. Premièrement, l'imprécision sur la définition du profil d'indice modélisé s'accroît pour les deux méthodes. Pour la MFL, le nombre d'échantillons dans la fenêtre de calcul est fixe. Ainsi, la description des trous est moins précise à mesure que la taille des trous diminue. Pour la MEF, l'augmentation nécessaire de la taille de la structure oblige à agrandir les éléments de discrétisation afin de limiter le nombre de points de calcul. Deuxièmement, les différences

dans la définition du milieu environnant la région des trous d'air entraîne des écarts plus grands entre les résultats de simulation quand la taille des trous diminue car le champ s'étend alors jusqu'à ce milieu. En effet, le milieu environnant le profil d'indice de la FMAS modélisée par la MFL est défini comme étant de l'air (indice de réfraction = 1). Dans ces conditions, le champ est forcé au confinement par la présence de l'air autour de la section transverse de la FMAS. En ce qui concerne la MEF, le milieu périphérique est supposé être de la silice. Le champ est donc libre de s'étaler et le nombre de couronnes est augmenté pour éviter les réflexions parasites du champ aux bords de la structure.

Cependant de manière générale, les courbes des indices effectifs calculées avec les deux méthodes concordent. L'écart relatif entre les valeurs de l'indice calculées par les deux modèles est inférieur à 1 %. La pente des courbes fournies par la MEF et celle des courbes données par la MFL semblent très voisines, ce que nous allons vérifier en comparant les dispersions chromatiques (cf. Figure III.23) et leurs pentes (cf. Figure III.24). Le calcul de la dispersion chromatique est réalisé suivant le même mode opératoire à partir des indices effectifs calculés par la MEF et la MFL. La dérivée seconde de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde est obtenue par dérivation numérique à partir de cinq valeurs d'indices à des longueurs d'onde espacées de 25 nm, situées de part et d'autre de la longueur d'onde considérée.

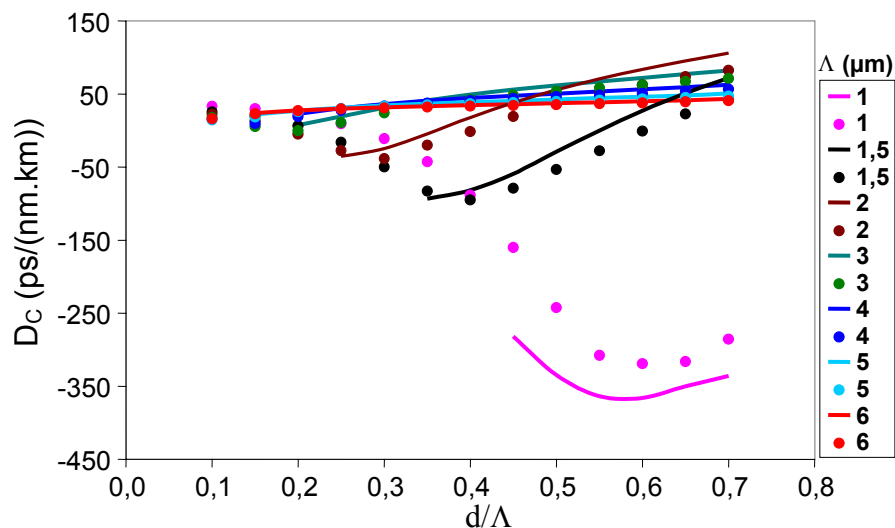


Figure III.23 : Dispersion chromatiques à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour Λ variant de 1 μm à 6 μm calculées par la MEF (lignes continues) et par la MFL (cercles pleins).

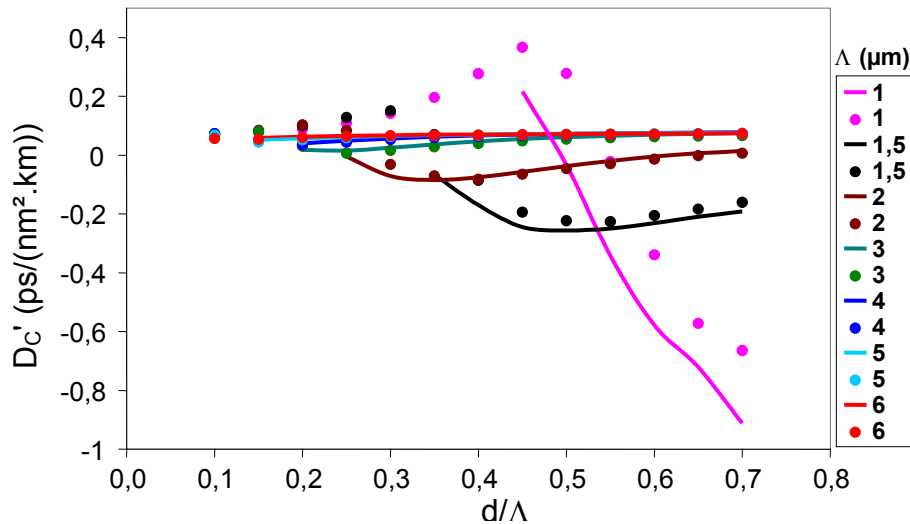


Figure III.24 : Pentas de dispersion chromatique à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour Λ variant de 1 μm à 6 μm calculées par la MEF (lignes continues) et par la MFL (cercles pleins).

Les points de divergence entre les deux méthodes sur la dispersion chromatique et sa pente sont identiques à ceux identifiés lors des comparaisons portant sur l'indice effectif (Λ petit et/ou d/Λ extrême) mais les écarts entre les valeurs sont plus grands. Les écarts relatifs sur la dispersion et sa pente sont supérieurs ou égaux à 1 %. Comme pour l'indice effectif, les plus grands écarts sont trouvés pour les profils où Λ est petit. Avec $\Lambda = 1 \mu\text{m}$, l'écart relatif maximal vaut 55,1 % pour la dispersion chromatique et 255 % pour la pente. Avec $\Lambda = 6 \mu\text{m}$, cet écart se réduit à 5,5 % pour la dispersion et à 7,9 % pour la pente. Il est divisé par 10 et par 30 pour la dispersion et sa pente respectivement. La variation de l'écart en fonction de d/Λ à une valeur fixe Λ est moins importante que quand Λ diminue. Lorsque $\Lambda = 4 \mu\text{m}$, l'écart relatif sur la dispersion est égal à 16,4 % à $d/\Lambda = 0,2$, 7,2 % à $d/\Lambda = 0,3$ et 9,8 % à $d/\Lambda = 0,7$. L'ordre de grandeur et la variation de l'écart sur la pente de la dispersion sont comparables à ceux de l'écart sur la dispersion.

Les aires effectives, calculées à 1,55 μm à partir des résultats de la MEF et de la MFL, sont présentées sur la Figure III.25. Ces aires effectives sont calculées à partir des répartitions transverses du champ électrique grâce à la formule (II.62).

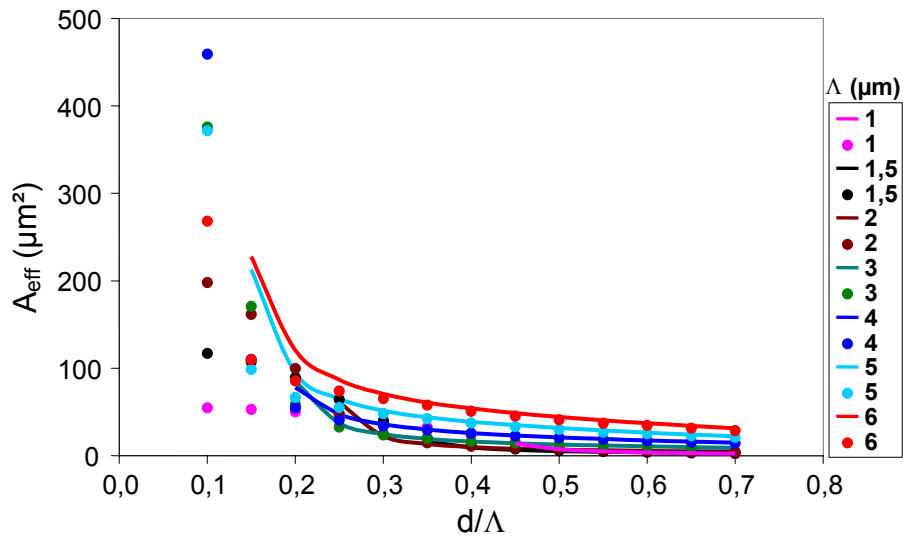


Figure III.25 : Aires effectives calculées à $1,55 \mu\text{m}$ en fonction de d/Λ pour Λ variant de $1 \mu\text{m}$ à $6 \mu\text{m}$ par la MEF (lignes continues) et par la MFL (cercles pleins).

Les résultats des deux méthodes sur l'aire effective concordent pour des profils avec d/Λ supérieur à $0,25$. Les écarts relatifs sur l'aire effective sont compris entre $0,29 \%$, obtenu pour le profil [$\Lambda = 3 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0,5$] et $73,3 \%$, obtenu pour le profil [$\Lambda = 5 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0,15$]. L'augmentation considérable de l'écart entre les résultats MEF et MFL lorsque d/Λ diminue démontre que le champ calculé par la MFL est beaucoup plus confiné que le champ calculé par la MEF quand la proportion d'air diminue. Ceci provient évidemment en partie de l'influence de la zone d'indice égal à 1 placée arbitrairement autour du profil transverse modélisé par la MFL qui est forte quand la proportion d'air dans la fibre n'est pas suffisante pour confiner correctement le champ. Cependant ce n'est pas toujours la cause majeure de cette divergence car l'aire effective déduite des simulations par la MEF est supérieure à celle obtenue grâce aux calculs de la MFL pour quelques profils de FMAS pour lesquels $\Lambda \leq 3 \mu\text{m}$.

Les comparaisons effectuées à $1,55 \mu\text{m}$ permettent de conclure que les résultats de la MFL sont en bon accord avec ceux de la MEF pour les profils de FMAS où $\Lambda \geq 2 \mu\text{m}$. Pour une valeur fixe du paramètre Λ , les méthodes divergent aux petites valeurs de d/Λ , d'autant plus rapidement que Λ est petit. La divergence causée par l'approximation de l'équation d'onde dans la MFL pour $d/\Lambda > 0,35$ est moins importante que la divergence aux plus petites valeurs de d/Λ . Le paramètre Λ apparaît donc comme le paramètre le plus influent sur la validité des résultats des deux modèles.

Pour compléter cette analyse, il reste à comparer les résultats fournis par les deux méthodes en fonction de la longueur d'onde.

IV.1.b Comparaisons en fonction de la longueur d'onde

Les points de divergence et de convergence des méthodes étant identiques pour toutes les grandeurs (n_{eff} , D_C , D_C' et A_{eff}), nous allons uniquement nous intéresser dans ce paragraphe à la dispersion chromatique (D_C). Les comparaisons sont effectuées en considérant quatre profils de FMAS. Deux profils à petit cœur ($\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$) et deux profils à grand cœur

$$d/\Lambda =$$

($\Lambda = 4 \mu\text{m}$). Deux valeurs de d/Λ ont été choisies : $d/\Lambda = 0,27$ et $d/\Lambda = 0,44$. Ces valeurs encadrent la valeur critique de d/Λ définie précédemment ($d/\Lambda = 0,35$). Les dispersions chromatiques calculées par les deux méthodes sont tracées en fonction de la longueur d'onde sur la Figure III.26 pour les FMAS à petit cœur et sur la Figure III.27 pour les FMAS à grand cœur.

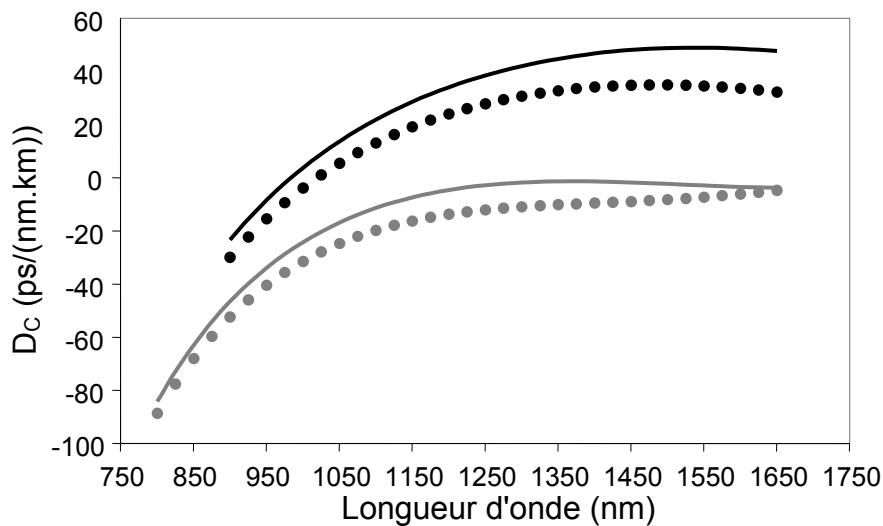


Figure III.26 : Dispersion chromatiques calculées par la MEF (lignes continues) et par le MFL (cercles pleins) en fonction de la longueur d'onde pour deux FMAS avec $\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0,27$ (gris) et $d/\Lambda = 0,44$ (noir)

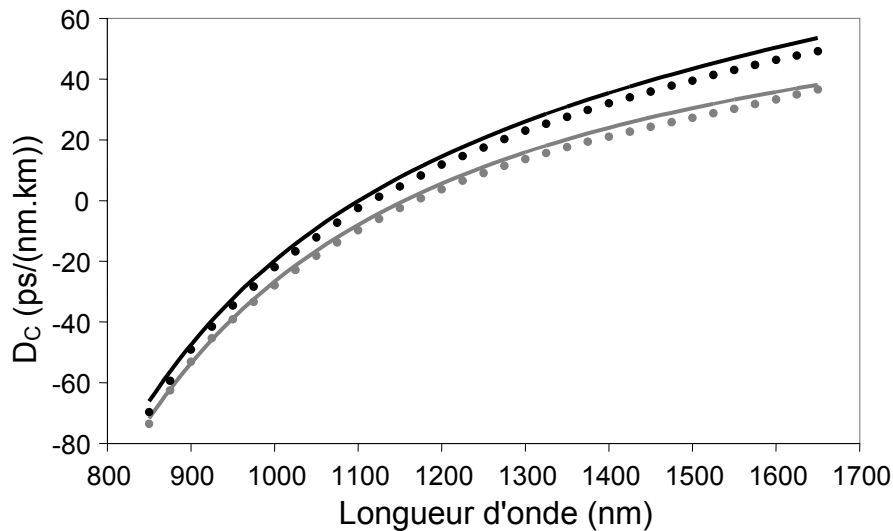


Figure III.27 : Dispersions chromatiques calculées par la MEF (lignes continues) et par le MFL (cercles pleins) en fonction de la longueur d'onde pour deux FMAS avec $\Lambda = 4 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0,27$ (gris) et $d/\Lambda = 0,44$ (noir).

Les résultats des deux modèles numériques sont concordants en ce qui concerne la modélisation de FMAS à grand cœur (c'est à dire les FMAS avec Λ grand, cf. Figure III.27) quelle que soit la proportion d'air. L'écart maximal absolu sur la dispersion chromatique vaut $3,2 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ à $1,55 \mu\text{m}$ pour le profil [$\Lambda = 4 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0,27$] et $4 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ à $1,65 \mu\text{m}$ pour le profil [$\Lambda = 4 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0,44$]. Sur la bande spectrale considérée, la moyenne des écarts relatifs entre les valeurs de dispersion trouvées par les deux modèles vaut 18 % et 22 % pour $d/\Lambda = 0,27$ et $d/\Lambda = 0,44$ respectivement. Notons que si on prend en compte uniquement les longueurs d'ondes où la valeur absolue de la dispersion est supérieure à $10 \text{ ps}/(\text{nm.km})$, la moyenne des écarts relatifs vaut alors 9 % et 11 % respectivement pour $d/\Lambda = 0,27$ et $d/\Lambda = 0,44$. Même pour d/Λ supérieur à la valeur limite $d/\Lambda = 0,35$ définie par *Monro et al* [42], l'écart sur la dispersion est relativement faible. Pour les fibres à petits cœurs, les valeurs de dispersion calculées par les deux méthodes sont plus éloignées (cf. Figure III.26). La MEF et la MFL divergent très nettement avec l'augmentation de la longueur d'onde lorsque d/Λ est supérieur à 0,35. L'écart maximal sur la dispersion est égal à $9,3 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ à $1,25 \mu\text{m}$ pour le profil [$\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0,27$] et à $15,4 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ à $1,65 \mu\text{m}$ pour le profil [$\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0,44$]. La moyenne des écarts relatifs est égale à 74% quand $d/\Lambda = 0,27$ et à 247 % quand $d/\Lambda = 0,44$. Ces résultats confirment que l'erreur due à l'approximation de l'équation d'onde dans la MFL est moins perceptible pour des rapports d/Λ supérieurs à 0,35 quand le paramètre Λ est grand. Cette valeur limite de d/Λ semble augmenter quand la taille du cœur de la FMAS s'agrandit. Notons par exemple que l'écart maximal sur la dispersion

d'une FMAS à petit cœur avec $d/\Lambda < 0,35$ est supérieur à celui existant pour une FMAS à grand cœur avec $d/\Lambda > 0,35$. Lorsque d/Λ est supérieur à 0,35, l'écart entre les résultats des deux méthodes augmente en même temps que la longueur d'onde, ce qui n'est plus vrai lorsque d/Λ est inférieur à cette valeur critique.

Les courbes de dispersion tracées sur la Figure III.26 et la Figure III.27 ont des allures assez semblables pour les deux méthodes. Dans le cadre de la recherche d'un profil à dispersion chromatique plate, de faibles écarts en terme de dispersion et de sa variation suivant la longueur d'onde peuvent modifier considérablement l'allure de la courbe de dispersion d'une méthode à l'autre. Une illustration de ce cas de figure est donnée dans la Figure III.28.

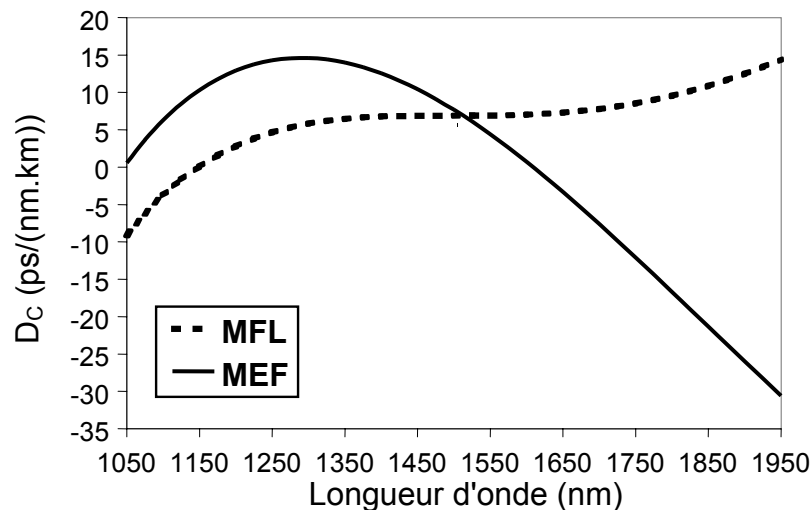


Figure III.28 : Dispersion chromatiques calculées par la MEF (ligne continue) et par la MFL (ligne pointillée) à partir du profil [$\Lambda = 2,059 \mu\text{m}$; $d = 0,73 \mu\text{m}$].

Pour $\Lambda = 2,059 \mu\text{m}$ et $d = 0,73 \mu\text{m}$, la MFL trouve une dispersion chromatique variant de moins de 1 ps/(nm.km) sur une bande de 320 nm allant de 1,34 μm à 1,66 μm . Cette dispersion vaut $6,906 \pm 4.10^{-3}$ ps/(nm.km) sur la bande S (1,46 μm à 1,53 μm) et $6,934 \pm 1,8.10^{-2}$ ps/(nm.km) sur la bande C (1,53 μm à 1,565 μm). La pente de la dispersion s'annule à 1,475 μm . Avec les mêmes paramètres, la MEF trouve une courbe de dispersion de forme parabolique. Le sommet de la parabole est situé à 1,3 μm . A cette longueur d'onde la dispersion chromatique est donc maximale et vaut 14,617 ps/(nm.km) tandis que sa pente est nulle. La longueur d'onde du zéro de pente de dispersion trouvée par la MEF est décalée de 175 nm par rapport à celle calculée par la MFL. De plus, la zone plate de la courbe MEF est nettement moins étendue que celle de la courbe MFL. La dispersion chromatique varie de moins de 1 ps/(nm.km) sur une plage de 145 nm (de 1,22 μm à 1,365 μm).

Le logiciel de la MFL est un outil de modélisation des FMAS relativement performant. Plus économique que la MEF en temps de préparation, il permet de calculer relativement rapidement l'indice effectif, l'aire effective, la dispersion et sa pente sur une bande spectrale large. Par exemple en prenant 100*100 fonctions pour la description du profil, 50*50 fonctions pour le champ, moins de deux heures sont nécessaires pour calculer la courbe de dispersion de 0,8 μm à 1,8 μm directement tracée par le logiciel à la fin de la simulation. Pour effectuer le même calcul avec la MEF, les calculs à chaque longueur d'onde doivent être lancés séparément. Un fichier de résultat est obtenu pour chaque longueur d'onde. Les permittivités effectives calculées doivent être extraites de ces fichiers et regroupées afin de calculer la dispersion chromatique. Indépendamment du temps de simulation par la MEF qui peut varier de quelques minutes à plusieurs heures pour une seule longueur d'onde suivant la taille de la structure, ces temps de préparation des simulations et de traitement des résultats sont irréductibles.

Le logiciel utilisant la MLF a l'avantage de pouvoir traiter des profils réels ce qui est très utile pour réaliser des comparaisons entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux. Par contre, il ne peut pas traiter le cas des fibres à cristaux photoniques à guidage par effet BIP.

La limitation de la MFL pour les profils avec $d/\Lambda > 0,35$ peut être supprimée en prenant en compte le terme $\frac{\partial \ln(n^2)}{\partial \Omega}$ (Ω : coordonnées transverses) qui est négligé dans l'équation d'onde (II.1). En revanche, la prise en compte de ce terme supplémentaire augmentera les temps de calcul.

Les comparaisons des résultats MEF et MFL sur les profils à faible proportion d'air ont mis en évidence l'importance de l'environnement de la fibre (air, matériau bas indice de la gaine de protection) sur les caractéristiques de propagation calculées.

IV.2 Comparaisons entre la MIM et la MEF

Commençons par comparer les résultats théoriques de la MIM avec les mesures de dispersion et de pente de dispersion publiées dans la référence [104]. Pour le profil [$\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$; $d = 0,621 \mu\text{m}$], la dispersion calculée vaut $-76,9 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ et sa pente est égale à $0,405 \text{ ps}/(\text{nm}^2.\text{km})$ à $0,813 \mu\text{m}$. Rappelons que les valeurs mesurées à $0,813 \mu\text{m}$ étaient $-77,7 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ pour la dispersion et $0,464 \text{ ps}/(\text{nm}^2.\text{km})$ pour sa pente. L'écart

relatif entre les valeurs théorique et expérimentale est de l'ordre de 1 % sur la dispersion. Rappelons que cet écart est inférieur à 1 % avec les résultats de la MEF et d'environ 5 % avec la MFL. Dans ce cas précis, la MIM est plus performante que la MFL en ce qui concerne le calcul de la dispersion chromatique. C'est un résultat très étonnant étant donné que la MIM utilise un profil d'indice peu représentatif du profil réel (Figure II.3), contrairement à celui qui est reconstruit par la MFL (Figure II.1). En revanche, la pente de la dispersion calculée par la MIM est nettement inférieure à la valeur mesurée et aux valeurs calculées par la MEF et la MFL. L'écart relatif entre la pente calculée par la MIM et celle mesurée est supérieur à 12 %. Cet écart important peut être attribué au principe même de la méthode. Comme le profil 1D équivalent est très différent du profil théorique 2D à étudier, les incertitudes sur les calculs peuvent être importantes. Cet écart peut aussi être dû à une mauvaise approximation de la courbe d'indice effectif réalisée avant les étapes de dérivations.

Quoiqu'il en soit, on ne peut pas tirer de conclusion définitive à partir d'un seul point de mesure. Dans la suite, nous proposons une comparaison plus systématique des résultats de la MIM et de ceux de la MEF.

IV.2.a Comparaisons à 1,55 μm

Comparons des abaques réalisés à 1,55 μm avec la MIM et la MEF sur l'indice effectif (Figure III.29) et la dispersion chromatique (Figure III.30) en fonction de d/Λ et Λ .

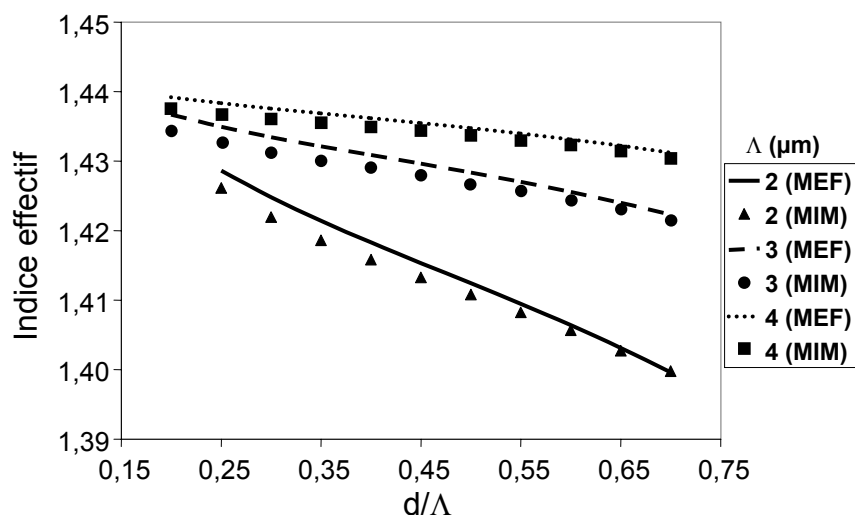


Figure III.29 : Comparaison des indices effectifs calculés à 1,55 μm en fonction de d/Λ pour Λ variant de 2 μm à 4 μm par la MEF (lignes) et par la MIM (symboles).

L'écart entre les indices effectifs calculés par la MEF et par la MIM augmente quand d/Λ diminue. Par exemple pour $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, l'écart relatif à la moyenne des valeurs de

dispersion trouvées par la MIM et par la MEF vaut 0,147 % à $d/\Lambda = 0,25$ et 0,051 % à $d/\Lambda = 0,7$. Ceci s'explique par l'augmentation de la dépendance azimutale du champ lorsque la proportion d'air diminue. En effet, lorsque la proportion d'air est grande, le champ est fortement confiné dans le cœur et sa figure modale tend vers une figure à symétrie de révolution. Dans ce cas, le mode à symétrie de révolution obtenu par la MIM est très proche du mode existant pour le profil transverse 2D. Au contraire lorsque la proportion d'air diminue, le champ s'étend de plus en plus entre les couronnes de trous et la variation du champ devient importante suivant la coordonnée azimutale φ pour un rayon donné. De plus, nous avons déjà indiqué que les calculs effectués avec la MEF sont moins précis pour les profils associant une faible proportion d'air à une petite valeur de Λ en raison de l'augmentation nécessaire de la taille de la maille de discrétisation. Il est à remarquer que la valeur seuil d/Λ , en dessous de laquelle les méthodes divergent, diminue avec l'augmentation de la taille du cœur de la FMAS. L'écart relatif entre les résultats des deux méthodes est inférieur à 0,1 % tant que le rapport d/Λ est supérieur à 0,5 pour $\Lambda = 2 \mu\text{m}$, 0,45 pour $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ et 0,25 pour $\Lambda = 4 \mu\text{m}$. L'écart sur les indices effectifs trouvés par la MEF et la MIM est plus grand que celui portant sur les indices effectifs calculés par la MEF et la MFL, excepté pour les profils avec $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda \geq 0,55$ pour lesquels la MIM donne des indices effectifs légèrement plus proches de ceux de la MEF que ne le sont ceux calculés par la MFL. La moyenne des écarts relatifs vaut 0,12 % pour la MIM et 0,1 % pour la MFL quand $\Lambda = 2 \mu\text{m}$. Cette moyenne se réduit à 0,077 % pour la MIM et à 0,012 % pour la MFL quand $\Lambda = 4 \mu\text{m}$. Étant donné l'approximation grossière du profil d'indice réalisée par la MIM, il est logique que les valeurs d'indices effectifs qu'elle trouve soient éloignés des indices calculés par la MEF et la MFL.

Vérifions si la MIM commet également une erreur importante sur la variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde en étudiant la dispersion chromatique (Figure III.30).

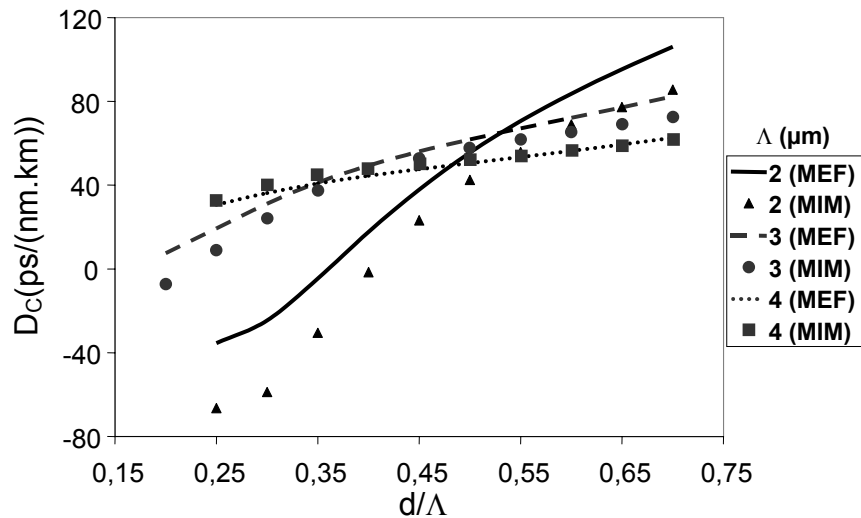


Figure III.30 : Comparaison de la dispersion chromatique calculée à $1,55 \mu\text{m}$ en fonction de d/Λ pour Λ variant de $2 \mu\text{m}$ à $4 \mu\text{m}$ par la MEF (lignes continues) et par la MIM (symboles pleins).

L'écart absolu entre les valeurs de dispersion calculées par la MEF et par la MIM est compris entre 13 et 34,1 ps/(nm.km) pour $\Lambda = 2 \mu\text{m}$, entre 2 et 14,2 ps/(nm.km) pour $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ et entre 0,3 et 4,1 ps/(nm.km) pour $\Lambda = 4 \mu\text{m}$. Les deux méthodes convergent donc quand le paramètre Λ augmente quelle que soit la valeur de d/Λ . Lorsque la valeur de Λ est fixée, l'écart entre les résultats des deux méthodes augmente aux petites valeurs de d/Λ et, contrairement à l'écart sur les indices effectifs, il augmente aussi aux grandes valeurs de d/Λ . Quand $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, l'écart sur la dispersion décroît de 14,2 ps/(nm.km) à $d/\Lambda = 0,2$ jusqu'à 2 ps/(nm.km) à $d/\Lambda = 0,4$, puis il augmente de nouveau jusqu'à 9,4 ps/(nm.km) à $d/\Lambda = 0,7$.

Nous avons déjà identifié les causes de la divergence aux petites valeurs de Λ et de d/Λ lors de la comparaison portant sur les indices effectifs. La divergence aux grandes valeurs de d/Λ est due à l'approximation de l'équation d'onde scalaire utilisée dans la MIM (même approximation que dans la MFL). Cette divergence est moins importante entre la MIM et la MEF que celle existante entre la MFL et la MEF. Par exemple, pour $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda = 0,7$, l'écart relatif sur la dispersion vaut 21,4 % entre les valeurs calculées par la MIM et par la MEF et 25,1 % entre celles calculées par la MFL et par la MEF.

En résumé, les résultats de simulation de la MIM et de la MEF concordent très bien à $1,55 \mu\text{m}$ quand Λ est grand et/ou quand d/Λ est grand. Les écarts sur les valeurs de dispersion chromatique trouvées par la MIM et par la MEF sont inférieurs à ceux obtenus entre les résultats de la MFL et de la MEF pour les profils avec $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda \geq 0,45$, avec $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda \geq 0,3$ et avec $\Lambda = 4 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda \geq 0,45$. Pour $\Lambda = 4 \mu\text{m}$, la moyenne des écarts relatifs

pour les rapports d/Λ considérés est égale à 5,14 % entre les calculs de la MIM et de la MEF et à 8,76 % entre ceux de la MFL et de la MEF.

IV.2.b Comparaisons en fonction de la longueur d'onde

Comparons maintenant les résultats de la MEF et ceux de la MIM sur les mêmes caractéristiques de propagation en fonction de la longueur d'onde pour différents profils de FMAS. Les quatre profils concernés sont des profils à petit et grand cœur ($\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$ et $4 \mu\text{m}$) à petite et grande proportion d'air ($d/\Lambda = 0,27$ et $0,44$)

Les indices effectifs calculés par la MEF et par la MIM sont tracés en fonction de la longueur d'onde sur la Figure III.31.

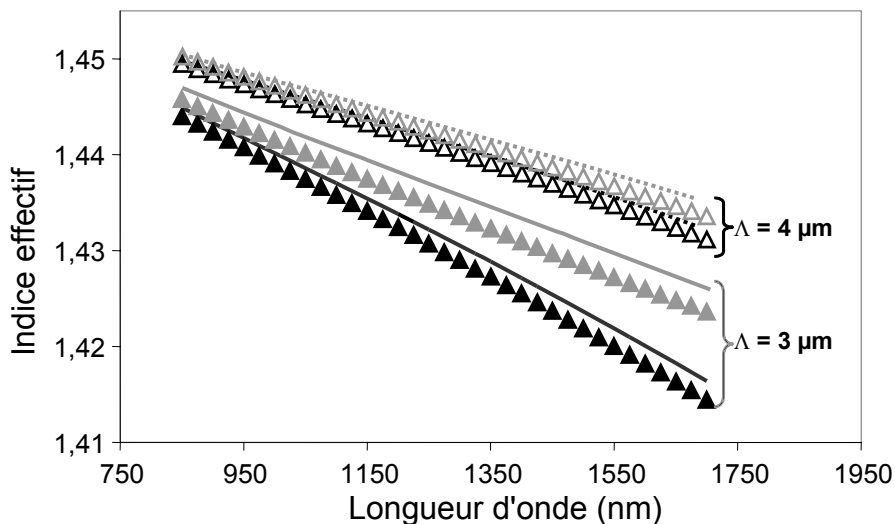


Figure III.31 : Indices effectifs calculés par la MEF (lignes) et par le MIM (triangles) en fonction de la longueur d'onde pour quatre FMAS (lignes et triangles gris : $d/\Lambda = 0,27$; lignes et triangles noirs : $d/\Lambda = 0,44$).

L'écart entre les résultats augmente avec la longueur d'onde. Cette augmentation est due à l'accroissement de la dépendance azimutale du champ quand la longueur d'onde augmente. L'excursion en longueur d'onde montre que la MIM et la MEF convergent aux basses longueurs d'onde même pour les profils avec d et Λ petits qui représentent les cas critiques de l'application de la MIM définis à $1,55 \mu\text{m}$. Ceci implique que la MIM est capable de modéliser correctement n'importe quel profil à condition que la longueur d'onde d'étude soit suffisamment petite.

Cette analyse est également vérifiée avec la dispersion chromatique. Sur la Figure III.32, nous pouvons constater que la dispersion chromatique obtenue avec la MIM pour le profil [$\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0,27$] est en très bon accord avec les résultats de la MEF aux

longueurs d'onde inférieures à $0,95 \mu\text{m}$ (écart inférieur à $1 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$). Pour les trois autres profils, les résultats MEF et MIM sur la dispersion concordent sur la bande spectrale considérée (cf. Figure III.32 et Figure III.33). Les écarts entre les résultats de la MIM et de la MEF sont inférieurs à ceux trouvés entre les résultats de la MFL et de la MEF pour ces trois profils.

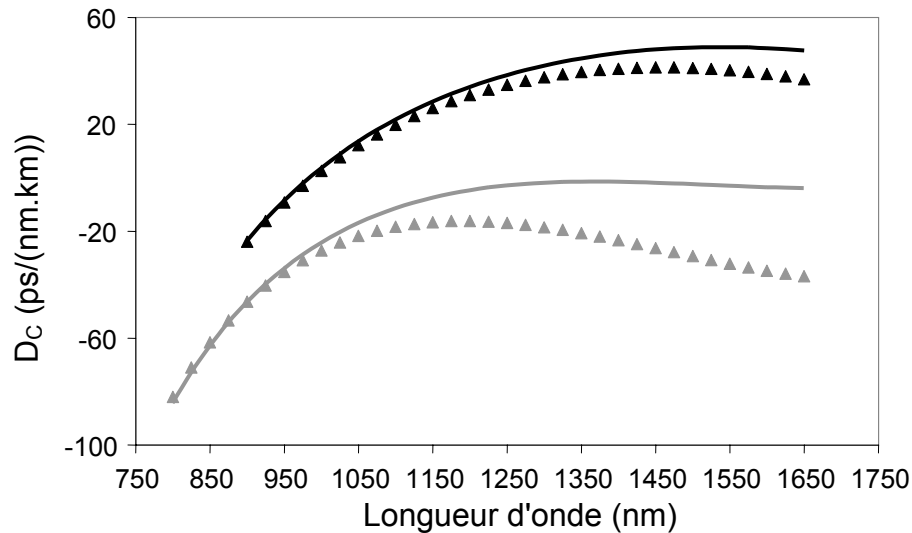


Figure III.32 : Comparaison de la dispersion chromatique calculée par la MEF (lignes) et par la MIM (triangles) en fonction de la longueur d'onde pour des FMAS avec $d/\Lambda = 0,27$ (en gris) et $d/\Lambda = 0,44$

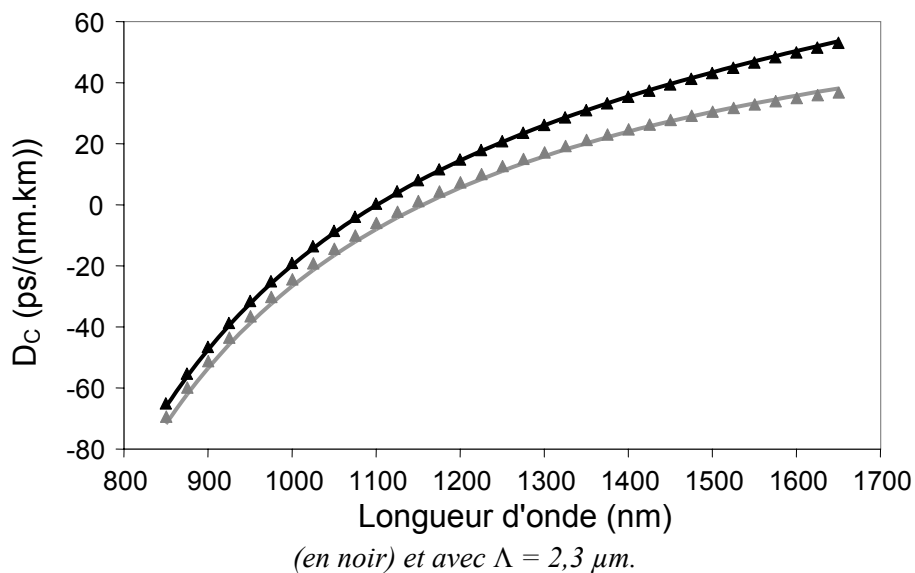


Figure III.33 : Comparaison de la dispersion chromatique calculée par la MEF (lignes) et par la MIM (triangles) en fonction de la longueur d'onde pour des FMAS avec $d/\Lambda = 0,27$ (en gris) et $d/\Lambda = 0,44$ (en noir) et avec $\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$.

La MIM est une méthode très simple à mettre en œuvre. La résolution de l'équation d'onde à une dimension est rapide. Notons que l'approximation de l'équation d'onde semble

beaucoup moins pénaliser cette méthode que la MFL. La prise en compte du terme $\frac{\partial \ln(n^2)}{\partial \Omega}$ apporterait certainement une amélioration mais dans une gamme de paramètres où la MIM et la MEF concordent déjà assez bien. L'étalement du champ entre les couronnes de trous qui diminue sa ressemblance avec une distribution à symétrie de révolution est le phénomène qui pénalise le plus la MIM. Lorsque la proportion d'air est suffisante compte tenu de la longueur d'onde d'étude la MIM permet de prédire la dispersion chromatique très rapidement et avec une précision acceptable. Elle permet d'accélérer la recherche de paramètres d et Λ pour l'obtention d'une dispersion choisie, les valeurs de ces paramètres pouvant être ensuite affinées par une méthode moins approximative. La MIM est donc un outil numérique très intéressant à utiliser en complément d'une méthode plus lourde comme la MEF par exemple.

IV.3 Comparaisons entre la MEF et la MM

Nous avons collaboré ponctuellement avec l'Institut Fresnel de Marseille sur la modélisation de FMAS particulières. La méthode multipolaire développée dans ce laboratoire étant capable de prédire des pertes de confinement, cette collaboration a permis de confronter les résultats de simulation de la MEF, incluant des pertes à la limite extérieure du profil d'indice, aux résultats d'un autre modèle théorique rigoureux. Nous avons comparé nos résultats de simulation pour un profil de FMAS à faible surface effective. Le profil choisi est composé de 3 couronnes de trous de $0,87 \mu\text{m}$ de diamètre et espacés de $1,4 \mu\text{m}$.

Dans la

Figure III.34, les courbes de l'indice effectif réel du mode fondamental calculées pour ce profil avec les deux méthodes sont tracées en fonction de la longueur d'onde de travail.

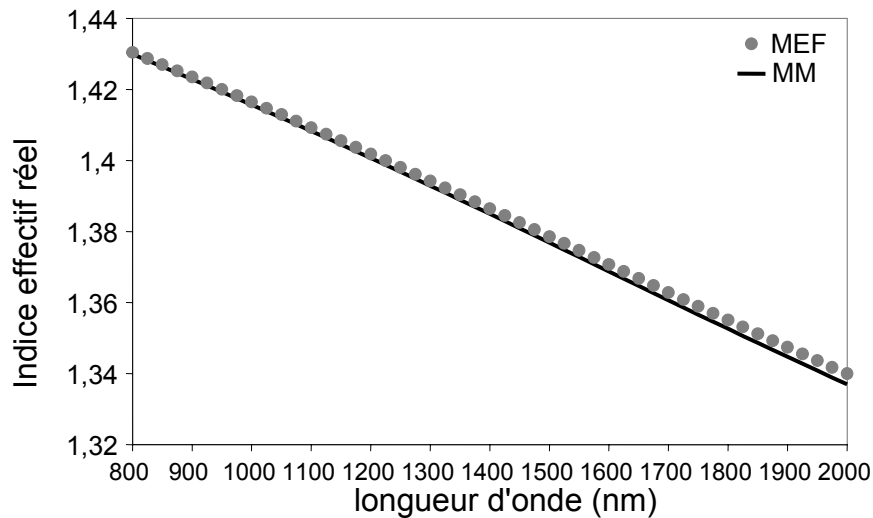


Figure III.34 : Indices effectifs réels calculés en fonction de la longueur d'onde par la MEF (cercles pleins) et par la MM (ligne continue) pour le profil [$\Lambda = 1,4 \mu\text{m}$; $d = 0,87 \mu\text{m}$].

L'écart relatif entre les valeurs d'indice effectif augmente avec la longueur d'onde de 0,04 % à $0,8 \mu\text{m}$ à 0,22 % à $2 \mu\text{m}$. Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre précédent, la finesse de la grille appliquée au profil modélisé par la MEF n'est pas homogène sur toute la section transverse. La taille des éléments est progressivement augmentée à mesure que leur distance au centre de la fibre augmente. Aux courtes longueurs d'onde, le champ est fortement confiné dans le cœur de la FMAS, région où les éléments sont les plus petits. Au contraire lorsque la longueur d'onde augmente, le champ s'étend de plus en plus dans les régions où la grille est plus grossière. De plus, la forme circulaire des trous d'air est approchée par un polygone entraînant des erreurs de calcul supplémentaires. Ces erreurs de calcul sont pondérées par la valeur de l'amplitude du champ au niveau des trous. En conséquence, les incertitudes de calcul par la MEF s'accroissent avec la longueur d'onde. En ce qui concerne la méthode multipolaire, les trous d'air sont modélisés par leurs matrices de diffraction dans lesquelles le champ est approché par une décomposition en séries de Fourier-Bessel. De la même manière que la MEF, les approximations effectuées sur la modélisation des trous provoquent des erreurs de calcul qui augmentent avec l'amplitude du champ au niveau des trous. Cette divergence des résultats aux grandes longueurs d'onde est donc due à l'accroissement des erreurs de calcul de chacune des deux méthodes quand la longueur d'onde augmente.

Étudions la variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde. Les courbes de dispersion chromatique déduites des indices effectifs obtenus avec chacune des méthodes sont superposées sur la Figure III.35.

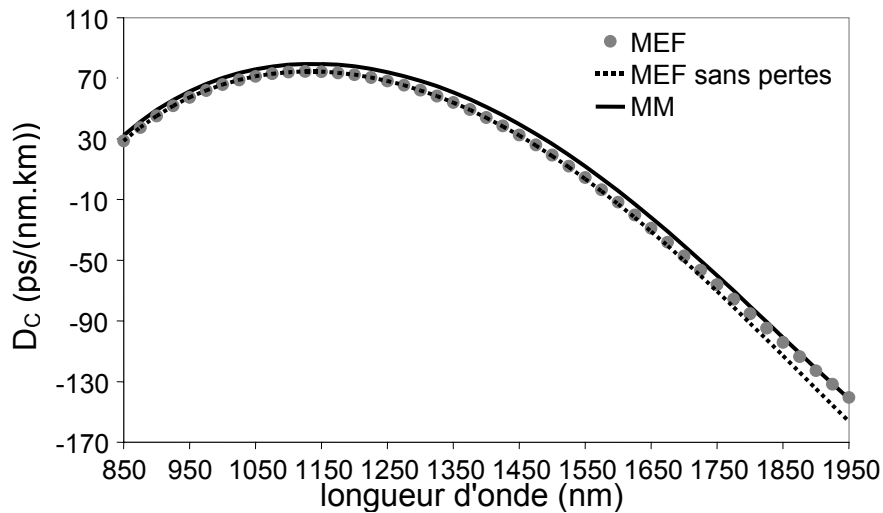


Figure III.35 : Dispersions chromatiques calculées par la MEF (cercles pleins) et par la MM (ligne continue) pour le profil [$\Lambda = 1,4 \mu\text{m}$; $d = 0,87 \mu\text{m}$] à pertes et dispersions calculées par la MEF sur le même profil sans pertes (ligne pointillée).

Contrairement aux écarts entre les indices effectifs réels, les écarts entre les dispersions chromatiques n'augmentent pas avec la longueur d'onde. Les écarts minimaux sont même obtenus pour les plus hautes longueurs d'onde de la bande considérée. Les écarts croissent de $3,58 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ à $0,8 \mu\text{m}$ à $7,48 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ à $1,55 \mu\text{m}$ puis décroissent jusqu'à $0,26 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ à $1,925 \mu\text{m}$. Si on compare la courbe de dispersion sans pertes de la MEF à la courbe de dispersion de la MM les écarts sur la dispersion sont alors croissants avec la longueur d'onde. Dans la MEF, l'application d'une condition d'impédance de surface à la limite extérieure de la fibre modifie légèrement la constante de propagation β du mode (cf. Tableau II.1). L'écart $\Delta\beta_{\text{pertes}}$ entre les valeurs de β calculées par la MEF avec et sans pertes est d'autant plus grand que les pertes de confinement sont élevées. Comme le champ s'étend dans la gaine de la FMAS quand la longueur d'onde augmente, $\Delta\beta_{\text{pertes}}$ croît avec la longueur d'onde. Il est donc logique que l'écart sur la dispersion $\Delta D_{\text{c,pertes}}$ entre les calculs de la MEF sans pertes et avec des pertes augmente avec la longueur d'onde. L'écart relatif $\Delta\beta_{\text{pertes}}$ étant très faible (de l'ordre de $10^{-5} \%$ à $10^{-3} \%$), il n'est pas visible sur les courbes des indices effectifs $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$. En revanche, l'écart qu'il induit sur la dispersion chromatique est nettement plus important : $\Delta D_{\text{c,pertes}}$ est compris entre $2.10^{-3} \%$ et 26% (entre $1,5.10^{-3}$ et $16 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ en valeur absolue). Ceci explique pourquoi les courbes d'indice effectif trouvées par la MM et la MEF divergent quand la longueur d'onde augmente alors que les courbes de dispersion chromatique calculées à partir de ces indices effectifs convergent.

Notons que le profil étudié correspond au profil d'une FMAS à petit cœur et à très forte proportion d'air. Comme nous l'avons souligné lorsque nous avons traité les problèmes

de symétrie de maillage dans la MEF et lorsque nous avons comparé la MEF à la MIM et à la MFL, la modélisation de ce type de profil fait particulièrement ressortir les erreurs d'approximation commises par les méthodes théoriques. Nous pouvons donc conclure que les courbes de dispersion chromatique obtenues grâce à la MM et à la MEF concordent assez bien sur la bande spectrale considérée malgré des écarts relativement importants autour de $1,55 \mu\text{m}$. Compte tenu de la remarque précédente nous pouvons espérer des divergences plus faibles entre la MM et la MEF sur l'étude de FMAS ayant un cœur plus grand. Nous avons comparé les dispersions chromatiques obtenues à partir des simulations de la MEF et de la MM sur un profil de FMAS avec $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \mu\text{m}$. Cette FMAS a donc un cœur plus grand et une proportion d'air plus petite que la fibre précédente. L'écart maximal entre ces valeurs de dispersion vaut $4,84 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ sur une plage de longueurs d'onde allant de $0,9 \mu\text{m}$ à $1,6 \mu\text{m}$. Par conséquent, les méthodes convergent a priori lorsque le cœur de la FMAS considérée augmente.

Les pentes des dispersions chromatiques tracées sur la Figure III.35 sont présentées sur la Figure III.36.

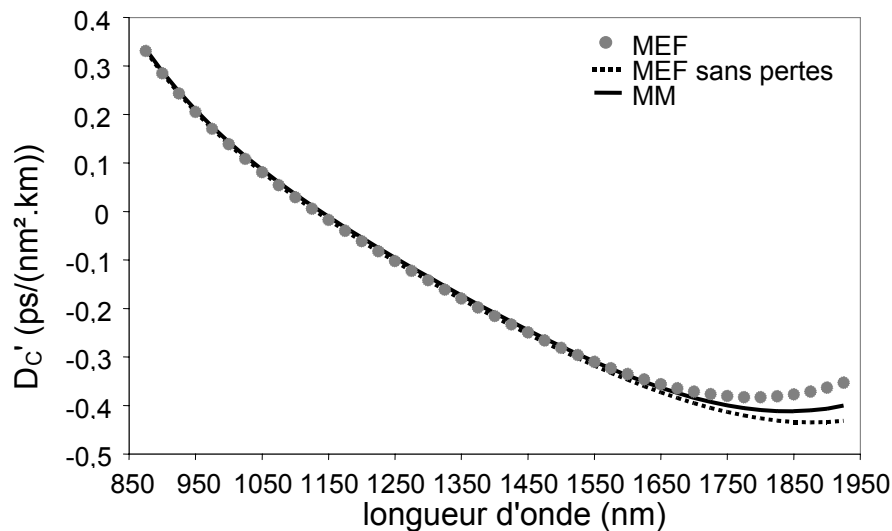


Figure III.36 : Pentas de dispersion chromatique calculées par la MEF (cercles pleins) et par la MM (ligne continue) pour le profil [$\Lambda = 1,4 \mu\text{m}$; $d = 0,87 \mu\text{m}$] à pertes et pente calculée par la MEF sur le même profil sans pertes (ligne pointillée).

La variation des écarts entre les valeurs des pentes de dispersion obtenues à partir de la MM et de la MEF est différente suivant les conditions de simulations de la MEF (avec ou sans pertes). Lorsque l'on compare les résultats des deux méthodes issus de simulations prenant en compte des pertes de propagation, l'écart est minimal ($4,75 \cdot 10^{-5} \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ soit un écart relatif égal à $0,15 \%$) à $1,55 \mu\text{m}$, longueur d'onde correspondant à un écart absolu

maximal sur les dispersions chromatiques. L'écart sur les pentes est maximal aux plus hautes longueurs d'onde : $4,7 \cdot 10^{-2}$ ps/(nm².km) (12,5 % en écart relatif) à 1,925 μ m. Comme on peut s'y attendre en observant les courbes de dispersion de la Figure III.35, cet écart aux hautes longueurs d'onde est supérieur à celui calculé avec les résultats de simulation sans pertes de la MEF ($3,15 \cdot 10^{-2}$ ps/(nm².km) soit 7,6 % à 1,925 μ m).

Pour finir, comparons les pertes de confinement en puissance fournies par chacun des deux modèles théoriques (cf. Figure III.37).

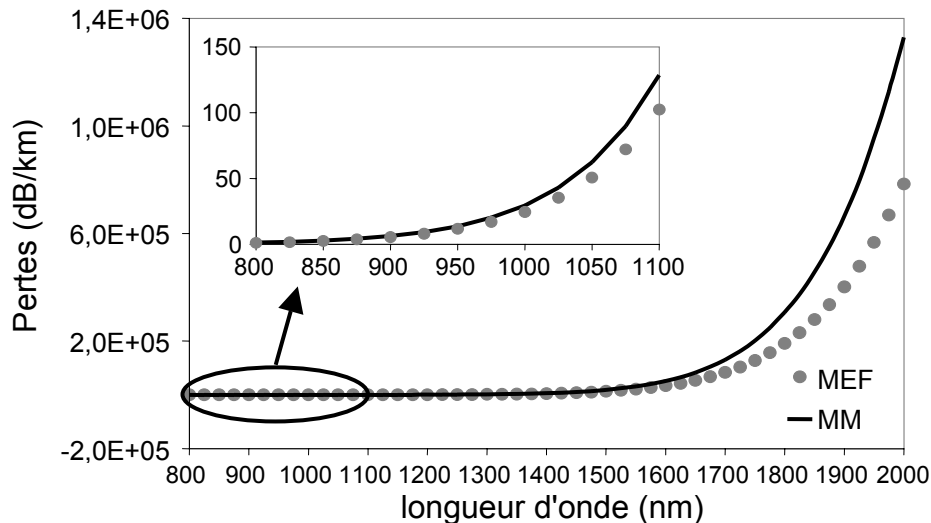


Figure III.37 : Pertes de confinement calculées par la MEF (cercles pleins) et par la MM (ligne continue) pour le profil [$\Lambda = 1,4 \mu\text{m}$; $d = 0,87 \mu\text{m}$]

L'écart entre les valeurs de pertes de confinement calculées par la MM et par la MEF augmente considérablement sur la plage de longueur d'onde considérée. Il vaut environ 0,11 dB/km à 0,8 μ m (soit un écart de 9,7 %) et $5,4 \cdot 10^5$ dB/km (soit 51,5 %) à 2 μ m. Il faut noter d'au-delà de $\lambda = 1,3 \mu$ m, les pertes de confinement théorique deviennent supérieures à 1 dB/m et que de telles pertes ne permettent pas d'envisager l'emploi de cette fibre dans des systèmes de télécommunications. L'écart entre les résultats des deux méthodes est important ce qui est logique étant donné que dans chacune d'entre elles la valeur absolue des pertes varie beaucoup en fonction des conditions de simulation. En revanche, les résultats de deux méthodes convergent à mesure que les pertes diminuent. Nous pouvons donc conclure que l'étude théorique des pertes de confinement réalisée avec la MEF ou la MM va aider à sélectionner les profils qui présenteront les plus faibles pertes de confinement.

V Conclusion

L'étude des caractéristiques de propagation des FMAS en fonction de la géométrie de leur profil d'indice a permis de montrer la grande variété des propriétés propagatives que peut présenter ce type de fibre. Le paramétrage de ces propriétés par le contrôle de la dimension des trous et de leur espacement permet d'envisager une multitude d'applications.

La méthode des éléments finis est particulièrement adaptée pour l'étude des guides d'ondes à profils complexes mais elle est très coûteuse en temps de préparation et temps de calcul. De plus, notre logiciel ne permet pas de traiter des profils d'indice sans axes de symétrie tels que des profils d'indice réels obtenus par imagerie de la section transverse de certaines fibres étirées à l'IRCOM ou à Alcatel. Il est donc utile de rechercher d'autres méthodes de modélisation plus économiques et conviviales que la MEF. Ces méthodes pourraient remplacer la MEF si elles sont aussi performantes qu'elle ou venir en complément de la MEF pour accélérer les recherches de profils.

Les comparaisons entre les résultats de diverses méthodes de calcul sont nécessaire et instructives. La discussion sur les causes probables des concordances et des divergences entre les résultats permet de mieux évaluer les potentialités et les lacunes de chacune d'entre elles. Les comparaisons réalisées dans ce chapitre ont démontré que la modélisation des FMAS nécessite en général un modèle théorique vectoriel rigoureux. Nous avons vu que pour certaines gammes de paramètres opto-géométriques du profil d'indice des FMAS, des modèles plus simples, basés sur la résolution de l'équation d'onde scalaire approchée, peuvent convenir. Dans ces gammes de valeurs de d et Λ , nous avons constaté l'étonnante fiabilité de la méthode de l'indice moyenné en azimut (MIM).

La méthode des éléments finis et la méthode multipolaire sont les modèles les plus complexes et rigoureux que nous avons étudié dans cette partie. Leurs résultats étant en très bon accord, nous sommes confortés dans l'idée que la méthode des éléments finis est une méthode de modélisation qui est très bien adaptée à la prédiction des caractéristiques de propagation des FMAS.

Il est aussi très important de confronter les résultats théoriques aux mesures. Malheureusement, on trouve peu de publications de résultats expérimentaux donnant toutes les informations nécessaires pour permettre une simulation. En ce qui concerne les fibres étirées à l'IRCOM, les techniques de fabrication n'étaient pas suffisamment maîtrisées au

début de ma thèse pour obtenir une géométrie régulière pouvant être traitée par la MEF. Par la suite, Alcatel et l'IRCOM ont fabriqué des FMAS présentant une bonne régularité dans l'agencement des trous d'air.

Dans le chapitre suivant, des expérimentations réalisées sur des FMAS fabriquées dans mes deux laboratoires d'accueil sont présentées. Chaque fois que cela sera possible, ces résultats de mesure seront comparés aux prévisions théoriques obtenues avec la MEF et à celles obtenues avec les 3 autres modèles que nous venons d'étudier (la MFL, la MIM et la MM).

Chapitre IV
Fabrication et caractérisation
des FMAS

I Introduction

L'IRCOM et le laboratoire d'Alcatel Research & Innovation à Marcoussis disposent du matériel nécessaire à la fabrication des FMAS. Les procédés de fabrication des FMAS mis en œuvre dans ces deux laboratoires seront ici brièvement exposés. En particulier, nous mettrons l'accent sur les difficultés qu'il a fallu surmonter pour contrôler la géométrie de la fibre au cours du processus de fabrication.

Diverses mesures ont été réalisées sur ces FMAS. La plupart des expérimentations ont été réalisées à l'IRCOM et à Alcatel. A l'IRCOM, j'ai réalisé des mesures d'atténuations linéiques, d'aires effectives, de dispersions chromatiques et de dispersions modales de polarisation. Je me suis également intéressée à la connexion par épissure de FMAS avec des fibres monomodes standards et aux pertes par courbures. Nous avons aussi collaboré avec le Complexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie (CORIA, UMR CNRS n°6614 à Rouen) où des mesures de biréfringence par une méthode magnéto-optique ont été effectuées sur une FMAS fabriquée à Alcatel.

II Fabrication des FMAS

La réalisation d'une fibre optique se déroule en deux étapes principales. La première consiste à fabriquer la préforme de la fibre. La préforme d'une fibre optique présente le même profil d'indice transverse et longitudinal que la fibre mais à un facteur homothétique près. La préforme d'une fibre classique est le plus souvent réalisée en déposant de la silice dopée par des additifs qui permettent d'ajuster l'indice (Germanium, Phosphore, Aluminium, Bore, Fluor...) en phase vapeur à l'intérieur d'un tube de silice pure (méthode MCVD : modified chemical vapor deposition). Ce tube est ensuite rétreint pour obtenir la préforme de la fibre (cf. Figure IV.1).

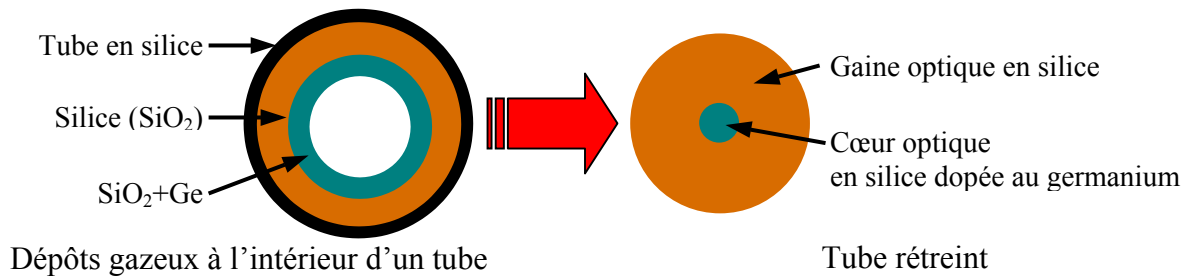


Figure IV.1 : Section transverse de la préforme au cours de sa réalisation, exemple d'une fibre standard ayant un cœur dopé au germanium.

Le procédé de fabrication des FMAS est radicalement différent, au moins pour ce qui concerne l'élaboration des préformes. La préforme des FMAS est en effet réalisée à partir d'un assemblage de capillaires et de barreaux en silice de quelques millimètres de diamètre extérieur. Ces capillaires et ces barreaux sont assemblés puis l'arrangement est introduit dans un capillaire de plus grande dimension afin d'assurer le maintien de l'ensemble.

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 la Figure IV.2, on voit nettement que la botte de capillaires réalisée (Figure IV.2 (b)) n'est pas aussi régulière que prévue (Figure IV.2 (a)).

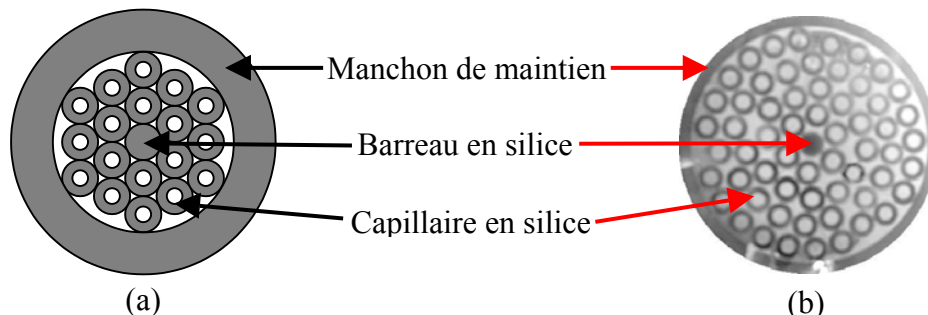


Figure IV.2 : Section transverse de la préforme d'une FMAS. (a) Schéma. (b) Photographie.

Une fois que la préforme est réalisée, elle est installée verticalement dans un four à induction, puis elle est étirée dans le sens de sa longueur suivant le même principe que les fibres optiques classiques. Les dimensions que l'on peut donner à la préforme d'une fibre optique dépendent de la taille du four à induction à disposition. Typiquement, son diamètre peut varier de 1 à 10 cm et sa longueur peut aller jusqu'à 1 m. L'étirage de la préforme est effectuée à haute température, entre 1700 et 2000 °C, température à laquelle la silice devient visqueuse. La préforme est étirée dans le sens vertical pour profiter de la pesanteur à l'amorce du fibrage (formation d'une « goutte » solide) puis elle est étirée mécaniquement à tension contrôlée par un système de cabestans. L'ensemble des modules nécessaires au fibrage d'une

préforme forme ce qu'on appelle une tour de fibrage. Un schéma descriptif d'une tour de fibrage est présenté dans la Figure IV.3.

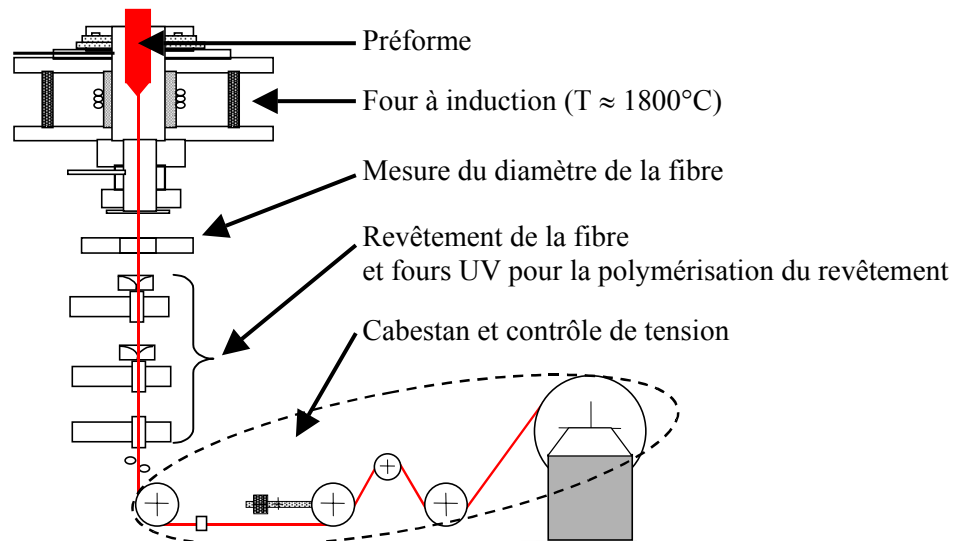


Figure IV.3 : Schéma descriptif d'une tour de fibrage.

Dans le cas des fibres standard à préforme « pleine », le résultat de l'opération d'étirage est une fibre qui présente le même profil d'indice que la préforme mais dont les dimensions transverses sont réduites d'un facteur \sqrt{k} si la longueur est multipliée par k . Le diamètre standard d'une fibre optique pour les télécommunications est de $125 \mu\text{m}$. En revanche concernant les FMAS, les conditions d'étirage peuvent faire que la section droite de la fibre obtenue soit sensiblement différente de celle qui proviendrait d'une simple réduction homothétique de la préforme.

Les premiers essais de fabrication de fibres à cristaux photoniques ont été réalisés en 1999 à l'IRCOM. La température dans le four de la tour de fibrage est abaissée par paliers progressifs au cours de l'étirage de la préforme. Quatre FMAS à quatre températures différentes T1, T2, T3 et T4 (cf. Figure IV.4) ont ainsi été fabriquées. Ces FMAS ont des trous espacés en moyenne de $13 \mu\text{m}$ et avec un diamètre moyen qui varie de $1,5 \mu\text{m}$ pour les tronçons de fibres étirés « à chaud » (température T4) à $3 \mu\text{m}$ pour les tronçons tirés « à froid » (température T1).

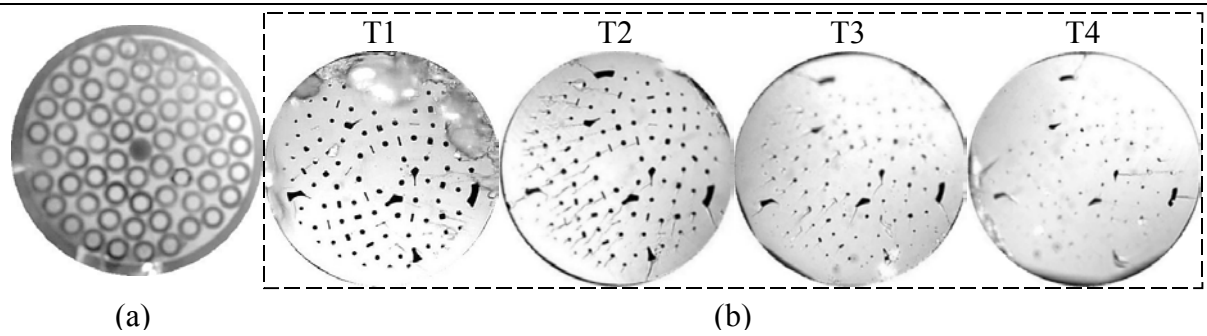


Figure IV.4 : Sections transverses : (a) d'une préforme de FMAS, (b) des FMAS résultant de l'étirage de cette préforme à 4 températures différentes ($T1 < T2 < T3 < T4$).

Sur les sections transverses de ces quatre FMAS on remarque qu'il existe deux types de trous d'air. Certains des trous ont une forme relativement circulaire. Ces trous proviennent des trous à l'intérieur de chaque capillaire. Les autres trous d'air ont une forme beaucoup plus irrégulière et sont en général de plus grande dimension. Ils résultent des trous interstitiels entre les capillaires dans l'assemblage de la préforme. La taille de ces trous interstitiels dépend de la régularité de l'arrangement de la botte de capillaire dans la préforme de la FMAS. Plus les capillaires sont collés les uns aux autres plus les trous interstitiels sont petits. Nous remarquons aussi que la taille de ces deux types de trous diminue à mesure que la température dans le four à induction augmente. Étant donné que les trous des capillaires sont plus petits que les trous interstitiels, ils se bouchent en premier lorsque la température augmente. Malgré les imperfections de ces fibres, nous avons tiré plusieurs enseignements de ces premières réalisations. Premièrement, le contrôle de la température permet d'obtenir plusieurs diamètres de trous à espacement Λ constant à partir d'une même préforme. Deuxièmement, ce contrôle de la température de fibrage ne suffit pas à maîtriser la fermeture des trous interstitiels lorsque ceux-ci sont trop gros, d'où la nécessité de soigner l'arrangement des capillaires dans la préforme. Cette tâche est rendue difficile par le calibrage médiocre des capillaires disponibles dans le commerce. Renseignements pris auprès de divers fournisseurs, les tolérances aux côtes peuvent être améliorées par usinage de chaque capillaire ce qui augmenterait considérablement le prix de revient de la fibre. Nous avons donc pris le parti d'acheter des capillaires standards et d'améliorer les techniques de fabrication des préformes et de fibrage. Un autre problème est le faible éventail de couples (diamètre extérieur, diamètre intérieur) existants pour les capillaires du commerce. Pour s'affranchir de ces limitations, le laboratoire d'Alcatel a lancé la production de capillaires sur le site de Marcoussis pour la fabrication des FMAS.

Pour les fabrications suivantes la disposition des capillaires a été améliorée et la

pression à l'intérieur et à l'extérieur des capillaires est contrôlée au cours de la phase d'étirage afin de refermer les trous interstitiels tout en maîtrisant le rapport d/Λ .

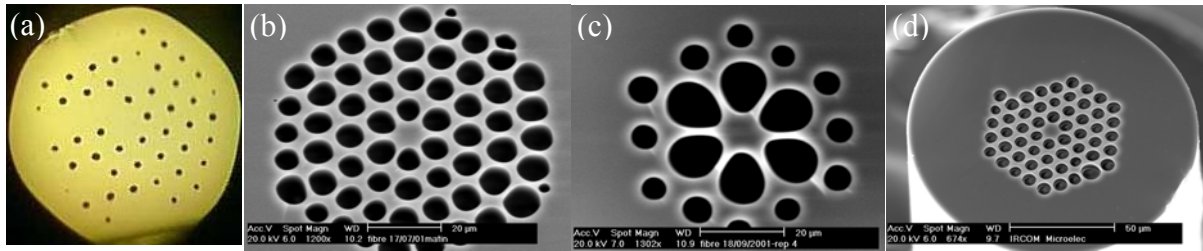


Figure IV.5 : Quelques exemples de FMAS fabriquées à l'IRCOM.

Sur la Figure IV.5 sont présentées quelques FMAS plus récentes fabriquées à l'IRCOM. Ces fibres possèdent des trous de 4 à 12 μm de diamètre et espacés de 8 à 14 μm . Les procédés de fabrication sont de mieux en mieux maîtrisés mais la réalisation d'une préforme soignée reste une étape délicate au cours de laquelle certains capillaires peuvent être cassés. Au fibrage, ces capillaires cassés se rebouchent entièrement (cf. Figure IV.5, image (a)).

Nous avons également étudié les techniques possibles pour obtenir des espacements Λ entre les trous plus petits (2 à 3 μm). Nous avons opté pour un étirage en deux étapes. La préforme de la FMAS est étirée une première fois et ses dimensions transverses sont légèrement réduites. La préforme ainsi allongée est placée dans un nouveau manchon puis elle est étirée une deuxième fois pour obtenir une fibre de 125 μm de diamètre (cf. Figure IV.6).

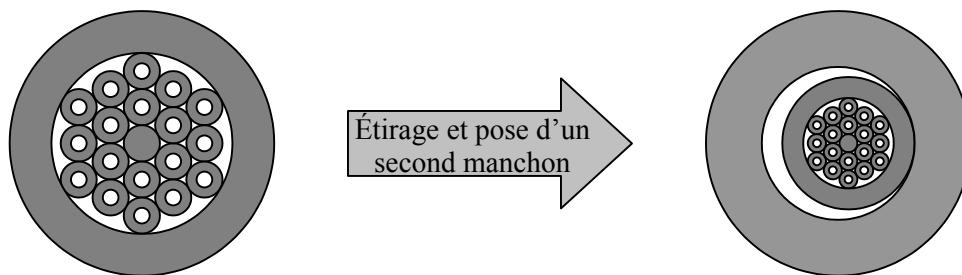


Figure IV.6 : Étapes de la réalisation d'une préforme de FMAS permettant de réduire l'espacement entre les trous d'air sans diminuer le diamètre extérieur des FMAS.

Les images obtenues au microscope électronique à balayage (MEB) de quelques FMAS fabriquées successivement à Alcatel en utilisant ce procédé sont montrées sur la Figure IV.7.

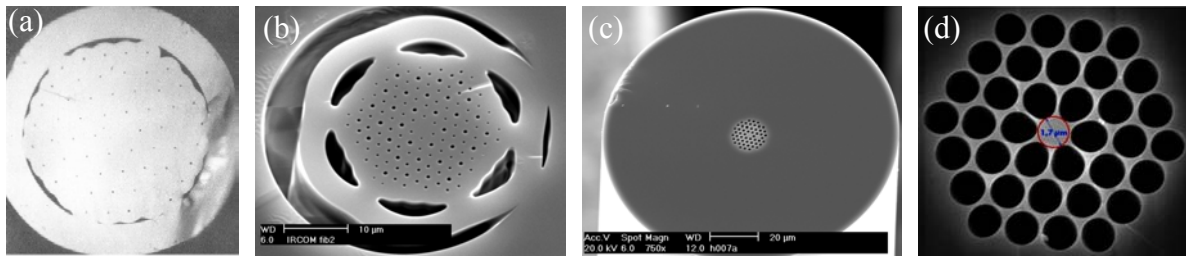


Figure IV.7 : FMAS fabriquées à Alcatel.

Les paramètres géométriques des FMAS fabriquées à Alcatel sont généralement compris entre 1,8 et 3 μm pour Λ et entre 0,1 et 2 μm pour le diamètre des trous d . Les progrès réalisés à Alcatel sur la maîtrise des procédés de fabrication sont nettement visibles sur la Figure IV.7. Dans les premières FMAS réalisées (cf. Figure IV.7 images (a) et (b)), les tubes de maintien et l'assemblage hexagonal de capillaires ne sont pas complètement collés ensemble. Ceci peut entraîner un léger excentrement du cœur optique de la FMAS (Figure IV.7 image (b)). Par la suite, il n'est plus possible de dissocier les contours des tubes de maintien et de ceux de la botte de capillaires sur la section transverse des FMAS réalisées à Alcatel (cf. Figure IV.7 images (c) et (d)). Le cœur de ces FMAS est bien situé au centre de la fibre.

III Comportement monomode large bande

Un comportement monomode a été observé de 0,633 μm à 1,6 μm dans deux FMAS. La section transverse de la première fibre fabriquée à l'IRCOM est montrée sur la Figure IV.4 (image (b)T4). Le rayon du cœur vaut environ 13 μm , le diamètre de trous d et leur espacement Λ valent en moyenne 1,5 μm et 13 μm respectivement. Cette observation confirme la possibilité de concilier un comportement monomode dans un cœur de très grande dimension. La seconde fibre (fabriquée à Alcatel) possède un cœur plus petit de 2 μm de rayon. Ses paramètres géométriques sont $d = 0,5 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 2 \mu\text{m}$. Une autre FMAS réalisée à Alcatel et présentant une plus forte proportion d'air [$\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$; $d = 1,9 \mu\text{m}$] est monomode à partir de 0,98 μm . Cette fibre est légèrement multimode à 0,633 μm .

IV Atténuation linéique

Pour obtenir l'atténuation linéique d'un tronçon de longueur L d'une fibre, on effectue deux mesures de puissance optique en sortie de fibre. La première mesure est réalisée avec une longueur égale à L_0+L . Puis, on coupe la fibre en enlevant un tronçon de longueur L à

l'extrémité de la fibre opposée au système d'injection avant de mesurer une nouvelle fois la puissance en sortie de fibre. Si, on a pris soin de ne pas modifier les conditions d'injection, la différence de puissance entre les deux mesures rapportée à la longueur L donne l'atténuation linéique de la fibre.

Les atténuations linéiques en dB/km mesurées sur plusieurs FMAS sont présentées dans le Tableau IV.1. Les deux premières FMAS ont été fabriquées à l'IRCOM au tout début de nos études, les autres à Alcatel.

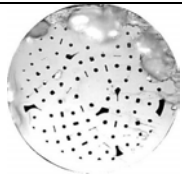

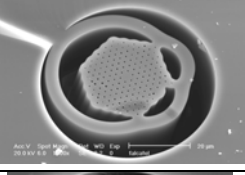
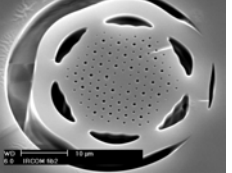
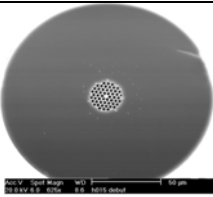
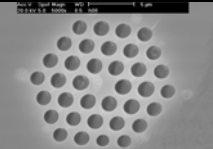
FMAS	$\Lambda_{\text{moyen}} (\mu\text{m})$	$d_{\text{moyen}} (\mu\text{m})$	Pertes (dB/km)
1 	13	3	180 @ 1,55 μm
2 	13	1,5	1400 @ 1,306 μm 800 @ 1,55 μm
3 	2	0,5	380 @ 1 μm 410 @ 1,3 μm 430 @ 1,55 μm
4 	2,32	$d_1=1,13$ $d_2=1,7$	45 @ 1 μm 15 @ 1,3 μm 4 @ 1,55 μm
5 	2,3	1,9	25 @ 1 μm 23 @ 1,3 μm 14 @ 1,55 μm
6 	2,4	1,78	25 @ 1 μm 17 @ 1,3 μm 11 @ 1,55 μm

Tableau IV.1 : Atténuations linéiques en dB/km mesurées dans différentes FMAS fabriquées à l'IRCOM et à Alcatel.

Les deux premières FMAS réalisées à comportement monomode très large bande (FMAS 2 et 3) présentent des pertes de propagation importantes (800 et 430 dB/km à 1,55 μm respectivement). Ces pertes sont pour partie dues au fait que les procédés de fabrication

n'étaient pas encore optimisés lors de leur fabrication (assainissement de l'atmosphère, qualité de silice, régularité de la préforme...). Les pertes sont également causées par le nombre insuffisant de couronnes au regard de la proportion d'air présent autour du cœur. D'après les prévisions théoriques, dans la fibre [$\Lambda = 2 \mu\text{m}$; $d = 0,5 \mu\text{m}$] 8 couronnes de trous sont nécessaires pour confiner correctement le champ guidé à $1,55 \mu\text{m}$ alors que la fibre réalisée en possède seulement 6. En améliorant les procédés de fabrication et en augmentant la proportion d'air dans la fibre, le laboratoire d'Alcatel a réalisé une FMAS monomode à partir de $0,98 \mu\text{m}$ (FMAS 5 : [$\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$; $d = 1,9 \mu\text{m}$]) avec 3 couronnes de trous complètes et des pertes de propagation peu importantes (23 dB/km à $1,3 \mu\text{m}$ et 14 dB/km à $1,55 \mu\text{m}$). Les pertes de propagation ont été considérablement diminuées en asséchant la préforme et en assainissant l'atmosphère environnante pendant les étapes d'étirage. La meilleure performance obtenue à $1,55 \mu\text{m}$ est une atténuation de 4 dB/km pour la FMAS 4. Ces pertes peuvent encore être diminuées. En 2002, une communication dans une conférence internationale présente la réalisation d'une FMAS avec seulement 0,58 dB/km de pertes à $1,55 \mu\text{m}$ [108]. Les pertes de confinement calculées par la MEF sur le profil théorique approché du profil réel de la FMAS 4 sont égales à 0,14 dB/km. Pour les FMAS 5 et 6, les pertes mesurées à $1,55 \mu\text{m}$ sont égales à 14 dB/km et 11 dB/km respectivement et les pertes de confinement prédites valent $1,3 \cdot 10^{-9}$ dB/km et $5,4 \cdot 10^{-3}$ dB/km respectivement. Les valeurs des pertes de confinement calculées par la MEF sont très inférieures aux pertes de propagation mesurées. Étant donné que la prédiction des pertes ne prend pas en compte les pertes des matériaux (diffusion de Rayleigh, pic d'absorption OH...), le désaccord entre les pertes calculées par la MEF et celles mesurées ne met pas en cause la justesse des pertes de confinement prédites.

V Aires effectives

L'aire effective est déduite de la répartition transverse du module du champ électrique grâce à la formule :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\int \int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}(x, y)|^4 dx dy} \quad (\text{IV.1})$$

Nous avons enregistré la répartition d'énergie en sortie de fibre avec une caméra et

calculé l'aire effective à partir de cette mesure. Nous avons également appliqué aux FMAS une mesure de rayon de champ de mode w_0 utilisée pour les fibres à symétrie de révolution. Cette méthode consiste à obtenir la fonction d'autocorrélation du champ lointain en sortie de la fibre puis à calculer le rayon de champ de mode w_0 en utilisant la définition de Petermann :

$$2w_0 = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2 \int_0^{+\infty} q^3 |\bar{E}(q)|^2 dq}{\int_0^{+\infty} q |\bar{E}(q)|^2 dq}} \quad (\text{IV.2})$$

avec $q = (1/\lambda)\sin\theta$ l'angle du champ lointain. A partir du rayon de champ de mode, on peut définir l'aire effective d'une fibre à symétrie de révolution équivalente :

$$A_{\text{eff eq}} = \pi w_0^2 \quad (\text{IV.3})$$

Le banc de mesure étant automatisé, la mesure du rayon de champ de mode w_0 est très facile et rapide à réaliser.

Nous avons réalisé des mesures d'aires effectives à 633 nm et à 828 nm pour les comparer aux prévisions théoriques. Les enregistrements en champ proche de l'intensité en sortie de fibre sont comparés aux répartitions de champ calculés à 0,98 μm sur la Figure IV.8.

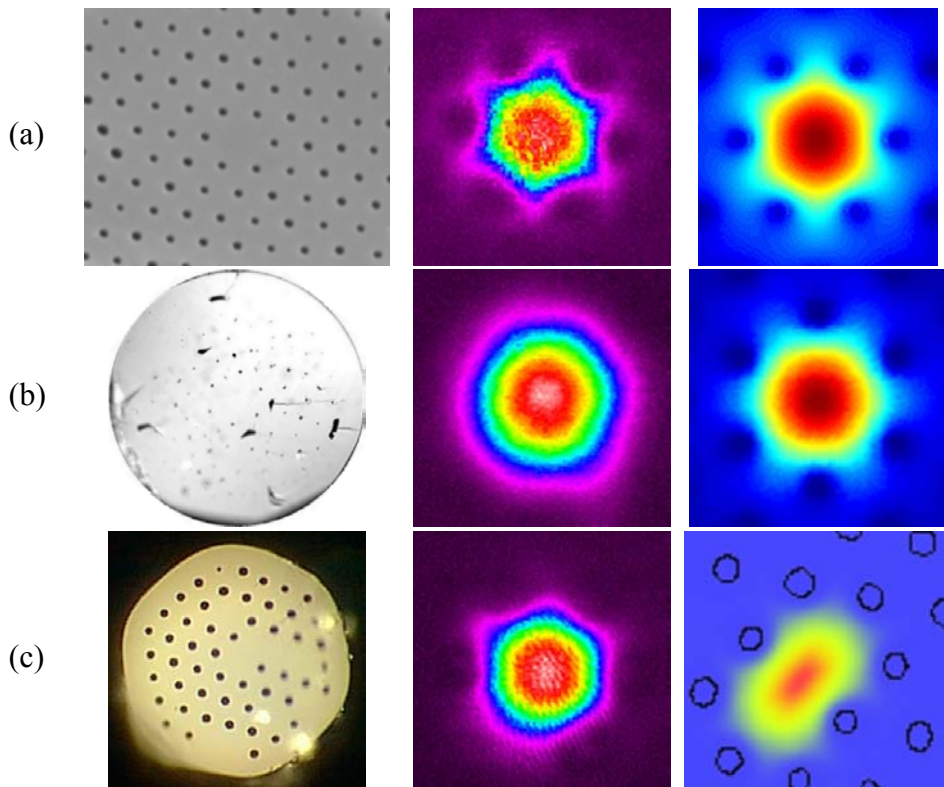


Figure IV.8 : Sections transverses des FMAS (à gauche) et répartitions transverses d'intensité mesurées en champ proche (au milieu) et calculées (à droite) pour les 3 FMAS (a), (b) et (c) à $0,98 \mu\text{m}$.

Les aires effectives sont calculées à partir des simulations obtenues par trois modèles théoriques. Pour la FMAS (a), l'aire effective est calculée à partir des résultats de la simulation du profil théorique approché par la MEF. Pour les deux autres FMAS, la MEF n'a pas pu être utilisée car les profils d'indice transverses sont trop irréguliers. L'aire effective de la FMAS (b) est calculée à partir des résultats d'un logiciel de BPM employé à l'IRCOM pour modéliser la propagation dans les fibres optiques. Pour la dernière FMAS, l'aire effective est déduite des résultats du logiciel de MFL développé à Alcatel. Les aires effectives déduites de l'enregistrement du champ proche (avec l'équation (IV.1)) et de la mesure du rayon de champ de mode (avec l'équation (IV.3) et avec la définition de Petermann du w_0 (IV.2)) sont présentées pour les trois FMAS de la Figure IV.8 dans le Tableau IV.2 avec les aires effectives obtenues par la simulation pour les longueurs d'onde $\lambda = 0,633 \mu\text{m}$ et $\lambda = 0,828 \mu\text{m}$.

FMAS	$A_{\text{eff}} (\mu\text{m}^2)$ à 0,633 μm			$A_{\text{eff}} (\mu\text{m}^2)$ à 0,828 μm		
	Caméra	Mesure w_0	Calcul	Caméra	Mesure w_0	Calcul
(a)	10,6	12,9	10,48	12,4	13,8	12,5
(b)	–	–	–	370 à 500	175	360
(c)	100 à 150	130	354,5	170 à 180	153	364,9

Tableau IV.2 : Aires effectives déduites de la mesure et des calculs à 0,633 μm et 0,828 μm .

Pour la FMAS de la Figure IV.8 (a), l'aire effective déduite de la mesure de la répartition d'énergie en champ proche est en très bon accord avec l'aire effective calculée à partir des simulations de la MEF sur un profil théorique approché. L'écart relatif entre la théorie et la mesure est voisin de 1 %. Le bon accord entre la théorie et la mesure est dû à la régularité du profil d'indice de la fibre dans la région guidante. Le champ guidé dans le cœur de petites dimensions (environ 4 μm de diamètre) est fortement confiné à 0,633 μm et 0,828 μm , ce qui diminue les incertitudes des mesures. En effet, sur l'enregistrement du champ proche avec une caméra, il est difficile de dissocier les niveaux faibles du champ guidé du bruit de la mesure. L'erreur commise sur le traitement de la mesure est alors plus importante si le champ est très étalé. En revanche, l'aire effective déduite de la mesure du rayon de champ de mode est plus grande que celle obtenue à partir de l'enregistrement en champ proche. L'écart relatif entre les deux mesures vaut 21,7 % à 0,633 μm et 11,3 % à 0,828 μm . La mesure du rayon de champ de mode donne une estimation grossière mais rapide de l'aire effective du mode guidé dans une FMAS à petit cœur.

Les deux autres FMAS (Figure IV.8 (b) et (c)) sont des fibres à grand cœur (environ 26 μm de diamètre). Leur profil d'indice est très irrégulier et pour la FMAS (c) plusieurs trous d'air manquent autour du cœur de la fibre. Le champ guidé dans ces fibres est donc très étalé et sa répartition d'énergie est très irrégulière. Il est donc très difficile de s'assurer que la totalité du champ émergent de la fibre est enregistrée par la caméra. Ceci explique les valeurs très différentes de l'aire effective obtenues à partir des enregistrements effectués avec la caméra. Par exemple avec la fibre (b), l'aire effective déduite de plusieurs enregistrements réalisés à 0,828 μm varie de 370 μm^2 à 500 μm^2 . L'aire effective mesurée dans cette fibre est donc au minimum 10 μm^2 plus grande que l'aire effective calculée (égale à 360 μm^2). Pour la dernière FMAS (c) qui présente un profil d'indice encore plus irrégulier, l'écart entre l'aire effective déduite de l'enregistrement à la caméra et celle calculée est plus important. En ce qui concerne la mesure du w_0 , elle donne une estimation de l'aire effective en fort désaccord

avec les valeurs prédites pour les deux FMAS à grand cœur. Cette méthode est uniquement bien adaptée aux modes à symétrie de révolution qui ont une distribution gaussienne ce qui n'est pas du tout le cas des modes guidés par les FMAS (b) et (c). En effet, les modes guidés par ces FMAS ont une distribution d'énergie totalement asymétrique à cause des irrégularités de leurs profils transverses. En conclusion, il apparaît qu'il est très délicat d'estimer expérimentalement l'aire effective de FMAS à grand cœur surtout quand le profil d'indice est très irrégulier. Pour enregistrer l'intensité en champ proche, il faut particulièrement prendre soin de supprimer toute lumière parasite. Pour améliorer la mesure, il sera nécessaire d'utiliser une caméra plus sensible aux faibles flux lumineux et de plus grande dynamique.

VI Dispersion chromatique

La dispersion chromatique d'un mode guidé est égale à la dérivée du temps de propagation de groupe t_g par unité de longueur de propagation par rapport à la longueur d'onde :

$$D_c(\lambda_0) = \left. \frac{dt_g}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} = - \left. \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2} \right|_{\lambda=\lambda_0} = \left. \frac{-\lambda^2}{2\pi c} \frac{d^2 \beta}{d\lambda^2} \right|_{\lambda=\lambda_0} \quad (\text{IV.4})$$

t_g dépend de la longueur d'onde et de la longueur de la fibre L :

$$t_g(\lambda) = \frac{\tau(\lambda)}{L} \quad (\text{IV.5})$$

où $\tau(\lambda)$ est le temps de propagation de groupe global à la longueur d'onde λ .

Il existe plusieurs méthodes permettant de mesurer la dispersion chromatique dans une fibre optique. Nous allons en présenter trois que nous avons envisagé d'utiliser pour la caractérisation des FMAS.

VI.1 Méthodes de mesure de la dispersion chromatique dans les fibres optiques

La mesure directe de $\tau(\lambda)$ est difficile car elle nécessite de générer des impulsions courtes (quelques centaines de picosecondes) sur une large bande spectrale. Cependant si on connaît la différence de temps de propagation global $\Delta\tau$ entre deux impulsions centrées sur deux longueurs d'onde très voisines $\lambda_0 - \delta\lambda$ et $\lambda_0 + \delta\lambda$, on peut alors calculer la dispersion chromatique autour de λ_0 avec :

$$D_c(\lambda_0) = \left. \frac{dt_g}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} = \frac{1}{L} \frac{\Delta\tau}{2\delta\lambda} \quad (\text{IV.6})$$

VI.1.a Par la mesure de l'étalement d'impulsions brèves

Ce retard de temps de propagation $\Delta\tau$ est la cause de l'allongement (ou de la compression) d'une impulsion temporelle se propageant dans un milieu dispersif. Une méthode de caractérisation de dispersion chromatique consiste donc à comparer la durée d'une impulsion avant et après sa propagation dans la fibre à caractériser. La durée de l'impulsion est déduite de la fonction d'autocorrélation de l'impulsion. L'impulsion doit donc être brève afin d'avoir une largeur spectrale significative (typiquement quelques centaines de femtosecondes ce qui correspond à des largeurs spectrales de quelques nanomètres). Si la fibre que l'on veut caractériser présente des effets non linéaires, cette méthode a l'inconvénient de ne pas permettre de dissocier les causes de la variation de la durée de l'impulsion. Cette méthode a été appliquée à la caractérisation d'une FMAS fabriquée à Alcatel. Cette fibre présente des trous de $0,5 \mu\text{m}$ de diamètre et espacés de $2 \mu\text{m}$. La mesure a été réalisée au laboratoire du CELIA à l'université de Bordeaux. La source utilisée est une source laser Yb:YAG délivrant des impulsions de 240 fs (5 nm) à la longueur d'onde $1,03 \mu\text{m}$ avec un taux de répétition de 48 MHz. Les enregistrements réalisés avec une puissance moyenne par impulsion égale à 46 mW et 1 W respectivement sont montrés sur la Figure IV.9.

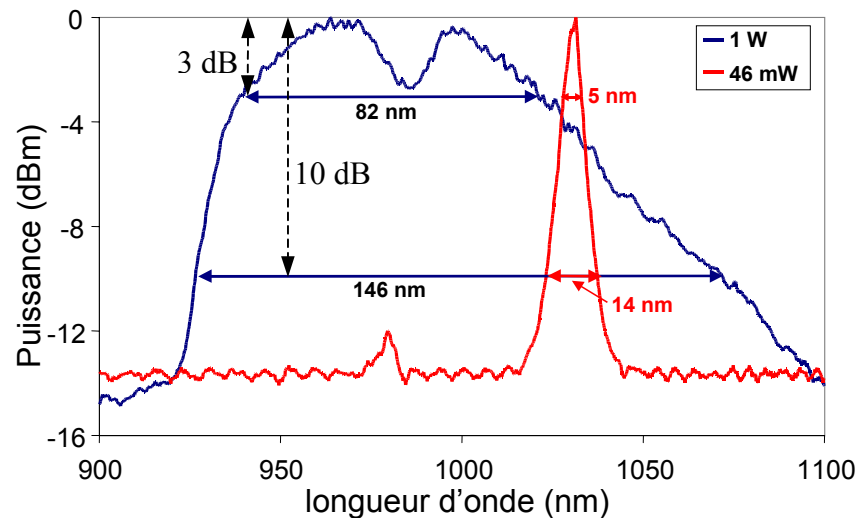


Figure IV.9 : Spectres de puissance en dB de l'impulsion émergente d'un échantillon de 1 m d'une FMAS Alcatel [$\Lambda = 2 \mu\text{m}$; $d = 0,5 \mu\text{m}$]

L'élargissement du spectre est fonction de la puissance moyenne de l'impulsion ce qui signifie que cette fibre présente de forts effets non linéaires. Cette méthode n'a donc pas permis de déterminer la dispersion chromatique de la FMAS considérée. La précision de la mesure est limitée par la résolution de l'autocorrélateur (20 fs). Pour 1 m de fibre et une impulsion de 5 nm de large, une résolution de 20 fs sur l'allongement temporel de l'impulsion correspond à une résolution de 4 ps/(nm.km) sur la dispersion chromatique.

Le retard de temps de propagation $\Delta\tau$ entre deux longueurs d'onde peut aussi être caractérisé indirectement en mesurant le déphasage $\Delta\phi$ correspondant. Plusieurs techniques utilisent les informations sur la phase pour retrouver la différence de temps de groupe en fonction de la longueur d'onde. Je vais présenter deux techniques qui ont été utilisées pour la caractérisation des FMAS fabriquées à l'IRCOM ou à Alcatel : une mesure en optique incohérente du déphasage entre deux signaux modulés portés par des ondes optiques à des longueurs d'onde différentes et une mesure en optique cohérente par interférométrie.

VI.1.b Par la mesure du déphasage d'une onde modulée (optique incohérente)

Deux ondes optiques à des longueurs d'onde très voisines $\lambda_0 - \delta\lambda$ et $\lambda_0 + \delta\lambda$ sont modulées à une fréquence f puis elles sont injectées dans la fibre à caractériser. Elles sont ensuite récupérées à la sortie de la fibre et démodulées pour mesurer le déphasage entre les signaux modulant portés par les longueurs d'onde optiques $\lambda_0 - \delta\lambda$ et $\lambda_0 + \delta\lambda$.

La phase d'un signal de fréquence angulaire ω est donnée par la formule $\phi = \omega t = 2\pi f t$ à un instant t . Par conséquent, le retard de temps de propagation $\Delta\tau$ peut être calculé à partir

du déphasage $\Delta\phi$ mesuré grâce à la relation :

$$\Delta\tau = \frac{\Delta\phi}{2\pi f} \quad (\text{IV.7})$$

Cette méthode, très couramment utilisée, est très précise mais elle est limitée par la résolution et la bande passante du mesureur de phase. Lorsque la dispersion est très proche de zéro, la durée $\Delta\tau$ est petite. Pour pouvoir mesurer néanmoins un déphasage significatif du signal modulant et conserver une précision de mesure suffisante, il faut augmenter la fréquence de modulation f et/ou la longueur de la fibre caractérisée. Comme le choix de la fréquence f est limité par la bande passante du mesureur de phase, les mesures de très faibles dispersions nécessitent d'utiliser des grands tronçons de fibre. Autrement dit, il n'est pas possible de mesurer de faibles dispersions sur des échantillons de fibres de courtes longueurs. Si la fibre à caractériser présente des pertes massives, cela peut empêcher de mesurer des dispersions chromatiques à valeur absolue faible car le niveau détecté en sortie du tronçon de fibre nécessaire peut être insuffisant. Cette méthode ne permet pas de vérifier si la dispersion chromatique fluctue sur la longueur de la fibre en raison d'éventuelles variations géométriques présentes dans la fibre. Nous avons tenté d'utiliser cette méthode pour mesurer la dispersion chromatique dans les premières FMAS fabriquées à l'IRCOM. Mais les pertes de propagation de ces fibres sont trop importantes pour pouvoir réaliser des mesures fiables dans de bonnes conditions.

VI.1.c Par interférométrie (optique cohérente)

Il est possible de mesurer le temps de groupe d'une onde lumineuse dans un tronçon de fibre en la faisant interférer avec la même onde ayant voyagé dans un bras d'air de référence. Voyons le principe théorique sur lequel est basée cette méthode.

1) Principe de la mesure interférométrique du temps de groupe

Considérons le cas simple de deux ondes monochromatiques de pulsation ω polarisées rectilignement. Leurs champs \vec{E}_1 et \vec{E}_2 respectivement portés par les vecteurs unitaires \vec{e}_1 et \vec{e}_2 peuvent s'écrire sous la forme complexe comme suit :

$$\vec{E}_1 = A_1 \exp j(\omega t - \phi_1) \vec{e}_1 \quad (\text{IV.8})$$

$$\vec{E}_2 = A_2 \exp j(\omega t - \phi_2) \vec{e}_2 \quad (\text{IV.9})$$

A_1, A_2 sont les amplitudes et ϕ_1, ϕ_2 les phases des champs \vec{E}_1 et \vec{E}_2 respectivement. Le champ \vec{E}_T résultant de la superposition des ondes 1 et 2 doit satisfaire les équations de Maxwell qui sont linéaires. Par conséquent, le champ \vec{E}_T est égal à la somme des champs \vec{E}_1 et \vec{E}_2 :

$$\vec{E}_T = \left[A_1 \exp(-j\phi_1) \vec{e}_1 + A_2 \exp(-j\phi_2) \vec{e}_2 \right] \exp(j\omega t) \quad (\text{IV.10})$$

L'intensité I_T du champ somme \vec{E}_T vaut :

$$I_T = \vec{E}_T \cdot \vec{E}_T^* = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 (\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2) \cos(\phi_2 - \phi_1) \quad (\text{IV.11})$$

$$I_T = I_{T0} \left[1 + 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} (\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2) \cos(\phi) \right] \quad (\text{IV.12})$$

avec $I_1 = A_1^2$, $I_2 = A_2^2$, $I_{T0} = I_1 + I_2$ et $\phi = \phi_2 - \phi_1$. Le premier terme de I_T est l'intensité somme moyenne I_{T0} . Le second terme est proportionnel à $\cos(\phi)$. C'est le terme d'interférence entre les deux ondes, qui module l'intensité résultant de la superposition de deux ondes en fonction de leur déphasage relatif ϕ . Pour des amplitudes de champ données A_1 et A_2 , l'amplitude de la modulation est maximale quand les champs \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sont colinéaires ($\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 = 1$), ce que nous imposons dorénavant. Le contraste des franges d'interférence dépend également de la fonction de visibilité $V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}$. V est maximale quand $I_1 = I_2 = I_0$, c'est à dire lorsque les deux ondes qui interfèrent ont la même amplitude $A_1 = A_2 = A_0$. I_{T0} vaut alors $2I_0$ et $V=1$.

Dans la réalité, l'intensité I_T est intégrée lorsqu'elle est détectée sur une durée T_d qui varie suivant la nature du détecteur :

$$I_d = \frac{1}{T_d} \int_0^{T_d} I_T dt \quad (\text{IV.13})$$

Dans les sources lumineuses, la lumière est émise lors de la désexcitation d'atomes préalablement excités. L'énergie de la lumière émise par un atome est amortie au cours du temps. Le temps qu'il faut à l'énergie d'un atome émetteur pour décroître d'un facteur $1/e$ est noté τ_c . La lumière émise à chaque désexcitation peut être représentée par un train d'onde de

durée τ_c ayant une phase et une orientation du champ associée constantes. Si les ondes 1 et 2 sont issues de deux trains d'onde différents, elles sont totalement indépendantes et le retard de phase ϕ entre ces deux ondes est aléatoire. Étant donné que τ_c (de l'ordre de 10^{-8} s dans le vide et sans perturbations extérieures) est toujours très inférieur à T_d , ϕ varie très rapidement pendant la durée T_d et la valeur moyenne de $\cos(\phi)$ pendant le temps d'intégration T_d est nulle. L'intensité I_d vaut alors

$$I_d = 2I_0 \quad (\text{IV.14})$$

L'information sur le retard de phase entre les deux ondes est alors perdue. Pour conserver cette information, il faut donc que les deux ondes proviennent de trains d'onde de même nature avec la même origine temporelle. On dit alors que les ondes sont cohérentes mutuellement. L'interféromètre de Michelson est un dispositif expérimental qui permet de générer deux répliques d'une même onde source par division d'amplitude et de les superposer après qu'elles aient parcouru des chemins optiques différents (cf. Figure IV.10).

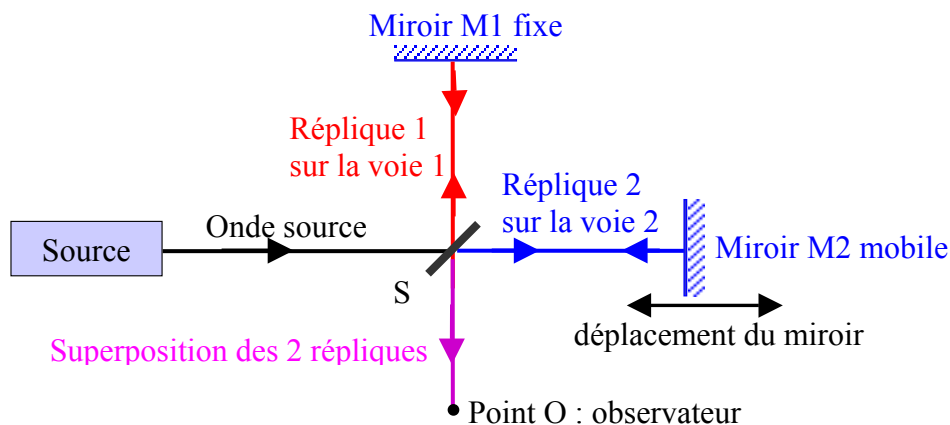


Figure IV.10 : Interféromètre de Michelson.

L'onde provenant de la source optique est divisée en deux ondes d'égales amplitudes par la lame séparatrice S orientée à 45° par rapport à l'axe de propagation de l'onde. La première réplique (1) de l'onde est dirigée vers la voie 1 de l'interféromètre au bout de laquelle elle est réfléchi par le miroir fixe $M1$. Après un aller retour dans la voie 1, la moitié de la réplique 1 est transmise par la lame et sort de l'interféromètre. La seconde réplique (2) emprunte la voie 2 de l'interféromètre. Elle est réfléchi par le miroir mobile $M2$ puis partiellement par la lame séparatrice pour sortir de l'interféromètre en étant superposée parallèlement à la réplique 1. Au point O à la sortie de l'interféromètre de Michelson, le retard de phase entre les deux répliques dépend de la différence de chemin optique δ qu'elles ont parcouru entre les deux voies :

$$\phi = \frac{\omega}{v} \delta = \omega \tau \quad (\text{IV.15})$$

où τ est la différence de temps de propagation de groupe entre les deux répliques. v est la vitesse de propagation dans le milieu constituant la différence de chemin parcouru qui est en général de l'air ($v \approx c$). L'intensité I_T au point O est donc fonction de la différence de marche δ entre les deux bras de l'interféromètre, que l'on règle en déplaçant le miroir M2. Si on place un tronçon de fibre de longueur L dans le bras d'air de la voie 1, la différence de phase ϕ vaut :

$$\phi = \beta L - \frac{\omega}{c} \delta' \quad (\text{IV.16})$$

β est la constante de propagation de l'onde 1 dans la fibre et δ' est la différence de chemin d'air entre les deux voies. En appliquant un développement de Taylor autour de ω_0 , le déphasage ϕ devient :

$$\begin{aligned} \phi(\omega) &= \beta(\omega_0)L + (\omega - \omega_0) \left. \frac{d\beta(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} L + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} \left. \frac{d^2\beta(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} L - \frac{\omega_0}{c} \delta' - \frac{(\omega - \omega_0)}{c} \delta' \\ \phi(\omega) &= \phi_0(\omega) + \phi_1(\omega) + \phi_2(\omega) \end{aligned} \quad (\text{IV.17})$$

Dans l'expression du déphasage $\phi(\omega)$, $\phi_0(\omega)$ regroupe les termes indépendants de ω , $\phi_1(\omega)$ regroupe les termes d'ordre 1 et $\phi_2(\omega)$ est le terme d'ordre 2. Il est évident dans l'expression (IV.17) que les informations sur la dispersion chromatique sont uniquement présentes dans le terme $\phi_2(\omega)$. Le terme linéaire $\phi_1(\omega)$ vaut en première approximation :

$$\begin{aligned} \phi_1(\omega) &= \frac{(\omega - \omega_0)}{c} L \left[n_{\text{eff}}(\omega_0) + \omega_0 \left. \frac{dn_{\text{eff}}}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} \right] - \frac{(\omega - \omega_0) \delta'}{c} \\ \phi_1(\omega) &= \frac{(\omega - \omega_0)}{c} L N_{\text{eff}} - \frac{(\omega - \omega_0) \delta'}{c} \end{aligned} \quad (\text{IV.18})$$

$N_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(\omega_0) + \omega_0 \left. \frac{dn_{\text{eff}}}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}$ est l'indice de groupe du mode fondamental d'indice effectif n_{eff} dans la fibre. Si le temps de groupe δ'/c dans le bras d'air est égal au temps de groupe $N_{\text{eff}}L/c$, dans la fibre alors $\phi_1(\omega) = 0$. Avec $\delta' = N_{\text{eff}}L$, le déphasage ϕ est donc égal à :

$$\phi(\omega) = \phi_0(\omega) + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} \left. \frac{d^2\beta(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} L \quad (\text{IV.19})$$

Considérant que la dispersion chromatique est $D_C = -\frac{\omega_0^2}{2\pi c} \frac{d^2\beta}{d\omega^2}$, le terme quadratique est égal à $-\pi c \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\omega_0^2} D_C$. Lorsque les temps de groupe des deux ondes sont ainsi égalisés pour $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$, on dit qu'on a obtenu la longueur δ' d'équilibre des temps de groupe. Les pentes des phases des deux ondes sont égales en sortie de l'interféromètre. D'une manière générale, l'existence dans la fibre d'une dispersion chromatique non nulle fait que la longueur d'équilibre des temps de groupe est une fonction de la longueur d'onde. Le spectre du faisceau d'intensité somme I_T est un spectre cannelé dont les cannelures sont le résultat de l'interférence entre les deux faisceaux à chaque longueur d'onde. Les cannelures sont d'autant plus étroites que la pente de $\phi(\omega)$. Comme $\phi(\omega)$ est une parabole dont le sommet est localisé à la longueur d'onde d'équilibre des temps de groupe, la cannelure de plus grande largeur est centrée à la longueur d'onde λ_e d'équilibre des temps de groupe pour un chemin d'air δ' fixé. Plus les longueurs d'onde sont éloignées de cette longueur d'onde λ_e , plus les cannelures sont étroites. Si δ' varie, on observe le glissement de la cannelure centrale vers des longueurs d'onde voisines. Le sens du décalage de la cannelure centrale dépend du signe de la dispersion dans l'échantillon de fibre. La Figure IV.11 montre l'allure de ce spectre cannelé lorsque la longueur d'onde d'équilibre des temps de groupe est décalée en faisant varier la longueur de la voie de référence.

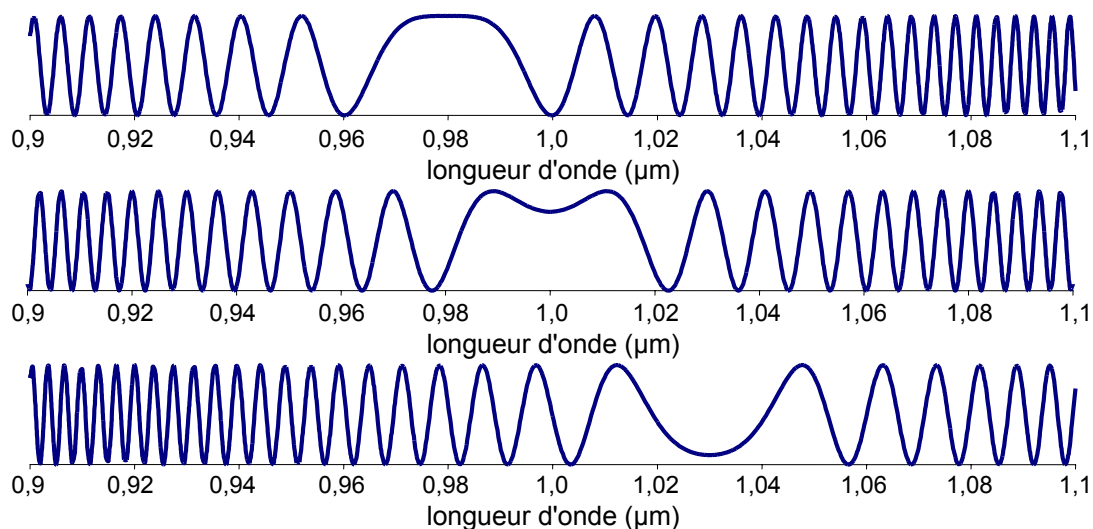


Figure IV.11 : Observation du décalage de la longueur d'onde d'équilibre des temps de groupe sur le spectre cannelé de l'intensité somme I_T en fonction de la variation de la longueur du bras de référence.

A l'équilibre des temps de groupe ($\delta'(\lambda_0) = N_{\text{eff}}(\lambda_0)L$), le temps de propagation de

groupe global dans la fibre vaut $\tau(\lambda_0) = \delta'(\lambda_0)/c$ à la longueur d'onde λ_0 . En relevant la longueur $\delta'(\lambda)$ nécessaire pour obtenir l'équilibre des temps de groupe à différentes longueurs d'onde λ , on obtient donc la courbe $\tau(\lambda)$ à partir de laquelle on peut calculer la dispersion chromatique (équation (IV.5)).

L'onde émise par la source a une largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta\lambda_{1/2}$ autour de la longueur d'onde centrale λ_0 . Un détecteur placé au point O sur la Figure IV.10 reçoit donc la somme des intensités $I(\lambda_i)$ des composantes spectrales λ_i de la source :

$$I_d = \sum_i I_0(\lambda_i) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda_i} \tau\right) \right] \quad (\text{IV.20})$$

Si l'intensité spectrale $I(\lambda)$ de la source est approchée par une fonction rectangulaire de largeur $\Delta\lambda_0$, le retard de phase $\Delta\phi_0$ entre les différentes composantes spectrales de la source est inférieur ou égal à :

$$\Delta\phi_0 \approx \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda_0 \tau \quad (\text{IV.21})$$

Pour que les franges spectrales observées au point O ne soit pas brouillées, il faut que $\Delta\phi_0$ soit négligeable devant une période 2π . La différence de temps de propagation τ entre les deux ondes répliquées, passant par chacune des voies de l'interféromètre, doit donc être telle que :

$$\tau \ll \frac{\lambda_0^2}{c\Delta\lambda_0} = \tau_c \quad (\text{IV.22})$$

La différence de temps de propagation τ entre les deux répliques de l'onde provenant d'une même source doit être très inférieure à la durée de cohérence τ_c de la source considéré. Comme $\tau = \delta'/c$, on a aussi :

$$\delta' \ll \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_0} = L_c \quad (\text{IV.23})$$

Pour pouvoir observer les interférences, il faut que la différence de chemin optique parcouru par les deux répliques soit négligeable devant la longueur de cohérence de la source L_c .

A l'IRCOM, nous avons réalisé un banc de mesure de dispersion basé sur un interféromètre de Michelson éclairé par une source de lumière blanche. C'est donc une source

à large spectre avec une longueur de cohérence de l'ordre du micromètre. Comme L_c est petite, la localisation de l'équilibre des temps de groupe est précise. Le montage expérimental est décrit sur la Figure IV.12.

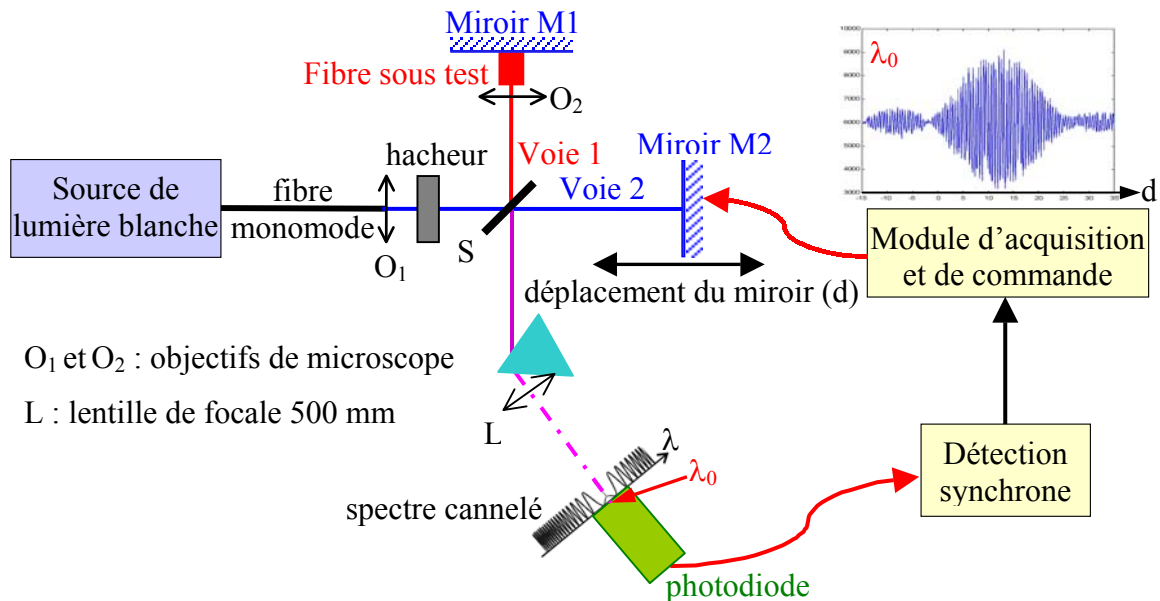


Figure IV.12 : Montage expérimental du banc de mesure de dispersion chromatique à interféromètre.

La source de lumière blanche est une lampe halogène délivrant une puissance optique de 50 W. La lumière émise par la source est amenée en entrée de l'interféromètre avec une fibre optique monomode qui permet de pouvoir changer la source sans modifier les conditions d'injection dans l'interféromètre, ce qui sera très utile pour régler ce dispositif. Le faisceau émergent de la fibre d'entrée est collimaté (faisceau parallèle) avec un objectif de microscope et dirigé sur une lame séparatrice S inclinée à 45°. L'échantillon de fibre à caractériser dans la voie 1 est accolé au miroir M1 de telle sorte que la réplique 1 du faisceau soit réfléchi en bout de fibre. Le miroir M2 est placé sur une platine motorisée permettant de faire varier la longueur de la voie 2 à un dixième de micromètre près. Le faisceau résultant de la superposition des répliques 1 et 2 en sortie de l'interféromètre est dispersé par un prisme afin de dissocier spatialement ses composantes spectrales. L'enregistrement direct de la totalité du spectre après le prisme est impossible car il n'existe pas de barrettes de détecteurs adéquates. La barrette entière devrait être suffisamment longue pour récolter la totalité du spectre. Chaque pixel de cette barrette devrait avoir une bande spectrale de fonctionnement large, une sensibilité suffisante pour détecter de faibles flux lumineux et une dimension suffisamment petite pour permettre la résolution spatiale du spectre cannelé aux environs de la cannelure centrale. Nous avons choisi une solution qui permet de réaliser des mesures à des longueurs d'onde comprises entre 0,4 μm et 2 μm en utilisant successivement plusieurs

photodiodes détectant de faibles flux lumineux à des longueurs d'onde différentes. Une lentille convergente de grande focale est placée juste après le prisme afin de focaliser une partie du signal dispersé par ce dernier sur la cellule sensible d'une photodiode associée à une détection synchrone. La photodiode détecte une fraction du spectre autour d'une longueur d'onde centrale λ_0 . Elle est positionnée sur une platine motorisée qui permet d'effectuer un déplacement perpendiculairement au faisceau dispersé provenant du prisme avec une précision d'un dixième de micromètre. Le déplacement de la photodiode est étalonné par rapport au faisceau dispersé par le prisme de telle manière que l'on connaisse toujours la longueur d'onde centrale du spectre tombant sur la cellule active de la photodiode. L'étalonnage de sa position est réalisé en utilisant plusieurs rayonnements monochromatiques de sources laser. Pour une position fixe de la photodiode à $\lambda = \lambda_0$, l'intensité spectrale $I(\nu)$ est intégrée par la photodiode sur une bande spectrale de largeur $\delta\nu = 2\pi c\delta\lambda/\lambda_0^2$ autour de la fréquence centrale $\nu_0 = c/\lambda_0$. La largeur $\delta\nu$ dépend de la taille de la cellule sensible de la photodiode, de la focale de la lentille et de la loi de dispersion du prisme. La fonction porte $\text{rect}_{\delta\nu}(\nu-\nu_0)$ représente la fenêtre de détection de la photodiode. Elle vaut 1 sur la bande spectrale $\delta\nu$ et 0 ailleurs. Quand on déplace le miroir M2, le signal $I_d(d)$ délivré par la photodiode est égal à la convolution de la transformée de Fourier de $I_T(\nu)$ par celle de la fonction $\text{rect}_{\delta\nu}(\nu-\nu_0)$. Pour une différence de temps de groupe $\Delta\tau$ entre les faisceaux provenant de chacun des bras de l'interféromètre, on a :

$$I_d(d) = I_d(\Delta\tau) = 2I_0 [1 + \text{sinc}(\delta\nu\Delta\tau)\cos\phi(\Delta\tau)] \quad (\text{IV.24})$$

L'amplitude des oscillations du signal enregistré est donc maximale quand l'équilibre des temps de groupe est réalisé ($\Delta\tau = 0$, c'est à dire $\delta' = N_{\text{eff}}L$). La Figure IV.13 montre des exemples d'enregistrement de $I_d(d)$ pour différentes longueurs d'onde. d est la position du miroir M2 en μm à partir d'une position origine arbitrairement choisie. Nous avons employé une photodiode en InGaAs qui permet de réaliser les mesures de $I_d(d)$ de $0,85 \mu\text{m}$ à $1,7 \mu\text{m}$. Dans notre montage, compte tenu de la loi de dispersion du prisme (BK7), de la focale de la lentille (50 cm) et de la dimension du détecteur (1 mm^2), la largeur spectrale détectée par cette photodiode vaut environ 25 nm à $0,9 \mu\text{m}$ et 65 nm à $1,55 \mu\text{m}$. Nous effectuerons toutes les caractérisations de fibres optiques avec cette photodiode.

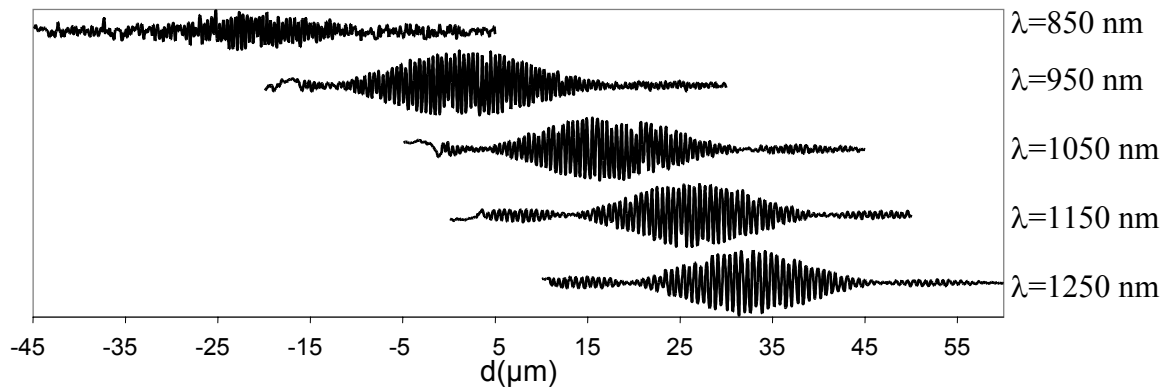


Figure IV.13 : Enregistrement de $I_d(d)$ pour différentes longueurs d'onde.

La position d'équilibre des temps de groupe est facilement repérable au maximum de l'enveloppe de la fonction $I_d(d)$. Nous remarquons que l'enregistrement réalisé à 0,85 μm est très bruité car la photodiode est à la limite de sa bande spectrale de détection.

L'acquisition des courbes $I_d(d)$ est automatisée grâce à un logiciel qui enregistre l'intensité détectée par la photodiode puis déplace le miroir M2 pour un nouvel enregistrement. La distance totale parcourue par M2 et le pas de son déplacement sont choisies avant de lancer l'acquisition de la courbe $I_d(d)$. Après un enregistrement de $I_d(d)$ à une longueur d'onde donnée, la photodiode est déplacée jusqu'à une position correspondant à une nouvelle longueur d'onde centrale dans le spectre cannelé et l'acquisition de la courbe $I_d(d)$ est relancée. En relevant les différences de position Δd du miroir M2 entre deux équilibres des temps de groupe à des longueurs d'onde espacées de $\Delta\lambda$, on peut calculer la dispersion chromatique en remplaçant dans l'équation (IV.6) $\Delta\tau$ par $\Delta d/c$. On obtient :

$$D_c = \frac{1}{L_c} \frac{\Delta d}{\Delta\lambda} \quad (\text{IV.25})$$

Il est à noter que la courbe expérimentale $d(\lambda)$ obtenue est lissée par une fonction d'approximation (méthode des moindres carré) afin de pouvoir calculer numériquement sa dérivée en fonction de la longueur d'onde. La fonction d'approximation est un polynôme dont le degré est optimisé pour obtenir la meilleure reproduction des variations de la courbe.

2) Réglage de l'interféromètre

Le réglage de l'interféromètre est une opération délicate. Il faut régler avec précision la collimation et la position des objectifs ainsi que la position et l'orientation des miroirs M1 et M2 et de la lame séparatrice. Il est préférable de travailler avec de forts flux lumineux pour faciliter les réglages. Pour cela, il faut donc employer une autre source optique que la source

de lumière blanche. Nous avons utilisé une diode laser amplifiée (MOPA) émettant à $0,98 \mu\text{m}$ avec une largeur spectrale égale à $0,1 \text{ nm}$ en mode laser. En diminuant l'intensité d'alimentation de l'oscillateur du MOPA, l'intensité du rayonnement émis diminue mais sa largeur spectrale augmente. En mode de fluorescence, la largeur spectrale du rayonnement émis est égale à 5 nm . Cette source permet d'ajuster l'alignement des répliques en sortie de l'interféromètre en mode laser. En mode de fluorescence, la largeur spectrale de la source est suffisante pour pouvoir localiser l'équilibre des temps de groupe à $0,98 \mu\text{m}$. L'interféromètre sera donc réglé pour trouver directement l'équilibre des temps de groupe à $0,98 \mu\text{m}$ en lumière blanche. A partir de cette position d'équilibre, nous pourrions facilement trouver l'équilibre des temps de groupe à des longueurs d'ondes voisines et de proche en proche à des longueurs d'ondes plus éloignées. De cette manière, nous réduisons au maximum les réglages à effectuer en lumière blanche qui sont plus difficiles puisque le flux lumineux est très faible.

L'objectif de microscope placé dans la voie 1 pour l'injection dans la fibre est dispersif. Nous mesurons donc la dispersion chromatique de la fibre ajoutée à celle de l'objectif. Il faut caractériser la dispersion chromatique de l'objectif afin de retrouver la dispersion du tronçon de fibre. Pour mesurer la dispersion de l'objectif, on enlève le tronçon de fibre de la voie 1 et on colle l'objectif au miroir M1. Puis on réalise les mesures dans les mêmes conditions que celles décrites précédemment avec le tronçon de fibre.

3) Évaluation du banc de mesure

Pour évaluer les performances du banc expérimental, nous avons mesuré la dispersion chromatique d'une fibre à saut d'indice monomode à $0,98 \mu\text{m}$. Les caractéristiques de cette fibre fournies par le fabricant sont les suivantes. Son diamètre de cœur vaut $6,2 \mu\text{m}$, son ouverture numérique est égale à $0,11 \pm 0,02$ et sa longueur d'onde de coupure λ_c est comprise entre $0,89 \mu\text{m}$ et $0,97 \mu\text{m}$. Malheureusement, nous n'avons pas pu caractériser la dispersion chromatique de cette fibre par la mesure du déphasage d'une onde modulée en optique incohérente car nous ne disposons pas d'une longueur de fibre suffisante. Pour valider la mesure de la dispersion par interférométrie, nous avons comparé les résultats de mesure à ceux d'un logiciel basé sur la résolution de l'équation d'onde à une dimension. Dans les calculs, nous avons pris en compte le profil d'indice mesuré sur cette fibre. Les enregistrements de $I(d)$ sont effectués de $0,89 \mu\text{m}$ à $1,65 \mu\text{m}$ tous les 20 nm . La dispersion chromatique issue de la mesure est donc calculée de $0,91 \mu\text{m}$ à $1,63 \mu\text{m}$. En repérant la position d du centre de l'enveloppe du signal détecté pour chaque longueur d'onde, on obtient

la courbe $d_{\text{fibre+objectif}}(\lambda)$ de la position de l'équilibre des temps de groupe en fonction de la longueur d'onde. En répétant la mesure avec uniquement l'objectif de microscope dans la voie 1 de l'interféromètre, on obtient la courbe $d_{\text{objectif}}(\lambda)$. La soustraction de ces deux courbes donne la position de M2 à l'équilibre des temps de groupe pour la fibre seule $d_{\text{fibre}}(\lambda)$. Ces trois courbes sont tracées sur le graphique de la Figure IV.14.

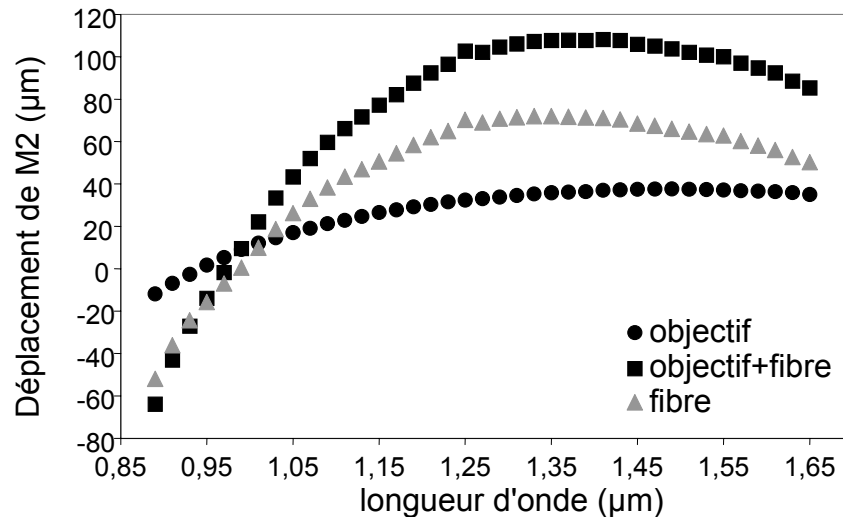


Figure IV.14 : Déplacement du miroir M2 à l'équilibre des temps de groupe en fonction de la longueur d'onde suivant les éléments placés dans la voie 1 de l'interféromètre.

Sur ce graphique, on peut observer que la dispersion chromatique de la fibre est nulle à une longueur d'onde voisine de $1,35 \mu\text{m}$ puisque que la position du miroir à l'équilibre des temps de groupe varie peu avec la longueur d'onde autour de cette valeur. De plus, le déplacement du miroir change de sens après $1,35 \mu\text{m}$, ce qui signifie que la dispersion change de signe. A partir de ces données expérimentales, on peut calculer la dispersion chromatique de la fibre de deux manières. La première méthode consiste à calculer la dispersion de l'objectif de microscope séparément puis à la retrancher à la dispersion calculée à partir de $d_{\text{fibre+objectif}}(\lambda)$. Cette méthode oblige à effectuer deux approximations par polynômes successives (une pour chaque dispersion calculée). La deuxième méthode permet de n'effectuer qu'une seule approximation par polynômes sur la courbe $d_{\text{fibre}}(\lambda)$ obtenue en soustrayant $d_{\text{objectif}}(\lambda)$ à $d_{\text{fibre+objectif}}(\lambda)$. C'est cette dernière méthode qui donne les résultats les plus proches de la théorie en utilisant un polynôme d'ordre 5. La courbe de dispersion expérimentale obtenue en caractérisant un tronçon de fibre de $3,037 \text{ cm}$ de long est comparée à la courbe théorique sur la Figure IV.15. La longueur du tronçon de fibre est mesurée après la caractérisation de sa dispersion chromatique en utilisant un projecteur de profil avec un grandissement égal à 200.

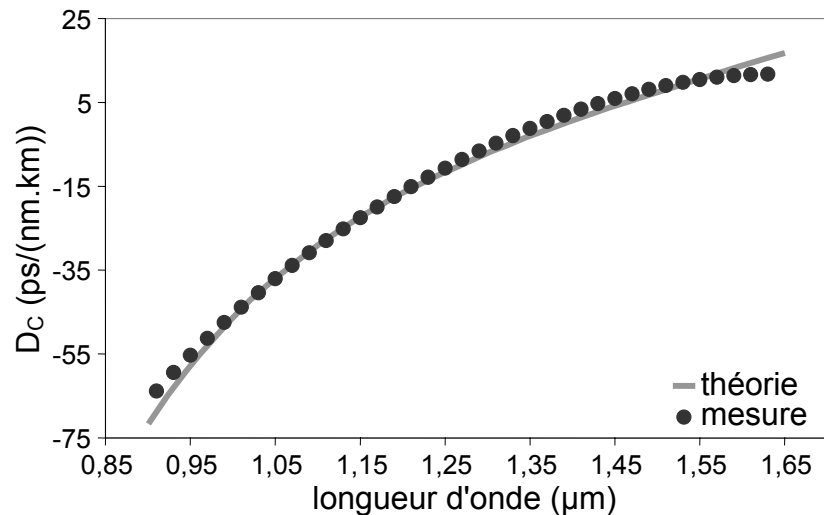


Figure IV.15 : Courbes de dispersion chromatique théorique (ligne continue) et expérimentale (cercles pleins) en fonction de la longueur d'onde pour une fibre standard.

L'écart absolu entre les valeurs de dispersion mesurée et calculée est inférieur à 2 ps/(nm.km) de 0,95 μm à 1,59 μm . Cet écart absolu correspond à un écart relatif par rapport à la théorie inférieur à 5 % sur la bande spectrale considérée, excepté au voisinage de 1,39 μm car la dispersion chromatique calculée est nulle. Aux valeurs extrêmes de la longueur d'onde, la concordance entre la théorie et la mesure est moins bonne. A 0,91 μm , l'écart absolu entre la théorie et la mesure vaut 5 ps/(nm.km) et l'écart relatif est égal à 7,3 % ce qui est encore convenable. L'augmentation de l'erreur est causée par la mauvaise qualité des enregistrements de mesure qui rend difficile la localisation de l'équilibre des temps de groupe aux longueurs d'onde inférieures à 0,95 μm . A ces longueurs d'onde, la qualité de la mesure est affectée d'une part par la faible sensibilité de la photodiode (cf. Figure IV.13 à $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$) et d'autre part par la proximité de la longueur d'onde de coupure de la fibre qui dégrade la transmission. A 1,63 μm , les écarts absolu et relatif entre la théorie et la mesure valent 3,85 ps/(nm.km) et 24,7 % respectivement. La forte valeur de l'écart relatif est en partie due à la valeur faible de la dispersion théorique à cette longueur d'onde ($D_c(1,63 \mu\text{m}) = 15,57 \text{ ps}/(\text{nm.km})$) alors que $D_c(0,91 \mu\text{m}) = -68,79 \text{ ps}/(\text{nm.km})$). L'augmentation de l'écart absolu quand λ augmente est due à l'altération du guidage de la fibre. Aux hautes longueurs d'ondes, cette fibre conçue pour fonctionner à 0,98 μm ne guide plus correctement la lumière. Comme le champ guidé s'étale considérablement, la différence de taille des faisceaux issus du bras de fibre et du bras d'air augmente ce qui diminue notablement le contraste des franges d'interférence. De plus, les objectifs de microscope utilisés étant chromatiques, la qualité de l'injection dans la fibre se dégrade à mesure que l'on s'éloigne de la longueur d'onde de réglage (0,98 μm). D'ailleurs la meilleure concordance

entre les résultats est obtenue pour les longueurs d'onde allant de $0,99 \mu\text{m}$ à $1,31 \mu\text{m}$ pour lesquelles l'écart est inférieur à $1 \text{ ps}/(\text{nm.km})$. Ce sont les longueurs d'ondes supérieures à λ_c les plus proches de la longueur d'onde de réglage de la focale des objectifs de microscope. La courbe de dispersion expérimentale passe par zéro à $1,36 \mu\text{m}$. Nous obtenons donc un écart de 30 nm avec la théorie qui donne un zéro de dispersion à $1,39 \mu\text{m}$. Cependant, la longueur d'onde du zéro de dispersion théorique paraît grande pour une fibre standard car la dispersion de guide est en général peu élevée autour de $1,3 \mu\text{m}$. Il est possible que la précision de la mesure du profil d'indice ne soit pas suffisante et qu'elle entraîne des erreurs de calcul qui expliquent l'écart entre la théorie et la mesure.

En résumé, dans la bande spectrale de fonctionnement correct de la fibre étudiée ($0,95 \mu\text{m}$ à $1,59 \mu\text{m}$), nous avons obtenu des écarts inférieurs à 5% entre la théorie et la mesure. L'incertitude sur la mesure de dispersion est donc tout à fait acceptable. Cette méthode interférométrique de caractérisation de la dispersion a de nombreux avantages. Tout d'abord, elle permet de mesurer la dispersion sur une large bande spectrale. Ensuite, elle n'est pas pénalisée par les effets non linéaires que peuvent présenter les fibres à caractériser puisque nous travaillons avec de très faibles flux lumineux. Enfin, comme les tronçons de fibre caractérisés sont très courts (de 2 à 3 cm), les pertes de propagation dans la fibre ne sont pas pénalisantes tant que le guidage dans la fibre est conservé. En réalisant des mesures sur différents tronçons d'une même fibre, nous pourrions également vérifier si des variations géométriques sur la longueur de la fibre modifient la valeur de la dispersion.

VI.2 Résultats de mesure de dispersion chromatique dans les FMAS

Nous avons caractérisé la dispersion chromatique de plusieurs FMAS fabriquées à Alcatel en utilisant les méthodes de mesure de retard de phase en optique cohérente (MOC) et en optique incohérente (MOI).

Deux FMAS monomodes large bande ont été caractérisées sur le banc interférométrique de mesure de dispersion. Dans la première FMAS, le diamètre des trous vaut $0,5 \mu\text{m}$ et leur espacement est égal à $2 \mu\text{m}$ (voir l'image insérée dans la Figure IV.17). Le diamètre de son cœur est donc à peu près égal à $2\Lambda = 4 \mu\text{m}$. La position du miroir pour obtenir l'équilibre des temps de groupe avec la fibre sans l'objectif de microscope est tracée en fonction de la longueur d'onde sur la Figure IV.16.

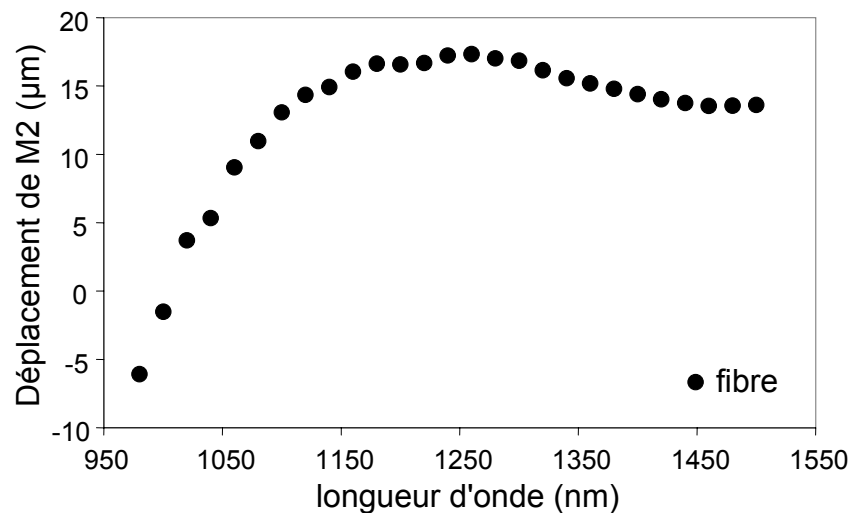


Figure IV.16 : Position du miroir M2 à l'équilibre des temps de groupe en fonction de la longueur d'onde.

Aux longueurs d'onde supérieures à $1,5\mu\text{m}$, l'enregistrement du signal quand le miroir se déplace est trop bruité pour permettre de localiser correctement la position d'équilibre des temps de groupe. Comme nous l'avons souligné pour la fibre classique, l'injection dans l'échantillon test de fibre est optimisée à $0,98\mu\text{m}$. Dans le cas de la fibre classique, la dégradation de la qualité d'injection permet d'expliquer les écarts entre la théorie et la mesure aux hautes longueurs d'onde, mais elle n'a pas autant affecté le rapport signal à bruit des enregistrements que pour la FMAS étudiée maintenant. En effet, le cœur de la FMAS étant plus petit que celui de la fibre standard ($4\mu\text{m}$ de diamètre contre $6,2\mu\text{m}$), l'augmentation avec la longueur d'onde de la taille du faisceau injecté dans la fibre dégrade certainement plus fortement la qualité de l'injection. Il est probable que la mauvaise qualité des enregistrements est principalement due à la chute du contraste des franges causée par la forte augmentation de la taille du mode de la FMAS avec la longueur d'onde. Sur la Figure IV.16, on peut noter que le déplacement du miroir change de sens autour de $1,26\mu\text{m}$ puis une nouvelle fois vers $1,48\mu\text{m}$. La dispersion chromatique passe donc par zéro à des longueurs d'onde voisines de ces deux valeurs. De plus comme la position du miroir varie de moins de $4\mu\text{m}$ entre $1,112\mu\text{m}$ et $1,5\mu\text{m}$, la valeur absolue de la dispersion chromatique est faible dans cette bande spectrale. La courbe de dispersion expérimentale obtenue avec cette fibre est comparée aux prévisions théoriques fournies par la MEF, la MFL et la MM sur la Figure IV.17.

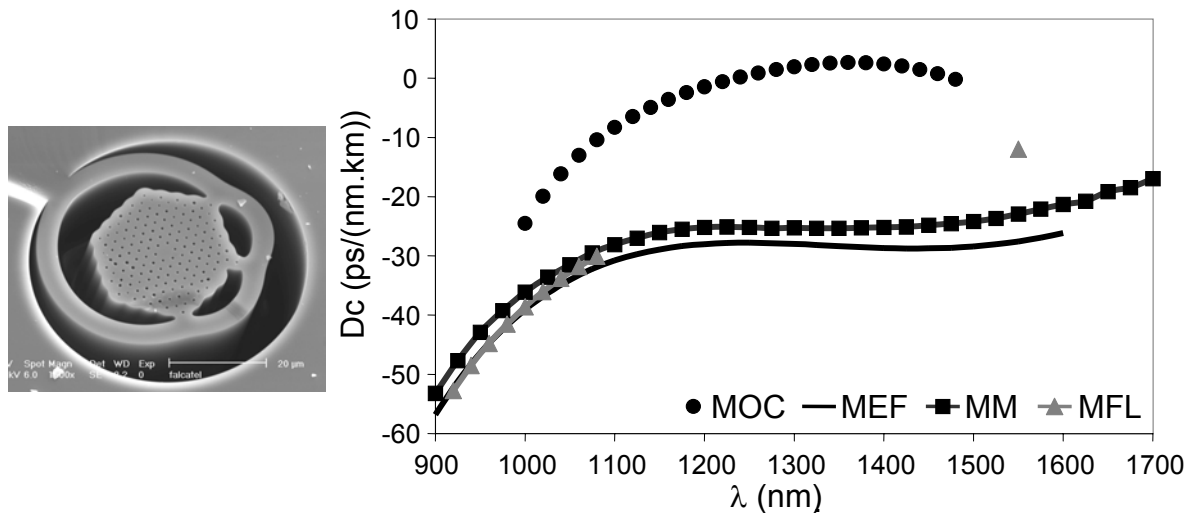


Figure IV.17 : Dispersions chromatiques : mesurée en optique cohérente (MOC) et calculées par trois modèles (MEF, MFL et MM).

La dispersion chromatique mesurée sur cette fibre augmente de $-24,5 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ à $1 \mu\text{m}$ jusqu'à $2,66 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ à $1,36 \mu\text{m}$. Elle diminue ensuite jusqu'à $-0,19 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ à $1,48 \mu\text{m}$. La dispersion chromatique s'annule deux fois dans la bande spectrale considérée : à $1,24 \mu\text{m}$ et à $1,46 \mu\text{m}$. Les trois modèles théoriques trouvent une dispersion chromatique négative de $1 \mu\text{m}$ à $1,5 \mu\text{m}$. La courbe de dispersion calculée par la méthode multipolaire (MM) est la moins éloignée de la courbe expérimentale. L'écart absolu entre la dispersion calculée par la MM et celle déduite de la mesure varie entre $11,6 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ (écart à $1 \mu\text{m}$) et $27,9 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ (écart à $1,36 \mu\text{m}$). La dispersion calculée par la MEF est très voisine de celle calculée par la MM. L'écart entre les résultats de la MEF et la mesure augmente de $14 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ à $1 \mu\text{m}$ jusqu'à $31,2 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ à $1,38 \mu\text{m}$. L'écart important entre la théorie et la mesure est principalement dû au fait que les modèles n'ont pris en compte que la zone centrale du profil d'indice où les trous des capillaires sont présents. En réalité la fibre est constituée d'une zone centrale hexagonale, comprenant le cœur et la gaine photonique, qui est entourée par une forte proportion d'air entre l'assemblage hexagonal et les deux manchons de maintien en silice pure.

Le profil d'indice de la seconde FMAS caractérisée est régulier (voir l'image insérée dans la Figure IV.19). Dans cette fibre, les trous d'air mesurent environ $1,9 \mu\text{m}$ de diamètre et ils sont espacés de $2,3 \mu\text{m}$. Le diamètre du cœur vaut approximativement $4,6 \mu\text{m}$. Comme pour la première FMAS, le rapport signal à bruit de la mesure diminue quand la longueur d'onde augmente. La mauvaise qualité des enregistrements de $I(d)$ n'a pas permis de localiser la position d'équilibre des temps de groupe aux longueurs d'onde supérieures à $1,55 \mu\text{m}$. Aux plus courtes longueurs d'onde, certains enregistrements de $I(d)$ ont une enveloppe déformée

qui présentent deux maxima d'amplitude au lieu d'un. Nous avons attribué ces déformations à un deuxième mode de polarisation se propageant dans cette fibre et dont la dispersion est légèrement différente du premier. La mesure de la dispersion de mode de polarisation a confirmé que cette fibre est fortement biréfringente (cf. §VII.2). En observant la variation de la position d'équilibre des temps de groupe en fonction de la longueur d'onde (cf. Figure IV.18), on remarque que la dispersion dans la fibre ne passe pas par zéro dans la bande spectrale considérée car le miroir est toujours déplacé dans le même sens quand la longueur d'onde augmente. De plus, étant donné que la position d'équilibre des temps de groupe varie de près de $700 \mu\text{m}$ de $\lambda = 0,89 \mu\text{m}$ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, la valeur absolue de la dispersion est élevée.

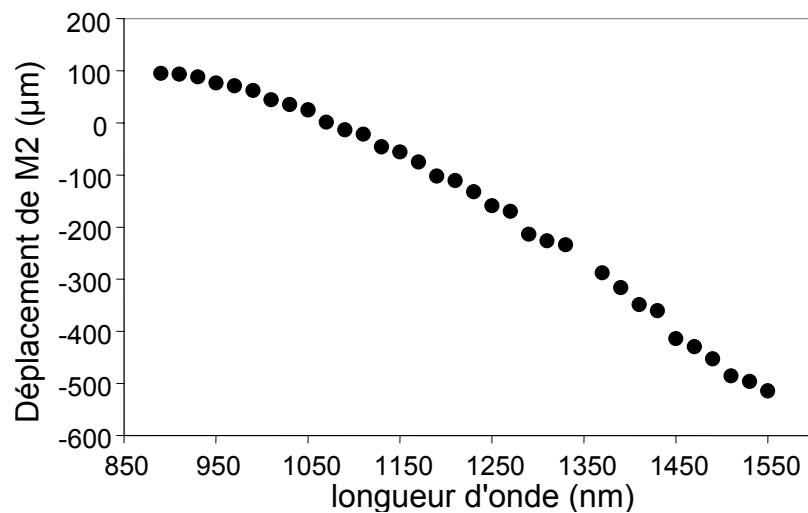


Figure IV.18 : Position du miroir M2 à l'équilibre des temps de groupe en fonction de la longueur d'onde.

La courbe de dispersion (MOC) calculée à partir de ces mesures est comparée à la dispersion chromatique trouvée par la MEF. Les résultats de mesures de dispersion réalisées par la méthode de la mesure du déphasage de la modulation autour de $1,55 \mu\text{m}$ et la dispersion calculée à $1,55 \mu\text{m}$ par la MFL sur un profil déduit de l'image de la section transverse de la FMAS sont aussi indiqués sur ce graphique.

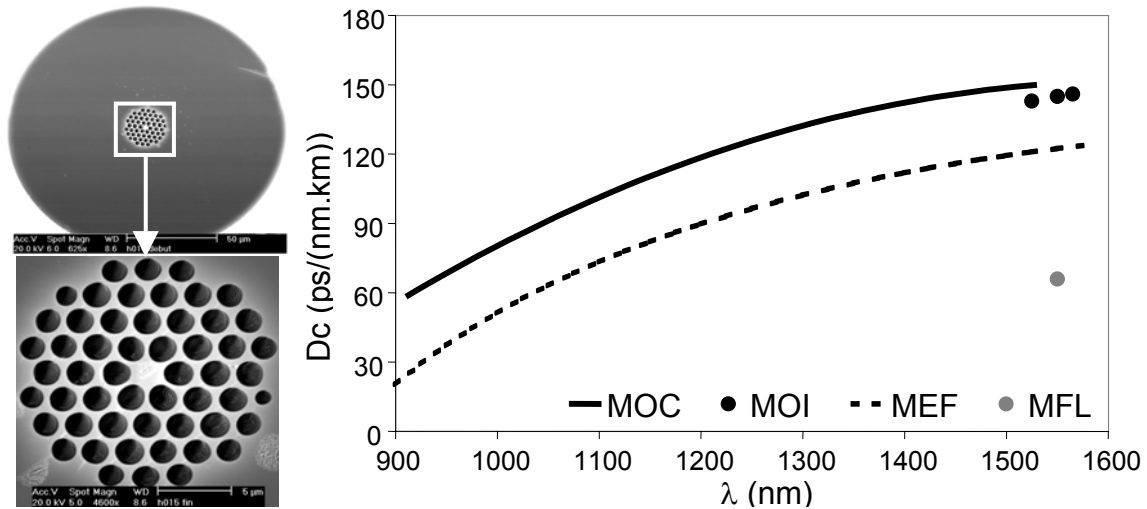


Figure IV.19 : Dispersions chromatiques : mesurée en optique cohérente (MOC), mesurée en optique incohérente (MOI) et calculées par deux modèles (MEF et MFL).

La dispersion chromatique mesurée par interférométrie est fortement positive. Elle augmente de 58,3 ps/(nm.km) à 0,91 µm jusqu'à 149,9 ps/(nm.km) à 1,53 µm. La MEF trouve une dispersion chromatique inférieure de 28,7 à 33 ps/(nm.km) à celle mesurée. En revanche, la pente de la dispersion chromatique est en bon accord avec la pente déduite de la mesure. L'écart sur la pente est inférieur à 0,05 ps/(nm².km). La régularité du profil d'indice de la fibre fait que l'écart entre celui-ci et le profil d'indice théorique régulier modélisé par la MEF est moindre que dans le cas de la première FMAS. Or, bien que les valeurs de la pente de la dispersion prédites par la MEF et mesurées soient en très bon accord, l'écart absolu sur les valeurs de dispersion prédites et mesurées est du même ordre de grandeur que celui trouvé pour la FMAS précédente. Cet écart important peut aussi être expliqué par les différences géométriques entre les profils d'indice théorique et réel. En effet, le profil d'indice de la FMAS caractérisée maintenant est régulier mais les trous de la première couronne autour du cœur ne sont pas à symétrie de révolution (cf. encarts dans la Figure IV.19), contrairement aux trous du profil d'indice théorique. La dispersion chromatique calculée par la MFL est égale à 66 ps/(nm.km) à 1,55 µm. Ce résultat est en désaccord avec la mesure et les calculs de la MEF. Cette constatation est étonnante car la géométrie du profil d'indice pris en compte dans les calculs de la MFL est directement déduite de l'image de la section transversale de la fibre. Cependant le désaccord entre les résultats de la MFL et la mesure est probablement due au traitement de la photographie de la section droite de la fibre obtenue au MEB avant simulation, et en particulier à l'influence sur la dimension des trous du basculement d'une échelle de niveaux de gris vers une échelle noir et blanc. La dispersion chromatique déduite de la mesure du retard de phase en optique incohérente est égale à 143 ps/(nm.km) à

1,525 μm , 145 ps/(nm.km) à 1,55 μm et 146 ps/(nm.km) à 1,65 μm . La mesure par interférométrie est en bon accord avec ces résultats car elle donne une dispersion égale à 149,7 ps/(nm.km) à 1,525 μm . Puisque les incertitudes de la mesure par interférométrie augmentent avec la longueur d'onde, cette comparaison confirme la fiabilité de la mesure en optique cohérente. Le banc de mesure peut être amélioré en insérant un composant polarisant en entrée de l'interféromètre afin d'exciter un seul des deux modes de polarisation dans les fibres biréfringentes.

Le Tableau IV.3 présente la dispersion chromatique mesurée grâce à la mesure du retard de phase en optique incohérente et celle obtenue par la simulation pour différentes FMAS, fabriquées à Alcatel, à 1,3 μm et à 1,55 μm .

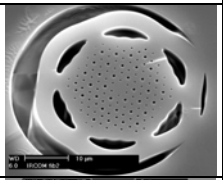
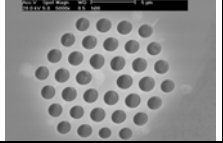
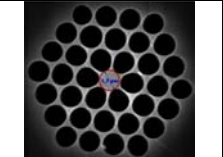
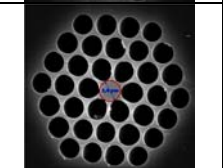
FMAS	Λ_{moyen} (μm)	d_{moyen} (μm)	Dc (ps/(nm.km))	
			mesurée	calculée
	2,32	$d_1=1,13$ $d_2=1,7$	48,4 @ 1,55 μm	MFL : 46,25 @ 1,55 μm MEF : 69,79 @ 1,55 μm
	2,4	1,78	116,65 @ 1,55 μm	MEF : 104,82 @ 1,55 μm
	2,14	1,97	147,45 @ 1,3 μm	MFL : 91,96 @ 1,3 μm MEF : 130,41 @ 1,3 μm
	2,78	2,12	101,44 @ 1,3 μm	MFL : 77,84 @ 1,3 μm MEF : 72,83 @ 1,3 μm

Tableau IV.3 : Dispersion chromatique déduite de la mesure du retard de phase en optique incohérente et calculée par la MEF ou la MFL à 1,3 μm et 1,55 μm .

Le profil d'indice pris en compte dans les calculs de la MFL est obtenu à partir de l'image du profil transverse réel de la FMAS. Pour la MEF, le profil d'indice modélisé est un profil théorique régulier (symétrie de rotation $\pi/3$). Le diamètre et l'espacement des trous sont égaux aux valeurs moyennes déduites des mesures réalisées avec un microscope électronique à balayage. Pour les FMAS du Tableau IV.3, l'écart sur la dispersion entre les résultats théoriques et expérimentaux est compris entre 2,15 ps/(nm.km) (FMAS ligne 1) et 55,49 ps/(nm.km) (FMAS ligne 3) pour la MFL et entre 11,83 ps/(nm.km) (FMAS ligne 2) et

28,61 ps/(nm.km) (FMAS ligne 4) pour la MEF. La meilleure concordance entre les résultats de la MEF et ceux de la mesure est obtenue pour la FMAS qui présente le profil le plus régulier avec des trous d'air bien circulaires. Le plus grand désaccord est trouvé pour la dernière FMAS qui possède un profil d'indice régulier mais dont les trous autour du cœur ont une forme ovoïde. L'écart entre les résultats de la MEF et ceux de l'expérimentation est donc probablement dû pour partie à une mauvaise approximation du profil d'indice de la FMAS considérée. En ce qui concerne la MFL, les plus grands désaccords avec la mesure sont obtenus pour la FMAS qui a le plus petit cœur et une forte proportion d'air (FMAS lignes 3) tandis que la meilleure concordance est obtenue pour la fibre qui présente la plus faible proportion d'air dans la région des trous des capillaires (FMAS ligne 1). Il apparaît donc que les résultats fournis par la MFL ne sont plus fiables quand les FMAS sont à forte proportion d'air avec un petit cœur. Cette limitation de la MFL a déjà été relevée dans le chapitre précédent. Elle est due à l'approximation scalaire de l'équation d'onde.

VII Biréfringence

Une fibre isotrope est une fibre qui présente un profil d'indice à symétrie de rotation d'angle strictement inférieur à π . D'un point de vue théorique, dans une telle fibre le mode fondamental se propage à la même vitesse quelle que soit sa direction de polarisation. Il n'existe donc qu'une seule valeur de l'indice effectif possible pour ce mode : on dit qu'il est dégénéré. Dans une fibre biréfringente, la dégénérescence du mode fondamental est levée car le profil d'indice présente une symétrie de rotation d'angle égal à π . Cette symétrie est due soit à la géométrie du profil d'indice (cœur elliptique par exemple) soit à des contraintes mécaniques qu'a subies la fibre et qui ont rendu anisotropes les matériaux qui constituent la fibre (c'est à dire que l'indice de réfraction est différent suivant la direction considérée). Dans le premier cas, la fibre présente une biréfringence de forme, dans le deuxième une biréfringence de contrainte. Dans une fibre biréfringente monomode, l'indice effectif du mode fondamental est différent suivant la direction de sa polarisation. Il est toujours compris entre deux valeurs extrêmes (que nous noterons $n_{\text{eff}x}$ et $n_{\text{eff}y}$) qui correspondent à des directions de polarisations du champ orthogonales entre elles. Ces directions de polarisations sont orientées suivant les axes propres de la fibre et ces deux modes sont appelés les modes propres de la fibre. Nous supposons que le repère cartésien (x,y) est superposé à la base formée par les axes propres de la fibre. La direction z est la direction de propagation dans la fibre. L'axe

propre dont la direction est celle de la polarisation du mode propre qui se propage avec la plus grande vitesse de phase est l'axe rapide. Le deuxième axe est donc l'axe lent puisque le mode dont la direction de polarisation lui est parallèle est le plus lent qui se propage dans la fibre. Ces axes sont aussi appelés les axes neutres car si on injecte une lumière polarisée rectilignement suivant un de ces axes, l'état de polarisation est maintenu au cours de la propagation si la fibre ne subit pas de perturbations (courbures, contraintes ou torsions). La biréfringence est caractérisée par la grandeur B :

$$B = |n_{\text{eff}x} - n_{\text{eff}y}| \quad (\text{IV.26})$$

Le retard de phase entre les deux modes de polarisation après propagation dans la fibre sur une longueur L vaut :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} |n_{\text{eff}x} - n_{\text{eff}y}| L = \frac{2\pi}{\lambda} BL \quad (\text{IV.27})$$

Ce retard de phase croît linéairement au cours de la propagation. La longueur de propagation correspondant à un déphasage de 2π est la longueur de battement entre les deux modes de polarisation. D'après la relation (IV.27), elle est égale à :

$$L_B = \frac{\lambda}{B} \quad (\text{IV.28})$$

La biréfringence d'une fibre est à l'origine d'une différence de temps de propagation de groupe $\Delta\tau_{\text{PMD}}$ entre les deux modes de polarisation. Au premier ordre et en l'absence de couplage entre les deux polarisations, la dispersion de polarisation PMD dans une fibre de longueur L vaut :

$$\text{PMD} = \frac{d\Delta\beta_{\text{PMD}}}{d\omega} = \frac{\Delta\tau_{\text{PMD}}}{L} \quad (\text{IV.29})$$

VII.1 Méthode de caractérisation de la biréfringence

Nous avons employé deux méthodes pour caractériser la biréfringence dans les FMAS. Des mesures directes de la biréfringence par une méthode magnéto-optique ont été réalisées au CORIA à Rouen par Thierry Chartier (Maître de conférence) sur une FMAS fabriquée à Alcatel. Nous avons également réalisé un banc de mesure de dispersion de polarisation (PMD, polarisation mode dispersion) par la méthode du spectre cannelé. Avant de présenter les résultats de mesures, nous allons décrire les deux techniques de caractérisation.

VII.1.a La méthode magnéto-optique

La méthode magnéto-optique permet de mesurer directement la biréfringence d'une fibre optique [109]. Le montage expérimental de cette méthode est présenté dans la Figure IV.20.

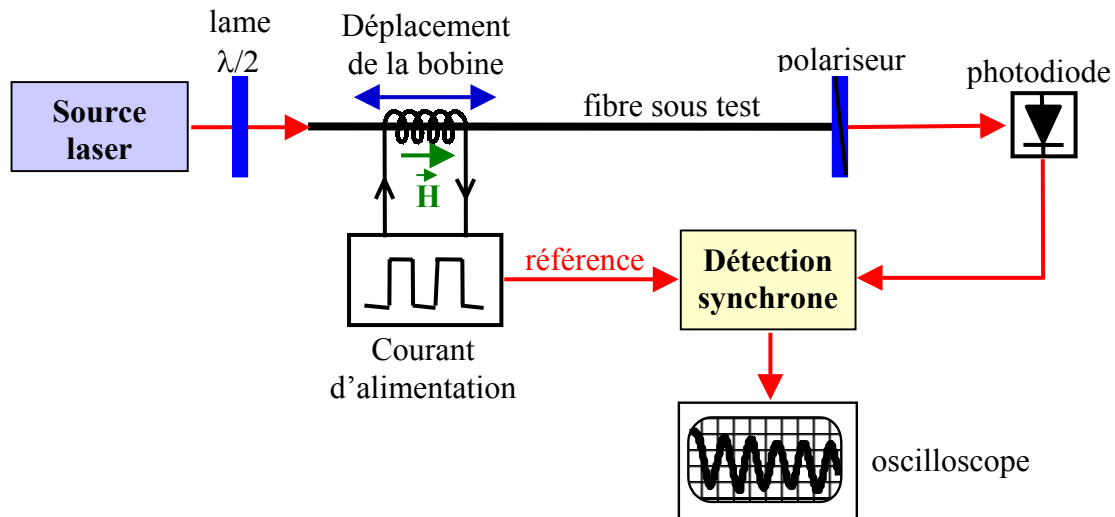


Figure IV.20 : Montage expérimental de la méthode magnéto-optique pour la mesure de biréfringence.

La lumière émise par la source laser est polarisée rectilignement. La lame $\lambda/2$ permet d'orienter la direction de polarisation du champ parallèlement à un axe propre de la fibre. Cette direction est donc telle que la lumière polarisée rectilignement en entrée de la fibre soit polarisée rectilignement en sortie de fibre. La fibre à caractériser est placée dans un tube fin pour éviter les courbures et les torsions au cours de la mesure. Un champ magnétique \vec{H} de 14.10^3 A/m et de direction parallèle à l'axe de propagation dans la fibre est appliqué localement sur la fibre grâce à une bobine (d'environ 1000 tours sur 1 cm de long). La lumière émergeant de la fibre est analysée par un polariseur et ensuite détectée par une photodiode associée à une détection synchrone. Le signal détecté affiché sur un oscilloscope varie périodiquement quand on déplace la bobine le long de la fibre. La période de ce signal est égale à la longueur de battement entre les deux modes de polarisation de la fibre comme nous allons l'expliquer maintenant.

Quand un champ magnétique est appliqué à une fibre où se propage une vibration lumineuse polarisée rectilignement sur une longueur dl parallèlement à l'axe de propagation de la fibre, il entraîne une rotation d'angle Ω du plan de polarisation de la vibration (effet Faraday), induisant une biréfringence circulaire. La rotation d'angle Ω suit la loi de Verdet :

$$\Omega = V \left| \vec{H} \right| dl \quad (\text{IV.30})$$

V est la constante de Verdet du matériau dans lequel se propage la vibration lumineuse. Elle est définie en fonction de la longueur d'onde.

Pour décrire l'état de polarisation du champ électrique au cours de sa propagation dans la fibre, nous allons utiliser la sphère de Poincaré. La sphère de Poincaré permet de représenter n'importe quel état de polarisation. L'équateur de la sphère est le lieu où sont représentées toutes les polarisations rectilignes. Comme deux polarisations orthogonales sont diamétralement opposées sur la sphère de Poincaré, les axes neutres d'un biréfringent linéaire sont matérialisés par un seul diamètre de l'équateur. Les polarisations circulaires sont situées aux pôles de la sphère (circulaire gauche au nord et circulaire droite au sud). Tous les autres points de cette sphère représentent donc les polarisations elliptiques. La variation de l'état de polarisation due à la propagation dans un dispositif biréfringent est modélisée par une rotation appliquée à l'état de polarisation initial autour de l'axe neutre du biréfringent.

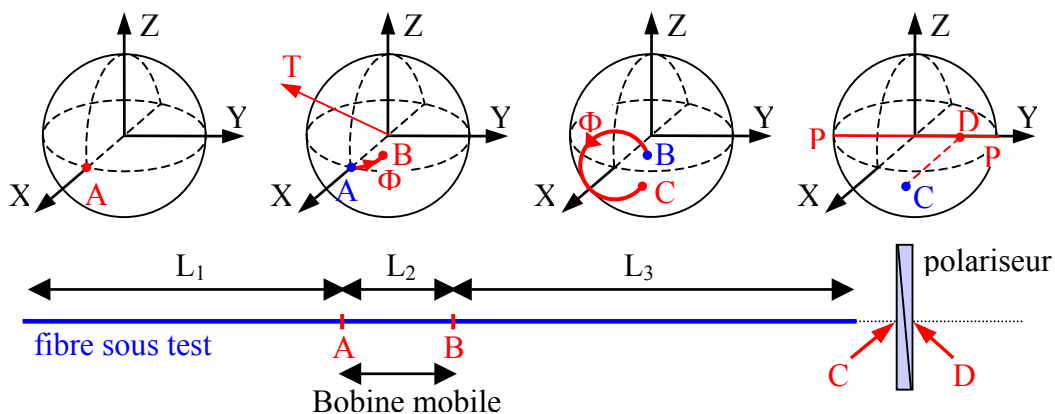


Figure IV.21 : Représentation de l'état de polarisation de la lumière sur des sphères de Poincaré en différents points de sa propagation dans la fibre et après le polariseur.

Une fibre optique est en toute rigueur un composant biréfringent elliptique. Pour simplifier les explications, nous allons considérer que la fibre est composant biréfringent linéaire. Le tronçon de fibre L_1 est donc considéré comme un biréfringent linéaire (cf. Figure IV.1). Nous avons choisi de faire coïncider son axe neutre avec l'axe X de la sphère. Comme la lumière polarisée est injectée suivant l'axe neutre de la fibre, l'état de polarisation juste avant la bobine (point A) est identique à celui injecté. Entre A et B, le champ magnétique est appliqué. Il induit une biréfringence circulaire qui s'ajoute à la biréfringence linéaire du tronçon de fibre L_2 . Le tronçon L_2 auquel est appliqué le champ magnétique est donc un biréfringent elliptique d'axe neutre T. Le plan de polarisation de l'onde guidée subit une rotation d'angle Φ_2 qui est égal à :

$$\Phi_2 = \sqrt{\alpha^2 + (2\Omega)^2} = \sqrt{\left(\frac{2\pi BL_2}{\lambda}\right)^2 + (2V|\vec{H}|L_2)^2} \quad (\text{IV.31})$$

α est le retard de phase entre les deux modes de polarisation dû à la propagation dans la fibre et Ω est l'angle de rotation de Faraday que nous avons déjà défini (équation (IV.30)). Le tronçon L_3 est un biréfringent linéaire. Le retard de phase entre les deux modes due à la propagation entre les points B et C vaut donc :

$$\Phi_3 = \frac{2\pi BL_3}{\lambda} = 2\pi \frac{L_3}{L_B} \quad (\text{IV.32})$$

L'axe du polariseur est orienté à 45° par rapport aux axes neutres de la fibre. Sur la sphère de Poincaré (Figure IV.21) il est donc représenté par le diamètre P'P perpendiculaire à l'axe X. La fraction de l'intensité du signal émergeant de la fibre qui traverse le polariseur est proportionnelle à la longueur du segment P'D, D étant la projection du point C sur P'P. Quand la bobine est translatée le long de la fibre, l'état de polarisation de l'onde guidée n'est pas modifié aux points A et B puisque la longueur L_2 ne varie pas. En revanche, comme la longueur L_3 varie l'état de polarisation de l'onde est modifié au point C. La position du point C sur la sphère de Poincaré change quand on déplace la bobine et donc la longueur de segment P'D également. Grâce à l'expression de Φ_3 qui relie l'état de polarisation au point B à celui au point C, on constate que l'intensité détectée après le polariseur varie périodiquement avec le déplacement de la bobine le long de la fibre et que la période de la variation est égale à la longueur de battement L_B . On dispose donc, avec la mesure de l'intensité en fonction de la position de la bobine, d'une technique de mesure directe de L_B .

VII.1.b La méthode du spectre cannelé

La méthode du spectre cannelé n'est pas une méthode qui permet de mesurer directement la biréfringence. La grandeur caractérisée est la dispersion de polarisation (PMD) qui est fonction de la biréfringence et de sa variation en fonction de la longueur d'onde. C'est une méthode couramment utilisée pour caractériser la biréfringence dans les fibres fortement biréfringentes standard. Dans ces fibres, la biréfringence est provoquée par contrainte et varie donc faiblement avec la longueur d'onde. La PMD offre alors une bonne approximation de la biréfringence car la dérivée de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde est pratiquement nulle. Le montage expérimental de cette méthode est décrit dans la Figure IV.22.

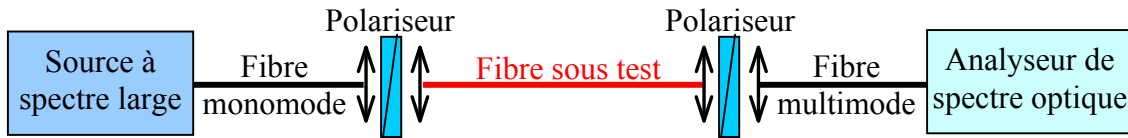


Figure IV.22 : Banc expérimental de la méthode du spectre cannelé.

La lumière émise par une source à large spectre est polarisée et la polarisation est orientée à 45° des axes propres de la fibre à caractériser grâce au premier polariseur. Par conséquent, les deux modes de polarisation reçoivent une quantité d'énergie égale. Les champs \vec{E}_x et \vec{E}_y des modes de polarisation en début de propagation ($z=0$) sont tels que :

$$\vec{E}_x = A_0 \exp j(\omega t - \phi_0) \vec{e}_x \quad (\text{IV.33})$$

$$\vec{E}_y = A_0 \exp j(\omega t - \phi_0) \vec{e}_y \quad (\text{IV.34})$$

Nous supposons que $\phi_0 = 0$. Après propagation dans la fibre de longueur L , \vec{E}_x et \vec{E}_y valent :

$$\vec{E}_x = A_0 \exp j(\omega t - \beta_x(\omega)L) \vec{e}_x \quad (\text{IV.35})$$

$$\vec{E}_y = A_0 \exp j(\omega t - \beta_y(\omega)L) \vec{e}_y \quad (\text{IV.36})$$

Un second polariseur qui est orienté à $\alpha = 45^\circ$ par rapport aux axes neutres de la fibre vient analyser le signal en sortie de la fibre. Il combine les champs \vec{E}_x et \vec{E}_y émergeant de la fibre de telle sorte que l'amplitude du champ transmis E_p est égale à :

$$\begin{aligned} E_p &= A_0 \cos(\alpha) \exp j(\omega t - \beta_x(\omega)L) + A_0 \cos(\alpha) \exp j(\omega t - \beta_y(\omega)L) \\ E_p &= \frac{\sqrt{2}}{2} A_0 \exp(j\omega t) [\exp(-j\beta_x(\omega)L) + \exp(-j\beta_y(\omega)L)] \end{aligned} \quad (\text{IV.37})$$

L'intensité I_p transmise par le second polariseur vaut alors :

$$I_p(\omega) = \frac{1}{2} A_0^2 [1 + \cos(\Delta\beta_{\text{PMD}}(\omega)L)] \quad (\text{IV.38})$$

$\Delta\beta_{\text{PMD}}(\omega)$ est la différence de constante de propagation entre les modes de polarisation en fonction de la longueur d'onde ($\lambda = 2\pi c/\omega$). Son développement de Taylor au second ordre autour de la pulsation ω_0 est égal à :

$$\Delta\beta_{\text{PMD}}(\omega) = \Delta\beta_{\text{PMD}}(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \left. \frac{d\Delta\beta_{\text{PMD}}(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \left. \frac{d^2\Delta\beta_{\text{PMD}}(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (\text{IV.39})$$

Le troisième terme de l'expression (IV.39) est proportionnel à la différence de

dispersion chromatique entre les deux polarisations. Il peut être négligé devant les deux autres termes de l'expression. En insérant l'expression (IV.39) dans l'équation (IV.38), on obtient :

$$I_p(\omega) = \frac{1}{2} A_0^2 \left[1 + \cos \left(\Delta\beta_{\text{PMD}}(\omega_0)L + \Delta\omega \frac{d\Delta\beta_{\text{PMD}}(\omega)}{d\omega} L \right) \right] \quad (\text{IV.40})$$

Nous obtenons donc un système d'interférences entre les deux modes de polarisation. La périodicité des franges d'interférence dans le spectre d'intensité détecté par l'analyseur de spectre vaut :

$$\delta\omega = \frac{2\pi}{L} \left(\frac{d\Delta\beta_{\text{PMD}}(\omega)}{d\omega} \right)^{-1} \quad (\text{IV.41})$$

L'intensité qui traverse ce polariseur est injectée dans une fibre multimode connectée à un analyseur de spectre optique. La dispersion de polarisation peut donc être directement déduite de la mesure de l'interfrange du spectre cannelé affiché :

$$\frac{d\Delta\beta_{\text{PMD}}(\omega)}{d\omega} = \frac{2\pi}{L\delta\omega} = \frac{1}{L\delta\nu} = \frac{\lambda_0^2}{cL\delta\lambda} \quad (\text{IV.42})$$

Dans le banc expérimental que j'ai réalisé à l'IRCOM, la source optique utilisée est une fibre dopée Erbium pompée dont on utilise le signal de fluorescence. La mise en œuvre expérimentale est simple. Il faut toute fois s'assurer que le faisceau est parallèle quand il transverse les polariseurs en réglant minutieusement la position des fibres à la focale des objectifs de microscope utilisés comme collimateurs. Il faut également contrôler qu'aucune courbure, torsion ou tension mécanique n'est appliquée à la fibre. L'orientation des polariseurs est réglée de manière à obtenir des oscillations dans le spectre d'amplitude maximale. Dans ce cas, les polariseurs sont considérés comme correctement orientés par rapport aux axes propres de la fibre.

VII.2 Résultats de caractérisation des FMAS

Nous avons caractérisé la biréfringence de six FMAS fabriquées à Alcatel. Les deux premières FMAS n'ont pas été conçues pour présenter de la biréfringence. Les sections transverses de ces deux fibres sont montrées dans la Figure IV.23. Les quatre autres FMAS sont des fibres à maintien de polarisation provenant d'une même préforme. Les profils d'indice de ces quatre FMAS présentent une symétrie de rotation d'angle égal à π . La conception de ces profils d'indice a aboutit au dépôt d'un brevet international par Alcatel. Les photographies MEB des sections droites de ces FMAS à maintien de polarisation sont

données dans la Figure IV.24.

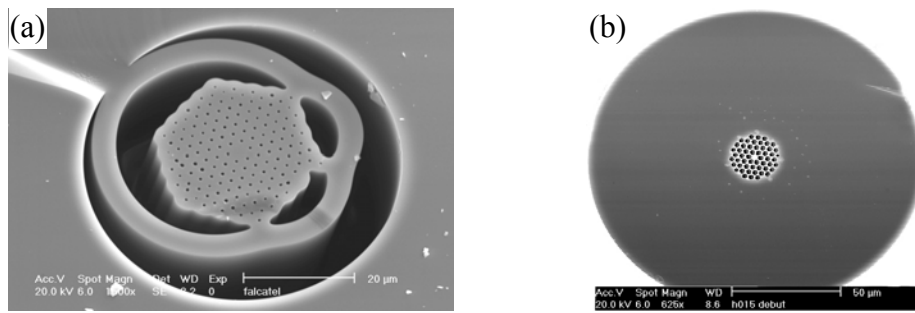


Figure IV.23 : Images réalisées au microscope électronique à balayage (MEB) de la section transverse de FMAS fabriquées à Alcatel.

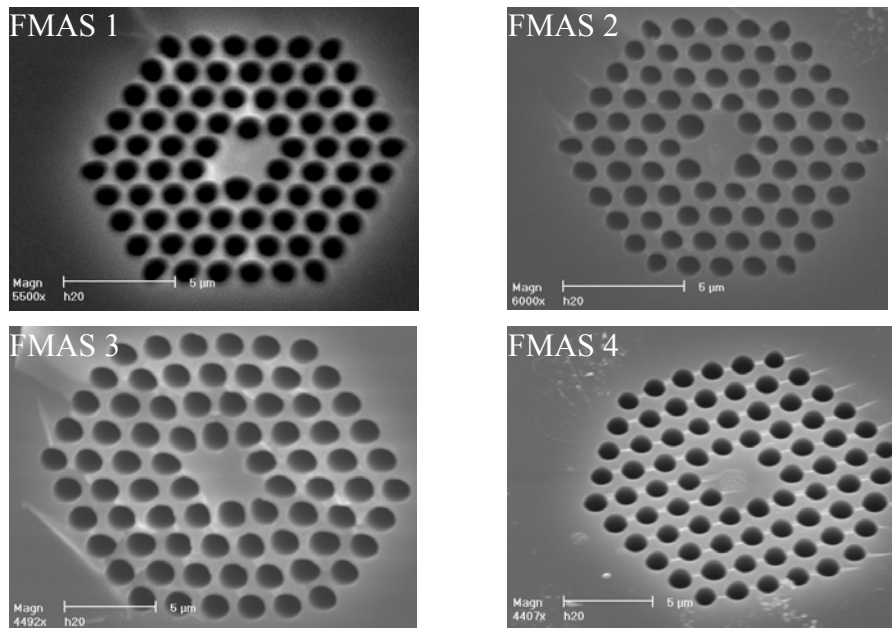


Figure IV.24 : Images MEB de la section transverse des FMAS à maintien de polarisation fabriquées à Alcatel.

Pour la première FMAS (Figure IV.23 (a)), les trous mesurent environ $0,5 \mu\text{m}$ de diamètre et sont espacés de $2 \mu\text{m}$. Dans la région où sont présents les trous d'air, le profil d'indice est relativement régulier, particulièrement autour du cœur de la fibre. Le profil d'indice global est quant à lui irrégulier car la botte de capillaires et les deux manchons ne se sont pas collés au fibrage comme pour la FMAS montrée sur la Figure IV.23 (b). En premier lieu, nous avons mesuré la biréfringence de la fibre de la Figure IV.23 (a) par la méthode magnéto-optique au CORIA ([110] - [112]). Les mesures de longueur de battement ont été réalisées à six longueurs d'onde en utilisant six sources laser différentes. Les signaux enregistrés sur l'oscilloscope aux longueurs d'onde $0,633 \mu\text{m}$, $0,81 \mu\text{m}$, $0,975 \mu\text{m}$, $1,064 \mu\text{m}$, $1,32 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$ sont présentés sur la Figure IV.25.

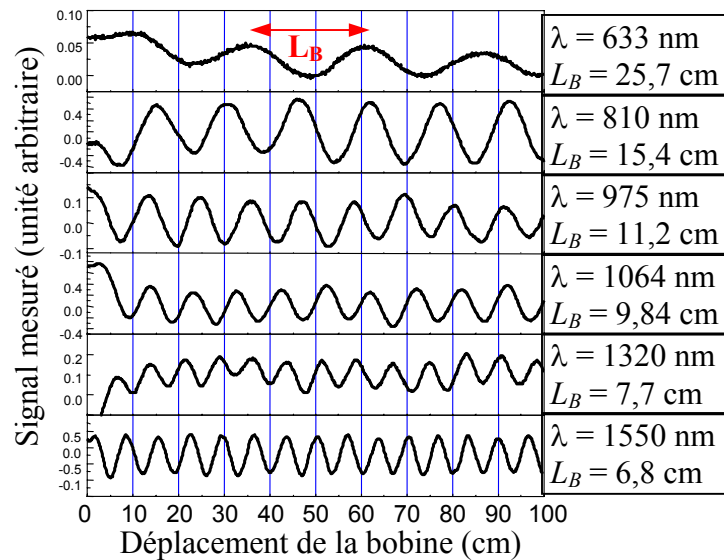


Figure IV.25 : Signal sinusoïdal enregistré par la méthode magnéto-optique avec la FMAS [$\Lambda = 2 \mu\text{m}$; $d = 0,5 \mu\text{m}$] en fonction de la longueur d'onde.

La longueur de battement L_B entre les deux modes de polarisation diminue lorsque la longueur d'onde augmente. Elle vaut 25,7 cm à 0,633 μm et 6,8 cm à 1,55 μm . Rappelons que dans une fibre standard qui n'est pas à maintien de polarisation, L_B est de l'ordre du mètre. Dans une fibre standard à maintien de polarisation, L_B est de l'ordre du millimètre. La biréfringence de cette FMAS ($B = \lambda/L_B$) est donc relativement importante pour une fibre qui n'a pas été conçue pour être biréfringente. Sur la Figure IV.26, la biréfringence est tracée en fonction du rapport Λ/λ en utilisant une échelle logarithmique en ordonnée.

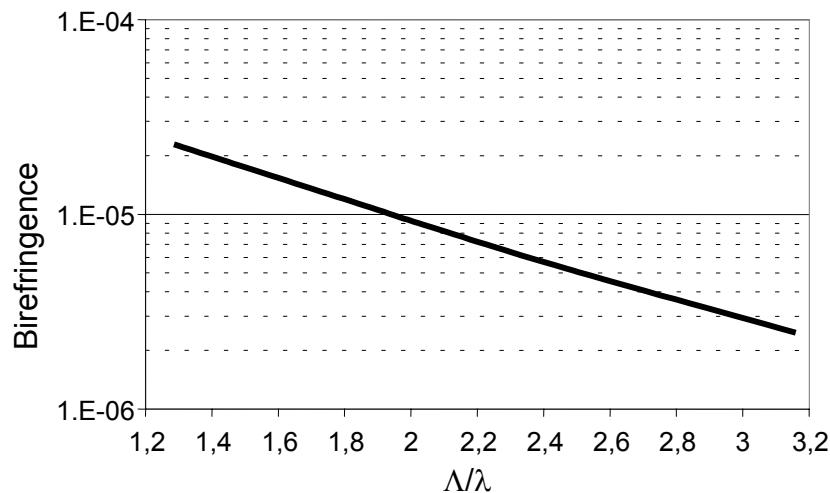


Figure IV.26 : Biréfringence calculée à partir des valeurs de L_B mesurées tracée en fonction de Λ/λ avec une échelle semi-logarithmique.

Nous constatons que la biréfringence décroît de façon exponentielle en fonction de Λ/λ . Si, comme dans une fibre classique, la biréfringence de contrainte varie très faiblement en fonction de la longueur d'onde, tout porte à croire que la biréfringence de forme est

prépondérante dans cette FMAS. En accord avec cette constatation, l'augmentation de ce type de biréfringence en fonction de la longueur d'onde a été prédite théoriquement dans un autre laboratoire [89]. Pour la fibre considérée (Figure IV.23 (a)), nous pourrions supposer que la biréfringence est principalement due à l'irrégularité du profil d'indice en dehors de la région où sont présents les trous d'air. Cependant, la biréfringence mesurée peut aussi être imputable aux légères imperfections géométriques de la zone centrale puisqu'il a été démontré théoriquement que des variations de quelques pour-cent sur le diamètre de certains trous et sur leur espacement peut induire une biréfringence de l'ordre de 10^{-4} [89].

Comme nous n'avons pas à notre disposition de modèle théorique capable de calculer la biréfringence sur un profil d'indice issu de l'imagerie de la section transverse de la fibre, nous n'avons pas pu comparer ces mesures aux prédictions. Nous n'avons pas pu mesurer la PMD de cette fibre avec la méthode du spectre cannelé car la biréfringence est trop faible. Avec une valeur de biréfringence voisine de $2,3 \cdot 10^{-5}$ à $1,55 \mu\text{m}$, il faut plus de 20 m de fibre pour obtenir plus de 3 périodes d'oscillation dans le spectre cannelé. Étant donné qu'il est primordial de maintenir la fibre rectiligne pendant la mesure, nous n'avons pas pu utiliser notre banc expérimental.

La deuxième FMAS caractérisée présente un profil d'indice régulier Figure IV.23 (b). Le diamètre des trous est en moyenne égal à $1,9 \mu\text{m}$. L'espacement entre les trous est égal à $2,3 \mu\text{m}$. La PMD de cette fibre a été mesurée avec la méthode du spectre cannelé. Le spectre d'intensité enregistré avec 1,47 m de cette fibre est présenté sur la Figure IV.27.

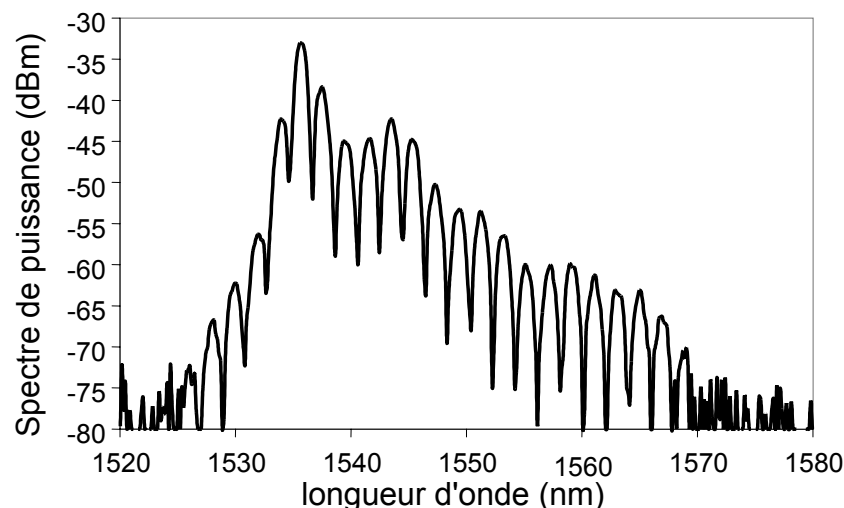


Figure IV.27 : Spectre d'intensité obtenu par la méthode du spectre cannelé avec 1,47 m de la FMAS [$\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$; $d = 1,9 \mu\text{m}$] (Figure IV.23 (b)).

Sur la bande spectrale considérée, la période de l'interfrange ne varie pas. La PMD

déduite de cette période augmente donc avec la longueur d'onde (cf. Figure IV.28).

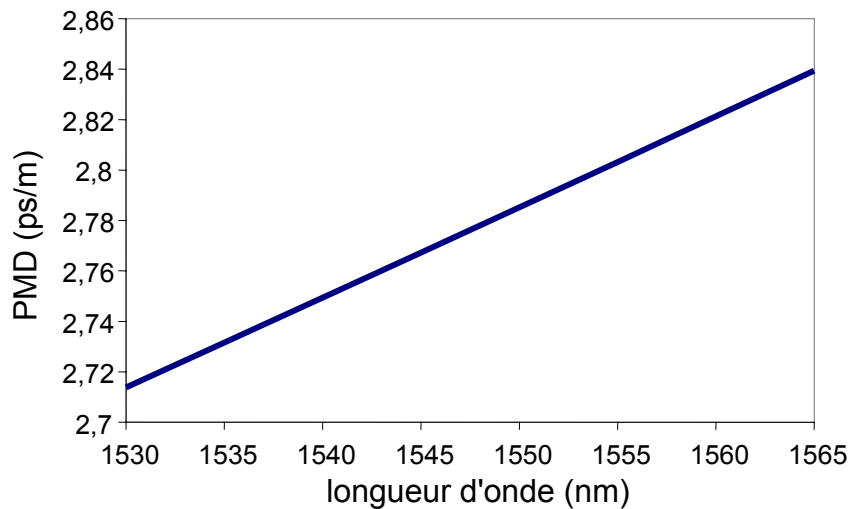


Figure IV.28 : PMD calculée à partir de l'interfrange du spectre cannelé.

La PMD mesurée à 1,55 μm vaut 2,78 ps/m. Si la variation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde est négligeable, cette valeur de PMD correspond à une biréfringence de $8,36 \cdot 10^{-4}$ et à une longueur de battement égale à 1,86 mm. Bien que le profil d'indice de cette fibre soit bien plus régulier que celui de la première FMAS, elle présente une biréfringence plus forte. La biréfringence est certainement provoquée par les contraintes qu'a subies le matériau à l'étirage de la fibre. En effet, il est probable que ces contraintes sont plus importantes que pour la première FMAS puisque cette fois-ci les deux manchons et la botte de capillaires ont totalement fusionné. La caractérisation de cette FMAS par la méthode magnéto-optique a confirmé que la longueur de battement est inférieure à 1 cm. En effet, aucune modulation sensible du champ émergent n'a été décelée lorsque cette méthode a été mise en œuvre ce qui est attribuée au fait que L_B est très inférieure à la résolution du banc, approximativement égale à la longueur de la bobine (1 cm). Cette FMAS conçue théoriquement pour ne pas présenter de biréfringence s'avère être en réalité une fibre à maintien de polarisation. Il semble a priori très difficile de concevoir une FMAS avec une biréfringence négligeable.

J'ai mesuré la PMD à 1,55 μm dans les quatre FMAS à maintien de polarisation montrées dans la Figure IV.24. J'ai comparé ces résultats de mesure aux valeurs de PMD calculées à partir de la biréfringence de forme trouvée par la MEF. Dans chacun des profils d'indice traités par la MEF, les trous sont régulièrement espacés dans la gaine et ils sont de même taille. Les valeurs de d et de Λ choisies sont égales aux valeurs moyennes de d et de Λ mesurés sur les profils réels avec un MEB. Le Tableau IV.4 donne la PMD mesurée et la

PMD calculée en fonction des d et Λ choisis pour les quatre FMAS considérée maintenant.

FMAS	Diamètre extérieur (μm)	Λ (μm)	d/Λ	PMD mesurée (ps/m)	PMD calculée (ps/m)
1	125	1,46	0,82	13,3	7,4
2	125	1,4	0,79	13,1	7,1
3	175	1,98	0,86	4,8	4,2
4	175	1,75	0,69	3,1	3,1

Tableau IV.4 : Valeurs de la PMD prédites et mesurées dans les FMAS à maintien de polarisation de la Figure IV.24

L'écart entre les valeurs mesurées et calculées de la PMD est plus grand lorsque le diamètre de la fibre est plus petit. La PMD mesurée sur les fibres étirées à 125 μm de diamètre extérieur est presque deux fois plus grande que la valeur prédite. Pour les fibres de 175 μm , l'écart sur la PMD se réduit à 0,6 ps/m au maximum. L'écart entre les résultats de mesure et de calcul peut être expliqué par le fait que les calculs de la MEF ne prennent pas en compte les contraintes des matériaux. Au vu des écarts importants entre la PMD mesurée et calculée pour les FMAS de 125 μm de diamètre, nous pouvons supposer que ces contraintes sont probablement plus importantes quand la fibre fabriquée est plus fine. De plus, on peut noter sur la Figure IV.24 que les profils d'indice des FMAS 3 et 4 (175 μm) sont plus réguliers que ceux des FMAS 1 et 2 (125 μm) pour lesquels les trous de la première couronne sont mal agencés et ont des diamètres différents. Les quatre FMAS à maintien de polarisation caractérisées présentent une PMD à 1,55 μm comprise entre 3,2 ps/m et 13,3 ps/m pour les deux fibres les plus biréfringentes. Ces valeurs correspondent à des longueurs de battement comprises entre 0,4 mm et 1,6 mm si on néglige la variation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde. Dans les articles référencés [83] et [85], les auteurs présentent des valeurs de PMD mesurées dans des FMAS égales à 16,7 ps/m à 1,54 μm et 4,7 ps/m à 1,55 μm respectivement. Nos premiers résultats sont donc très encourageants et comparables aux meilleures performances obtenues dans d'autres laboratoires.

VIII Autres caractérisations

Des caractérisations de pertes aux macrocourbures et à la connexion par épissures à des fibres standards ont été réalisées au début de mes travaux de thèse sur les premières FMAS fabriquées à l'IRCOM.

VIII.1 Pertes aux macrocourbures

Les pertes aux macrocourbures sont très élevées dans les premières FMAS réalisées à l'IRCOM (cf. Figure IV.4 (b)). Par exemple dans la FMAS étirée au premier palier de température (T1), les pertes mesurées valent 2 dB sur 5 tours autour d'un cylindre de 10 cm de diamètre et 45 dB sur 5 tours sur un cylindre de 2 cm de diamètre à 1,55 μm . Ces pertes sont des valeurs moyennes car les pertes mesurées peuvent varier du simple au double suivant le sens de la courbure dans le plan transverse et la position de la courbure sur la longueur de la fibre en raison des irrégularités géométriques du profil d'indice transverse et longitudinal de ces fibres. Pour comparaison, rappelons que les pertes par courbure dans une fibre standard monomode aux longueurs d'onde des télécommunications sont inférieures à 0,05 dB pour 100 tours sur un cylindre de 6 cm de diamètre. Les pertes aux macrocourbures dans les fibres optiques dépendent de la valeur du rayon de courbure appliqué mais aussi de la longueur d'onde de travail. Dans les FMAS, ces pertes augmentent aussi bien lorsque la longueur d'onde diminue que lorsqu'elle augmente de part et d'autre d'une plage spectrale de transmission à faibles pertes. La longueur d'onde correspondant à un minimum de pertes est évaluée expérimentalement à $\lambda = \Lambda/2$ [50]. De plus, pour un rayon de courbure donné, la largeur de la bande spectrale correspondant à des pertes acceptables dépend du rapport d/Λ [50]. Cette largeur s'accroît quand le rapport d/Λ augmente. Les pertes massives des FMAS caractérisées peuvent donc être attribuées au fait que la longueur d'onde de travail (1,55 μm) est très inférieure à $\Lambda/2 \approx 6 \mu\text{m}$ ainsi qu'à la faible proportion d'air présent dans la fibre qui réduit la bande spectrale d'insensibilité aux courbures. Ces pertes sont accrues par la forte irrégularité des profils d'indice des FMAS caractérisées car le champ guidé n'est alors pas confiné avec la même efficacité suivant la direction considérée dans le plan de la section transverse. L'amélioration du procédé de fabrication et l'augmentation de la proportion d'air a permis par la suite de réaliser des FMAS dans lesquelles le champ guidé est fortement confiné et qui présentent donc une très faible sensibilité aux courbures. Les pertes par courbures de la FMAS de paramètres [$\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$; $d = 1,9 \mu\text{m}$] qui possède trois rangées de trous complètes ont été caractérisées. Les pertes mesurées sur 10 tours de 1 cm de diamètre sont égales à $0,2 \pm 0,1$ dB à 1,55 μm .

L'incertitudes sur ces mesures de pertes par courbures sont grandes car elles sont réalisées sur des tronçons fibres de fibre courts (1 à 2 m). Ces longueurs de fibres ne permettent pas d'effectuer un grand nombre de tours sur les cylindres de différents diamètres

mais facilitent la mesure de référence des pertes de propagation dans la fibre parfaitement droite. Cette caractérisation nous a permis tout de même de vérifier l'amélioration des performances des FMAS grâce à une plus grande maîtrise du procédé de fabrication des fibres.

VIII.2 Épissures

Pour être insérées dans un système de transmissions optiques, ces fibres devront être raccordées aux fibres standards. Au début de mes travaux, j'ai donc réalisé des essais de raccordement des FMAS par soudure à une fibre standard monomode à 1,55 μm . Les FMAS considérées sont issues de la même préforme étirée à des températures différentes (cf. Figure IV.4 (b), températures T1 et T4). Elles ont un cœur de grande dimension ($\Lambda = 13 \mu\text{m}$) et la proportion d'air dans la fibre T1 est supérieure à celle présente dans la fibre T4. Le soudage de deux fibres optiques est effectué par fusion grâce à un arc électrique. Un appareil commercial permet d'ajuster l'alignement entre les deux fibres, de contrôler l'état de surfaces des faces clivées, avant de chauffer l'extrémité des deux fibres avec un arc électrique. Il est possible de modifier l'intensité et la durée de l'arc électrique afin d'optimiser la qualité de la soudure. La caractérisation des pertes par soudure se déroule en deux étapes : l'optimisation des paramètres de soudage puis la mesure des pertes aux raccordements. La fibre monomode est connectée à son entrée à une source optique émettant à 1,55 μm . La sortie de la fibre standard est placée dans la soudeuse ainsi que l'entrée de la FMAS. La sortie de la FMAS est connectée à un mesureur de puissance. A chaque soudure, l'alignement des fibres est ajusté en optimisant la puissance optique transmise. Lorsque l'alignement est satisfaisant, la puissance optique obtenue est relevée et comparée à celle mesurée après le soudage des deux fibres. Les pertes relevées permettent de comparer la qualité de la soudure quand on change les paramètres de soudage. Lorsque la soudure est enfin optimisée, ces pertes sont caractérisées en mesurant la puissance optique juste en amont et en aval de la soudure. Les pertes les plus faibles ont été obtenues pour une intensité de l'arc électrique de 12 mA et une durée de 2 s. Notons que le programme automatique de la soudeuse pour le raccordement de deux fibres monomodes standards propose une intensité de 14,5 mA et une durée comprise entre 0,6 et 10 s. Les pertes mesurées à 2 cm en aval de la soudure sont égales à 0,28 dB pour la FMAS T1 et à 0,22 dB pour la FMAS T4. A 2 mm en aval de la soudure les pertes mesurées sont égales à 0,14 dB pour la FMAS T1 et à 0,11 dB pour la FMAS T4. Ces pertes sont étonnamment faibles étant donnée la différence entre la taille du mode dans la fibre standard

(diamètre de cœur = 9 μm , rayon du champ $\approx 4,8 \mu\text{m}$ à $1,55 \mu\text{m}$) et dans les FMAS (diamètre de cœur $\approx 2\Lambda = 26 \mu\text{m}$). Les pertes théoriques η^2 dues à la désadaptation de la taille du mode sont calculées grâce à l'intégrale de recouvrement entre les deux champs E_1 dans la fibre standard et E_2 dans la FMAS :

$$\eta^2 = \frac{\left| \iint E_1 E_2^* dx dy \right|^2}{\iint |E_1|^2 dx dy \iint |E_2|^2 dx dy} \quad (\text{IV.43})$$

Les pertes en dB sont égales à :

$$\text{Pertes} = -10 \log(\eta^2) \quad (\text{dB}) \quad (\text{IV.44})$$

Pour estimer les pertes théoriques pour la FMAS T1, j'ai calculé l'intégrale de recouvrement entre le champ fourni par la MFL sur le profil d'indice de la FMAS et une gaussienne de rayon à $1/e$ égal à $4,8 \mu\text{m}$. Le calcul donne 2,45 dB de pertes ce qui est 10 fois supérieures aux pertes mesurées à 2 cm de la soudure. Les pertes mesurées sont très inférieures aux pertes théoriques car en réalité des modes à fuite sont excités dans la FMAS au niveau du raccordement. Ces modes portent une grande partie de l'énergie et apparemment ils ne sont pas encore évacués après 2 mm ou 2 cm de propagation. Afin de vérifier cette hypothèse, j'ai réalisé une imagerie en champ proche du champ émergent de la FMAS à 2 mm et à 2,4 cm de la soudure (cf. Figure IV.29).

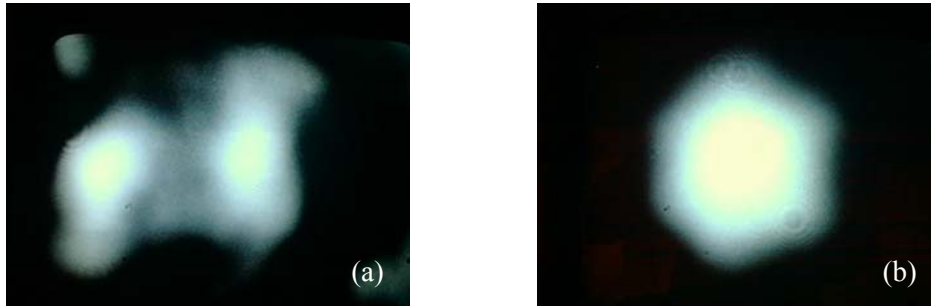


Figure IV.29 : Champ proche enregistré en sortie de la FMAS raccordée par épissure à une fibre standard (a) à 2 mm et (b) à 2,4 cm en aval de la soudure.

A 2 mm de la soudure, la figure modale déformée enregistrée confirme la présence de modes d'ordres supérieurs dans la FMAS. A 2,4 cm de la soudure, l'énergie de ces modes est trop faible pour qu'on puisse détecter leur présence en observant le champ proche émergent de la FMAS.

Les épissures réalisées entre les FMAS et les fibres standards permettent d'effectuer une injection stable et de bonne qualité dans les FMAS. J'ai utilisé ce type de connexions

pour les mesures de pertes par courbure. Il a permis de pouvoir manipuler facilement la FMAS sans risquer de modifier les conditions d'injection.

IX Conclusion

La fabrication des FMAS est une tâche difficile qui demande un long travail de mise au point. Dans ce chapitre, nous avons pu constater les grands progrès réalisés par les laboratoires d'Alcatel et de l'IRCOM dans la maîtrise des procédés de fabrication des FMAS. Cette progression rapide a été possible grâce à un échange constant des informations utiles entre les deux laboratoires. La caractérisation des pertes de propagation et des pertes aux macrocourbures a prouvé l'amélioration des caractéristiques des FMAS fabriquées. Le laboratoire d'Alcatel a réalisé une FMAS avec 4 dB/km de pertes de propagation à 1,55 μm . Une FMAS à large aire effective et une FMAS à petite aire effective monomodes de 0,633 μm à 1,6 μm au minimum sont présentées.

Le banc de mesure interférométrique mis en place à l'IRCOM permet de caractériser la dispersion chromatique dans les fibres sur une bande spectrale allant de 0,85 μm à 1,7 μm . La dispersion chromatique mesurée dans les FMAS par interférométrie est en très bon accord avec la dispersion obtenue par la mesure du retard de phase en optique incohérente. Les écarts entre les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux sont attribuées aux limitations des modèles utilisés (approximation du profil d'indice pour la MEF et la MM et approximation de l'équation d'onde pour la MFL).

La caractérisation de la biréfringence a mis en évidence le fait qu'il subsiste des contraintes dans la silice créées lors des étapes de fabrication des FMAS. La réalisation de deux FMAS à maintien de polarisation avec une dispersion de polarisation égale à 13,3 ps/m est présentée.

J'ai donc réalisé une étude expérimentale de plusieurs caractéristiques des FMAS, en privilégiant la mesure de la dispersion chromatique. Les premiers résultats expérimentaux obtenus sur l'aire effective, les pertes aux macrocourbures et à la connexion par épissure à une fibre standard nécessitent d'être complétés par de nouvelles caractérisations sur les FMAS fabriquées plus récemment.

Conclusion générale

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

Tout d'abord, nous avons cherché un modèle permettant de modéliser correctement la propagation dans les FMAS. Nous avons montré que, pour les FMAS à grand cœur et/ou à faible proportion d'air, on peut se contenter de modèles simples basés sur la résolution de l'équation d'onde scalaire approchée, comme la méthode de l'indice moyenné ou la méthode scalaire des fonctions localisées. Lorsque la proportion d'air dans la fibre est plus importante, il est alors nécessaire d'employer des méthodes vectorielles plus rigoureuses comme la méthode des éléments finis (MEF) qui consiste à résoudre les équations différentielles de Maxwell aux différents nœuds d'un maillage appliqué au guide ou la méthode multipolaire qui décrit avec précision les phénomènes de diffraction de la lumière dans le guide étudié.

Ensuite, les caractéristiques de propagation des FMAS ont été calculées avec la MEF en fonction des paramètres de leur profil d'indice (diamètre des trous d'air d et leur espacement Λ). Des abaques ont été réalisés sur l'indice effectif, la dispersion chromatique et sa pente, l'aire effective et les pertes de confinement du mode fondamental dans les FMAS à $1,55 \mu\text{m}$. L'analyse de ces abaques a aidé à la détermination des intervalles de valeurs de d et de Λ permettant d'obtenir les caractéristiques de propagation souhaitées (par exemple une dispersion plate ou un mode à petite aire effective). Il a été montré que pour diminuer la dépendance de ces caractéristiques aux paramètres d et Λ du profil, il faut choisir Λ et d/Λ aussi grands que possible.

Nous avons démontré que les FMAS à symétrie hexagonale peuvent présenter une dispersion négative de grande valeur absolue si l'espace Λ entre les trous d'air est inférieur à $1,4 \mu\text{m}$. Ces valeurs de Λ impliquent que l'aire effective du mode fondamental est petite et donc que les effets non linéaires dans ces fibres risquent d'être importants. Deux FMAS [$\Lambda = 2,8 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0,25$] et [$\Lambda = 2,8 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0,23$] à dispersion plate autour de $1,55 \mu\text{m}$ et $1,6 \mu\text{m}$ respectivement ont été conçues. Dans la première fibre, la dispersion chromatique vaut $12,81 \pm 0,02 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ sur 55 nm et $12,33 \pm 0,5 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ sur 260 nm autour de $1,55 \mu\text{m}$. Pour la seconde FMAS, la dispersion est égale à $7,87 \pm 0,02 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ de $1,56 \mu\text{m}$ à $1,635 \mu\text{m}$ (75 nm) et à $7,39 \pm 0,5 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ de $1,45 \mu\text{m}$ à $1,83 \mu\text{m}$ (380 nm). Ces fibres peuvent trouver une application dans les systèmes à multiplexage en longueur d'onde utilisés

dans les télécommunications haut débit. Deux profils d'indice intéressants pour des applications exploitant les effets non linéaires (propagation d'onde soliton par exemple) ont été trouvés. Le mode fondamental se propageant dans la FMAS [$\Lambda = 1,4 \mu\text{m}$; $d = 0,87 \mu\text{m}$] présente une dispersion égale à $4 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ et une aire effective égale à $3,5 \mu\text{m}^2$. Avec le profil [$\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$; $d = 0,77 \mu\text{m}$], la dispersion et l'aire effective valent respectivement $5,4 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ et $8 \mu\text{m}^2$. La dispersion et l'aire effective sont plus élevées que dans le cas du premier profil mais leur dépendance aux paramètres du profil est moindre. De plus, la variation de la dispersion en fonction de la longueur d'onde est plus faible.

Pour finir, nous avons montré qu'avec un profil d'indice approprié, la biréfringence dans les FMAS peut être très élevée. Nous avons calculé une biréfringence de $3 \cdot 10^{-3}$ pour une FMAS dont le mode est à très petite surface effective ($3 \mu\text{m}^2$). Cette fibre est un très bon candidat pour les applications qui exploitent la dépendance de la polarisation du champ et les effets non linéaires comme les lasers déclenchés à fibre. Ce travail a abouti au dépôt d'un brevet international par Alcatel.

Enfin, les efforts consacrés à la fabrication des FMAS dans les laboratoires de l'IRCOM et d'Alcatel ont permis de réaliser des FMAS de bonne qualité que j'ai caractérisées. Deux FMAS monomodes sur une large bande spectrale (de $0,633 \mu\text{m}$ à $1,6 \mu\text{m}$ au minimum) ont été fabriquées. Grâce à une méthode interférométrique à courte longueur de cohérence, la dispersion des FMAS est mesurée sur une grande plage de longueur d'onde. La fiabilité des résultats de cette méthode a été démontrée en les comparant à ceux obtenus avec la méthode mesurant la variation de la phase d'une onde modulée en fonction de sa longueur d'onde.

L'étude expérimentale de la biréfringence a mis en évidence la forte biréfringence non intentionnelle dans les FMAS fabriquées, pourtant conçues pour être isotropes. D'autre part, les mesures de dispersion modale de polarisation (PMD) ont prouvé le caractère hautement biréfringent des FMAS conçues pour préserver la polarisation du champ pendant la propagation. Les valeurs de PMD mesurées (comprises entre 3 et 13 ps/m) sont comparables aux meilleures performances publiées par d'autres laboratoires.

Comme nous l'avons souligné tout au long de ce mémoire, les perspectives de ce travail sont très nombreuses et concernent de multiples applications. Les FMAS à dispersion plate peuvent être utilisées comme fibres de lignes dans les télécommunications haut débit. Avec une forte dispersion négative, les FMAS peuvent être insérées dans les modules de

compensation de dispersion des systèmes de transmissions. Avec un mode à très petite aire effective et une dispersion judicieusement ajustée, les FMAS intéressent les applications optiques non linéaires telles que la propagation d'onde soliton, la réalisation de lasers déclenchés à fibre ou encore de sources à très large spectre. L'utilisation des FMAS monomodes large bande dans un interféromètre à fibres dédié à l'observation à très haute résolution des objets stellaires est envisagée à l'IRCOM.

Grâce à l'adaptation de la MEF au cas de la propagation dans les FMAS, l'IRCOM dispose maintenant d'un outil de modélisation adéquat. Il reste à concentrer les efforts sur la fabrication de fibres aux paramètres bien maîtrisés, sur la poursuite de la caractérisation des FMAS (pertes par courbures, épissures, aires effectives, longueurs d'onde de coupure des modes, etc.) et sur la conception de nouvelles fibres, composants et dispositifs permettant d'exploiter efficacement les propriétés des FMAS identifiées au cours de cette thèse.

Bibliographie

- [1] YEH P., YARIV A., MAROM E. Theory of Bragg fiber. *Journal of Optical Society of America*, 1978, vol. 68, n° 9, pp. 1196-1201.
- [2] BRÉCHET F., AUGUSTE J. L., MARCOUX J., ROY P., PAGNOUX D., BLONDY J. M., MONNOM G., DUSSARDIER B. Very first evidence of propagation in a modified chemical vapour deposition photonic-band-gap fibre (Bragg type). *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Nice (France), Conference Digest référence CME1, 10 septembre 2000.
- [3] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-states physics and electronics. *Physical Review Letters*, 1987, vol. 58, n° 20, pp. 2059-2062.
- [4] JOHN S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical Review Letters*, 1987, vol. 58, n° 23, pp. 2486-2489.
- [5] YABLONOVITCH E., GMITTER T. J., LEUNG K. M. Photonic band gap structures: the face-centered cubic case employing non-spherical atoms. *Physical Review Letters*, 1991, vol. 67, n° 17, pp. 2295-2298.
- [6] YABLONOVITCH E., GMITTER T. J., MEADE R. D., BROMMER K. D., RAPPE A. M., JOANNOPOULOS J. D. Photonic band gap structures: the face-centered cubic case employing non-spherical atoms. *Physical Review Letters*, 1991, vol. 67, n° 24, pp. 3380-3383.
- [7] MEADE R. D., BROMMER K. D., RAPPE A. M., JOANNOPOULOS J. D. Existence of a photonic band gap in two dimensions. *Applied Physics Letters*, 1992, vol. 61, n° 4, pp. 495-497.
- [8] BIRKS T. A., ROBERTS P. J., RUSSELL P. St. J., ATKIN D. M., SHEPHERD T. J. Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures. *Electronics Letters*, 1995, vol. 31, n° 22, pp. 1941-1943.
- [9] ROBERTS P. J., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J., SHEPHERD T. J., ATKIN D. M. Two-dimensional photonic band-gap structures as quasi-metals. *Optics Letters*, 1996, vol. 21, n° 7, pp. 507-509.
- [10] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J., ATKIN D. M. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Optics Letters*, 1996, vol. 21, n° 19, pp. 1547-1549.
- [11] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J., ATKIN D. M. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata. *Optics Letters*, 1997, vol. 22, n° 7, pp. 484-485.
- [12] 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.
- [13] KAISER P., ASTLE H. W. Low-Loss Single-Material Fibers Made From Pure Fused Silica. *The Bell System Technical Journal*, 1974, vol. 53, n° 6, pp. 1021-1039.
- [14] KNIGHT J. C., BROENG J., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J. Photonic band gap guidance in optical fibers. *Science*, 1998, vol. 282, pp.1476-1478.
- [15] OKOSHI T. Optical fibers. *Academic Press*, 1982.

-
- [16] SANSONETTI P. Modal dispersion in single-mode fibres:simple approximation issued from mode spot size spectral behaviour, *Electronics Letters*,1982, vol. 18, n°. 15, pp. 647-648.
- [17] VASSALO C Théorie des guides d'ondes électromagnétiques, Tome 2, *Eyrolles*, 1985, p.29.
- [18] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J., RARITY J. G. Bragg scattering studies of a photonic crystal fiber. *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 1997)*, ref. CQ6, pp. 527-528, 23 mai 1997.
- [19] TAYEB G., MAYSTRE D. Rigorous theoretical study of finite-size two-dimensional photonic crystals doped by microcavities. *Journal of Optical Society of America, Part A*, 1997, vol. 14, n° 12, pp. 3323-3332.
- [20] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J., RARITY J. G. Bragg scattering from an obliquely illuminated photonic crystal fiber. *Applied Optics*, 1998, vol. 37, n° 3, pp. 449-452.
- [21] BROENG J., BARKOU S. E., BJARKLEV A., KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J. Highly increased photonic band gaps in silica/air structures. *Optics Communication*, 1998, vol. 156, pp. 240-244.
- [22] BARKOU S. E., BROENG J., BJARKLEV A. Silica-air photonic crystal fiber design that permits waveguiding by a true photonic bandgap effect. *Optics Letters*, 1999, vol. 24, n° 1, pp. 46-48.
- [23] BARKOU S. E., BROENG J., BJARKLEV A. Dispersion properties of photonic bandgap guiding fibers. *Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 1999)*, ref. FG5, pp. 117-119, San Diego CA (États Unis), 21 février 1999.
- [24] CREGAN R. F., KNIGHT J. C., RUSSELL P. St. J., ROBERTS P. J. Spontaneous emission from an erbium doped photonic crystal fibre. *Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 1999)*, ref. JFB7, p. 559, Baltimore MD, 23 mai 1998.
- [25] CREGAN R. F., MANGAN B. J., KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J., ROBERTS P. J., ALLAN D. C. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. *Science*, 1999, vol. 285, pp.1537-1539.
- [26] BROENG J., SØNDERGAARD T., BARKOU S. E., BJARKLEV A. Waveguidance by the photonic bandgap effect in optical fibres. *Journal of Optics A: Pure Applied Optics*, 1999, vol. 1, pp. 477-482.
- [27] BROENG J., BARKOU S. E., SØNDERGAARD T., BJARKLEV A. Analysis of air-guiding photonic bandgap fibers. *Optics Letters*, 2000, vol. 25, n° 2, pp. 96-98.
- [28] CENTENO E., FELBACQ D. Rigorous vector diffraction of electromagnetic waves by bidimensional photonic crystals. *Journal of Optical Society of America, Part A*, 2000, vol. 17, n° 2, pp. 320-327.
- [29] FERRANDO A., SILVESTRE E., MIRET J. J., ANDRÉS P., ANDRÉS M. V. Donor and acceptor guided modes in photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 2000, vol. 25, n° 18, pp. 1328-1330.

-
- [30] WEST J. A., FAJARDO J. C., GALLAGHER M. T., KOCH K. W., BORRELLI N. F., ALLAN D. C. Demonstration of an IR-optimized air-core photonic band-gap fiber. *European Conference on Optical Communication*, Munich (Allemagne), 4-6 septembre 2000.
- [31] ASATRYAN A. A., FABRE S., BUSCH K., MCPHEDRAN R. C., BOTTEN L.C., MARTIJN DE STERKE C., NICOROVICI N.-A. P. Two-dimensional local density of states in two-dimensional photonic crystals. *Optics Express*, 2001, vol. 8, n° 3, pp. 191-196.
- [32] STOUT B., STOUT S., NEVIÈRE M. Photonic crystal waveguides: a one-dimensional model theory. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 2001, vol. 15, n° 7, pp. 961-988.
- [33] MANGAN B. J., ARRIAGA J., BIRKS T. A., KNIGHT J. C., RUSSELL P. St. J. Fundamental-mode cutoff in a photonic crystal fiber with depressed-index core. *Optics Letters*, 2001, vol. 26, n° 19, pp. 1469-1471.
- [34] WHITE T. P., MCPHEDRAN R. C., BOTTEN L. C., SMITH G. H., MARTIJN DE STERKE C. Calculations of air-guided modes in photonic crystal fibers using the multipole method. *Optics Express*, 2001, vol. 9, n° 13, pp. 721-732.
- [35] VENKATARAMAN N., GALLAGHER M. T., SMITH C. M., MÜLLER D., WEST J. A., KOCH K. W., FAJARDO J. C. Low loss (13 dB/km) Air core Photonic Band-Gap Fibre. In: *28th European Conference on Optical Communication*, Copenhagen (Danemark), 8-12 septembre 2002.
- [36] BIRKS T. A., KNIGHT J. C., RUSSELL P. St. J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 1997, vol. 22, n° 13, pp. 961-963.
- [37] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J., DE SANDRO J. P. Properties of photonic crystal fiber and the effective index model. *Journal of Optical Society of America, Part A*, 1998, vol. 15, n° 3, pp. 748-752.
- [38] BIRKS T. A., MOGILEVTSEV D., KNIGHT J. C., RUSSELL P. St. J., BROENG J., ROBERTS P. J., WEST J. A., ALLAN D. C., FAJARDO J. C. The analogy between photonic crystal fibres and step index fibres. *Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 1999)*, papier FG4, San Diego CA (Etats Unis), 25 septembre 1999.
- [39] BRÉCHET F., MARCOU J., ROY P. Complete Analysis of the Characteristics of Propagation into Photonic Crystal Fibers, by the Finite Element Method. *Optical Fiber Technology*, 2000, vol. 6, n° 2, pp. 181-191.
- [40] MOGILEVTSEV D., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J. Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 1998, vol. 23, n° 21, pp. 1662-1664.
- [41] FERRANDO A., SILVESTRE E., MIRET J. J., ANDRÉS P., ANDRÉS M. V. Full-vector analysis of a realistic photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 1999, vol. 24, n° 5, pp. 276-278.
- [42] MONRO T. M., RICHARDSON D. J., BRODERICK N. G. R., BENNETT P. J. Holey Optical Fibers: an efficient modal model. *Journal of Lightwave technology*, 1999, vol. 17, n° 6, pp. 1093-1102.

-
- [43] BRÉCHET F., MARCOU J., PAGNOUX D. Accurate computation of the chromatic dispersion in unimodal photonic crystal fibres. *European Conference on Optical Communication*, Nice (France), 26-30 septembre 1999.
- [44] BRÉCHET F., MARCOU J., PAGNOUX D. Analysis of photonic crystal fibres modes by the finite element method. *European Conference on Optical Communication*, Nice (France), 26-30 septembre 1999.
- [45] BJARKLEV A., BROENG J., BARKOU S. E. Modelling of photonic crystal fibres. *European Conference on Optical Communication*, Nice (France), 26-30 septembre 1999.
- [46] MOGILEVTSEV D., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J. Localized Function Method for Modeling Defect Modes in 2-D Photonic. *Journal of Lightwave Technology*, 1999, vol. 17, n° 11, pp. 2078-2081.
- [47] 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.
- [48] SAKAI J., KIMURA T. Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers. *Applied Optics*, 1978, vol. 17, n° 10, pp. 1499-1506.
- [49] SNYDER A. W., LOVE J. D. Optical Waveguide Theory. *Chapman & Hall*, 1983.
- [50] SØRENSEN T., BROENG J., BJARKLEV A., KNUDSEN E., BARKOU LIBORI S. E. Macro-bending loss properties of photonic crystal. *Electronics Letters*, 2001, vol. 37, n° 5, pp. 287-289.
- [51] PEYRILLOUX A., PAGNOUX D., REYNAUD F. Evaluation of photonic crystal fiber potential for fiber version of stellar interferometers. In: *Astronomical Telescopes and Instrumentation*, Proceedings of SPIE Conference, Hawai (E. U.), 22-28 août 2002.
- [52] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., CREGAN R. F., RUSSELL P. St. J., DE SANDRO J. P. Large mode area photonic crystal fibre. *Electronics Letters*, 1998, vol. 34, n° 13, pp. 1347-1348.
- [53] 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.
- [54] GLAS P., FISCHER D. Cladding pumped large-mode-area Nd-doped holey fiber laser. *Optics Express*, 2002, vol. 10, n° 6, pp. 286-290.
- [55] 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.
- [56] SHARPING J. E., FIORENTINO M., COKER A., KUMAR P., WINDELER R. S. Four-wave mixing in microstructure fiber. *Optics Letters*, 2001, vol. 26, n° 14, pp. 1048-1050.
- [57] OMENETTO F. G., TAYLOR A. J., MOORES M. D., ARRIAGA J., KNIGHT J. C., WADSWORTH J., RUSSELL P. St. J. Simultaneous generation of spectrally distinct third harmonics in a photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 2001, vol. 26, n° 15, pp. 1158-1160.

-
- [58] PETROPOULOS P., MONRO T. M., BELARDI W., FURUSAWA K., LEE J. H., RICHARDSON D. J. 2R-regenerative all-optical switch based on a highly nonlinear holey fiber. *Optics Letters*, 2001, vol. 26, n° 16, pp. 1233-1235.
- [59] PETROPOULOS P., MONRO T. M., BELARDI W., FURUSAWA K., LEE J. H., RICHARDSON D. J. A highly nonlinear holey fiber and its application in a regenerative optical switch. *Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 2001)*, papier. TuC3, Anaheim (Californie, Etats Unis), 17-22 mars 2001.
- [60] YUSOFF Z., LEE J. H., BELARDI W., MONRO T. M., TEH P. C., RICHARDSON D. J. Raman effects in a highly nonlinear holey fiber: amplification and modulation. *Optics Letters*, 2002, Vol. 27, N° 6, pp. 424-426.
- [61] FORTIER T. M., YE J., CUNDIFF S., WINDELER R. S., Nonlinear phase noise in air-silica microstructure fiber and its effect on carrier-envelope phase, *Optics Letters*, 2002, vol. 27, n° 6, pp. 445-447.
- [62] 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.
- [63] KNIGHT J. C., ARRIAGA J., BIRKS T. A., ORTIGOSA-BLANCH A., WADSWORTH W. J., RUSSELL P. St. J. Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber. *IEE Photonics Technology Letters*, 2000, vol. 12, n° 7, pp. 807-809.
- [64] WADSWORTH W. J., KNIGHT J. C., ORTIGOSA-BLANCH A., ARRIAGA J., SILVESTRE E., RUSSELL P. St. J. Soliton effects in photonic crystal fibres at 850 nm. *Electronics Letters*, 2000, vol. 36, n°1, pp. 53-55.
- [65] WASHBURN B. R., RALPH S. E., LACOURT P. A., DUDLEY J. M., RHODES W. T., WINDELER R. S., COEN S. Tunable near-infrared soliton generation in photonic crystal fibres. *Electronics Letters*, 2001, vol. 37, n° 25, pp. 1510-1512.
- [66] FIORENTINO M., SHARPING J. E., KUMAR P., PORZIO A., WINDELER R. S. Soliton squeezing in microstructure fiber. *Optics Letters* 651, 2002, vol. 27, n° 8, pp. 649-651.
- [67] PRICE J. H. V., BELARDI W., MONRO T. M., MALINOWSKI A., PIPER A., RICHARDSON D. J. Soliton transmission and supercontinuum generation in holey fiber, using a diode pumped Ytterbium fiber source. *Optics Express*, 2002, vol. 10, n° 8, pp. 382-387.
- [68] WASHBURN B. R., RALPH S. E., WINDELER R. S. Ultrashort pulse propagation in air-silica microstructure fiber. *Optics Express*, 2002, vol. 10, n° 13, pp. 575-580.
- [69] RANKA J. K., WINDELER R. S., STENZ A. J. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. *Optics Letters*, 2000, vol. 25, n° 1, pp. 25-27.
- [70] FEDOTOV A. B., ZHELTIKOV A. M., IVANOV A. A., ALFIMOV M. V., CHORVAT D., CHORVAT D. Jr., BELOGLAZOV V. I., MEL'NIKOV L. A., SKIBINA N. B., TARASEVITCH A. P., VON DER LINDE D. Supercontinuum-Generating Holey Fibers as New Broadband Sources for Spectroscopic Applications. *Laser Physics*, 2000, vol. 10, n° 3, p. 723-726.

-
- [71] PROVINO L., DUDLEY J. M., MAILLOTTE H., GROSSARD N., WINDELER R. S., EGGLETON B. J. Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructured fiber. *Electronics Letters*, 2001, vol. 37, n° 9, pp. 558-559.
- [72] HART I., LI X. D., CHUDOBA C., GHANTA R. K., KO T. H., FULIMOTO J. G., RANKA J. K., WINDELER R. S. Ultrahigh-resolution optical tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber. *Optics Letters*, 2001, vol. 26, n° 9, pp. 608-610.
- [73] COEN S., HING LUN CHAU A., LEONHARDT R., HARVEY J. D., KNIGHT J. C., WADSWORTH J., RUSSELL P. St. J White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 2001, vol. 26, n° 17, pp. 1356-1358.
- [74] CHAMPERT P. A., POPOV S. V., TAYLOR J. R. Generation of multiwatt, broadband continua in holey fibers. *Optics Letters*, 2002, vol. 27, n° 2, pp. 122-124.
- [75] COEN S., HING LUN CHAU A., LEONHARDT R., HARVEY J. D., KNIGHT J. C., WADSWORTH J., RUSSELL P. St. J Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers. *Journal of Optical Society of America B*, 2002, vol. 19, n° 4, pp. 753-764.
- [76] DUDLEY J. M., PROVINO L., GROSSARD N., MAILLOTTE H., WINDELER R. S., EGGLETON B. J., COEN S. Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping. *Journal of Optical Society of America B*, 2002, vol. 19, n° 4, pp. 753-764.
- [77] GAETA A. L. Nonlinear propagation and continuum generation in microstructured optical fibers. *Optics Letters*, 2002, vol. 27, n° 11, pp. 924-926.
- [78] GU X., XU L., KIMMEL M., ZEEK E., O'SHEA P., SHREENATH A. P., TREBINO R., WINDELER R. S. Frequency-resolved optical gating and single-shot spectral measurements reveal fine structure in microstructure-fiber continuum. *Optics Letters*, 2002, vol. 27, n° 13, pp. 1174-1176.
- [79] DUDLEY J. M., COEN S. Coherence properties of supercontinuum spectra generated in photonic crystal and tapered optical fibers. *Optics Letters*, 2002, vol. 27, n° 13, pp. 1180-1182.
- [80] 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.
- [81] FERRANDO A., SILVESTRE E., MIRET J. J., ANDRÉS P. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 2000, vol. 25, n° 11, pp. 790-792.
- [82] 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.
- [83] 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.
- [84] SUZUKI K., KUBOTA H., KAWANISHI S., TANAKA M., FUJITA M. High-speed bi-directional polarisation division multiplexed optical transmission in ultra low-loss (1.3 dB/km) polarisation-maintaining photonic crystal fibre. *Electronics Letters*, 2001, vol. 37, n° 23, pp. 1399-1401.

-
- [85] SUZUKI K., KUBOTA H., KAWANISHI S., TANAKA M., FUJITA M. Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber. *Optics Express*, 2001, vol. 9, n° 13, pp. 676-680.
- [86] KERBAGE C., EGGLETON B. J. Numerical analysis and experimental design of tunable birefringence in microstructured optical fiber. *Optics Express*, 2002, vol. 10, n°5, pp. 246-255.
- [87] KERBAGE C., STEINVURZEL P., HALE A., WINDELER R. S., EGGLETON B. J. Microstructured optical fibre with tunable birefringence. *Electronics Letters*, 2002, vol. 38, n° 7, pp. 310-312.
- [88] KERBAGE C., STEINVURZEL P., REYES P., WESTBROOK P. S., WINDELER R. S., HALE A., EGGLETON B. J. Highly tunable birefringent microstructured optical fiber. *Optics Letters*, 2002, vol. 27, n° 10, pp. 842-844.
- [89] 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.
- [90] 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.
- [91] LEE B. H., EOM J. B., KIM J., MOON D. S., PAEK U.-C. Photonic crystal fiber coupler, *Optics Letters*, 2002, vol. 27, n° 10, pp. 812-814.
- [92] AUBOURG M., GUILLON P. A mixed finite element formulation for microwave devices problems. Application to MIS structure. *Journal of Electromagnetic Waves Applications*, 1991, vol. 5, n° 45, pp. 371-386.
- [93] FÉVRIER S. Conception et réalisation de filtres spectraux à fibres optiques pour l'optimisation des systèmes de télécommunication de type DWDM. Thèse de doctorat, 15 novembre 2002.
- [94] PEYRILLOUX A., BERTHELOT L, PAGNOUX D., SANSONETTI P. Comparison between two methods used for modelling photonic crystal fibres. *2nd Electromagnetic Optics Symposium*, Paris, 26-30 août 2001
- [95] PEYRILLOUX A., FÉVRIER S., MARCOU J., BERTHELOT L., PAGNOUX D., SANSONETTI P. Comparison between the finite element method, the localized function method and a novel equivalent averaged index method for modelling photonic crystal fibres. *Journal of Optics A: Pure and applied optics*, 2002, vol. 4, n° 3, pp. 257-262.
- [96] FÉVRIER S., HILAIRE S., MARCOU J., PAGNOUX D., PEYRILLOUX A., ROY P., Modélisation simplifiée des fibres à cristal photonique par la méthode de l'indice moyenné en azimut, OPTIX 2001, Marseille, 26-28 novembre 2001.
- [97] WHITE T. P., KUHLMMEY B., McPHEDRAN R. C., MAYSTRE D., RENVERSEZ G., MARTJIN de STERKE C., BOTTEN L. C. Multipole method for microstructured optical fibers I: formulation. *Journal of Optical Society of America B*, 2002, vol. 10, n° 19, pp. 2322-2330.
- [98] KUHLMMEY B., WHITE T. P., RENVERSEZ G., MAYSTRE D., BOTTEN L. C., MARTJIN de STERKE C., McPHEDRAN R. C. Multipole method for microstructured

- optical fibers II: implémentation and results. *Journal of Optical Society of America B*, 2002, vol. 10, n° 19, pp. 2331-2340.
- [99] SOBOLEV S. L. Applications of Functional Analysis in Mathematical Physics. *American Mathematical Society*, Providence, Rhodes Island, 1963
- [100] AUBOURG M., VILLOTTE J.-P., GODON F., GARAUULT Y., Finite Element Analysis of Lossy Waveguides-Application to Microstrip Lines on Semiconductor Substrate, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1983, vol. MTT-31, n°4 ; pp. 326-331.
- [101] LASCAUX P. et THEODOR R., Analyse numérique matricielle appliquée à l'art de l'ingénieur. Tome 2 : Méthodes itératives, DUNOD, 2^{ème} édition.
- [102] 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*, 2001, vol. 26, n° 8, pp. 488-490.
- [103] MORTENSEN N. A., JENSEN J. R., SKOVGAARD P. M. W., BROENG J. Numerical Aperture of Single-Mode Photonic Crystal Fibers. *IEE Photonics Technology Letters*, 2002, vol.
- [104] GANDER M. J., MCBRIDE R., JONES J. D. C., MOGILEVTSEV D., BIRKS T. A., KNIGHT J. C., RUSSELL P. St. J. Experimental measurement of group velocity dispersion in photonic crystal fibre. *Electronics Letters*, 1999, vol. 35, n° 1, pp. 63-64.
- [105] PEYRILLOUX A., PAGNOUX D., SANSONETTI P. Modelling of photonic crystal fibres by means of the finite elements method, 2nd *Electromagnetic Optics Symposium*, Paris, 26-30 août 2001.
- [106] MARCOU J., PAGNOUX D., BRÉCHET F., LEPROUX P., ROY P., PEYRILLOUX A. Theoretical and experimental study of light propagation into novel fibres designed for the management of the chromatic dispersion, *proceedings of Photonics 2000*, Calcutta, 18-20 décembre 2000
- [107] MARCOU J., PEYRILLOUX A., BRÉCHET F., PAGNOUX D., ROY P., FÉVRIER S., MÉLIN G. et CHARTIER T. Bragg fibers and microstructured air-silica fibres for the management of the chromatic dispersion: modelling and experimentation. *In Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2000)*, papier invité, Boston, 5-7 juillet 2002.
- [108] FARR L., KNIGHT J.C., MAGAN B.J., ROBERTS P. J. Low loss photonic crystal fibre. *European Conference on Optical Communication*, Copenhagen (Danemark), 8-12 septembre 2002, post-deadline paper PD1.3.
- [109] CHARTIER T., HIDEUR A., OZKUL C., SANCHEZ F., STÉPHAN G. Measurement of the elliptical birefringence of single-mode optical fibers. *Applied Optics*, 2001, Vol. 40, n° 30, pp.5343-5353.
- [110] PEYRILLOUX A., CHARTIER T., HIDEUR A., BERTHELOT L., MÉLIN G., LEMPEREUR S., PAGNOUX D., ROY P. Theoretical and experimental study of the birefringence of a photonic crystal fiber. *Journal of Lightwave Technology*, février 2003, vol.21, n°2, pp. 536-539.
- [111] CHARTIER T., PEYRILLOUX A., BERTHELOT L., MÉLIN G., TARDY A., PAGNOUX D., ROY P. Experimental and theoretical determination of the

birefringence of a photonic crystal fibre. *6th Optical Fiber Measurements Conference OFMC*, Cambridge (G.B.), 26-28 septembre 2001.

- [112] CHARTIER T., PEYRILLOUX A., BERTHELOT L., MÉLIN G., TARDY A., PAGNOUX D., ROY P. Mesure de la biréfringence d'une fibre à cristal photonique par une méthode magnéto-optique, *OPTIX 2001*, Marseille, 26-28 novembre 2001.

Liste des publications et brevets

Brevet international

BONGRAND I., MÉLIN G., PROVOST L., GASCA L., PEYRILLOUX A.,
SANSONETTI P.

Polarization retaining photonic cristal fibers.

EP02360314.5, déposé le 15 novembre 2002. Brevet international en cours de dépôt.

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

PEYRILLOUX A., FÉVRIER S., MARCOU J., BERTELOT L., PAGNOUX D.,
SANSONETTI P.

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, mai 2002, vol. 4, n° 3, pp. 257-262.

PEYRILLOUX A., CHARTIER T., HIDEUR A., BERTHELOT L., MÉLIN G.,
LEMPEREUR S., PAGNOUX D., ROY P.

Theoretical and experimental study of the birefringence of a photonic crystal fiber.

Journal of Lightwave Technology, février 2003, vol.21, n°2, pp. 536-539.

PAGNOUX D., PEYRILLOUX A., ROY P., FÉVRIER S., LABONTÉ L., HILAIRE S.

Microstructured air-silica fibres: recent developments in modelling, manufacturing and experiment.

(article invité) à paraître dans Annals of telecommunications, Novembre 2003.

Communications dans des conférences internationales à comité de lecture

MARCOU J.¹, PAGNOUX D., BRÉCHET F., LEPROUX P., ROY P., PEYRILLOUX A.
Theoretical and experimental study of light propagation into novel fibers designed for the management of the chromatic dispersion.
Photonics 2000, 18 au 20 décembre 2000, Calcutta (INDE).

PEYRILLOUX A., BERTHELOT L., PAGNOUX D., SANSONETTI P.
Comparison between two methods used for modelling photonic crystal fibres.
(affiche) 2nd Electromagnetic Optics Symposium, 26 au 30 août 2001, Paris (FRANCE).

PEYRILLOUX A., PAGNOUX D., SANSONETTI P.
Modelling of photonic crystal fibres by means of the finite element method.
2nd Electromagnetic Optics Symposium, 26 au 30 août 2001, Paris (FRANCE).

CHARTIER T., PEYRILLOUX A., BERTHELOT L., MÉLIN G., TARDY A., PAGNOUX D., ROY P.
Experimental and theoretical determination of the birefringence of a photonic crystal fibre.
6th Optical Fiber Measurements Conference, 26 au 28 septembre 2001, Cambridge (GRANDE BRETAGNE).

MÉLIN G., BERTHELOT L., GASCA L., PEYRILLOUX A., PROVOST L., RAJEAUNIER X., RUILIER C.
Fabrication et caractérisation de fibres microstructurées silice/air
Congrès ACFAS 2002, 16 au 17 mai 2002, Université de Laval, Québec (CANADA)

MARCOU J., PEYRILLOUX A., BRÉCHET F., PAGNOUX D., ROY P., FÉVRIER S., MÉLIN G., CHARTIER T.
Bragg Fibers and Microstructured Air-Silica Fibers for the Management of the Chromatic Dispersion : Modelling and Experimentation.

¹ Auteur : Auteur ayant présenté la communication.

(Invitée) Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2002), 1^{er} au 5 juillet 2002, Boston, Massachusetts (USA).

PEYRILLOUX A., PAGNOUX D., REYNAUD F.

Evaluation of photonic crystal fiber potential for fiber version of stellar interferometers.

(affiche) Proceedings of SPIE Conference "Astronomical Telescopes and Instrumentation", Hawaii, (USA), 22 au 28 août 2002.

FÉVRIER S., AUGUSTE J.L., BLONDY J.M., PEYRILLOUX A., ROY P., PAGNOUX D.

Accurate Tuning of the Highly-Negative-Chromatic-Dispersion Wavelength into a dual Concentric Core Fibre by Macro-Bending.

Proceedings of ECOC 2002, P1.08, Copenhagen (DANEMARK), 8-12- sept 2002.

MÉLIN G., GASCA L., PEYRILLOUX A., PROVOST L., RÉJAUNIER X.

Characterisation of polarization maintaining microstructured fiber.

Soumis à ECOC 2003.

LABONTÉ L., PEYRILLOUX A., LOURADOUR F., MÉLIN G., RÉJAUNIER X., PAGNOUX D., ROY P., HILAIRE S., PROVOST L.

Dispersion measurement into a highly birefringent $\pi/3$ symmetrical microstructured optical fiber.

Soumis à ECOC 2003.

Communications dans des conférences nationales à comité de lecture

PEYRILLOUX A., PAGNOUX D., BLONDY J.M., FROEHLI C., CONNES P.

Étude modale et caractérisation d'une fibre à cœur carrée : application à la spectroscopie.

(affiche) 19èmes Journées Nationales d'Optique Guidée, 6 au 8 décembre 1999, Limoges (FRANCE).

FÉVRIER S., HILAIRE S., MARCOU J., PAGNOUX D., PEYRILLOUX A., ROY P.

Modélisation simplifiée des fibres à cristal photonique par la méthode de l'indice moyenné en

azimut.

OPTIX 2001, 26 au 28 novembre 2001, Marseille (FRANCE).

CHARTIER T., PEYRILLOUX A., BERTHELOT L., MÉLIN G., TARDY A., PAGNOUX D., ROY P.

Mesure de la biréfringence d'une fibre à cristal photonique par une méthode magnéto-optique.
(affiche) OPTIX 2001, 26-28 novembre 2001, Marseille (FRANCE).

LABONTÉ L., PEYRILLOUX A, LOURADOUR F., MÉLIN G., RÉJEUNIER X., PAGNOUX D., ROY P. ; HILAIRE S., PROVOST L.

Mesure de la dispersio chromatique d'une fibre microstructurée, influence de la biréfringence
(affiche) HORIZONS'03, 3-5 septembre 2003, INSA Toulouse (FRANCE).