

881

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université 8 Mai 1945 – Guelma

Faculté des sciences et de la Technologie

Département d'Electronique et Télécommunications



Mémoire de fin d'étude



Pour l'obtention du diplôme de Master Académique

Domaine : Sciences et Technologie.

Filière : Télécommunications.

Spécialité : Systèmes de Télécommunications.

Analyse de l'influence des paramètres géométriques sur la Dispersion Chromatique dans les Fibres FMAS RTI pour application aux Télécommunications Optiques.

Présenté par :

Kaghouche Intissar & Chergui Salah Eddine.

Sous la direction de :

M.Kassa Baghdouche Lazhar.

Juin 2015

Remerciement

Nous tenons d'abord à remercier ALLAH le Tout Puissant de nous avoir donné la foi et de nous avoir permis d'en arriver là.

La première personne que nous tenons à remercier est notre encadrant « Mr. Kassa Baghdadouche Lazhar », pour l'orientation, la confiance, la patience qui ont constitué un apport considérable sans lequel ce travail n'aurait pas pu être mené au bon port.

Nous remercions tous les professeurs du département « Electronique et Télécommunications », pour leurs aides et leurs encouragements, en particulier.

Nous tenons à remercier aussi « Université 8 mai 1945 ». Guelma de nous avoir donné l'opportunité de vivre une expérience aussi enrichissante tant sur le plan humain que professionnel.

*Le département **E**lectronique et **T**élécommunication.*



*A cœur vaillant rien d'impossible
A conscience tranquille tout est accessible
Quand il y a la soif d'apprendre
Tout vient à point à qui sait attendre
Quand il y a le souci de réaliser un dessein
Tout devient facile pour arriver à nos fins
Malgré les obstacles qui s'opposent
En dépit des difficultés qui s'interposent
Les études sont avant tout
Notre unique et seul atout
Ils représentent la lumière de notre existence
L'étoile brillante de notre réjouissance
Comme un vol de gerfauts hors du charnier natal
Nous partons ivres d'un rêve héroïque et brutal
Espérant des lendemains épiques
Un avenir glorieux et magique
Souhaitant que le fruit de nos efforts fournis
Jour et nuit, nous mènera vers le bonheur fleuri
Aujourd'hui, ici rassemblés auprès des jurys,
Nous prions dieu que cette soutenance
Fera signe de persévérance
Et que nous serions enchantés
Par notre travail honoré.*



Jacques



Je dédie ce mémoire à ...

A ma très chère Maman

A mon fiancé Salah Eddine

A mon très cher frère Ramzi, son épouse Sofia

A ma très chère sœur Rohia, son Mari Tarek

A ma très chère sœur Nordess, son mari Ahmed

A Mes deux anges Wail et Maissoun.

AU bébé de la famille Med Yaniss.

Mes proches et mes amis.



Intissar

 *Je dédie ce mémoire à ...* 

A mes très Chers Parents qui m'ont toujours soutenu

A ma brillante fiancée Intissar

A mon cher frère Chiheb Eddine

A mes chères sœurs : Houda, Nadjah, Imen, Rahma, Hala

A mes très chères nièces Alaa, Aya

A mon ange Med Chahine

A ma Grand Mère Aicha

A tous ceux qui me sont chers

Et tous les membres de ma famille

 *Salah Eddine*



Table des Matières

Remerciements.....	I
Tables des Matières.....	II
Liste des Figures.....	III
Liste des Tableaux.....	IV
Notions Utilisées	V
Introduction Générale.....	VI

Chapitre I : Généralités sur les fibres Microstructurées Air/Silice (FMAS)

I.1.Introduction.....	1
I.2.Histoire des FMAS.....	1
I.3.Structure des Fibres Optiques Microstructurées Air/Silice (FMAS).....	3
I.4.Guidage de la lumière dans les FMAS.....	5
I.4.1.Guidage par effet de Bande Interdite Photonique (BIP).....	5
I.4.2.Guidage par Réflexion Totale Interne (RTI).....	6
I.5.Propriétés des FMAS RTI.....	7
I.5.1.Analogie entre les FMAS et les FSI.....	7
I.5.2.Evolution spectrale du champ électrique.....	9
I.5.3.Caractère monomode large bande.....	10
I.5.4.Dispersion chromatique.....	12
I.5.5.Pertes et Atténuations.....	14
I.6.Méthodes de modélisation des FMAS.....	20
I.6.1.Méthodes modales.....	20
I.6.2.Méthodes propagatives.....	20
I.7.Techniques de fabrication des FMAS RTI.....	21
I.8.Applications des FMAS RTI.....	23
I.9.Conclusion.....	24

Chapitre II: Méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD)

II.1.Introduction.....	25
II.2.Principe de base de la méthode.....	25
II.2.1.Équations de bases (Equations de Maxwell).....	26
II.2.2.Développement limité de Taylor.....	27
II.3.Discrétisation des équations et algorithme de Yee.....	29
II.3.1.La discrétisation spatiale.....	29

II.3.2.Construction du maillage.....	31
II.3.3.La discrétisation temporelle.....	32
II.3.4.Equations implémentées dans l’algorithme de la FDTD.....	33
II.4.Condition de stabilité.....	35
II.5.Conditions aux limites.....	36
II.5.1.Conditions de type Mur.....	36
II.5.2. Les PML de Bérenger.....	36
II.6. Avantages et inconvénients de la FDTD.....	37
II.7.Conclusion.....	38

Chapitre III : Résultats et Interprétations.

III.1.Introduction.....	39
III.2.La dispersion chromatique dans les fibres optiques FMAS RTI.....	39
III.3.Introduction à opti-FDTD optiwave.....	41
III.4.Structure des fibres FMAS étudiées.....	44
III.5.Résultats de simulation.....	45
III.5.1.Analyse modale des FMAS RTI.....	45
III.5.1.1. L’influence du rapport d/Λ sur la distribution du champ.....	45
III.5.1.2.Influence du rapport d/Λ sur l’indice effectif.....	50
III.5.1.3.Influence du nombre de couronnes N sur l’indice effectif.....	55
III.5.2.Influence du rapport d/Λ sur la dispersion chromatique dans les FMAS RTI.....	56
III.5.3.Récapitulatif des résultats obtenus pour les deux structures (carré et triangulaire).....	61
III.6. Conclusion.....	62
Conclusion générale et perspectives.....	VII
Annexe.....	VIII
Références Bibliographiques.....	IX

🔍 *Liste des Figures*

Chapitre I :

Figure I.1: Schéma descriptif du « Yablonovite ».....	2
Figure I.2 : Réalisation d'une fibre microstructurée (a) Assemblage macroscopique, (b) Fibre étirée à partir de la préforme.....	3
Figure I.3 : Description schématique d'une Fibre FMAS.....	4
Figure I.4 : Schéma descriptif des différents paramètres d'une Fibre FMAS.....	4
Figure I.5: Schéma de sections transverses d'une fibre de Bragg.....	5
Figure I.6: (b) Schéma de sections transverses d'une FMAS BIP à (b) arrangement triangulaire et (c) à arrangement hexagonal.....	6
Figure I.7 : Schéma descriptif de la propagation par réflexion totale interne RTI dans une fibre microstructurée à cœur plein entouré de plusieurs couronnes de trous.....	7
Figure I.8 : La distribution de l'indice de réfraction dans une FSI.....	8
Figure I.9 : Exemple de répartition de l'intensité lumineuse dans une cellule élémentaire de la gaine d'une FMAS.....	8
Figure I.10: Module du champ électrique E du mode fondamental FSM pour différentes longueurs d'onde dans le cas d'une FMAS de pas $\Lambda = 2,3\mu\text{m}$ et de diamètre de trous de $0,25\mu\text{m}$	10
Figure I.11: Evolution de la fréquence normalisée V_{eff} en fonction de a_{eq}/λ ($a_{eq} = 0,64\Lambda$), pour différentes valeurs de d/Λ	11
Figure I.12: Effet de la dispersion chromatique.....	12
Figure I.13: Dispersion du guide, du matériau et dispersion chromatique d'une FSI en fonction de la longueur d'onde.....	13
Figure I.14: Variation de la dispersion chromatique en fonction des paramètres Opto- géométriques de la FMAS.....	14
Figure I.15: Evolution spectrale typique des pertes engendrées par la silice (le matériau).....	15
Figure I.16: Pertes de confinement de FMAS RTI à 1550 nm en fonction de (a) d/Λ et (b) du nombre de couronnes de trous.....	16
Figure I.17: Pertes de courbure en fonction de la longueur d'onde d'une FMAS RTI ayant pour diamètre de trous $d = 2,4\mu\text{m}$ et un pas de $\Lambda = 7,8\mu\text{m}$	19
Figure I.18: Arrangement de la préforme primaire macroscopique.....	22
Figure I.19: Représentation schématique des deux étapes de fabrication des Fibres Microstructurées Air /Silice (FMAS).....	22

Liste des Tableaux

Tableau I.1 : Avantages et inconvénients des différentes méthodes de modélisation.....	21
Tableau III.1: L'influence du rapport d/Λ sur l'indice effectif à $\lambda=1.55\mu\text{m}$, pour une FMAS de structure triangulaire de pas $\Lambda=3\mu\text{m}$	51
Tableau III.2: l'influence du pas Λ sur l'indice effectif à $\lambda=1.55\mu\text{m}$, pour une FMAS de structure triangulaire de rapport $d/\Lambda=0.8$	52
Tableau III.3: l'influence du pas Λ sur l'indice effectif à $\lambda=1.55\mu\text{m}$, pour une FMAS de structure carrée de rapport $d/\Lambda=0.8$	54
Tableau III.4: l'influence de la structure sur l'indice effectif.....	54
Tableau III.5: L'influence du rapport d/Λ sur la dispersion chromatique des FMAS RTI à $1.55\mu\text{m}$	57
Tableau III.6: l'influence du pas Λ sur la dispersion chromatique des FMAS RTI du rapport $d/\Lambda=0.3$ à $1.55\mu\text{m}$	58
Tableau III.7: L'influence du rapport d/Λ sur la dispersion chromatique des FMAS RTI de structure carrée et triangulaire de cinq couronnes de trous de pas $\Lambda=3\mu\text{m}$ à 1550nm	61
Tableau III.8: L'influence du rapport d/Λ sur la dispersion chromatique des FMAS RTI de structure carrée et triangulaire de cinq couronnes de trous de pas $\Lambda=2.3\mu\text{m}$ à 1550nm	61

Notations **U**tilisées

FMAS : Fibres Optiques Microstructurées Air/Silice.

Λ : le pas du réseau.

d : le diamètre des trous d'air.

d/Λ : rapport correspond à la proportion d'air dans la gaine.

N : nombre de couronnes.

FSI : les fibres classiques à saut d'indice.

BIP : Guidage par effet de Bande Photonique Interdite.

RTI : Guidage par Réflexion Totale Interne.

$n_{\text{cœur}}$: l'indice de réfraction du cœur.

n_{gaine} : l'indice de réfraction de gaine.

β : constante de propagation.

$n_{\text{FSM}} = n_{\text{eff}}$: indice effectif du mode fondamental propagé.

V : la fréquence spatiale normalisée V .

D_c : La dispersion chromatique.

D_m : la dispersion du matériau.

D_g : la dispersion du guide.

λ : la longueur d'onde.

α : le coefficient d'atténuation linéique.

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

R_c : le rayon de courbure.

FDTD : la méthode des différences finies dans le domaine temporel.

\vec{E} : Le champ électrique.

\vec{H} : Le champ magnétique.

rot : rotationnelle.

c : la vitesse de la lumière, soit $2,99792458.108 \text{ m.s}^{-1}$.

TE : pas de champ électrique dans la direction de propagation ($E_z=0$).

TM : pas de champ magnétique dans la direction de propagation ($H_z=0$).



Introduction Générale

La croissance du trafic d'informations et le besoin d'un **débit** toujours plus **élevés** en télécommunications nécessite l'amélioration des performances des systèmes matériels utilisés pour la transmission. Ce qui a rendu indispensable l'utilisation des transmissions optiques par rapport aux autres moyens de transmissions et rendu **la fibre optique** un support de transmission du premier choix. En effet, la fibre optique en silice est devenue le support physique de communication le plus compatible pour les transmissions d'informations à longues distances et à hauts débits.

Cependant, la fibre classique en silice présente la propriété de **dispersion chromatique** qui est un phénomène néfaste limitant les débits de transmission, elle est due à la nature dispersive du matériau (dispersion la silice) 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 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 et du débit binaire**. 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**.

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 en silice 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 trous d'air de section micrométrique parallèles à la direction de propagation dans une matrice de silice pure, apparaissent particulièrement attrayantes. En effet, il a été très rapidement démontré que le profil d'indice très particulier de ces fibres leur confère des caractéristiques de propagation tout à fait originales. Parmi les propriétés nouvelles et originales de ces fibres : la possibilité de concevoir des fibres qui présentent des **propriétés de dispersion inaccessibles** dans une fibre monomode conventionnelle. Cette caractéristique des FMAS a très vite suscité un très grand intérêt dans la communauté scientifique.

Depuis 1990, des travaux de recherche sont engagés sur les FMAS, 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 transmissions haut débit aux télécommunications optiques. C'est dans ce cadre que se situe l'étude présentée dans ce mémoire consacrée à la modélisation des FMAS RTI à guidage par réflexion totale interne dont le but final est l'analyse de la dispersion chromatique au niveau d'elles pour application aux télécommunications optiques.

Le premier chapitre est consacré à la présentation générale des FMAS. A travers une étude bibliographique nous présenterons les propriétés de propagation les plus remarquables et les applications possibles des fibres FMAS/RTI. Les raisons qui nous ont conduits à mettre l'accent sur les fibres guidant par réflexion totale interne sont déduites d'après l'exposition de leurs caractéristiques originales.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD implémentée dans le logiciel {optiFDTD} qui est adopté dans ce mémoire PFE pour modéliser les FMAS RTI.

Le troisième chapitre est dédié aux résultats de la modélisation des FMAS RTI dans le but de prévoir leurs dispersions chromatiques en fonction de la géométrie de leur profil (d/Λ , le pas de réseau Λ , le nombre de couronnes N , type de structure). Un ensemble de résultats et d'interprétations de simulation concernant l'analyse modale et la dispersion chromatique du mode fondamental, sont traité dans ce chapitre, l'objectif final est d'identifier la géométrie des profils qui peuvent permettre d'obtenir le paramètre de dispersion chromatique des FMAS RTI recherché en fonction de l'application envisagée pour les FMAS dans ce mémoire, qui est la transmission haut débit dans les télécommunications optique .

Le présent mémoire se termine par une **conclusion générale et des perspectives**.

 *Chapitre 1* 

« Généralités sur les Fibres

Microstructurées Air/Silice »

{FMAS}

I.1.Introduction

Ce chapitre a pour but de présenter d'une manière général les Fibres Microstructurées Air/Silice (FMAS), ce qui nous permettra de préciser le contexte dans lequel s'est située l'étude développée dans ce mémoire. Dans la première partie, dans un bref rappel historique 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. Après avoir expliqué succinctement les deux principes de propagation opérant dans les fibres microstructurées (BIP et réflexion totale interne (RTI)), nous tenterons dans la partie qui suit de faire ressortir les avantages et les propriétés majeures des FMAS RTI ou le guidage il est par réflexion total interne en comparaison avec des guides d'ondes classiques FSI. Puis nous passerons en revue aux méthodes de modélisation des FMAS, ensuite nous décrirons les techniques mises en œuvre pour fabriquer ce type de fibre, En conclusion, nous énumérerons également de manière non exhaustive les nombreux domaines d'application des FMAS RTI.

I.2. 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. 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. 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. 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 premières et circulaires pour les dernières. Ces couches d'indices de réfraction différents sont disposées de façon périodique [1].

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.

Le profil transverse de la gaine optique des fibres de Bragg est périodique suivant la direction radiale et invariant longitudinalement [2]. Les couches périodiques sont réalisées par des procédés de dépôt gazeux de silice dopée (techniques MCVD). 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.

C'est en 1987 qu'Eli Yablonovitch et Sajeev John [3], 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 poutre. L'onde lumineuse est réfléchi quel que soit son angle d'incidence à certaines longueurs d'onde. Et 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 [4].

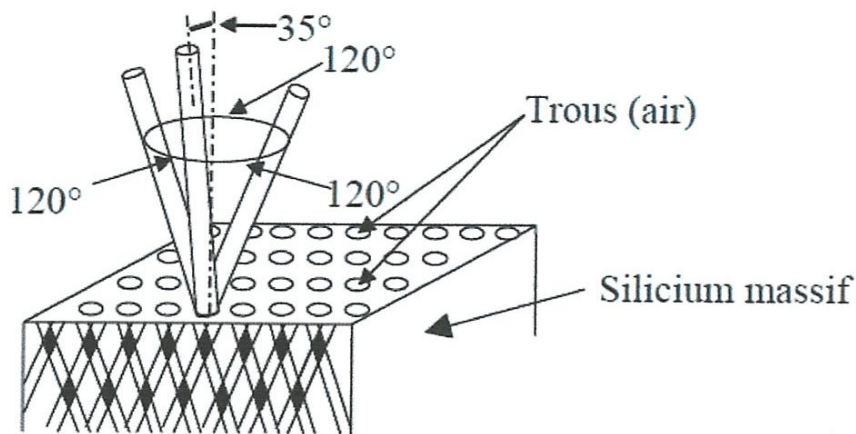


Figure I.1: Schéma descriptif du « Yablonovite ».

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. Pour des applications dans le visible ou le proche infrarouge, 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.

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 réfléchi 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 à cette technique d'étirage, on peut fabriquer une fibre possédant un cristal photonique à deux dimensions avec une période de l'ordre du micromètre. Ce type de fibre est souvent appelé Fibre à Cristal Photonique (FCP) ou Fibre Microstructurées Air/silice (FMAS).

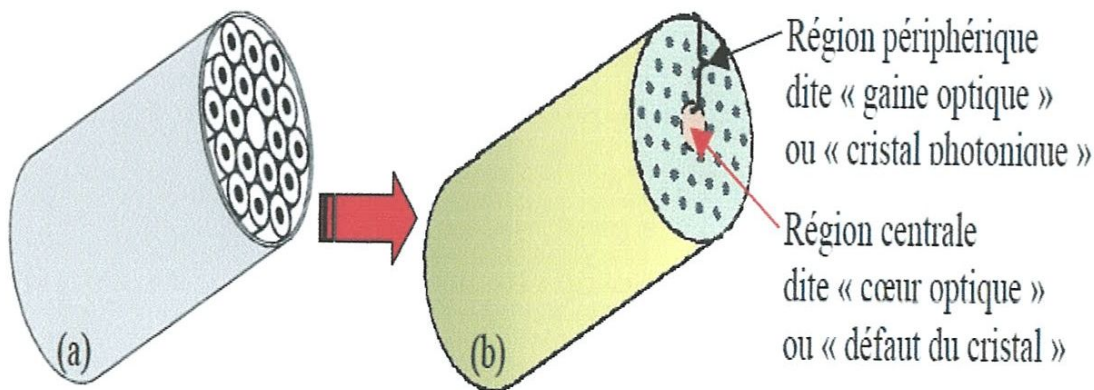


Figure I.2 : Réalisation d'une fibre microstructurée
(a) Assemblage macroscopique, (b) Fibre étirée à partir de la préforme.

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. En 1997, une première réalisation à l'Université de Bath démontre qu'il est possible de réaliser une fibre microstructurée par ce procédé [5]. Depuis cet événement historique 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 effet BIP, et un second groupe qui rassemble les fibres microstructurées fonctionnant sur un principe de propagation différent basé sur la réflexion totale interne.

I.3. Structure des Fibres Optiques Microstructurées Air/Silice (FMAS)

Les FMAS sont une classe de fibres formées d'une gaine constituée d'un arrangement régulier de trous d'air, dans d'une matrice de silice, entourant une région centrale en silice pure, appelée « cœur » obtenue par la suppression d'un trou d'air dans la matrice.

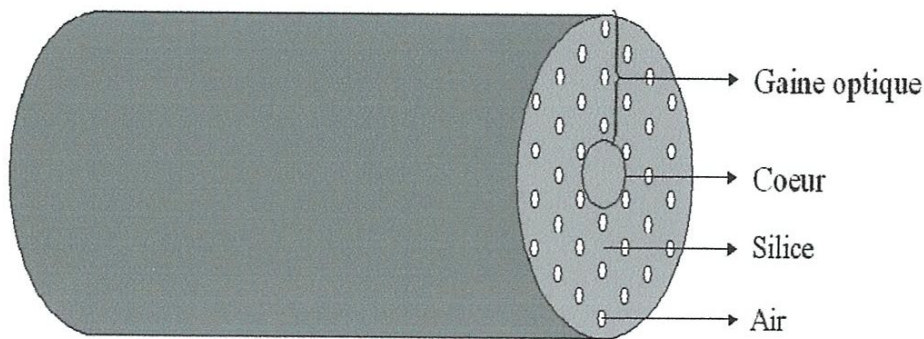


Figure I.3 : Description schématique d'une Fibre FMAS.

La structure des Fibres optiques Microstructurées Air/Silice est caractérisée par trois paramètres principaux, qui sont : le pas du réseau Λ qui se définit par la distance entre les centres de deux trous adjacents, le diamètre d des trous qui permettent de définir le rapport d/Λ correspondant à la proportion d'air, et le nombre de couronnes N formées par l'ensemble de trous d'air entourant le cœur [1].

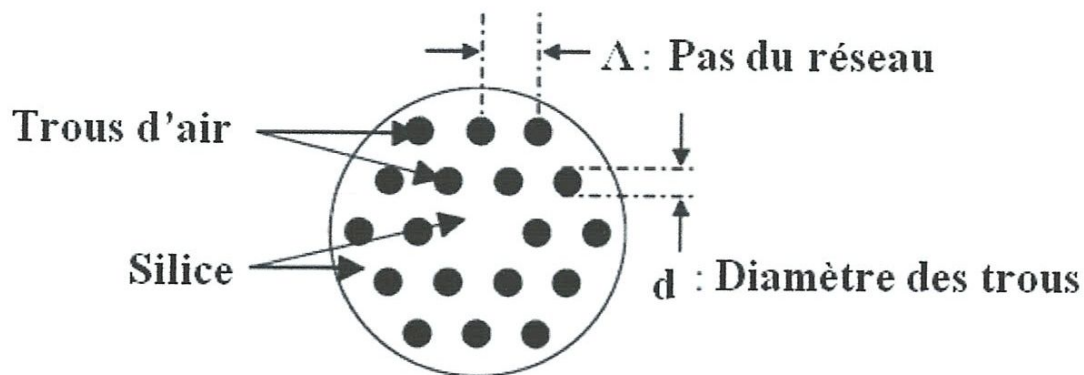


Figure I.4 : Schéma descriptif des différents paramètres d'une Fibre FMAS.

Ces fibres sont classées en deux catégories correspondant à deux principes de guidage différents.[7] Dans la première le guidage de la lumière est assuré par le mécanisme de Réflexion Totale Interne (RTI), similaire à celui des fibres optiques conventionnelles à saut d'indice FSI, alors que dans la seconde le guidage de la lumière est basé sur l'effet de Bande Interdite Photonique (BIP).

I.4. Guidage de la lumière dans les FMAS

I.4.1. Guidage par effet de Bande Interdite Photonique (BIP)

❖ Fibres de Bragg

En 1995 un groupe de chercheurs britanniques animé par P. S. J. Russel à l'Université de Bath ont proposés d'appliquer dans le domaine des fibres optiques, la notion de Bande Interdite Photonique, L'effet recherché est une résonance transverse dans la gaine optique de la fibre qui maintiendrait la lumière dans une zone centrale (le "cœur") et assurerait son confinement.

Les premières fibres basées sur ce principe possèdent une gaine optique composée d'une succession de couches transparentes d'indices alternativement haut et bas semblables à un réseau de Bragg à une dimension [1]. Cette structure permet la formation d'interférences constructives entre les composantes de l'onde lumineuse réfléchies aux interfaces entre les couches. Ces diverses réflexions empêchent la propagation de la lumière dans la direction axiale invariante, et assurent son confinement au centre du réseau de Bragg radial (le "cœur") [8].

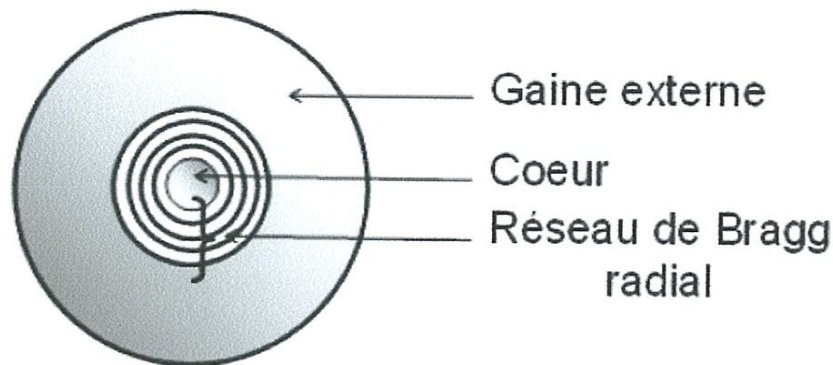


Figure I.5: Schéma de sections transverses d'une fibre de Bragg.

❖ FMAS BIP

Dans le projet de P. S. J. Russel les couches concentriques d'indices haut et bas dans la gaine optique des fibres de Bragg sont remplacées par un arrangement extrêmement régulier de trous d'air parallèles à l'axe dans une matrice de silice, le cœur est créé en générant un défaut dans la matrice de trous d'air, soit par l'introduction d'un trou supplémentaire « arrangement hexagonal », soit par la suppression d'un trou existant « arrangement triangulaire » [9]. Ces structures périodiques sont résonantes à la direction transverse à

certaines longueurs d'onde et possèdent des bandes interdites photoniques, donc la lumière ne peut se propager que dans la direction d'invariance axiale.

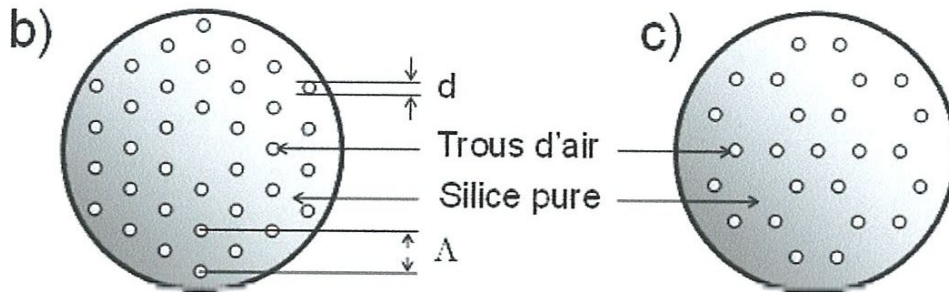


Figure I.6: (b) Schéma de sections transverses d'une FMAS BIP à (b) arrangement triangulaire et (c) à arrangement hexagonal.

L'originalité d'une telle fibre est qu'elle est capable de guider la lumière dans un cœur dont l'indice de réfraction est inférieur à celui de la gaine : ce cœur creux peut être un trou rempli d'air ou d'un autre gaz.

En 1997, P. S. J. Russel et son groupe ont fabriqué une FMAS BIP de diamètre de trous variable entre $[0,2 \text{ } 1] \mu\text{m}$, espacés d'un pas de $2,3 \mu\text{m}$ ce qui donne une proportion d'air dans la gaine assez faible. La caractérisation de cette fibre a montré par la suite que le mécanisme de propagation de la lumière ne reposait pas sur l'effet BIP mais sur la Réflexion Totale Interne.

I .4.2.Guidage par Réflexion Totale Interne (RTI)

La FMAS fabriquée en 1997 par l'équipe de P S J Russel n'a pas donné les résultats escomptés, du fait que la régularité du réseau cristallin n'était pas suffisante et que la proportion d'air dans la gaine était trop faible pour permettre l'existence d'une BIP. [10] En effet, l'onde lumineuse est guidée par réflexion totale interne et non pas par effet BIP dans une zone d'indice élevé entourée d'un milieu d'indice moyen plus faible.

Cette fibre microstructurée présentait un cœur plein (silice pure) d'indice de réfraction élevé entouré d'une gaine comportant un arrangement périodique de trous d'air (il s'agissait d'un arrangement triangulaire de trous d'air dans la silice). Les trous d'air ont pour effet de diminuer l'indice effectif de la gaine [11].

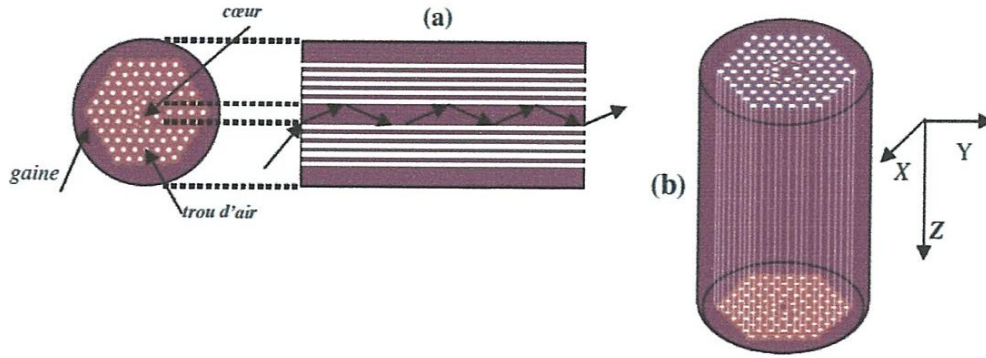


Figure I.7 : Schéma descriptif de la propagation par réflexion totale interne RTI dans une fibre microstructurée à cœur plein entouré de plusieurs couronnes de trous . [12]

Dans la figure I.7 :

- a) : est la section transversale d'une fibre microstructurée à cœur plein qui illustre schématiquement le guidage par réflexion totale interne au niveau du cœur.
- b) : est une représentation schématique de sa section longitudinale.

I.5. Propriétés des FMAS RTI

Dans cette partie nous allons faire apparaître les propriétés de propagation particulières des FMAS RTI en faisant l'analogie avec les fibres classique à saut d'indice (FSI).

I.5.1. Analogie entre les FMAS et les FSI

Une FSI composée d'un cœur d'indice $n_{\text{cœur}}$ entouré d'une gaine d'indice plus faible n_{gaine} elle peut guider par RTI des modes transversalement confinés dans son cœur [13], si leur constante de propagation axiale β vérifie cette condition :

$$kn_{\text{gaine}} < \beta < kn_{\text{cœur}} \quad (\text{I.1})$$

Avec:

K : est le module du vecteur d'onde dans le vide ($k = 2\pi/\lambda$).

$Kn_{\text{cœur}}$ est la constante de propagation maximale autorisée dans la région du cœur.

Kn_{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. Kn_{gaine} représente donc la constante de propagation maximale autorisée pour les modes de la gaine optique [12].

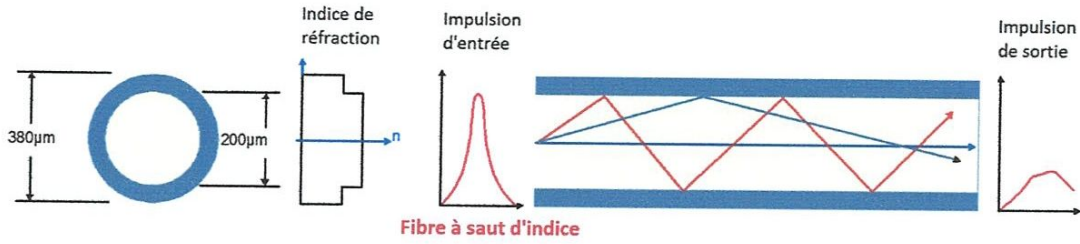


Figure I.8 : La distribution de l'indice de réfraction dans une FSI.

Dans le cas des FMAS cette condition est encore valable. Les modes guidés dans le cœur en silice sont les modes ayant une constante de propagation β telle que :

$$\beta_{\max \text{ gaine}} < \beta < kn_{\text{silice}} \quad (\text{I.2})$$

$\beta_{\max \text{ gaine}}$: peut être définie comme la constante de propagation du mode fondamental existant dans la matrice des trous d'air de la gaine de dimensions infinies, si le cœur est absent. Ce mode de la gaine qui possède la plus grande constante de propagation, et ayant la plus grande fraction de son énergie localisée dans la silice, est souvent appelé dans la littérature scientifique «Fundamental Space-filling Mode (FSM) ». Sa constante de propagation est notée β_{FSM} . La détermination de β_{FSM} permet de définir un indice effectif du mode fondamental $n_{\text{eff gaine}}$ ou n_{FSM} . [14]

$$\beta_{\max \text{ gaine}} = \beta_{FSM} = kn_{\text{eff gaine}} \quad (\text{I.3})$$

Sur la figure I.9 un exemple de distribution du champ du mode fondamental FSM a été calculé à 1550 nm pour une cellule élémentaire de pas $\Lambda=6\mu\text{m}$ et pour un diamètre de trous $d=2,4\mu\text{m}$. L'énergie de ce mode est principalement localisée dans la silice avec une faible pénétration dans les trous [1].

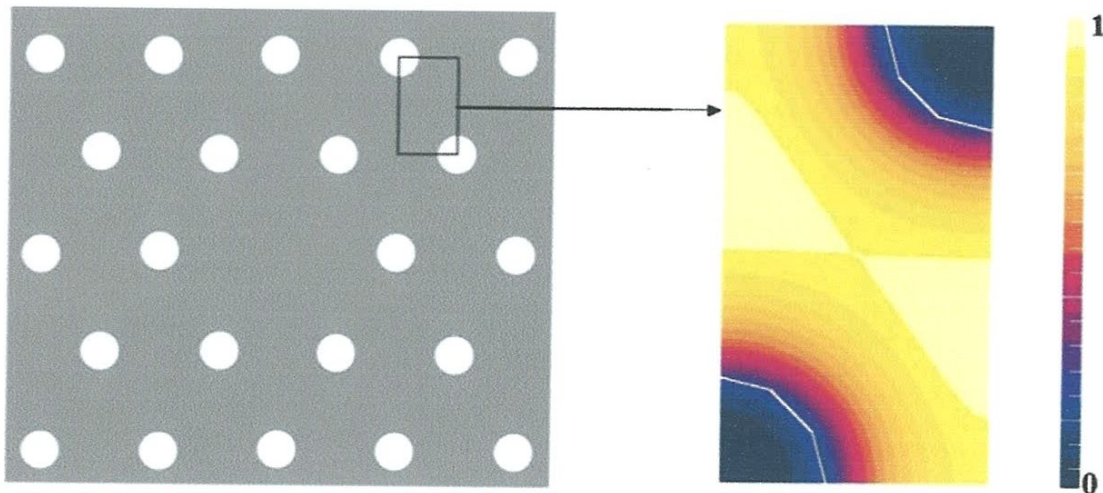


Figure I.9 : Exemple de répartition de l'intensité lumineuse dans une cellule élémentaire de la gaine d'une FMAS . [1]

Le nombre de modes guidés dans une FSI dépend de la valeur de la fréquence spatiale normalisée V définie comme suit :

$$V = a \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad (\text{I.4})$$

a : le rayon du cœur de la fibre optique a saut d'indice.

L'équation (I.4) pourra également être appliquée aux FMAS à condition de définir une valeur convenable pour a . En effet, dans une FMAS, le cœur n'a pas de limite physique clairement identifiée, comme c'est le cas dans une FSI.

$$V_{\text{eff}} = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{eff gaine}}^2} \quad (\text{I.5})$$

Avec a : le rayon du cœur de la FMAS.

— La relation précédente permettra en particulier de déterminer si une FMAS présente un caractère monomode à une longueur d'onde donnée.

I.5.2. Evolution spectrale du champ électrique

On définit l'indice effectif du mode fondamental qui se propagerait dans la microstructure de la gaine optique de dimension infinie en l'absence de défaut souvent appelé n_{FSM} par la relation [8] :

$$n_{FSM} = \frac{\iint n^2 |E|^2 dS}{\iint E^2 dS} - \frac{\iint \left| \frac{dE}{dr} \right|^2 dS}{k_0^2 \iint E^2 dS} \quad (\text{I.6})$$

Avec :

E : le champ électrique.

n : l'indice de la silice ou du matériau remplissant les trous.

S : la surface d'une cellule élémentaire.

r : la distance au centre de la fibre.

Aux grandes longueurs d'onde, le champ électromagnétique s'étend de plus en plus loin dans la gaine et pénètre de plus en plus profondément dans les trous d'air. L'indice de gaine décroît alors et tend vers une valeur minimale :

$$n_{FSM} = \left[f + (1-f)n_{\text{silice}}^2 \right]^{1/2} \quad (\text{I.7})$$

f : est la fraction d'air présente dans la gaine. $\left(f \approx 0.91(d/\Lambda)^2 \right)$

Au contraire aux courtes longueurs d'onde le champ pénètre de moins en moins dans les trous d'air, ce qui provoque une augmentation de l'indice effectif de la gaine qui devient très proche de celui de la silice, c'est-à-dire du cœur. Donc aux courtes longueurs d'onde, le champ devient très bien confiné dans la silice et son augmentation sera faible.

Sur la figure I.10, le comportement du champ électrique dans une FMAS a été mis en évidence. La fibre modélisée à des trous de diamètre $d=0,25 \mu\text{m}$ et de pas $\Lambda=2,3 \mu\text{m}$. Il apparaît clairement que l'extension du champ dans les trous est d'autant plus faible que la longueur d'onde est courte [1].

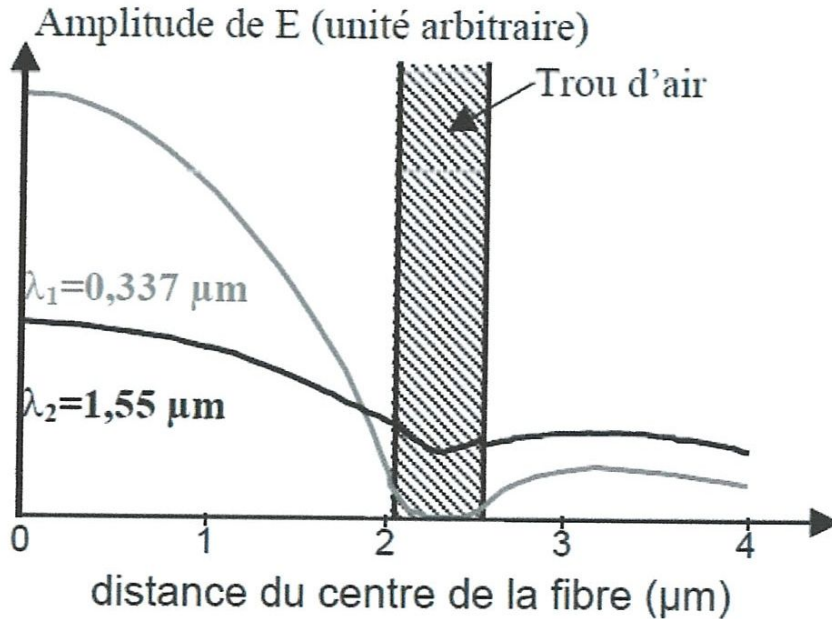


Figure I.10: Module du champ électrique E du mode fondamental FSM pour différentes longueurs d'onde dans le cas d'une FMAS de pas $\Lambda=2,3\mu\text{m}$ et de diamètre de trous de $0,25 \mu\text{m}$. [1]

Dans la plupart des cas, la gaine optique des FSI est en silice pure c'est-à-dire que son indice vaut 1,444 à 1550 nm. Le cœur est dopé afin d'augmenter son indice par rapport à celui de la gaine, l'indice de gaine varie spectralement de la même manière que celui du cœur de sorte que la différence d'indice est peu sensible à la longueur d'onde. On constate donc que contrairement au cas des FSI, dans une FMAS RTI la différence d'indice entre le cœur et la gaine optique est une fonction de la longueur d'onde. Cette caractéristique a une influence sur le nombre de modes guidés dans une FMAS, pour cela, nous allons étudier ce point de manière plus détaillée dans le paragraphe qui suit.

I.5.3. Caractère monomode large bande

Dans une FSI le caractère monomode dépend de la valeur de la fréquence spatiale normalisée V à une longueur d'onde donnée. Lorsque V est inférieur à 2,405, seul le mode

fondamental peut se propager. Ainsi, lorsque λ décroît, V augmente et franchit la valeur seuil V_{co} de 2,405. Le premier mode d'ordre supérieur peut alors être guidé, et la fibre perd son caractère monomode. Ce qui implique que V dépend de la longueur d'onde, et la valeur limite V séparant le domaine monomode et multimode est 2,405 [12].

Dans une FMAS lorsque la longueur d'onde diminue, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est elle aussi réduite, ce qui a pour conséquence de diminuer le terme $\sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{eff gaine}}^2}$ dans l'équation (I.5) car $n_{\text{eff gaine}}$ tend vers $n_{\text{cœur}}$. Cette diminution s'oppose à l'augmentation de V induite par l'évolution croissante de $1/\lambda$ [8]. Alors V tend vers une valeur quasiment constante qui peut être inférieure à la valeur seuil d'apparition du deuxième mode dans la FSI, si les paramètres opto-géométrique de la fibre sont convenablement choisis. Dans cette situation, la fibre microstructurée est monomode quelle que soit la longueur d'onde.

Sur la figure I.11, la fréquence effective V_{eff} a été représentée en fonction du rapport a/λ où ($a_{\text{eq}} = 0,64 \Lambda$) est le rayon du cœur de la FSI équivalente à la FMAS. La fréquence normalisée a été calculée pour cinq valeurs du rapport d/Λ .

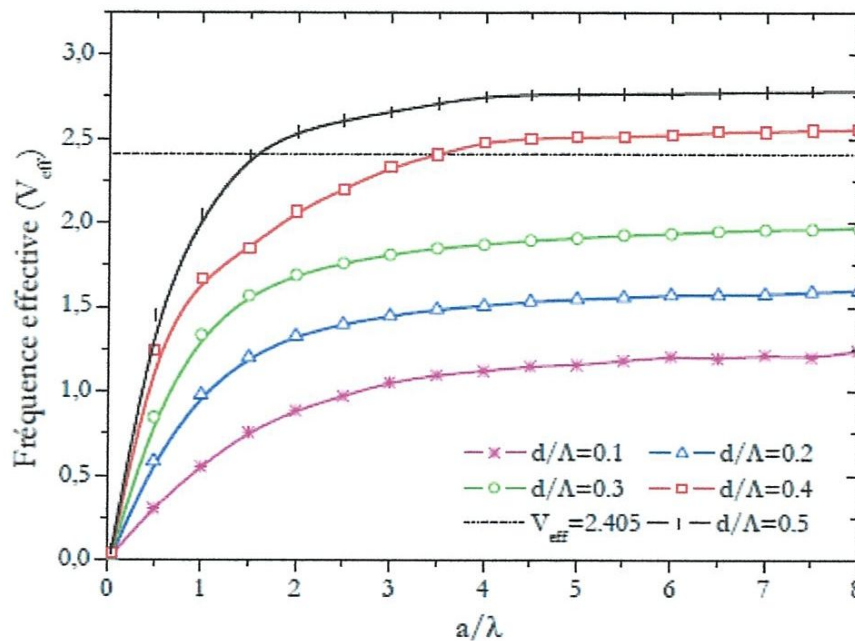


Figure I.11: Evolution de la fréquence normalisée V_{eff} en fonction de a_{eq}/λ ($a_{\text{eq}} = 0,64\Lambda$), pour différentes valeurs de d/Λ . [15]

On peut remarquer que l'évolution spectrale de V_{eff} est uniquement liée à la valeur de d/Λ , indépendamment de la valeur du pas du réseau Λ . De plus, on peut noter que pour les cinq exemples de structures considérées, la fréquence spatiale normalisée des FMAS reste

constamment inférieure à la valeur de coupure V_{co} des FSI, et ceci indépendamment de la longueur d'onde.

Il est donc possible de définir des fibres microstructurées qui présentent un caractère monomode sur une très large plage spectrale. On parle généralement de fibres « indéfiniment » monomodes. Ce caractère monomode, uniquement lié aux propriétés opto-géométriques de ces fibres [16].

I.5.4. Dispersion chromatique

Lorsqu'un signal lumineux se propage dans un milieu, il subit un élargissement dans le temps que l'on appelle dispersion. Cet élargissement limite le débit dans un système de communication optique.

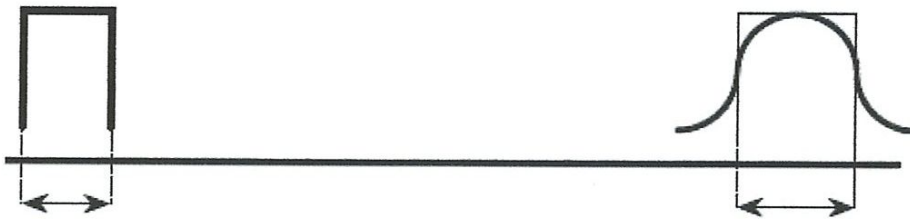


Figure I.12: Effet de la dispersion chromatique.

Dans une FSI la dispersion chromatique D_c résulte de la combinaison de deux Contributions :

- ✚ la dispersion du matériau D_m due au fait que l'indice du matériau dépend de la longueur d'onde.
- ✚ la dispersion du guide D_g qui vient du fait que l'indice effectif n_{eff} d'un mode guidée dépend de la longueur d'onde.

$$D_{c_{(ps/(nm.km))}} = D_g + D_m \quad (I.8)$$

Sur la figure I.13 la dispersion de la silice D_m , la dispersion du guide pour le mode fondamental d'une FSI D_g , et la dispersion chromatique (D_c) de ce mode correspondant à la somme des deux premières sont représentées [8].

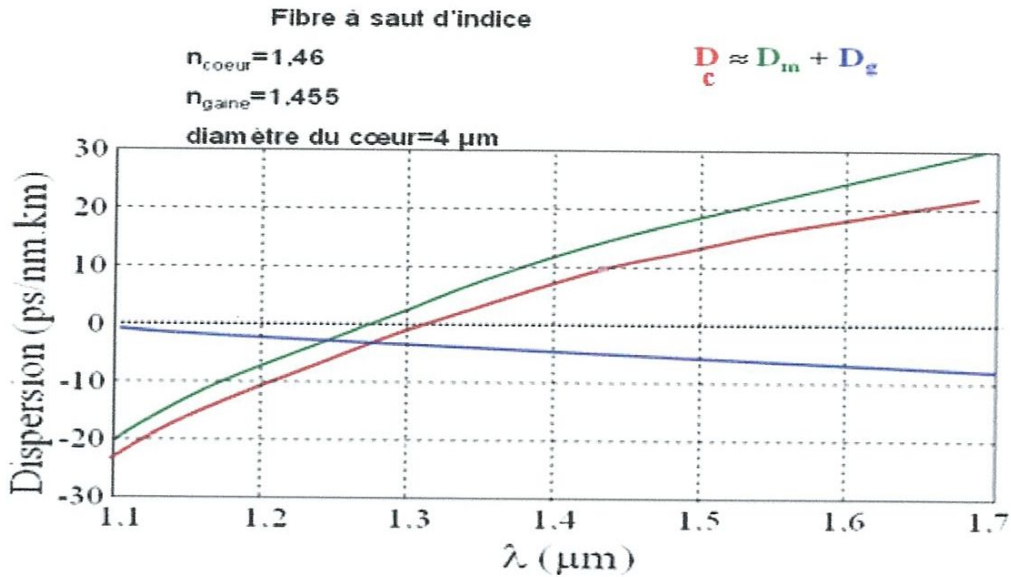


Figure I.13: Dispersion du guide, du matériau et dispersion chromatique d'une FSI en fonction de la longueur d'onde. [17]

Dans une fibre optique FSI conventionnelle, la dispersion du guide est toujours négative. Comme la dispersion du matériau est elle-même négative pour $\lambda < 1,27\mu\text{m}$ et positive pour $\lambda > 1,27\mu\text{m}$, la dispersion chromatique ne peut être annulée en dessous de $1,27\mu\text{m}$. La dispersion chromatique dans une fibre réalisée par les techniques classiques peut être ajustée en concevant un profil d'indice plus ou moins complexe, ce qui influe sur la dispersion du guide. Mais, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est faible, ce qui limite fortement les possibilités d'ajustement. Cependant, les études concernant l'évolution de la dispersion chromatique menées sur les FMAS RTI ont montrées que la dispersion de guide dans les FMAS RTI peut prendre une valeur positive permettant d'annuler la dispersion chromatique pour des longueurs d'onde inférieures à $1,27 \mu\text{m}$.

Dans les FMAS RTI la dispersion chromatique est liée à l'étalement du champ, un fort confinement du champ dans une FMAS RTI est rendu possible si la différence d'indice cœur gaine est forte [18], c'est-à-dire si la gaine microstructurée possède une proportion d'air élevée. Par voie de conséquence, la dispersion chromatique dans les FMAS RTI peut être contrôlée à l'aide des paramètres opto-géométriques Λ , d et le rapport d/Λ [12]. En jouant sur ces paramètres géométriques, il est possible de modifier l'allure de la courbe de dispersion, d'annuler la dispersion chromatique ou avoir des courbes de dispersion ultra plate pour des longueurs d'onde donnée (voir figure I.14).

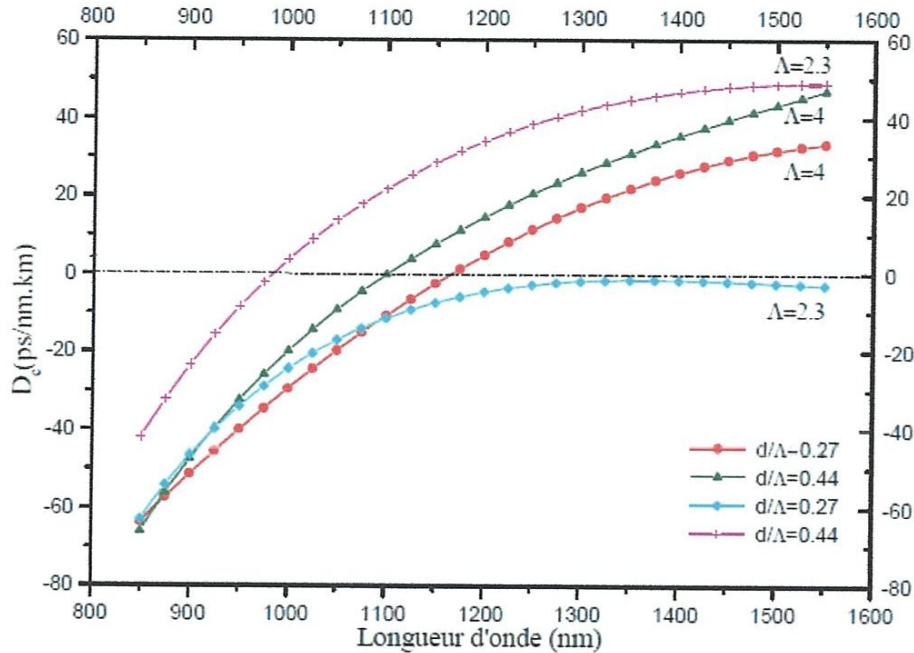


Figure I.14: Variation de la dispersion chromatique en fonction des paramètres Opto- géométriques de la FMAS . [19]

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

I.5.5. Pertes et Atténuations

Les pertes provoquent la diminution de la puissance optique transmise à travers un guide. Elles se mesurent par la différence entre la puissance injectée P_i et la puissance en sortie P_s (exprimées en dBm). On définit le coefficient d'atténuation linéique α par l'expression I.9 :

$$\alpha = \frac{10}{L} \log \left(\frac{P_i}{P_s} \right) \quad (\text{I.9})$$

Avec L : la longueur de fibre, et P_i et P_s exprimés en mW.

D'une manière générale, les pertes linéaires de transmission dans les fibres optiques en silice sont classées en quatre catégories:

- ✓ les pertes intrinsèques au matériau (la silice pure ou dopée).
- ✓ l'absorption par présences d'impuretés.
- ✓ les imperfections structurales.
- ✓ les pertes de confinement, Pertes par courbure.

La figure I.15 représente l'évolution spectrale des pertes dans la silice pure.

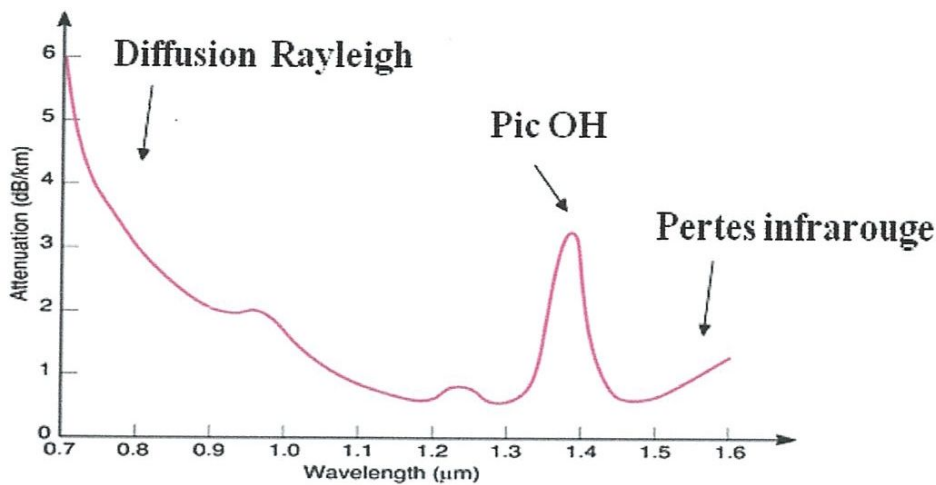


Figure I.15: Evolution spectrale typique des pertes engendrées par la silice (le matériau).

❖ Les pertes intrinsèques

Les pertes intrinsèques sont liées à trois phénomènes principaux :

- ✓ l'absorption des rayonnements infrarouges particulièrement intenses (dans les bandes spectrales larges centrées à 9 μm, 12,5 μm et 21 μm).
- ✓ l'absorption des rayonnements ultraviolets de 160 nm à 1 μm.
- ✓ la diffusion Rayleigh : Tous les milieux ont une fluctuation de densité spatiale intrinsèque. Dans le cas des verres, cette fluctuation est produite pendant sa phase de solidification. Ce changement de densité cause une variation de l'indice de réfraction et en conséquence provoque la diffusion Rayleigh. Plus la longueur d'onde augmente, plus l'impact des fluctuations diminuent. La diffusion Rayleigh diminue donc avec l'augmentation de la longueur d'onde [20].

❖ Absorptions par présence d'impuretés

La présence du groupe hydroxyde (OH) dans le milieu génère principalement ces pertes. La vibration moléculaire fondamentale du groupe OH présente un pic d'absorption à 2,5 μm, mais elle présente également un second et troisième harmonique respectivement à 1,38 μm et 0,95 μm. En effet, l'amélioration de la composition chimique des verres est obtenue par l'utilisation de four à induction ou à plasma, à la place des chalumeaux lors de la synthèse, conduit à une forte réduction du taux en impureté.

❖ Imperfections structurelles

Le procédé de fabrication des fibres microstructurées crée des rugosités aux interfaces air/silice. Ces imperfections structurelles introduisent l'apparition de phénomènes de diffusion, provoquant des couplages entre modes de cœur et modes de gaine, ainsi qu'une fluctuation de la position de la longueur d'onde nulle de dispersion chromatique plus ou moins forte suivant la maîtrise du procédé de fabrication [21].

❖ Pertes de confinement

La gaine optique microstructurée a une extension radiale limitée au-delà de laquelle se trouve une zone de silice d'indice moyen plus élevé. Si le confinement du champ dans le cœur est insuffisant, une fraction de l'onde évanescente peut déborder au-delà de la gaine optique, ce qui est à l'origine des pertes par confinement. Celles-ci sont d'autant plus élevées que le champ s'étale plus dans la structure. L'extension du champ doit donc être limitée afin de les maintenir en dessous d'un seuil acceptable. Or le champ est d'autant mieux confiné que la proportion d'air dans la gaine est plus importante et/ou que le nombre de couronnes est plus élevé. A une longueur d'onde donnée, les pertes diminuent lorsqu'on augmente le rapport d/Λ , et/ou le nombre de couronnes [8].

Comme le montre la figure I.16 (b). Pour une FMAS ayant un pas de $\Lambda = 1,4 \mu\text{m}$ et un diamètre de trous $d = 1,26 \mu\text{m}$, donc un rapport $d/\Lambda = 0,9$, les pertes sont égales à 10^4 dB/m à 1550 nm lorsque la fibre ne comporte qu'une seule couronne de trous (soit 6 trous d'air) alors qu'elles ne valent plus que $4 \cdot 10^{-3} \text{ dB/m}$ pour quatre couronnes de trous (60 trous d'air) [22].

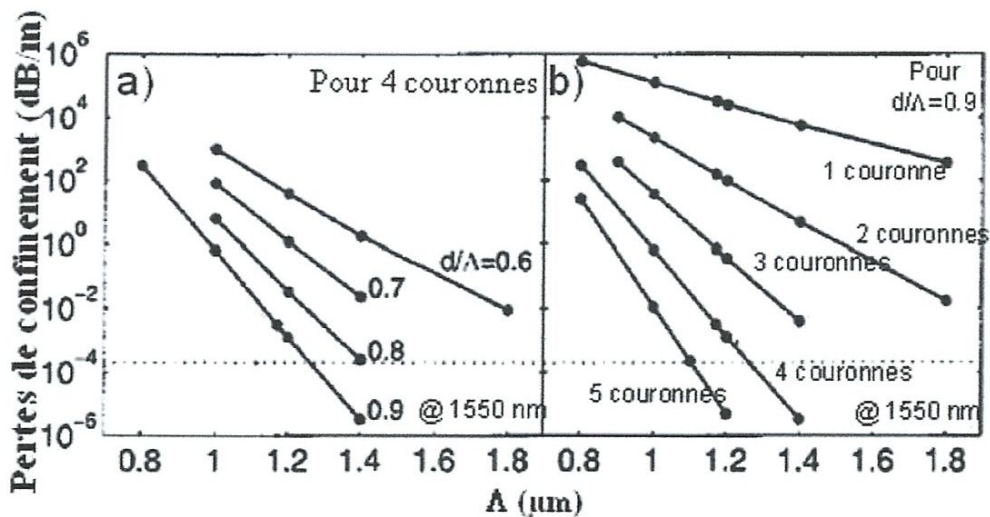


Figure I.16: Pertes de confinement de FMAS RTI à 1550 nm en fonction de (a) d/Λ et (b) du nombre de couronnes de trous. [22]

❖ Pertes par courbure

Dans une FSI, les pertes en puissance provoquées par une courbure se déterminent grâce à la formule suivante [23] :

$$2\alpha = \frac{\sqrt{\pi} A^2 a \exp\left(\frac{-4\Delta w^3 R}{3aV^2}\right)}{4Pw \sqrt{\frac{wR}{a} + \frac{V^2}{2\Delta w}}} \quad (\text{I.10})$$

Avec :

V : est la fréquence spatiale normalisée.

a : représente le rayon du cœur.

α : le coefficient des pertes par courbures en champ.

A : l'amplitude du champ électrique dans la gaine.

P : la puissance transportée par le mode fondamental multipliée par l'impédance du vide.

R : le rayon de la courbure appliquée à la fibre.

Δ est donné par :

$$\Delta = \frac{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2}{2n_{\text{cœur}}^2} \quad (\text{I.11})$$

w : est la constante de propagation transverse normalisée dans la gaine.

$$w = a \sqrt{\beta^2 - k^2 n_{\text{gaine}}^2} = \sqrt{V^2 - a^2 (k^2 n_{\text{cœur}}^2 - \beta^2)} \quad (\text{I.12})$$

D'une part, on peut adapter la relation (I.10) aux FMAS RTI en remplaçant respectivement w, Δ , V et a par w_{eff} , Δ_{eff} , V_{eff} et a_{eq} et en faisant l'approximation suivante :

$$A^2 / P = 1 / A_{\text{eff}} \quad (\text{I.13})$$

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

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[\iint_{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\iint_{\infty} |E(x, y)|^4 dx dy} \quad (\text{I.14})$$

Avec $E(x, y)$: est le champ électrique du mode fondamental.

D'autre part, on remplace dans les expressions (I.11) et (I.12) n_{gaine} par n_{FSM} :

$$w_{eff} = a\sqrt{\beta^2 - k^2 n_{FSM}^2} = \sqrt{V^2 - a^2 (k^2 n_{coeur}^2 - \beta^2)} \quad (I.15)$$

$$\Delta_{eff} = \frac{n_{coeur}^2 - n_{FSM}^2}{2n_{coeur}^2} \quad (I.16)$$

De manière empirique, la valeur de $a_{eq}=0,64\Lambda$.

La relation (I.10) devient alors :

$$\alpha = \frac{\sqrt{\pi} a_{eq} \exp\left(\frac{-4\Delta_{eff} w_{eff}^3 R}{3aV_{eff}^2}\right)}{8A_{eff} w_{eff} \sqrt{\frac{w_{eff} R}{a_{eq}} + \frac{V_{eff}^2}{2\Delta_{eff} w_{eff}}}} \quad (I.17)$$

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

$$R_c = \frac{8\pi^2 n_{coeur}^2 \Lambda^3}{\lambda^2 w_{eff}^3} \quad (I.18)$$

Les pertes par courbure d'une FMAS RTI caractérisée par $d=2,4 \mu\text{m}$ et $\Lambda= 7,8 \mu\text{m}$, ont été calculées en fonction de la longueur d'onde pour trois rayons de courbure différents. Les courbes correspondantes sont présentées sur la figure I.17 [8].

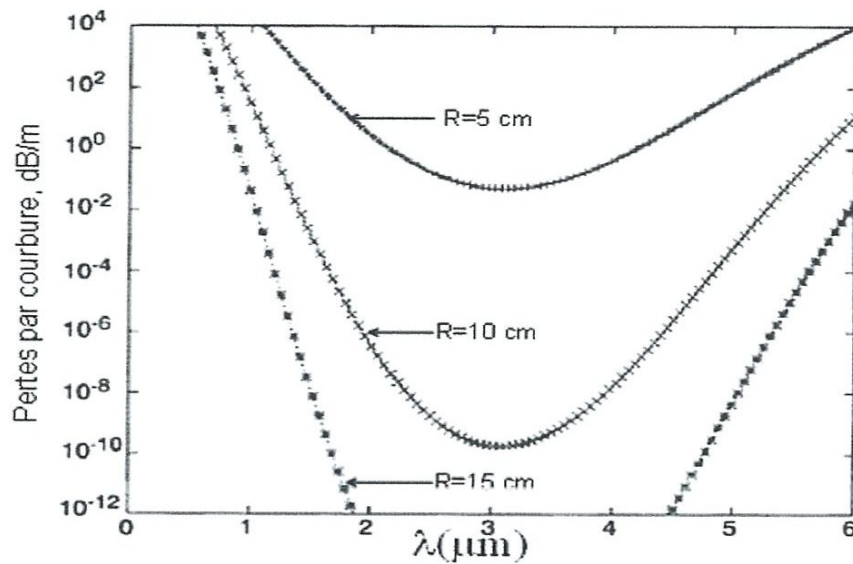


Figure I.17: Pertes de courbure en fonction de la longueur d'onde d'une FMAS RTI ayant pour diamètre de trous $d=2,4 \mu\text{m}$ et un pas de $\Lambda=7,8 \mu\text{m}$. [24]

Aux grandes longueurs d'onde, les fibres FMAS se comporte comme les FSI, dans les deux fibres les pertes par courbure augmentent continûment avec la longueur d'onde, avec une pente de plus en plus importante. Elles présentent donc "un front de pertes aux grande longueur d'onde". Alors qu'aux basses longueurs d'onde, le comportement spectral des pertes des FSI et FMAS n'est pas similaire, dans les FMAS RTI, il existe un "front de pertes" du coté des courtes longueurs d'onde en deçà duquel ces pertes deviennent trop importantes, mais ce front de perte aux courtes longueurs d'onde n'existe pas pour les FSI.

Cette évolution spectrale atypique des pertes par courbure des FMAS RTI conduit donc à l'existence d'une bande spectrale utilisable où les pertes sont acceptables. Cette bande est limitée des deux cotés par les deux "fronts de pertes"(voir figure I.17).

La taille des trous influence la largeur de la bande de pertes minimales. Le pas Λ permet en particulier de localiser le centre de cette bande qui se situe approximativement à une longueur d'onde égale à $\lambda = \Lambda/2$.

En conclusion, la bande spectrale de fonctionnement des FMAS RTI est limitée par l'apparition de pertes massives aux courtes et hautes longueurs d'onde. La largeur et le centre de la bande spectrale à pertes minimales sont ajustables par un choix adéquat du pas des trous Λ et de leur diamètre d [8].

I.6. Méthodes de modélisation des FMAS

I.6.1. Méthodes modales

La complexité des FMAS ne permet pas d'utiliser les méthodes développées pour les fibres classiques, pour cette raison, plusieurs travaux de recherche ont été proposés afin de caractériser ces fibres à l'aide de méthodes appropriées [25]. Parmi les méthodes modales que nous pouvons citer : Méthode des Fonctions de base Localisées (MFL) et la Méthode des Eléments Finis (MEF).

La Méthode des Fonctions de base Localisées (MFL) : 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 d'Hermite Gauss. Il est alors possible de décomposer les modes se propageant dans la fibre comme une somme de fonctions localisées aux alentours du cœur de la fibre [26]. Cette méthode a été initialement développée par Mogilevtsev et al En 1998 pour le calcul de la dispersion dans les FMAS. Cependant, cette méthode ne peut être exacte que si la description du profil d'indice de la fibre est bien représentée.

La Méthode des Eléments Finis (MEF) : Couramment utilisée dans le domaine de la conception de composants photoniques, s'avère très intéressante pour la simulation des propriétés optiques des FMAS. Elle consiste à résoudre l'équation de Helmholtz dans chaque motif élémentaire obtenu par maillage de la structure. La solution du problème donne les valeurs propres de indices effectifs des modes et les vecteurs propres des champs électriques. Elle a été adaptée aux FMAS par Peyrilloux et al Pour le calcul des grandeurs optiques de fibres à profils réels [27]. Cette méthode modale est disponible commercialement par le groupe Comsol/Femlab.

Toutes ces méthodes modales, permettent de caractériser les variations du champ sur une section transversale, ne donnent aucune information sur les variations du champ dans la direction de propagation. Pour remédier ce problème les chercheurs dans ce domaine ils ont adoptés les méthodes propagatives.

I.6.2. Méthodes propagatives

Deux méthodes propagatives on été adoptées pour la simulation du champ dans les fibres microstructurées air/silice : La Méthode du Faisceau Propagé (BPM) et la méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel(FDTD).

La Méthode du Faisceau Propagé (BPM, Beam Propagation Method) consiste à évaluer le champ électromagnétique dans une succession de plans transverses de la fibre. Cette méthode propagative vectorielle permet de déterminer à partir d'un champ incident, la distribution du champ électrique ou magnétique à l'intérieur d'une structure quelle que soit sa complexité [28]. Elle repose sur l'approximation paraxiale c'est-à-dire la variation lente de l'enveloppe. Elle a été appliquée aux FMAS pour la modélisation et la simulation de la propagation ainsi que le calcul de l'indice effectif .Il existe un logiciel commercial de Rsoft basé sur la BPM [29].

La seconde méthode propagative, utilisée dans le domaine des fibres optiques, est la **Méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD)**, elle représente une approche pour la détermination des modes des FMAS, elle a été proposée par Zhu et al. Pour la modélisation des FMAS et le calcul des indices effectifs. Elle est basée sur la discrétisation des champs électromagnétiques sur une grille cartésienne à deux dimensions. Les équations de Maxwell y sont discrétisées et les modes de la fibre sont ensuite calculés. Notons que cette méthode a été adoptée dans ce mémoire (PFE) et elle sera détaillée dans le deuxième chapitre [25].

Nous avons représenté dans le tableau ci-dessous une comparaison des différentes méthodes utilisées pour la modélisation et la simulation des propriétés optiques des FMAS.

<i>Méthodes</i>	<i>Avantages</i>	<i>Inconvénients</i>
MFL	- Modélisation de structures à petites dimensions et à structures complexes	Relativement imprécise
BPM	- Calcul de constante de propagation complexe - Profils d'indices quelconques	Relativement imprécise
MEF	- Totalement vectorielle - Profils d'indices quelconques - Temps de calcul court	Requiert une mémoire vive importante
FDTD	- Précise - Structures arbitraires	Requiert une mémoire vive importante

Tableau I.1 : Avantages et inconvénients des différentes méthodes de modélisation des FMAS. [25]

I.7. Techniques de fabrication des FMAS RTI

La technique employée pour la première fabrication des FMAS dans les laboratoires de l'Université de Bath en 1997, est celle de l'Assemblage-Etirage ("Stack and Draw") qui consiste à étirer à haute température un arrangement de capillaires et de barreaux de silice. La majorité des fibres FMAS produites à ce jour sont fabriquées en utilisant cette technique qui sera décrite dans cette partie [20].

D'une manière générale la réalisation des FMAS se fait en deux étapes, la première étape consiste à réaliser un arrangement de tubes capillaires à l'intérieur d'un tube de maintien, comme le montre la figure I.18. Ces capillaires sont sélectionnés en fonction de leurs diamètres intérieur et extérieur. Un ou plusieurs de ces capillaires qui se situe au centre sont remplacés par des barreaux de silice afin de former le cœur [12].

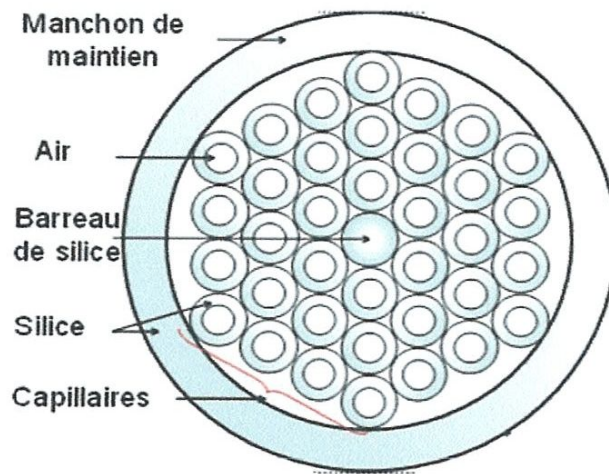
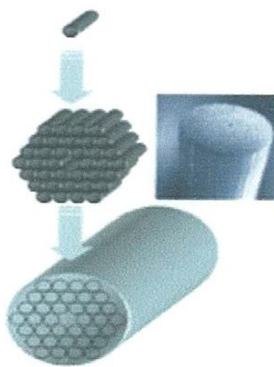


Figure I.18: Arrangement de la préforme primaire macroscopique.

La seconde étape est d'effectuer l'étirage de la préforme macroscopique afin d'obtenir la structure microscopique souhaitée à un coefficient homothétique près (voir figure I.19). L'étirage s'effectue par un four à induction, ou les fabricants doivent placer la préforme dans le sens vertical pour profiter de la pesanteur. Cependant les conditions d'étirage (température, pressions interne et externe) peuvent modifier la taille et la forme des trous constitutifs de la fibre [30]. Pour cette raison ils ont intérêt à fabriquer ce type de fibre dans des chambres bien conditionnées. En effet, une température qui n'est pas assez importante (de l'ordre de 2000 °C) peut causer la rupture de la fibre [8].

Première étape



Deuxième étape



Figure I.19: Représentation schématique des deux étapes de fabrication des Fibres Microstructurées Air /Silice (FMAS) . [31]

I.8.Applications des FMAS RTI

Les FMAS RTI 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 (FMAS) peuvent être pris dans un domaine de valeurs large en conservant les propriétés monomodes de la fibre. La bande spectrale d'opération monomode peut théoriquement être étendue à l'infini. Ces caractéristiques intéressent de nombreuses applications : Par exemple évalué le potentiel des FMAS pour une application à l'interférométrie stellaire [32]. 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. Dans un tel dispositif, une seule FMAS peut avantageusement remplacer dans chacune des voies de l'interféromètre un ensemble de trois ou quatre fibres monomodes standards [1].

D'autre part, la largeur de la bande spectrale d'opération monomode des FMAS est indépendante de la taille du cœur, elle dépend uniquement du rapport d/Λ donc elle existe la possibilité d'utiliser une fibre monomode à grand cœur et de 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 hautes 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 ou des lasers à fibre.

Un cœur de très petite dimension permet pour sa part d'abaisser le seuil d'apparition des effets non linéaires comme la diffusion Raman, 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...) [33,34].

La dispersion chromatique dans les FMAS est contrôlable en ajustant les paramètres opto-géométriques de la fibre. 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 [35], la propagation d'ondes soliton est utilisée pour la réalisation de lasers à impulsions ultra brèves. Il est aussi possible de concevoir une fibre à dispersion faible et plate aux longueurs d'onde (1300nm et 1550nm) pour application aux systèmes de transmissions haut débit.

La grande variété des profils d'indice réalisables fait des FMAS de bons candidats pour des fibres à maintien de polarisation ou des coupleurs. Ainsi que la présence des trous d'air et la sensibilité aux courbures peuvent être exploitées dans des systèmes de capteurs [36,37].

I.9. Conclusion

Dans ce chapitre, après avoir défini la notion de guidage par effet de Bande Photonique Interdite BIP nous avons rappelé que les premières FMAS BIP ont une gaine optique composée d'une succession de couches transparentes d'indices alternativement haut et bas semblables à un réseau de Bragg, puis ils sont remplacés par un arrangement extrêmement régulier de canaux d'air parallèles à l'axe dans une matrice de silice. Nous avons remarqué aussi que pour une gaine optique d'indice moyen inférieur à celui du cœur le guidage du rayonnement est par réflexion totale interne (RTI). Cependant, on a rapidement constaté que ces nouvelles fibres présentent des propriétés de propagation originales dues à leur structure (Propagation monomode large bande, possibilité d'ajuster largement leur dispersion chromatique, minimiser les pertes de propagation en jouant sur les paramètres opto-géométriques ...) Ces propriétés expliquent l'engouement que les FMAS sont très attractives pour de nombreuses applications. C'est pour cela elles ont suscité un très grand nombre d'études depuis près d'une dizaine d'années, allant de la mise en place de nombreuses méthodes de modélisation adaptée à l'exploitation de leurs propriétés.

 *Chapitre 11* 

« Méthode des Différences

Finies dans le Domaine

Temporel »

{FDTD}

II.1.Introduction

La modélisation de la propagation dans un guide optique classique peut se faire aisément par des méthodes analytiques, cependant l'étude de cette propagation dans des guides à section transversale complexe telle que celle des FMAS doit faire appel à des méthodes numériques adaptées. Parmi les méthodes performantes existantes et qui donne de résultats très précis, nous pouvons citer la méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel qui a pour principe de résoudre les équations différentielles dans le domaine temporel.

Dans ce chapitre dédié aux fondements de la méthode FDTD, nous présenterons un bref aperçu du schéma numérique de Yee fondue sur la discrétisation en espace et en temps des équations de Maxwell par des différences finies centrées. Ensuite nous citerons les principales contraintes de la méthode (stabilité, conditions aux limites), enfin nous illustrons quelques avantages et inconvénients de la méthode.

II.2.Principe de base de la méthode

Le comportement de la lumière dans une structure périodique de dimension finie, est régi par les équations de Maxwell, la méthode FDTD (Finite Différence Time Domaine) ou la méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel, est une approche numérique permettant la résolution de ces équations différentielles dans le domaine temporel. Cette méthode versatile permet de comprendre et de modéliser le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma...), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des objets pouvant constituer le système [38]. Sa formulation théorique extrêmement simple fournit des prédictions d'une grande précision pour un large éventail de problèmes dans le domaine électromagnétique.

L'application de cette méthode aux équations de Maxwell dont l'espace libre a été introduite pour la première fois par Yee en 1966 [39], la méthode consiste à approcher les dérivées ponctuelles spatiales et temporelles qui apparaissent dans les équations de Maxwell par des différences finies centrées. Le schéma proposé par Yee permet de surmonter la difficulté due à la dépendance simultanée du champ électrique \vec{E} et du champ magnétique \vec{H} entre eux. En effet, on obtient un schéma numérique explicite permettant le calcul du champ dans tout le volume d'étude en fonction du temps. Les composantes du champ électrique et magnétique sont décalées d'un demi-pas spatial et calculées de manière alternative et itérative respectivement à des multiples pairs et impairs du demi pas temporel.

L'intérêt de la méthode réside dans la simplicité de son principe de fonctionnement une fois qu'elle est implémentée dans un logiciel de simulation, ainsi que dans le nombre important d'informations électromagnétiques qu'on peut tirer du système modélisé. Réellement c'est l'évolution des ressources informatiques en terme de mémoire et de rapidité qui a fait de cette méthode l'une des plus populaires pour l'étude de la propagation des ondes dans des structures les plus complexes [40].

II.2.1.Équations de bases (Equations de Maxwell)

Une onde électromagnétique est une vibration qui se propage dans un milieu quelconque, elle est créée par la circulation d'un courant. Le champ électromagnétique est toujours caractérisé par un champ électrique \vec{E} , un champ magnétique \vec{H} et une direction de propagation. Il existe un système d'équations appelé Equation de Maxwell qui est à la base de toute la théorie du champ électromagnétique [41,42].

Equation de Maxwell :

$$\text{rot}\vec{H} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} + \sigma\vec{E} \quad : \quad \text{Equation de Maxwell Ampère} \quad (\text{II.1})$$

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad : \quad \text{Equation de Maxwell Faraday} \quad (\text{II.2})$$

$$\text{div}\vec{B} = 0 \quad : \quad \text{Conservation du champ } \vec{B} \quad (\text{II.3})$$

$$\text{div}\vec{D} = \rho \quad : \quad \text{Loi de Gauss} \quad (\text{II.4})$$

Dans un milieu périodique, anisotropique et inhomogène, la FDTD repose sur l'équation de Faraday et d'Ampère [43] :

$$\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \text{rot}\vec{H} \quad (\text{II.5})$$

Cette équation exprime que la circulation du champ magnétique le long d'un contour fermé est égale à l'intensité du courant total qui traverse ce contour.

$$\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \text{rot}\vec{E} \quad (\text{II.6})$$

Cette équation exprime que la circulation du champ électrique le long d'un contour fermé est égale à la force électromotrice d'induction définie par la loi de Faraday. Lorsque ces deux équations sont projetées suivant les directions X, Y et Z on obtient les six équations suivantes [40] :

$$\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} \right] \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II.8})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial y} \right] \quad (\text{II.9})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial z} \right] \quad (\text{II.10})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{H}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II.11})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial y} \right] \quad (\text{II.12})$$

Pour implémenter ces six équations de Maxwell dans un programme, on doit donc les discrétiser à partir de l'approximation de la dérivée centrée.

II.2.2. Développement limité de Taylor

Prenons $f(x)$ une fonction continue et dérivable, il est possible d'obtenir une approximation pour la dérivée de $f(x)$ au centre d'un intervalle en se basant sur les valeurs de la fonction aux extrémités [44].

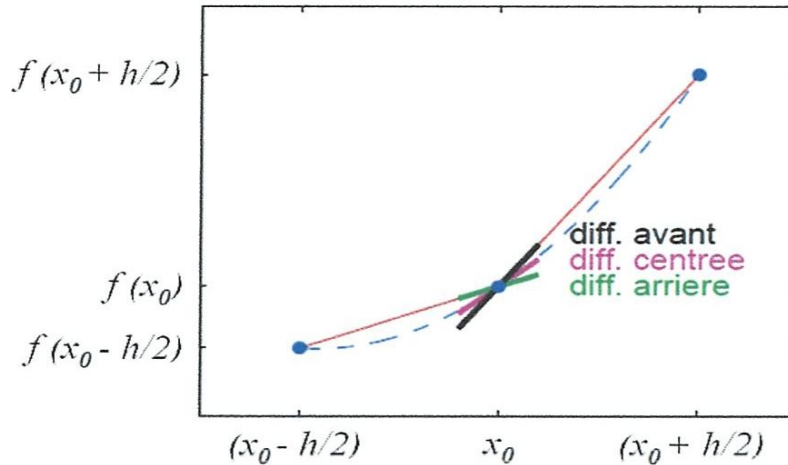


Figure II.1: Point d'évaluation du calcul et de la dérivée centrée.

La dérivée centrée de $f(x)$ au point x_0 , est calculé en se basant sur le développement en série de Taylor :

❖ Le développement en série de Taylor de la différenciation à droite est donné par :

$$f\left(x_0 + \frac{h}{2}\right) = f(x_0) + \frac{h}{2} f'(x_0) + \frac{h^2}{8} f''(x_0) + \frac{h^3}{48} f'''(x_0) + \dots \quad (\text{II.13})$$

❖ A gauche est donnée par :

$$f\left(x_0 - \frac{h}{2}\right) = f(x_0) + \frac{h}{2} f'(x_0) + \frac{h^2}{8} f''(x_0) + \frac{h^3}{48} f'''(x_0) + \dots \quad (\text{II.14})$$

Maintenant on soustrait ces deux équations et on divise le résultat par h , ce qui nous donne le résultat suivant :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{h}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{h}{2}\right)}{h} + \theta(h^2) \quad (\text{II.15})$$

$\theta(h^2)$: représente l'erreur d'ordre deux commise, sera négligé par la suite.

On appelle approximation centrée, cette approximation de la dérivée. Les résultats qu'elle offre sont très précis. Par conséquent, on utilisera cette approximation de Taylor pour discrétiser les dérivées spatiales et temporelles présentes dans les six équations de Maxwell. On peut noter que les dérivées spatiales sont liées aux dérivées temporelles. Elles feront

chacune l'objet d'une discrétisation particulière, soit par rapport à l'espace, soit par rapport au temps.

II.3. Discrétisation des équations et algorithme de Yee

La résolution des six équations de Maxwell repose sur une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies. Le volume de calcul est identifié par le maillage [44,38].

II.3.1. La discrétisation spatiale

Abordons maintenant la façon de discrétiser les six équations de Maxwell. Pour cela, étudions l'une des six équations de Maxwell :

$$\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II.16})$$

Dans le calcul de H_y , on fait intervenir la dérivée partielle de E_x par rapport à z , donc d'après la définition de la dérivée centrée, le point où l'on calcule H_y doit se trouver au milieu d'un segment parallèle à l'axe Oz , ayant comme extrémités deux points où E_x est connu. De même, le calcul de H_y fait intervenir la dérivée partielle de E_z par rapport à x . Donc le point où l'on calcule H_y se trouve également au milieu d'un segment parallèle à Ox ayant pour extrémités deux points où E_z est connu. En conséquence H_y , représentée sur la figure II-2, doit se trouver au milieu des deux points E_x et des deux points E_z .

Notons que les valeurs du champ électrique et du champ magnétique seront calculées en différents points du maillage. Elles seront respectivement appelées nœuds électriques et nœuds magnétiques.

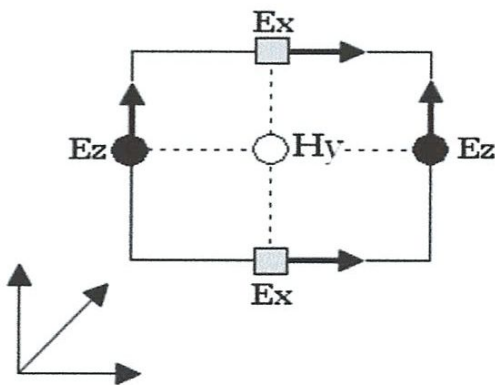


Figure II.2 : Circulation du champ E autour de H.

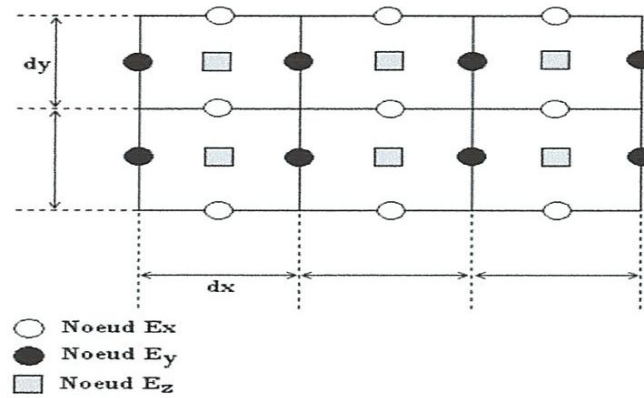


Figure II.3 : Disposition des nœuds électriques et des nœuds magnétiques dans le plan XY.

On vient de voir que les nœuds H_y doivent se trouver entre deux nœuds E_x et entre deux nœuds E_z , de même les nœuds H_x doivent se trouver entre deux nœuds E_z et entre deux nœuds E_y , équations (II.7, II.8). Selon les équations (II.10 - II.11 - II.12), on constate également que les nœuds E_x doivent se trouver entre deux nœuds H_y et entre deux nœuds H_z . Le nœud E_y , représenté sur la figure II.4, doit se trouver entre deux nœuds H_x et entre deux nœuds H_z . Les nœuds E_z doivent se trouver entre deux nœuds H_x et entre deux nœuds H_y .

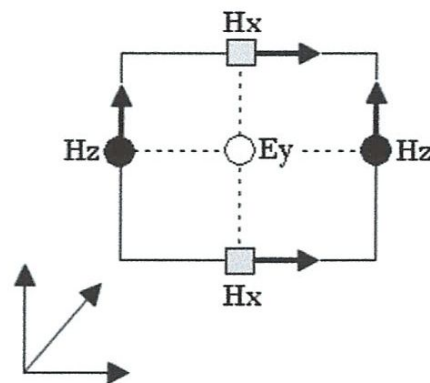


Figure II.4: Circulation du champ H autour de E.

L'arrangement des nœuds électriques et magnétiques doit donc respecter toutes ces conditions, et conduit au schéma de la maille de Yee [39] représentée par la figure II-5 :

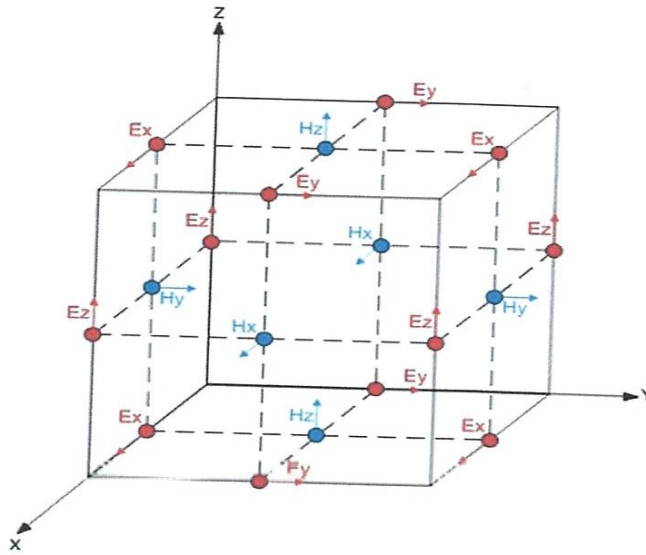


Figure II.5: Cellule de YEE.

Les parallélépipèdes ou mailles élémentaires constituent le volume de calcul. Afin de le représenter selon le schéma décrit précédemment (Figure II.5), on doit construire un maillage pour la structure étudiée.

II.3.2. Construction du maillage

La discrétisation spatiale s'effectue dans un volume nécessairement fini. Dans le cas d'un maillage régulier, les dérivées spatiales sont évaluées dans les trois directions Ox , Oy , Oz avec des incréments constants : dx , dy , dz , appelés pas spatiaux. Ces derniers sont choisis par l'utilisateur et dépendent de la plus petite longueur d'onde présente dans la bande de fréquence d'analyse et de la géométrie de la structure à étudier. Le volume de calcul est donc un parallélépipède comme le montre la figure II-6. Il est composé de $(nx.ny.nz)$ cellules (ou mailles) élémentaires de taille dx , dy , dz [45].

On va associer trois nœuds électriques et trois nœuds magnétiques pour chaque cellule élémentaire. Les valeurs du champ en ces nœuds seront notées $E_x(i,j,k)$, $E_y(i,j,k)$, $E_z(i,j,k)$, $H_x(i,j,k)$, $H_y(i,j,k)$, $H_z(i,j,k)$ et sont représentées ci-dessous dans la maille de Yee où les entiers i , j , k représentent les indices de la cellule dans le maillage et varient respectivement de 1 à nx , 1 à ny , et 1 à nz . On décrira le maillage à partir de trois tableaux représentant les valeurs de ces pas.

[dx(i)] $i=1 : nx$

[dy(j)] $j=1 : ny$

[dz(k)] $k=1 : nz$

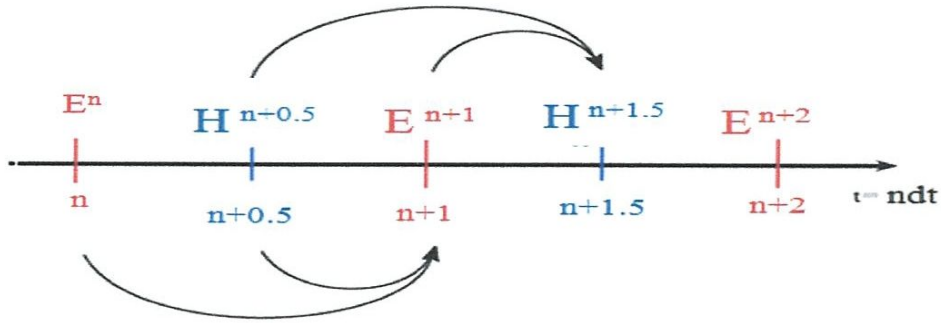


Figure II.7: Calcul de E à l'instant ndt et calcul de H à l'instant $(n+1/2) dt$. [46]

II.3.4. Equations implémentées dans l'algorithme de la FDTD

Après avoir défini les conditions de discrétisation spatiale et temporelle, on peut alors exprimer les équations aux différences finies, c'est-à-dire, la forme discrète des six équations de Maxwell [46].

$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k), H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k), H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ sont les valeurs des composantes du champ magnétique appartenant à la maille (i, j, k) . Elles sont calculées à l'instant de temps $(n+1/2)dt$.

$E_x^n(i, j, k), E_y^n(i, j, k), E_z^n(i, j, k)$ sont les valeurs des composantes du champ électrique appartenant à la maille (i, j, k) . Et elles sont calculées à l'instant de temps ndt .

❖ Pour les équations du champ magnétique:

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{dt}{\mu(i, j, k)dy} [E_z^n(i, j+1, k) - E_z^n(i, j, k)] + \frac{dt}{\mu(i, j, k)dz} [E_y^n(i, j, k+1) - E_y^n(i, j, k)] \quad (\text{II.18})$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{dt}{\mu(i, j, k)dz} [E_x^n(i, j, k+1) - E_x^n(i, j, k)] + \frac{dt}{\mu(i, j, k)dx} [E_z^n(i+1, j, k) - E_z^n(i, j, k)] \quad (\text{II.19})$$

$$\begin{aligned}
H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) &= H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{dt}{\mu(i, j, k) dx} \left[E_y^n(i+1, j, k) - E_y^n(i, j, k) \right] \\
&+ \frac{dt}{\mu(i, j, k) dy} \left[E_x^n(i, j+1, k) - E_x^n(i, j, k) \right]
\end{aligned} \tag{II.20}$$

❖ Pour les équations du champ électrique :

$$\begin{aligned}
E_x^{n+1}(i, j, k) &= E_x^n(i, j, k) + \frac{dt}{\varepsilon(i, j, k) \cdot dy} \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k) \right] \\
&- \frac{dt}{\varepsilon(i, j, k) \cdot dz} \left[H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1) \right]
\end{aligned} \tag{II.21}$$

$$\begin{aligned}
E_y^{n+1}(i, j, k) &= E_y^n(i, j, k) + \frac{dt}{\varepsilon(i, j, k) \cdot dz} \left[H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1) \right] \\
&- \frac{dt}{\varepsilon(i, j, k) \cdot dx} \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-1, j, k) \right]
\end{aligned} \tag{II.22}$$

$$\begin{aligned}
E_z^{n+1}(i, j, k) &= E_z^n(i, j, k) + \frac{dt}{\varepsilon(i, j, k) \cdot dx} \left[H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-1, j, k) \right] \\
&- \frac{dt}{\varepsilon(i, j, k) \cdot dy} \left[H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k) \right]
\end{aligned} \tag{II.23}$$

Le calcul des équations discrétisées de Maxwell de manière itérative permet d'obtenir l'évolution temporelle du champ électromagnétique dans l'intervalle $[0, ndt]$. Pour cela, on fait varier n de 0 à Ndt , où N est le nombre d'itérations total. On remarque que les valeurs du champ électromagnétique sont nulles dans tout l'espace à l'instant $t=0$. On imposera une excitation dans une certaine région de l'espace et on procèdera au calcul du champ électromagnétique pour chaque n dans tout le volume.

Les équations (II.18, II.20) permettent d'obtenir les valeurs du champ magnétique à l'instant $(n+1/2) dt$: $H_x^{(n+1/2)}$, $H_y^{(n+1/2)}$, $H_z^{(n+1/2)}$ dans tout le volume de calcul. Par exemple, dans l'équation (II.18), le calcul de H_x à l'instant $(n+1/2) dt$ fait intervenir la valeur de H_x à l'instant précédent $(n-1/2) dt$, ainsi que les valeurs du champ électrique dans les quatre nœuds électriques voisins, à l'instant ndt .

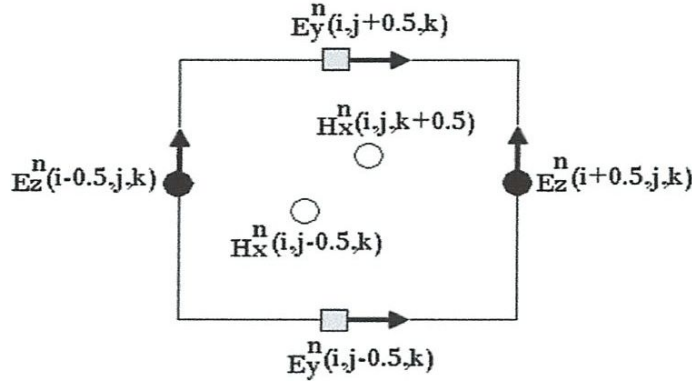


Figure II.8: Disposition des composantes électriques E_y, E_z pour le calcul de H_x .

On remarque que l'évaluation de la composante H_x dans le maillage et à l'instant fait intervenir la même composante mais calculée à l'instant précédent et les composantes du champ électrique E_y, E_z qui l'entourent, calculées à l'instant ndt .

De la même façon, on pourra présenter la composante E_x et toutes les autres composantes. Les (équations II.21.II.23) permettent d'obtenir les valeurs du champ électrique à l'instant $(n + 1) dt, E_x^{(n+1)}, E_y^{(n+1)}, E_z^{(n+1)}$ dans tout le volume de calcul. Par exemple, dans l'équation (II.21), le calcul de E_x à l'instant $(n + 1) dt$ fait intervenir la valeur de E_x à l'instant précédent, ndt , ainsi que les valeurs du champ magnétique dans les quatre nœuds magnétiques voisins, à l'instant $(n + 1/2) dt$ [47].

Cette manière dont on calcule le champ électromagnétique est très intuitive et représente très bien la réalité physique dans la mesure où la variation du champ électrique engendre une variation du champ magnétique. Ce dernier génère à son tour une variation du champ électrique.... etc.

II.4. Condition de stabilité [48]

Les valeurs du champ en tout point du volume de calcul dépendent des valeurs obtenues aux instants précédents, ce schéma peut fonctionner seulement sous la contrainte d'un critère de stabilité. En raison de ce critère, l'échantillonnage numérique doit être suffisamment fin pour pouvoir suivre l'évolution temporelle du champ. En effet, il ne faut pas donner des valeurs arbitraires aux pas de discrétisation spatio-temporels, cela peuvent mener vers des solutions sans fin du champ. A fin d'éviter une telle situation, les pas spatiaux dx, dy, dz et le pas temporel dt doivent être choisis de manière à respecté la condition d'échantillonnage ou le critère de stabilité suivants :

$$dt \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{dx^2} + \frac{1}{dy^2} + \frac{1}{dz^2}}} \tag{II.24}$$

Par conséquent, afin qu'il n'y ait pas d'instabilité numérique, le pas de temps pour le calcul doit être plus petit que le pas de temps correspondant à la propagation de l'onde sur une maille.

II.5. Conditions aux limites

La mémoire d'un ordinateur étant naturellement limitée, le calcul du champ électromagnétique sera réalisé dans un espace fini. Dans le cas d'un système ouvert cela pose un problème pour la propagation des ondes et le calcul du champ électromagnétique sur la frontière de la zone d'étude. Donc il est nécessaire de restreindre spatialement le domaine de calcul.

Une première solution est de fixer les composantes du champ à une valeur nulle aux bords de la fenêtre du calcul domaine et de ne pas appliquer l'algorithme de base. Des réflexions non physiques apparaissent alors sur ces bords et perturbent fortement le comportement de la structure. Il faut donc utiliser un algorithme pour ces composantes de bord qui visent à réduire ces réflexions. L'utilisation de conditions aux limites performantes est finalement la solution majeure. Plusieurs méthodes existent avec des philosophies différentes [38].

II.5.1. Conditions de type Mur [49]

Selon les conditions d'absorption de type Mur, il s'agit d'introduire une interface (Mur fictif) pour limiter le volume de simulation qui laisse passer toute onde électromagnétique sans aucune réflexion et produire l'illusion d'un domaine ouvert.

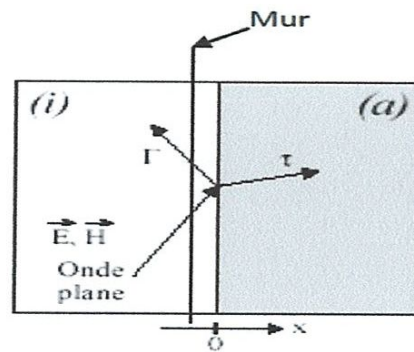


Figure II. 9 : Présentation du problème.

II.5.2. Les PML de Bérenger

L'application des conditions aux limites a connu une évolution fulgurante avec l'évènement des couches absorbantes parfaitement adaptées dites PML (Perfectly Matched Layers), développées dans les années 90 par "Bérenger", et qui sont considérées aujourd'hui comme les conditions absorbantes les plus performantes. Les PML de Bérenger [50], entourant un objet à modéliser, ont la propriété d'absorber une onde en incidence quelconque sans réflexion vers l'objet. Sans ces couches d'absorption, des réflexions non physiques et parasites, apparaissent et perturbent le signal physique réel.

Ces conditions sont basées sur le principe d'adaptation d'impédance à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant, de conductivité électrique σ^e et magnétique σ^m non nulles. Cette condition d'adaptation s'exprime :

$$\propto \frac{\sigma^e}{\varepsilon} = \frac{\sigma^m}{\mu_0} \quad (\text{II.25})$$

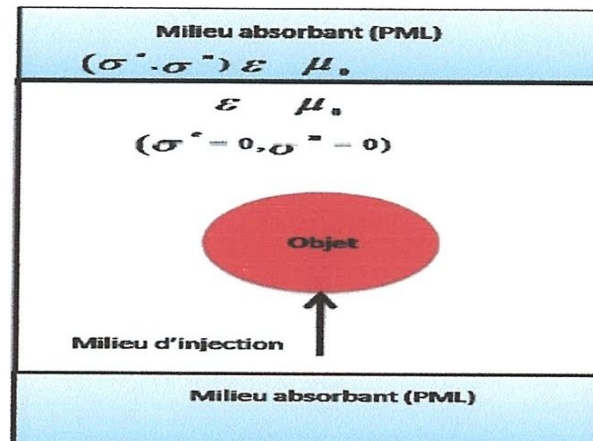


Figure II.10: PML de Bérenger.

II.6. Avantages et inconvénients de la FDTD

Ce paragraphe récapitule en quelques lignes les points forts et faibles de la méthode FDTD.

✚ **Avantage:**

- La méthode FDTD est temporelle, une excitation impulsionnelle dans le domaine temporel suffit pour avoir une réponse spectrale large bande via une transformation de Fourier.
- Elle travaille dans l'espace direct, sa formulation est relativement simple.
- Elle permet de suivre en temps réel le comportement d'une onde électromagnétique. Toutes les composantes électromagnétiques sont calculées dans tout l'espace et tous les instants.
- La méthode FDTD est aussi bien adaptée aux structures périodiques qu'aux structures aperiodiques.
- Elle peut considérer des systèmes très complexes tels que les FMAS. Elle permet de tenir compte des effets non linéaires, de l'anisotropie et de la dispersion des matériaux sans la modification du cœur de l'algorithme de base.
- Son critère de convergence est parfaitement adapté en micro et nano-optique [43].

✚ Inconvénients:

Comme toutes les méthodes numériques, la méthode FDTD présente ces inconvénients. Son problème majeur est celui d'espace mémoire et du temps de calcul. Comme la méthode nécessite de mailler tout le domaine de calcul et sous un pas de discrétisation suffisamment petit pour échantillonner la plus petite longueur d'onde et le plus petit détail géométrique de la structure, une étude rigoureuse par cette méthode peut impliquer un nombre important de places mémoire et un temps de calcul considérable [38].

II.7.Conclusion

Tous au long du chapitre précédent, nous avons pu énoncer une méthode de modélisation, la méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporelle, implémentée dans notre outils de simulation (optiFDTD) utilisée dans le cadre de notre travail. Nous avons détaillé le principe de discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell implémentés dans l'algorithme de la FDTD, ainsi que les différents techniques inventées pour résoudre le problème de réflexion connue sur les bords du volume de calcul (condition de Mur, PML de Bérenger), ensuite il nous apparait intéressant voir très important de parlé sur le critère de stabilité de la méthode qui conditionne le domaine d'échantillonnage. La dernière partie de ce chapitre est consacré pour la citation des avantages et des inconvénients de la méthode.

D'après ce qu'on a vu dans ce chapitre, la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) présenté par Yee en 1966, semble à l'heure actuelle, l'une des méthodes les plus simples et les plus performantes. La simplicité des équations qui composent le cœur de l'algorithme de résolution, les conditions aux limites possibles, le calcul de toutes les composantes de champs à tout les instants et sur tous les domaines de calcul, permettent de traiter un très grand nombre de problèmes, et d'obtenir de nombreuses informations précises.

 *Chapitre III* 

*« Résultats et
Interprétations »*

III.1.Introduction

Avant toute fabrication de FMAS pour une application désirée, il est nécessaire de réaliser une base de données regroupant les caractéristiques de propagation les plus importantes en fonction du profil de la fibre. A cet effet dans ce chapitre, nous allons calculer l'un des paramètres les plus importants dans un cahier de charge qui influe sur le débit d'information: la dispersion chromatique (D_c) dans les fibres microstructurée air /silice RTI fonctionnant en régime monomode en fonction des paramètres opto-géométriques de leurs profils (Λ , d/Λ , nombre de couronnes de trous N , types de structure carrée ou triangulaire).

Nous débutons notre étude par une analyse modale numérique des FMAS RTI réalisée par le logiciel {optiFDTD} basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel. Nous allons dédiés tout un volet pour présenter ce logiciel de modélisation ainsi que la procédure de conception du model des FMAS RTI considéré dans ce mémoire. À travers le contenu modal fournie par l'optiFDTD nous allons accéder, par la rédaction d'un programme adapté sous le logiciel MATLAB, aux calculs des courbes de dispersion chromatique des différents FMAS RTI. La clôture de ce chapitre ce sera une analyse des résultats obtenus à fin de sélectionner les profils des FMAS adaptées aux transmissions haut débit dans les télécommunications optiques.

III.2. La dispersion chromatique dans les fibres optiques FMAS RTI [8]

Dans cette partie nous allons rappeler les causes de la dispersion chromatique dans les fibres microstructurées air /silice RTI, déjà décrite d'une manière générale au premier chapitre.

Le phénomène de dispersion chromatique est lié à la dépendance de l'indice de réfraction linéaire du milieu n à la longueur d'onde λ . Ainsi une impulsion se propageant dans une fibre optique subira un étalement temporel plus ou moins important en fonction de sa longueur d'onde centrale et de sa largeur temporelle. La dispersion chromatique d'un guide d'onde est la somme de la dispersion du matériau et de la dispersion introduite par l'effet de guidage.

$$D_{c_{(ps/(nm.km))}} = D_g + D_m \quad (III.1)$$

La dispersion du matériau D_m est due au fait que l'indice de réfraction du matériau (la silice dans notre cas) dépend de la longueur d'onde, alors que la dispersion du guide, vient du fait que l'indice effectif (n_{eff}) d'un mode guidé dépend de la longueur d'onde.

❖ Dispersion du matériau (Dm)

Nous nous intéressons à la dispersion de la silice qui est un matériau utilisé pour fabriquer les FMAS. La figure III.1 illustre les variations spectrales de l'indice de la silice, entre 500 et 2000 nm. La dispersion du matériau D_m correspondante est représentée sur la figure III.2.

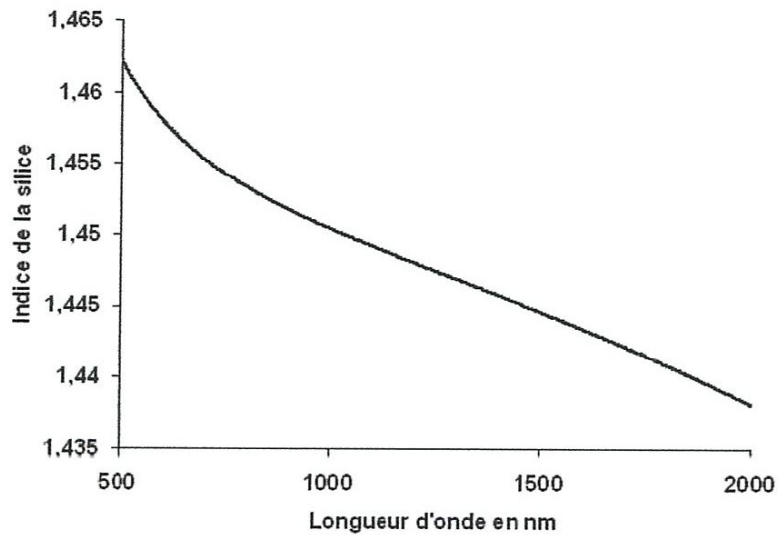


Figure III.1 : Variation spectrale de l'indice de la silice.

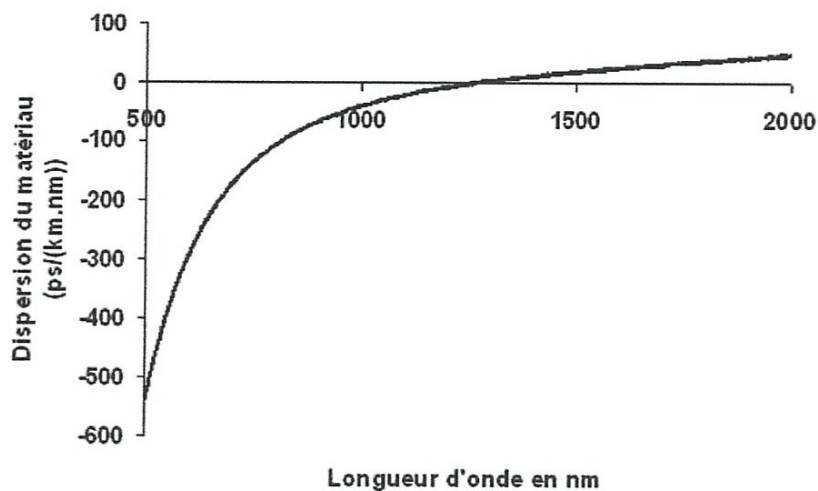


Figure III.2: Dispersion de la silice.

La dispersion de la silice est une fonction continûment croissante. Elle est fortement négative aux courtes longueurs d'onde $\lambda < 1.27 \mu\text{m}$ car la courbure de l'indice est significative dans cette zone spectrale, et positive pour les hautes longueurs d'onde $\lambda > 1.27 \mu\text{m}$, à 1550nm elle vaut 22 ps/ (km.nm).

❖ Dispersion du guide (D_g)

Dans les FMAS RTI il est possible d'ajuster et d'agir directement à la dispersion du guide par une simple variation des caractéristiques géométriques. Une variation du diamètre d ou du pas du réseau Λ ou encore le nombre de couronnes N , influence de manière considérable

l'allure de la courbe de dispersion du guide ce qui est le contraire par rapport à la dispersion du matériau qui ne dépend pas des paramètres opto-géométriques. Le moyen le plus rigoureux de calculer la dispersion d'un mode guidé consiste à utiliser directement la formule suivante:

$$D_g = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \operatorname{Re}[n_{eff}]}{d\lambda^2} \quad (\text{III.2})$$

n_{eff} : l'indice effectif du mode guidé.

c : la vitesse de la lumière.

Finalement la dispersion chromatique D_c dans les FMAS résulte des deux contributions que nous avons décrites :

$$D_c = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} + D_m \quad (\text{III.3})$$

Tant que la D_g est ajustable, en jouant sur les paramètres géométriques des fibres microstructurées, on peut ajuster l'allure de la courbe de dispersion chromatique total pour obtenir une dispersion nulle, positive ou faible ce qui est nécessaire pour de nombreuses applications parmi lesquelles :

- ❖ Propagation de solitons : requiert une dispersion chromatique positive dans le visible ou le très proche infrarouge.
- ❖ Génération de supercontinuum : est favorisée par une dispersion nulle à la longueur d'onde centrale du continuum désiré.
- ❖ Transmissions haut débit : requiert une dispersion faible et plate à la longueur d'onde d'opération des télécommunications optiques (1550 nm).

III.3. Introduction à opti-FDTD optiwave

Dans le but de faciliter la modélisation des guides d'onde optique moderne la société canadienne Optiwave Systems Inc a conçu un logiciel appelé {optiFDTD}. Ce simulateur permet de concevoir des différentes structures des guides d'onde optique à une, deux et trois dimensions. Dans l'OptiFDTD, il existe plusieurs modules intégrés, chaque module assure une fonction bien précise, parmi ces modules on trouve : Designer, Simulator, Analyzer, BandSolver, 3D Mode Solver...etc. La puissance de ce simulateur est déduite de la performance de la méthode des différences finies dans le domaine temporelle décrite dans le chapitre II. Dans ce qui suit, nous allons présenter uniquement les modules jugés utiles dans notre travail tel que le Designer et 3D Mode Solver.

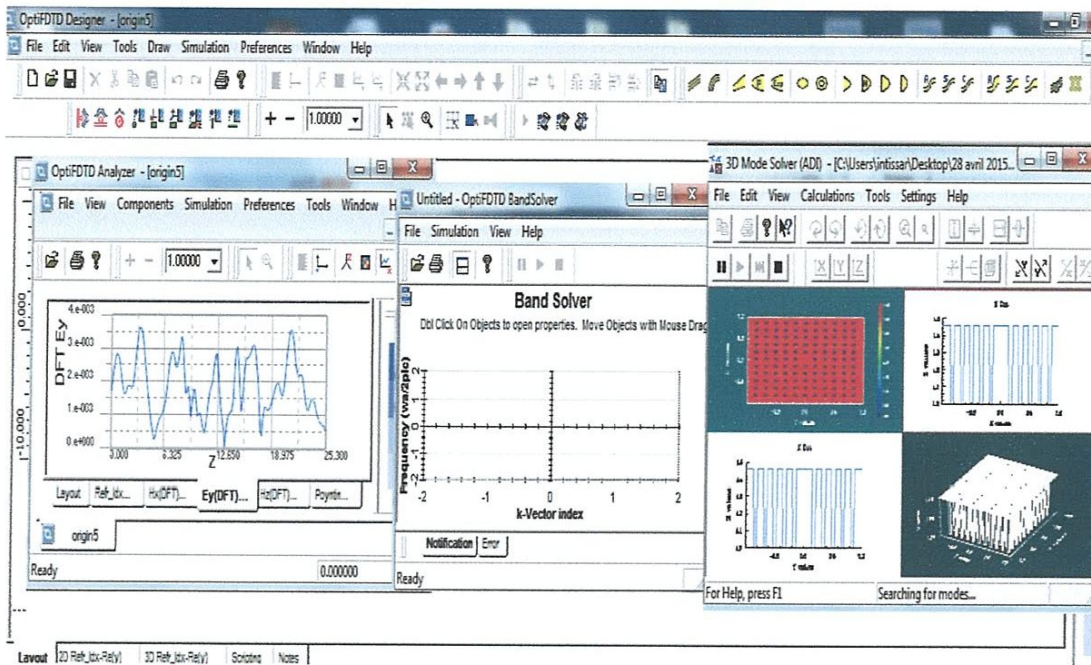


Figure III.3 : Vue d'ensemble des différents modules de l'optiFDTD.

❖ Designer

Ce type de module permet de modéliser l'objet à analyser, il nous offre la possibilité d'ajuster les propriétés de la fenêtre de conception ou il va être modélisé le guide d'onde, ainsi que les paramètres de simulation et les propriétés du champ qui va ce propagé au niveau de la fibre. La fenêtre de Designer est représentée sur la figure III.4.

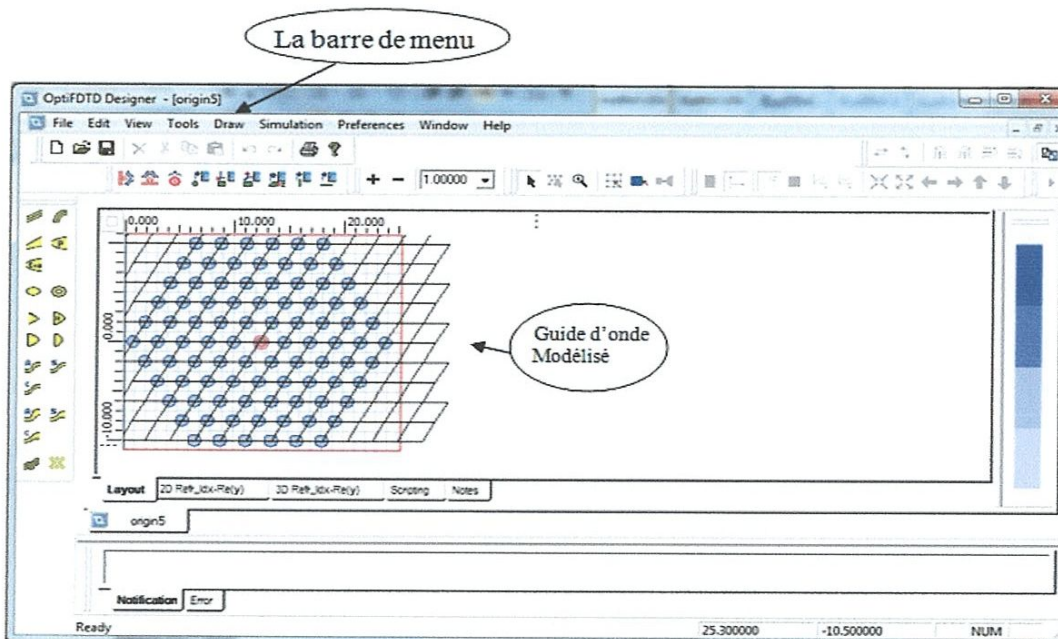


Figure III.4: La fenêtre du Designer.

Les étapes essentielles de conception du modèle de la FMAS RTI en utilisant le **Designer** sont :

- ✚ Spécification des types des matériaux présent dans la structure (l'air et le silice dans notre cas), et leurs indice de réfraction ($n_{air}=1$, $n_{silice}=1.46$).
- ✚ Définition de la géométrie et de tous les paramètres tel que : les dimensions de la fenêtre de conception, le rayon des trous d'air (R), l'espacement entres les trous d'air (le pas du réseau Λ).
- ✚ Définition des propriétés physique : la structure de la FMAS (hexagonal, carré, triangulaire).
- ✚ l'indication des propriétés du champ a injecté au niveau de la fibre . le type de l'onde (onde continue, Gaussienne...), son amplitude, et ça longueur d'onde.
- ✚ La précision des paramètres de simulation: la polarisation (TE, TM), le maillage spatiale et temporelle (Δx , Δy , Δt).
- ✚ Finalement, l'exportation de la distribution de l'indice de réfraction dans un fichier numérique à extension (.rid) est impérative pour pouvoir lancer le module 3D Mode Solver.

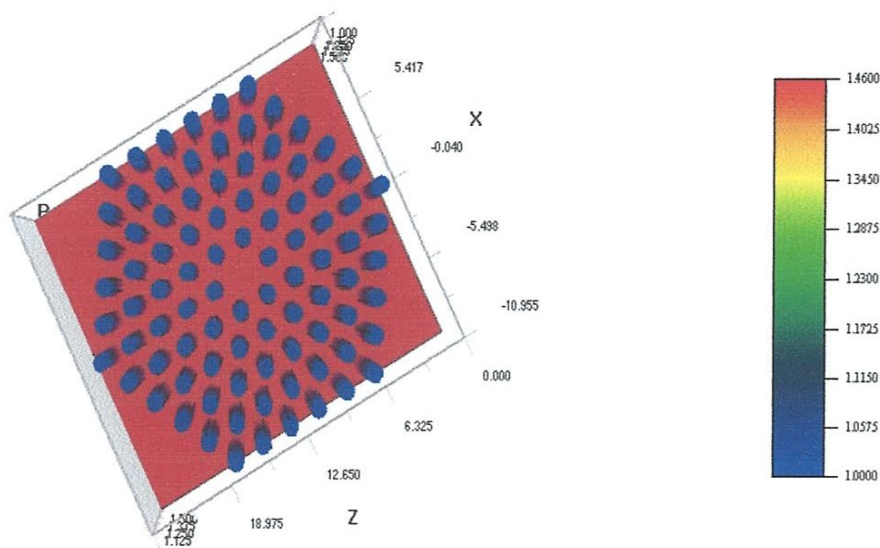


Figure III.5: Distribution de l'indice de réfraction d'une FMAS RTI à réseau triangulaire.

❖ 3D Mode Solver

Ce module prend en charge l'opération d'analyse modale de l'onde guidée au niveau de la fibre, à travers les données modales fournies par le 3D Mode solver on peut déterminer les propriétés des fibres microstructurées air/silice, tel que la dispersion chromatique, les pertes...etc. Pour l'exécuter on doit ajuster les paramètres désirés :

- ✚ Les paramètres du scan: la largeur de la bande spectrale (wavelength [200 2000] nm) et le nombre d'itérations.
- ✚ Les paramètres du calcul: spécification de l'excitation du champ électrique suivant Y ou X, définir le solveur comme un nombre complexe ou réel, préciser les conditions aux limites: TBC ou Neumann.

A la fin du scan, une fenêtre s'affiche permettant à l'utilisateur de visualiser le résultat de l'analyse modale.

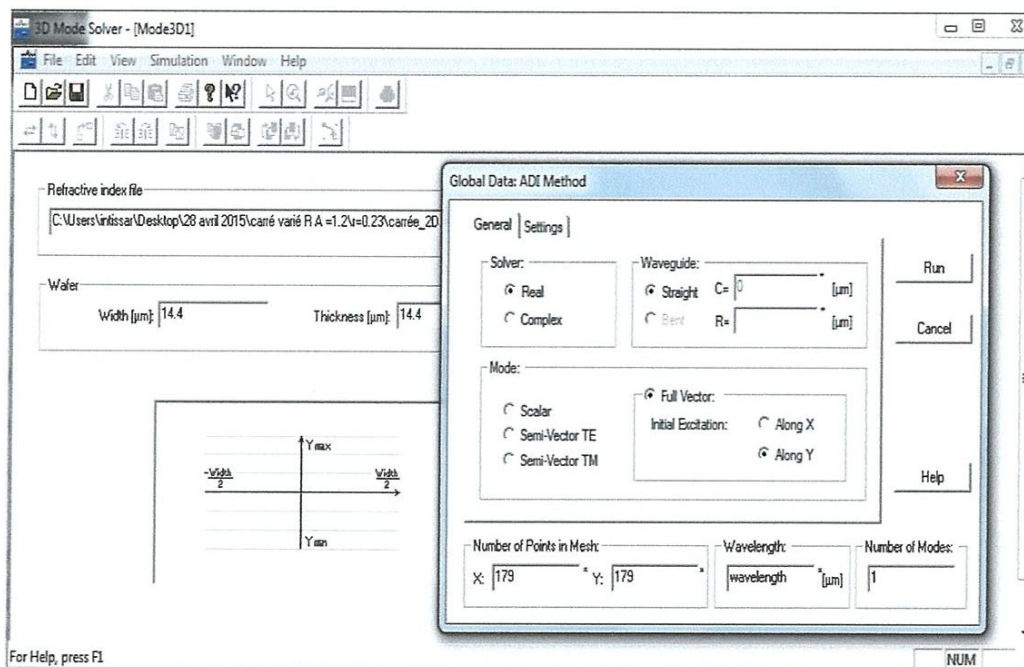


Figure III.6: La fenêtre du 3D Mode Solver, et la boîte de dialogue dans laquelle on définit les paramètres du calcul.

III.4. Structure des fibres FMAS étudiées

Les structures des FMAS considérées dans notre simulation sont formées de trous circulaires en air d'indice $n=1$, de diamètre d , espacés d'un pas Λ , réparties selon une structure triangulaire ou carrée bidimensionnelle, et prolongées dans une matrice de silice d'indice de

réfraction $n = 1.46$, le cœur est créé en supprimant un trou d'air dans la matrice. Le schéma des structures est reporté sur la figure III.7, comme source d'excitation de la lumière nous utilisons une onde de forme Gaussienne de faible puissance.

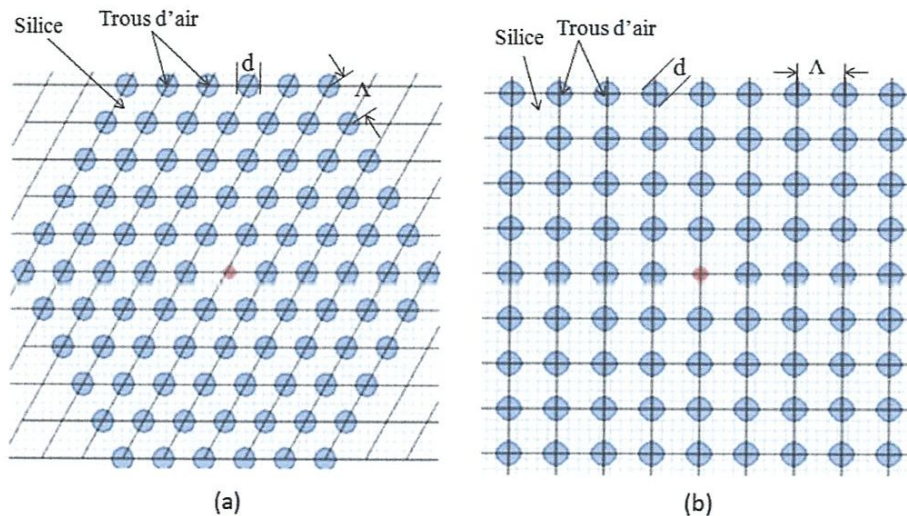


Figure III.7: Schéma d'une FMAS-RTI avec une gaine constituée d'une (a) structure triangulaire de trous d'air ($n=1$) percés dans une matrice de silice ($n = 1.46$) et (b) structure carrée de trous d'air ($n=1$) percés dans une matrice de silice ($n = 1.46$).

III.5. Résultats de simulation

Dès que la structure des FMAS RTI est correctement dimensionnée et maillée, le logiciel {optiFDTD} permet d'accéder aux informations relatives au comportement du mode susceptible d'être guidé dans les FMAS (indice effectif, cartographie des champs...). À partir de cette extraction sous {optiFDTD} de l'indice effectif, nous pouvons accéder, par la rédaction d'un programme adapté sous le logiciel MATLAB (Annexe), aux calculs de la courbe de dispersion chromatique. Notons que notre étude s'appuie sur les références [51] à [60].

III.5.1. Analyse modale des FMAS RTI

III.5.1.1. L'influence du rapport d/Λ sur la distribution du champ

En analysant le confinement du champ électrique dans la bande c autour de 1550 nm dans des FMAS RTI de propriété géométrique ($\Lambda=2.3\mu\text{m}$, cinq couronnes de trous). Pour les deux structures étudiées dans ce mémoire (carrée, triangulaire), à travers le logiciel {optiFDTD} la forte sensibilité du confinement du champ électrique aux variations géométriques est mise en évidence.

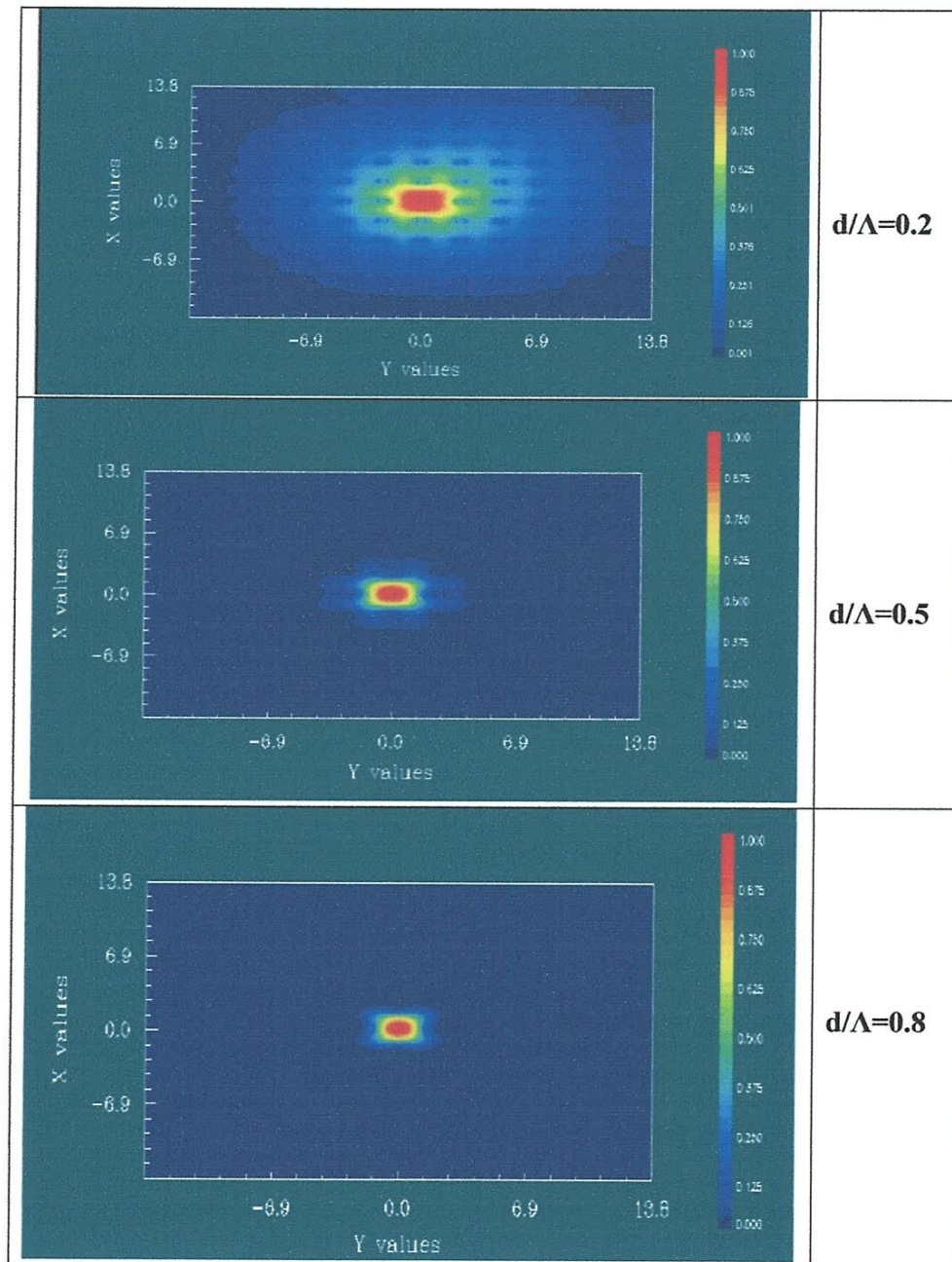


Figure III.8 : Répartition de l'intensité du champ électrique (mode TM) dans le plan YX, des FMAS à structure carrée pour des rapports d/Λ différents, de pas $\Lambda = 2.3\mu\text{m}$ à $\lambda = 1550\text{nm}$.

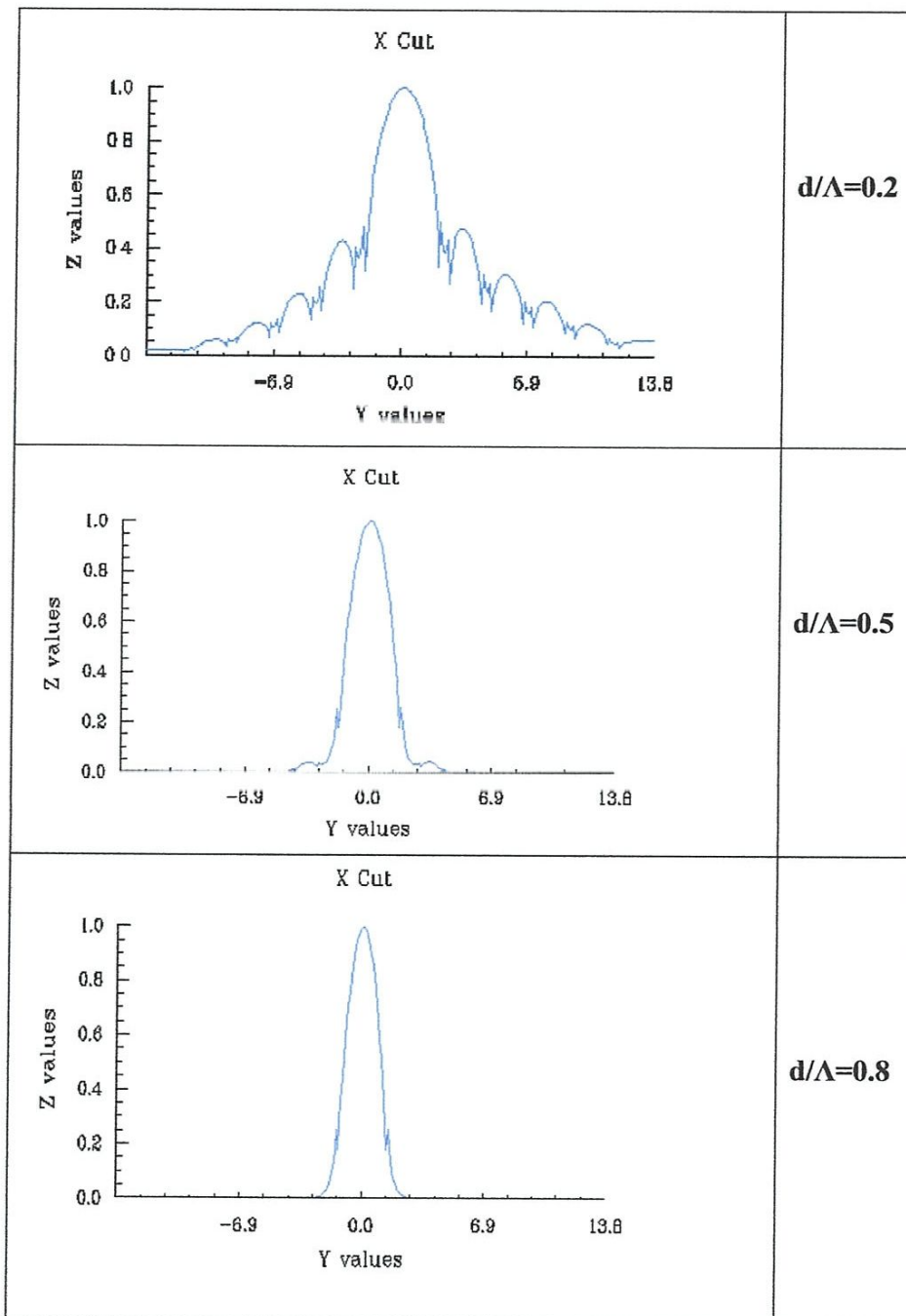


Figure III.9: Distribution de l'intensité du champ électrique (mode TM) dans le plan YZ, des FMAS à structure carrée pour des rapports d/Λ différent, de pas $\Lambda=2.3\mu\text{m}$ à $\lambda=1550\text{nm}$.

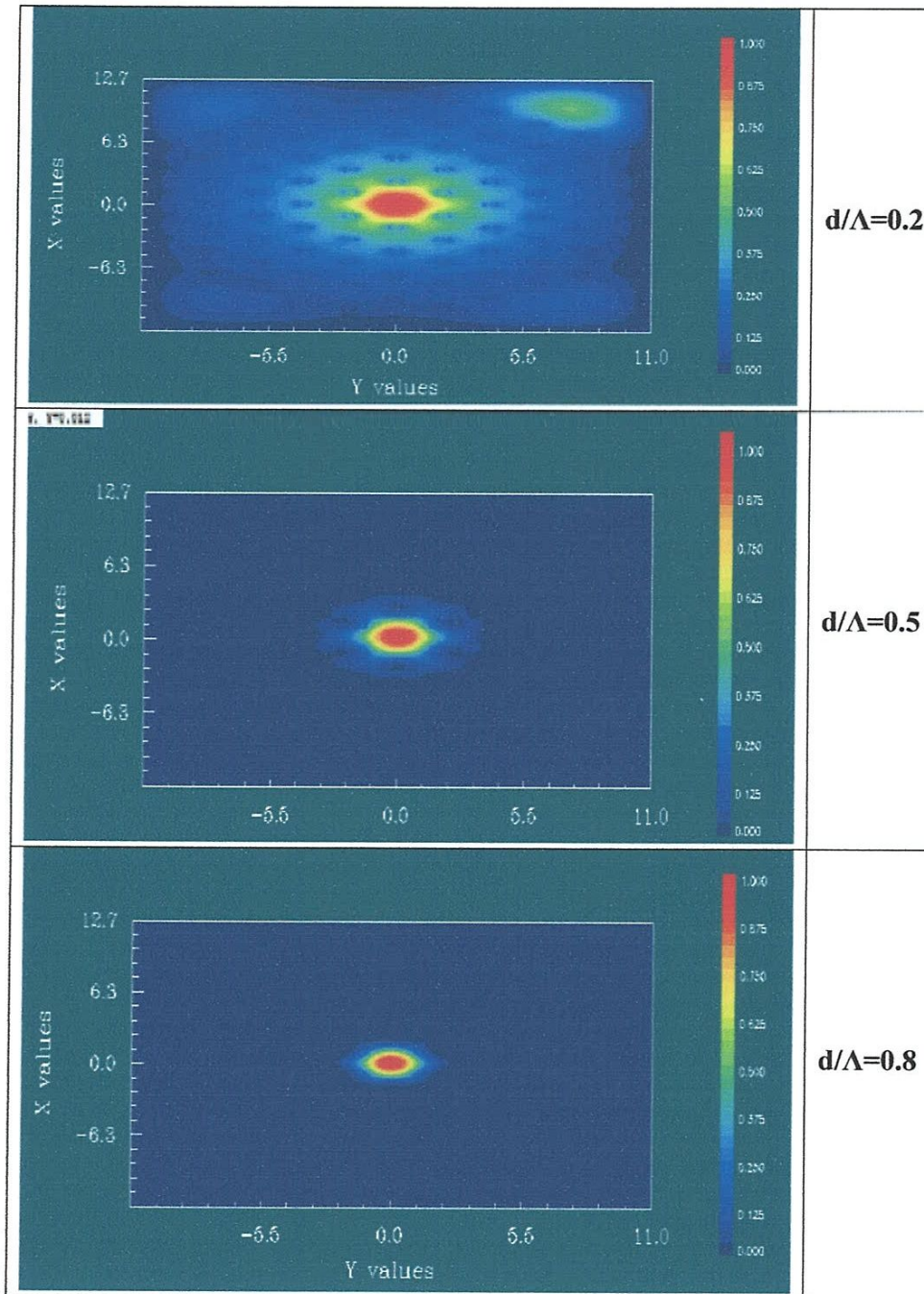


Figure III.10 : Répartition de l'intensité du champ électrique (mode TM) dans le plan YX, des FMAS à structure triangulaire pour des rapports d/Λ différent, de pas $\Lambda=2.3\mu\text{m}$ à $\lambda=1550\text{nm}$.

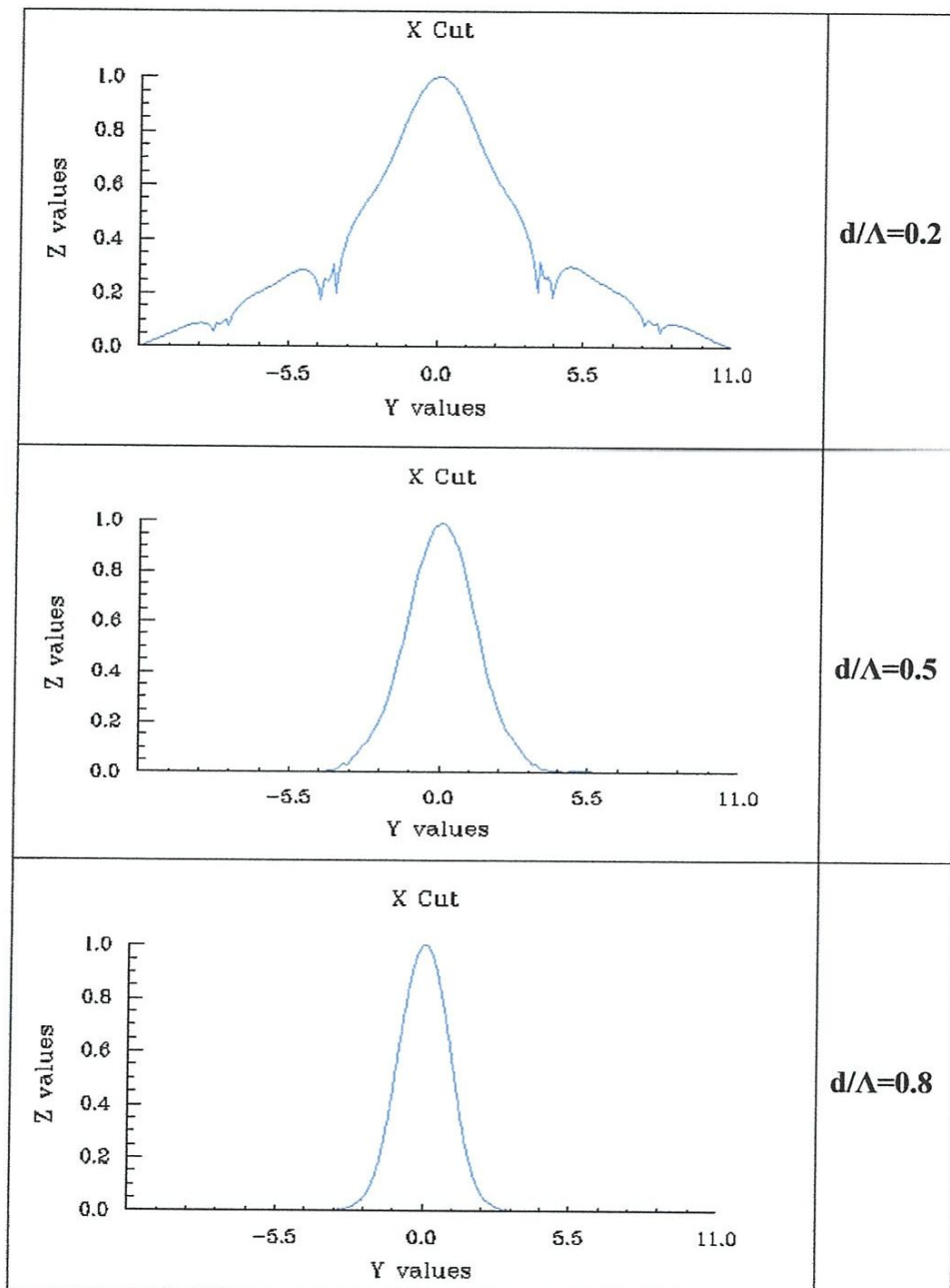


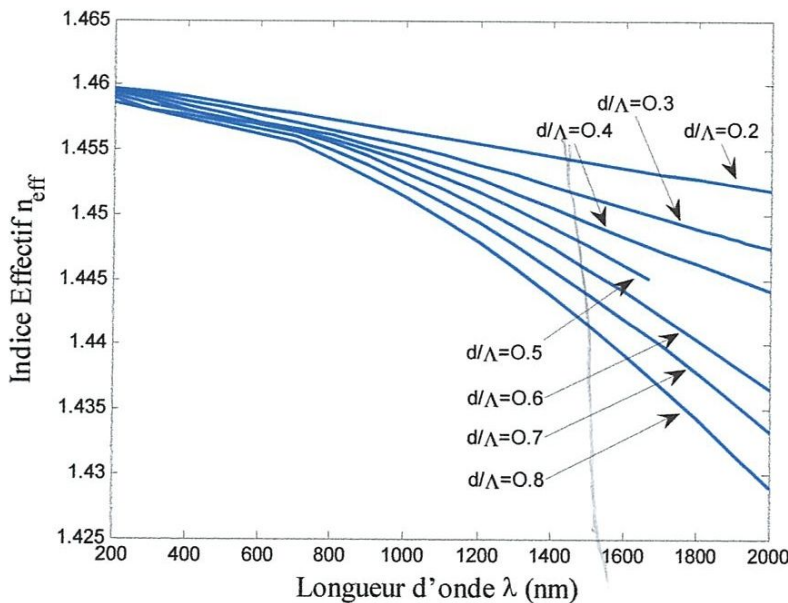
Figure III.11: Distribution de l'intensité du champ électrique (mode TM) dans le plan YZ, des FMAS à structure triangulaire pour des rapports d/Λ différent, de pas $\Lambda=2.3\mu\text{m}$ à $\lambda=1550\text{nm}$.

Sur les figures III.8.9.10.11 on voit nettement que le champ est mal confiné lorsque le rapport d/Λ est très petit, et que la configuration géométrique de fibres microstructurées à d/Λ plus grand permet d'obtenir un fort confinement du champ. En effet, une faible proportion d'air provoque une fuite du rayonnement au cours de sa propagation dans la gaine microstructurée. On peut noter aussi que les pertes de confinement du champ dans la structure carrée sont plus élevées que dans la structure triangulaire.

III.5.1.2. Influence du rapport d/Λ sur l'indice effectif

Dans cette partie, en utilisant le logiciel de simulation {optiFDTD} notre attention sera portée sur la variation de l'indice effectif du mode propagé dans une FMAS RTI en fonction de la longueur d'onde, pour un nombre de couronnes d'air N fixe (cinq couronnes de trous d'air) quelles que soient la structure des FMAS considérées (carrée ou triangulaire), ceci pour différentes valeurs du rapport d/Λ , et un pas Λ fixe.

❖ **Structure triangulaire**



(a)

$n_{eff} = 1,5 \mu_{eff}$

$n = f(d/\Lambda) \rightarrow \Lambda = \lambda / n$
 $d f(\lambda) \rightarrow d/\Lambda = \lambda / n$

les variations possibles d'extrapoler les valeurs de n par 1 nombre infini de $[d, \Lambda]$

+ 90% valeur autour de 1,5 μ_{eff} pour lequel on aura la courbe de ces valeurs avec le calcul de DC

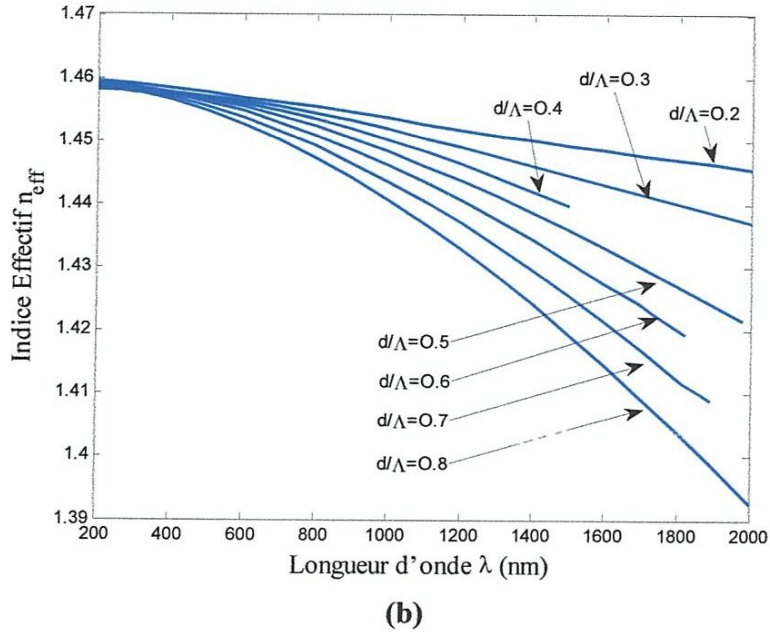


Figure III.12 : Variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour différents valeurs du rapport d/Λ pour des FMAS RTI de structure triangulaire avec un pas (a) $\Lambda=3 \mu\text{m}$ et (b) $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$

D'après la figure III.12 (a) on constate que l'indice effectif du mode propagé diminue avec l'accroissement de la longueur d'onde et l'élévation des multiples rapports d/Λ . Pour les basses longueurs d'onde l'indice effectif décroît plus en moins rapidement et quasi linéairement, alors que pour les hautes longueurs d'onde la sensibilité de l'indice effectif aux variations géométriques est exacerbée, on voit bien que les abaques présentent un décroissement exponentiellement intensif.

d/Λ	n_{eff}
0.2	1.45407053
0.5	1.44757372
0.8	1.43426252

Tableau III.1: L'influence du rapport d/Λ sur l'indice effectif à $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, pour une FMAS de structure triangulaire de pas $\Lambda=3 \mu\text{m}$.

Le tableau III.1 montre que l'indice effectif s'éloigne de la valeur $n_{\text{silice}}=1.46$, et se converge progressivement vers l'indice effectif de l'air $n_{\text{air}}=1$ avec l'augmentation du rapport d/Λ c.-à-d. l'augmentation de la proportion d'air dans la gaine microstructurée.

Sur la figure III.12 (b), pour évaluer l'influence du pas de réseau Λ sur l'indice effectif du mode guidé, la simulation de n_{eff} des FMAS RTI de structure triangulaire a été menée sur un pas plus petit $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$. Les résultats obtenus nous permettent de conclure que les courbes ressemblent d'une manière ou autre aux abaques de la figure III.12 (a), ou n_{eff} décroît brusquement lorsque la longueur d'onde et le rapport d/Λ augmentent.

Λ (μm)	n_{eff}
3	1.43426252
2.3	1.41938677

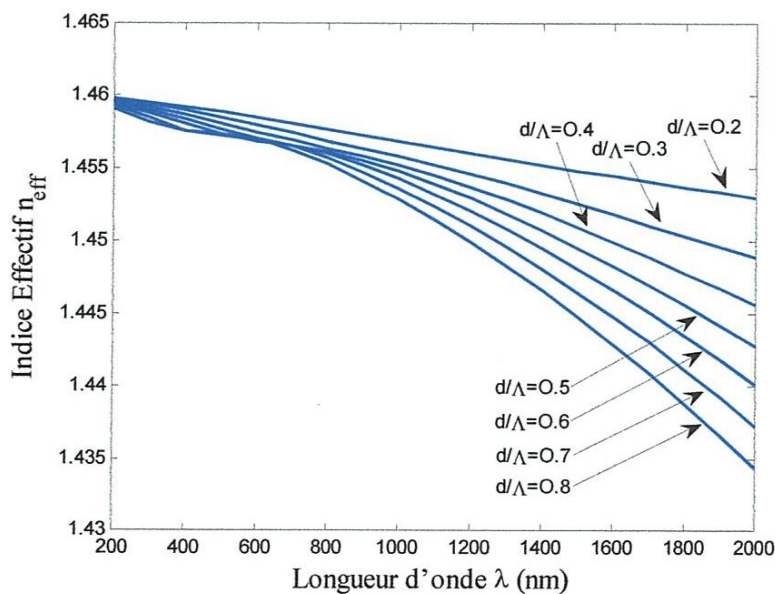
Tableau III.2: l'influence du pas Λ sur l'indice effectif à $\lambda=1.55\mu\text{m}$, pour une FMAS de structure triangulaire de rapport $d/\Lambda=0.8$.

En comparant les résultats du tableau III.2, on remarque une diminution plus importante de n_{eff} pour le profil de $\Lambda=2.3\mu\text{m}$ qui s'explique par le fait que la silice est moins dans cette structure.

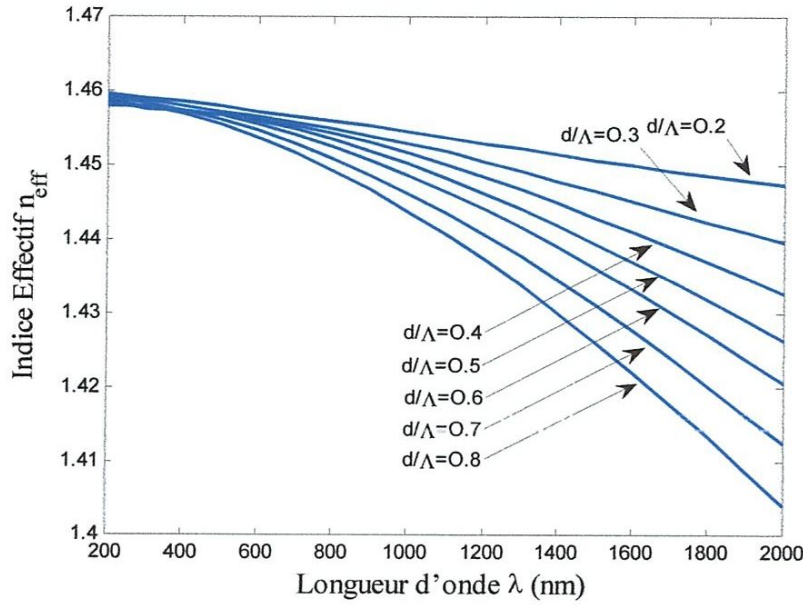
Après la modélisation et l'analyse des deux structures triangulaire de pas différents, on peut conclure que l'indice effectif est très sensible à la variation des paramètres opto-géométrique (rapport $d/\Lambda, \Lambda$), une fois que la proportion d'air est maximale et le pas du réseau est minimale, l'indice effectif se rapproche de plus en plus de 1 c'est-à-dire de l'indice effectif de l'air.

❖ Structure carrée

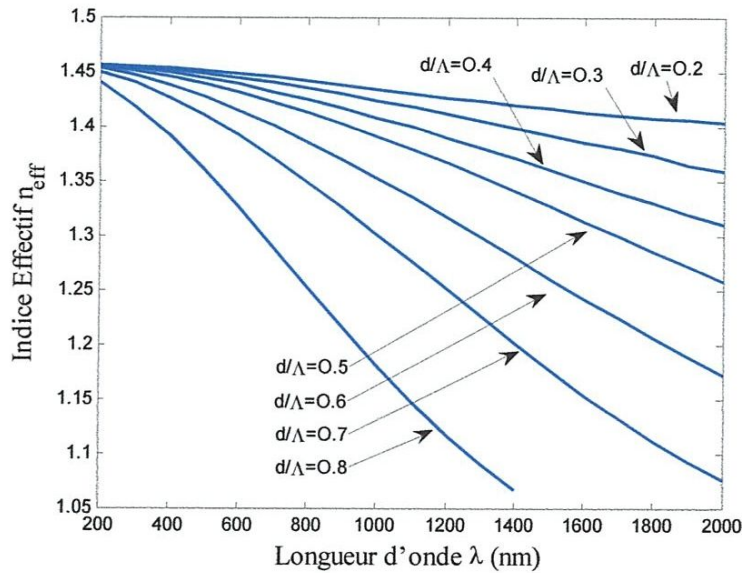
D'autres modélisations avec une structure de trous d'air carré seront nécessaires pour mieux analyser le comportement de n_{eff} , cette modification d'arrangement des trous d'air va nous permettre d'illustrer un autre effet qui influe sur la variation de l'indice effectif.



(a)



(b)



(c)

Figure III.13 : Variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour différent valeurs du rapport d/Λ pour des FMAS RTI de structure carrée avec un pas (a) $\Lambda=3 \mu\text{m}$ (b) $\Lambda=2.3\mu\text{m}$ et (c) $\Lambda=1.2\mu\text{m}$.

L'examen des figures III.13 (a) (b) (c), montre que les abaques ont à peu près la même allure quelle que soit la valeur de Λ . Nous remarquons plus précisément que toujours l'indice effectif décroît de manière exponentielle lorsque λ et le rapport d/Λ (proportion d'air) augmentent, et qu'il diminue de plus en plus dans la FMAS RTI qui a un pas de réseau Λ minimal.

Λ (μm)	n_{eff}
3	1.44477924
2.3	1.42615131
1.2	1.06831741

Tableau III.3: l'influence du pas Λ sur l'indice effectif à $\lambda=1.55\mu\text{m}$, pour une FMAS de structure carrée de rapport $d/\Lambda=0.8$.

Nous observons aussi une ressemblance de forme des courbes avec les courbes de structure triangulaire figure III.12 (a) (b), pour mieux comparer nous faisons une analyse entre les deux structures :

Λ	d/Λ	λ	Structure Carré (n_{eff})	Structure triangulaire (n_{eff})
2.3 μm	0.8	1550 nm	1.42204480	1.41938677

Tableau III.4: l'influence de la structure sur l'indice effectif.

On peut donc retirer comme conséquence directe que le fait d'avoir un arrangement triangulaire force n_{eff} à diminuer et se convergés de plus en plus.

D'après l'analyse des courbes de modélisation des FMAS RTI (Figure III.12 III.13), on remarque que l'indice effectif varie fortement de 1.46 à 1 en fonction de la longueur d'onde. Comme l'extension du champ dans les trous varie notablement avec la longueur d'onde, cet indice dépend lui-même de la longueur d'onde et des paramètres géométriques de la fibre (d/Λ , Λ). On remarque que lorsque la longueur d'onde augmente, le champ électrique guidé 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 microstructurée. A l'inverse, aux courtes longueurs d'onde, la lumière est confinée dans la silice augmentant l'indice effectif de la gaine. Ainsi le paramétrage de la géométrie des FMAS en fonction de la taille et de la répartition des trous influe d'une manière considérable sur le comportement modal, une proportion assez forte d'air est engendrée par l'augmentation du rapport d/Λ , alors que l'élévation de la proportion de la silice dans la gaine microstructurée est engendrée par l'accroissement du pas Λ .

III.5.1.3. Influence du nombre de couronnes N sur l'indice effectif

Pour analyser l'influence de l'ajout des couronnes de trous N sur la variation de l'indice effectif du mode guidé, nous traçons l'évolution de n_{eff} en fonction du nombre de couronnes pour les deux structures carrée et triangulaire.

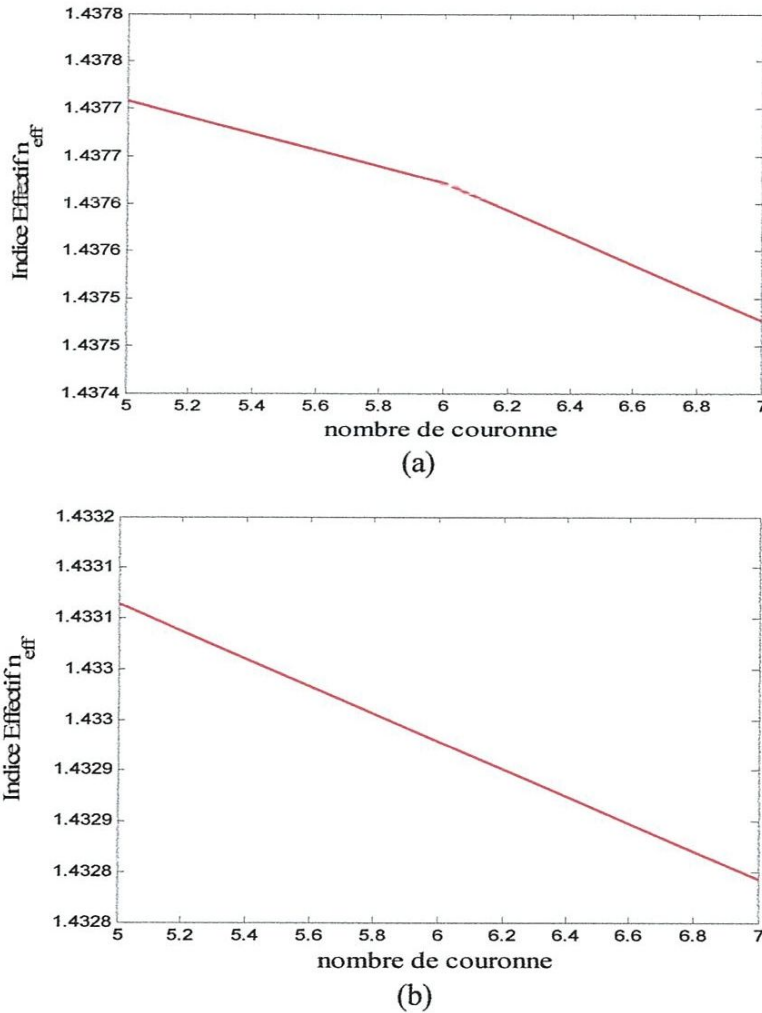


Figure III.14 : Variation de l'indice effectif en fonction du nombre de couronnes pour une FMAS RTI de pas $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$, de diamètre $d=1.2\mu\text{m}$ et de (a) structure carrée (b) structure triangulaire.

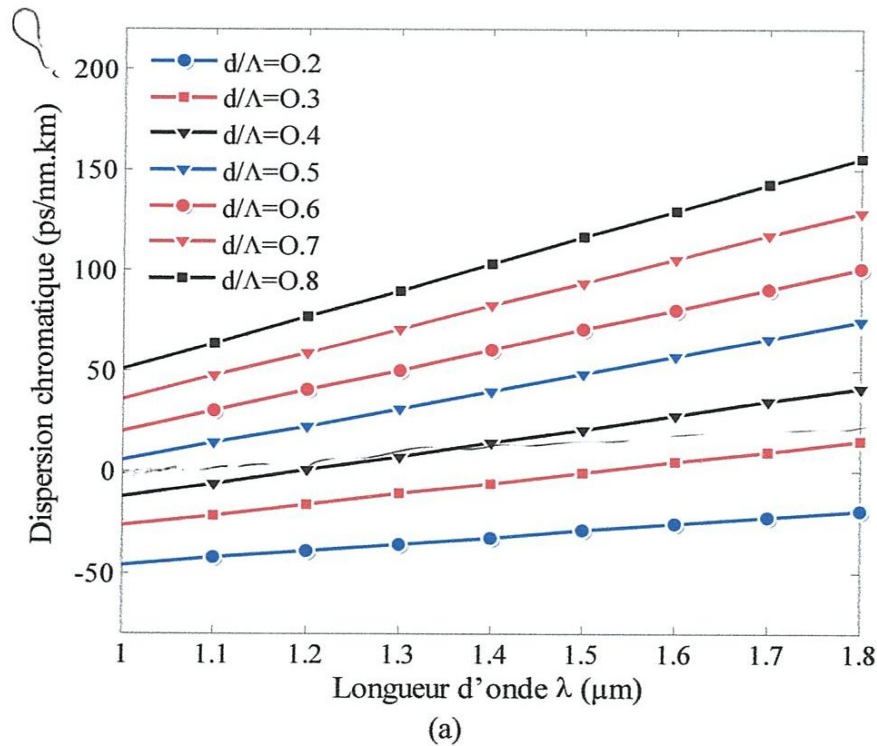
Les figures III.14 (a) (b) présentent l'indice effectif en fonction du nombre de couronnes pour deux structures carrée et triangulaire, les abaques réalisés sont pour une FMAS de $\Lambda =2.3\mu\text{m}$, $d=1.2\mu\text{m}$ avec des profils à 5, 6 et 7 couronnes de trous. Pour les deux simulations réalisées, on peut conclure que l'indice effectif diminue d'une manière linéaire par l'ajout d'une couronne. Une augmentation du nombre de couronnes N engendre une augmentation de la proportion d'air dans la gaine optique, c'est l'explication physique de ce phénomène.

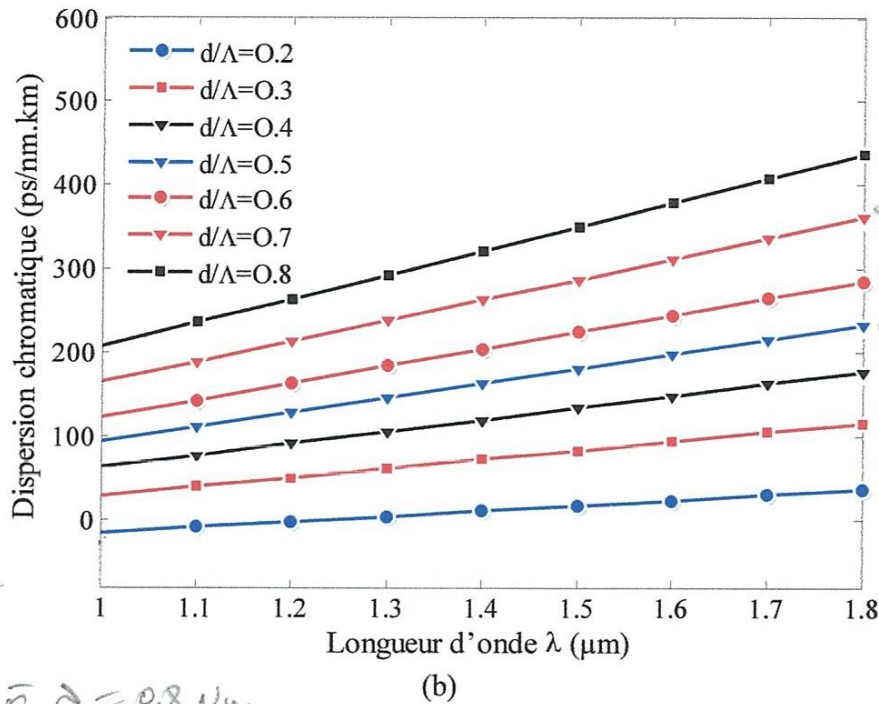
III.5.2. Influence du rapport d/Λ sur la dispersion chromatique dans les FMAS RTI

Dans cette partie, nous allons implémenter un programme sur MATLAB (Annexe) pour obtenir les courbes de dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde à partir de l'équation (III.2) ainsi que l'évolution spectrale des indices effectifs obtenue précédemment par le logiciel {optiFDTD}. Les courbes obtenues sont présentées sur les figures III.15. III.16.

Nous allons simuler la dispersion du guide D_g , le matériau va être considéré comme un matériau non dispersif c.-à-d. $D_m=0$ pour isoler la contribution de la dispersion du matériau à la dispersion chromatique. Cependant l'analyse des abaques obtenue ce sera fondée sur l'examen simultané des courbes obtenues de dispersion et la courbes de dispersion du matériau (Figure III.2), à fin de déduire la dispersion chromatique et l'application visée.

✚ Structure carrée





mesure
 $d/\Lambda = 0,25$
 $\Lambda = 2,3$
 $D_c = -77,7 \text{ @ } \lambda = 0,8 \mu\text{m}$

$D_c = \frac{\lambda^2}{c} \frac{d^2 n^2_{eff}}{dL^2}$
 Comment est fait le calcul de la dérivée seconde de n_{eff}

Figure III.15 : Variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde dans des FMAS RTI de structure carrée, de cinq couronnes de trous, pour différents valeurs du rapport d/Λ avec un pas de (a) $\Lambda=3 \mu\text{m}$ et (b) $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$.

Sur la figure III.15 (a), pour les paramètres des FMAS sélectionnées, on voit nettement que la dispersion croît d'une manière linéaire avec l'augmentation de la longueur d'onde λ et le rapport d/Λ . En faisant un zoom sur les abaques, on peut noter que l'écart entre les deux courbes correspond au rapport $d/\Lambda = [0.2 \ 0.3]$ respectivement égal à 17ps/ (km.nm) et 12 (ps/ (km.nm)) pour $\lambda=1000 \text{ nm}$ et $\lambda=1800 \text{ nm}$.

Au fur et à mesure que la proportion d'air et la longueur d'onde augmentent, la différence d'indice cœur-gaine augmente, et le champ devient de plus en plus confiné dans le cœur ce qui augmente la contribution positive du guide à la dispersion chromatique. Au contraire lorsque la proportion d'air dans la gaine est minimale (par exemple $d/\Lambda=0.2$) et aux basses longueurs d'onde le champ du mode propagé s'étale davantage dans la gaine ce qui rend négative la contribution du guide la dispersion chromatique.

Proportion d'air (d/Λ)	D_c ps/(km.nm)
0.2	-23
0.3	-10
0.4	22
0.5	40

Tableau III.5: L'influence du rapport d/Λ sur la dispersion chromatique des FMAS RTI à $1.55 \mu\text{m}$.

En affinant les abaques dans la gamme de paramètres définie précédemment dans la figure III.15 (a), nous avons remarqué que les deux courbes de $d/\Lambda < 0.3$ qui correspond à une proportion d'air minimal, ils ont une pente de dispersion du guide négative sur la toute la plage d'analyse, en faisant l'addition des deux pentes de dispersion du guide (figure III.15(a)) et du matériau (figure III.2), on constate que ces fibres sont compensatrices de dispersion aux hautes longueurs d'onde.

Si on va plus loin dans notre analyse des deux courbes, on constate que les deux FMAS ont une D_c faible et ultra plate dans la bande c autour de $\lambda=1550\text{nm}$ (la longueur d'onde d'opération des télécommunications optiques), donc ces fibres sont applicable dans les systèmes de transmissions haut débit.

Nous avons constaté aussi que les abaques relative à $d/\Lambda > 0.4$ ont des pentes de dispersion du guide positive le long du spectre, ces profils sont connues dans la littérature scientifique optique comme des FMAS à décalage du zéro de dispersion aux courtes longueurs d'onde. Car ils ont une pente de dispersion du guide positive aux basses longueurs d'onde opposée à la pente de dispersion du matériau négative (figure III.2), ce qui donne une dispersion total nulle ou positive pour $\lambda < 1,27\mu\text{m}$. Ce genre de FMAS ($d/\Lambda > 0.4$) peut être appliquées à la propagation d'onde Soliton et à la génération de Supercontinuum.

Dans la figure III.15 (b), la simulation a aboutit aux mêmes allures de courbes semblable aux FMAS de pas $\Lambda=3\mu\text{m}$. Ce qu'on veut cibler derrière ce traçage des abaques est d'illustré l'influence du pas $\Lambda=2.3\mu\text{m}$ sur la dispersion du guide. Selon les résultats, il semble très évident que la D_g demeure positive sur toute la plage d'analyse et pour tout les profils des FMAS de $d/\Lambda > 0.2$ et qu'elle croit d'une manière plus intense par rapport aux FMAS du pas $\Lambda=3\mu\text{m}$.

Lorsque le pas du réseau Λ est petit et/ou la proportion d'air dans la gaine microstructurée est élevé, la différence d'indice cœur gaine croit et le champ du mode fondamental est bien confiné dans le cœur, ce qui rend positive la contribution du guide qui devient plus importante que la dispersion du matériau (la silice) dans la dispersion chromatique. Dans le cas contraire ou le pas devient plus grand et /ou la proportion d'air moins élevée, la différence cœur-gaine sera moins importante, le champ s'enfuit dans la gaine, et la dispersion du matériau domine ce qui rend négative la contribution de la dispersion du guide dans la dispersion chromatique totale.

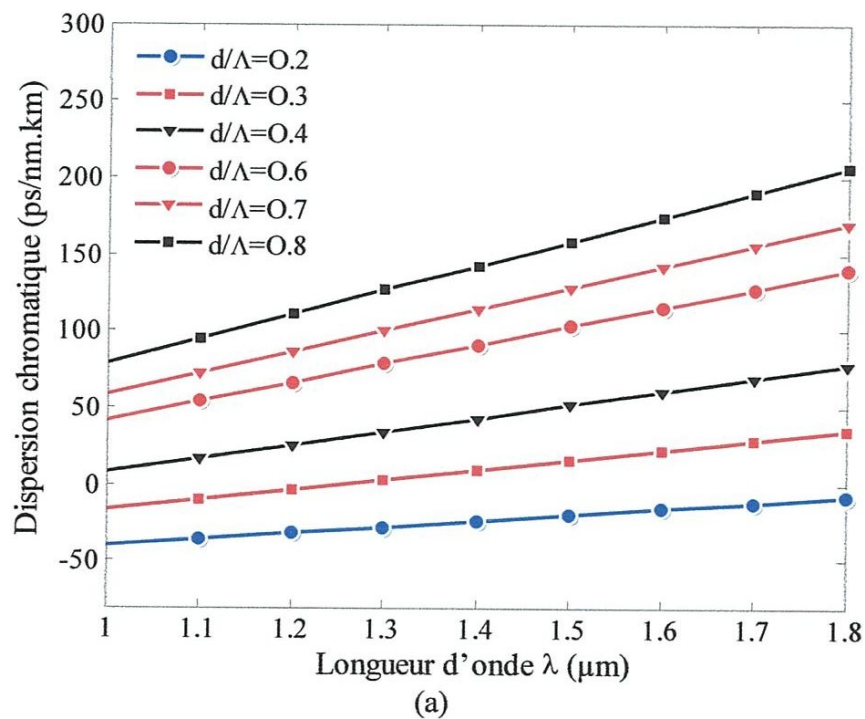
Λ	D_g ps/(km.nm)
3	-10
2.3	80

Tableau III.6: l'influence du pas Λ sur la dispersion chromatique des FMAS RTI du rapport $d/\Lambda=0.3$ à $1.55\mu\text{m}$.

Nous constatons que les FMAS RTI de pas $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ ont tous une pente de dispersion chromatique nulle ou positive aux courtes longueurs d'onde. Donc ils sont applicables à la génération de supercontinuum ou la propagation d'onde soliton.

✚ Structure triangulaire

Cette analyse a été menée sur une structure différente mais en gardant la même géométrie des FMAS RTI dans le cas de la structure carrée, le but est d'évaluer l'influence de la structure des FMAS RTI sur la dispersion chromatique. Les courbes de la dispersion chromatique qui sont déduites de l'évolution spectrale de l'indice effectif montrée sur les figures III.12 (a) (b) sont présentées dans les figures III.16 (a) (b).



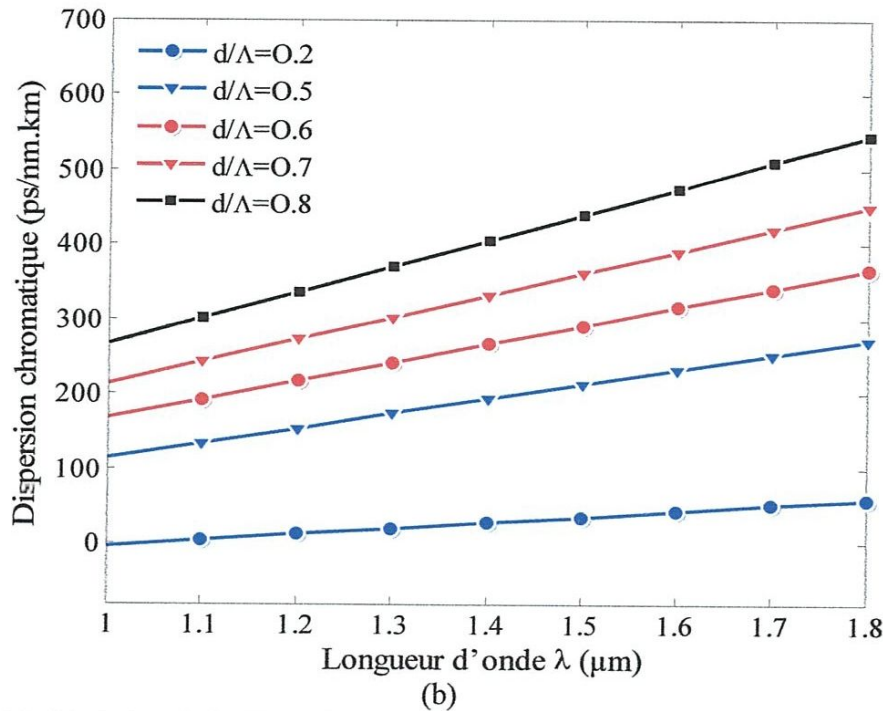


Figure III.16 : Variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde dans des FMAS RTI de structure triangulaire, de cinq couronnes de trous, pour différents valeurs du rapport d/Λ avec un pas de (a) $\Lambda=3 \mu\text{m}$ et (b) $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$.

En analysant les **figures III.16 (a) (b)** de structure triangulaire, nous avons affirmé la forte sensibilité de la dispersion du guide aux variations géométrique, sur les deux figures la dispersion du guide évolue suivant une droite, les graphiques démontrent que plus le rapport d/Λ et la longueur d'onde sont importante et plus la dispersion du guide augmente. En effet, l'évolution de la D_g suit la répartition du champ du mode propagé. Plus la proportion d'air dans la gaine et la longueur d'onde sont élevés plus la différence d'indice cœur gaine est élevée, le champ se trouve piégé et bien confiné dans le cœur, finalement un développement de la contribution positive de la dispersion du guide est une conséquence.

En comparant, les deux abaques (figure III.16 (a) (b)) de pas différents, nous déduisons que les FMAS de pas plus important $\Lambda=3\mu\text{m}$ exhibe une dispersion du guide moins importante par rapport aux FMAS de faible pas $\Lambda=2.3\mu\text{m}$. ceci s'explique par le fait de la forte contribution du matériau, et la faible contribution de la dispersion du guide à la dispersion chromatique.

Il existe un seul profil de FMAS ($d/\Lambda=0.2$ $\Lambda=3\mu\text{m}$) qui semble amorcer et finie par une D_g négative. A $\lambda=1550 \text{ nm}$ la D_g est égal à $(-21\text{ps}/(\text{nm.km}))$, donc ce profil de FMAS présente une pente de dispersion du guide négative opposée a la pente de la dispersion du matériau (figure III.2) a la même longueur d'onde.

On comprend bien intuitivement que les FMAS de rapport $d/\Lambda>0.2$ de structure triangulaire ne sont pas compensatrice dans l'ensemble de la bande spectrale d'étude. Donc ils ne sont pas compatibles à la transmission haut débit.

III.5.3. Récapitulatif des résultats obtenus pour les deux structures (carré et triangulaire)

Rapport d/Λ	D_c (ps / (nm.km))	
	Structure carrée	structure triangulaire
0.2	-23	-20
0.3	-10	10
0.4	22	40
0.6	70	100
0.7	90	125
0.8	130	160

Tableau III.7: L'influence du rapport d/Λ sur la dispersion chromatique des FMAS RTI de structure carrée et triangulaire de cinq couronnes de trous de pas $\Lambda = 3\mu\text{m}$ à 1550nm.

Rapport d/Λ	D_c (ps/(nm.km))	
	structure carrée	structure triangulaire
0.2	10	20
0.5	160	200
0.6	205	280
0.7	290	370
0.8	340	440

Tableau III.8: L'influence du rapport d/Λ sur la dispersion chromatique des FMAS RTI de structure carrée et triangulaire de cinq couronnes de trous de pas $\Lambda = 2.3\mu\text{m}$ à 1550nm.

Sur les tableaux III.7. III.8, les valeurs de la dispersion du guide en fonction de d/Λ , croissent fortement à mesure que Λ est minimal et d/Λ est maximal, les valeurs négative de la dispersion du guide à 1550 nm sont obtenues avec les FMAS pour lesquelles Λ est égale à $3\mu\text{m}$ et le rapport $d/\Lambda < 0.4$ pour les deux structures.

Les travaux de modélisation effectués sur les FMAS au cours de cette simulation, nous ont menés à trouver des profils qui satisfont le cahier de charge prédéfini dans les transmissions haut débit aux télécommunications qui incite une D_c plate et faible à 1550 nm. À travers nos résultats il apparaît clairement qu'on a trouvé trois profils de FMAS RTI compensatrice de dispersion à 1550 nm. Deux profils de FMAS compensatrice à la structure carrée affirment que la structure carrée assume mieux la compensation de la dispersion par rapport à la structure triangulaire.

III.6. Conclusion

La problématique qui a été présentée dans ce chapitre concerne l'analyse de la dispersion chromatique dans les FMAS RTI, notre but été de prospecter jusqu'à arrivé a des profils de FMAS adapté aux télécommunications optiques. Dans un premier temps, nous avons rappelé les effets contribuent a la dispersion chromatiques des FMAS RTI, ce rappel nous a permet de préciser le contexte dans lequel s'est située l'étude développée dans ce mémoire.

Lors du chapitre, il nous a fallu tout d'abord reprendre la modélisation des FMAS pour pouvoir accéder au paramètre de la dispersion chromatique. Nous avons choisi un performant logiciel {optiFDTD} qui permette une analyse complète du guide à profils d'indice aussi complexes que ceux des FMAS. Après vous avoir exposé et montré leurs interfaces qui tendent à faciliter leur utilisation, nous avons passé à la partie numérique de ce mémoire.

Nous avons effectué une étude pour évaluer la dépendance entre l'indice effectif du mode propagé au niveau de la FMAS RTI et les paramètres géométriques, nous avons pu constater que la modification de ces paramètres agit de manière signifiante sur l'évolution de l'indice effectif. Ensuite cette détermination précise du contenu modal nous a menés vers une analyse fine de la dispersion chromatique dans les FMAS RTI considérée, la dispersion est calculée sur une bande spectrale comprise entre 1000 nm et 1800nm. Les valeurs de dispersion chromatique sont déterminées dans deux structures carrée et triangulaire pour deux pas différents $\Lambda=2.3$, $\Lambda=3$ μm pour différents valeurs de d/Λ . les paramètres complémentaires de chaque simulation ont été précisés pour chaque étude. Nous avons également montré, grâce à l'analyse des résultats obtenue le profil des FMAS RTI compatible à l'application visée dans ce mémoire, les meilleurs profils sont obtenues pour la structure carrée de cinq couronnes de trous pour un rapport $d/\Lambda < 0.4$ et un pas $\Lambda=3\mu\text{m}$. ces profils était bonne compensatrice de dispersion a la bande c autours de 1550 nm.

pour avoir $D_c = 0$ à $1.5 \mu\text{m}$ il faut
 $\Lambda < 3 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda < 0.4$

L'étude présentée dans ce mémoire a pour objectif d'analyser l'influence des paramètres géométriques sur la dispersion chromatique dans les Fibres Microstructurées Air/Silice (FMAS) à réflexion totale interne, afin d'évaluer leur compatibilité à l'application aux systèmes de transmission haut débit aux télécommunications optiques.

Il nous a paru intéressant de commencer ce mémoire par un chapitre qui décrit ces nouvelles classe de fibres optiques dont la gaine optique est constituée d'un arrangement de trous d'air de dimensions micrométriques dans une matrice de silice. Dans un premier temps, nous avons présenté un bref rappel historique pour expliquer la démarche qui a conduit les chercheurs à mettre au point ce nouveau type de guide (FMAS), nous avons parlé ensuite de leur classification en termes de guidage de la lumière BIP ou RTI, puis on a rapidement constaté que le guidage par RTI lui confère de nouvelles propriétés telles que la propagation monomode d'un signal sur une large bande de longueurs d'onde, des pertes de propagation minimisées et une dispersion chromatique ajustable. Toutes ces caractéristiques originales dues à leur structure non conventionnelle ont attirés un très grand nombre d'applications.

Au cours du **deuxième chapitre** nous avons cherché un modèle permettant de modéliser correctement les FMAS. Nous avons déduit que, pour les FMAS RTI en régime monomode de taille petite du cœur et de faible injection de puissance, on peut se contenter de modèle simple basé sur la résolution des équations différentielles de Maxwell comme la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD, justement c'est la méthode implémentée dans le logiciel abordé dans ce mémoire. Nous avons décrit cette méthode d'une manière générale, nous avons détaillé les étapes nécessaires à la mise au point de cette méthode de calcul qui permettent de simuler différents problèmes électromagnétiques, ou son application est introduite pour la première fois par Yee. Ces détails comportent : la discrétisation des équations de Maxwell aux sens des différences finies centrées, le critère de stabilité, les conditions d'absorption aux limites (PML de Bérenger).

Le **troisième chapitre** est consacré aux résultats de simulation. L'analyse modale des FMAS RTI a été effectuée avec le logiciel {optiFDTD} en fonction des paramètres de leur profil (rapport d/Λ , leur pas de réseaux Λ , et nombres de couronnes N). À travers l'évolution de l'indice effectif obtenue, des abaques ont été réalisées sur la dispersion chromatique des FMAS RTI du mode fondamental propagé. L'analyse de ces abaques a montré l'extrême sensibilité aux paramètres opto géométriques de la dispersion du guide, qui a nous aidés à la détermination des intervalles de valeurs du rapport d/Λ , et de pas Λ permettant d'obtenir les caractéristiques souhaitées dans ce mémoire. Nous avons montré que pour avoir des FMAS adaptés à la transmission haute débit dans la bande c autour de 1550 nm, il faut choisir des FMAS de profil caractérisé par un Λ aussi grand et d/Λ petit. Nous avons aussi démontré que les FMAS RTI de structure carrée de trous d'air sont les plus adaptés aux télécommunications, ceci est déduit de leur forte compensation de dispersion par rapport aux FMAS RTI de structure triangulaire.



Annexe



Programme de représentation de la dispersion chromatique.

```

%Dm=0

neff= [1.45978171 1.45955000 1.45924140 1.45888267 1.45849619 1.45807957 1.45769142
1.45727680 1.45686435 1.45645465 1.45604779 1.45564425 1.45524506 1.45485160
1.45446515 1.45408668 1.45371667];

lamda= [200 300 400 500 600 700 800 900 1000 1100 1200 1300 1400 1500 1600 1700
1800 1900 2000] ;

c=3e8 ;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% 1er dérivée %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
xi=linspace(200e,2000,5000); % mesh fin entre 0 et 1

pp= spline(lamda,neff); % obtient les polynômes partiels de la spline
[br,coefs,l,k]=unmkpp(pp); % obtient les coefficients des polynômes
sf=k+0.3:-1:1; % scaling factors

dco=sf(ones(l,1),:).*coefs(:,1:k+0.3); % évalue les coeffs de dérivation
ppd=mkpp(br,dco); %construit la pp-form pour la différentiation
yid=ppval(ppd,xi); % calcul de la dérivée


%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% 2ème dérivée %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
pp1=spline(xi,yid); % obtient les polynômes partiels de la spline
[br,coefs,l,k]=unmkpp(pp1); % obtient les coefficients des polynômes
sf=k-0.91:-1:1; % scaling factors

dco= sf(ones(l,1),:).*coefs(:,1:k-0.91); % évalue les coeffs de dérivation
ppd1=mkpp(br,dco); %construit la pp-form pour la différentiation
yid1=ppval(ppd1,xi); % calcul de la dérivée

D=-((lamda/c).*yid1 (1: length (lamda))); Plot (lamda,D) ;

```


 Références

Bibliographiques 

- [1] Ambre Peyrilloux, « *Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques* », Université de LIMOGES, Thèse de doctorat, 2003.
- [2] Yeh P, Yariv A, Marom E, « *Theory of Bragg fiber* », Journal of Optical Society of America, volume 68, issue n° 9, 1978.
- [3] Yablonovitch, « *Inhibited spontaneous emission in solid-states physics and electronics* », Physical Review Letters, volume 58, issue n° 20, 1987.
- [4] Yablonovitch, Gmitter , Leung, « *Photonic band gap structures: the face-centered cubic case employing non-spherical atoms* », Physical Review Letters, volume 67, issue n° 17, 1991.
- [5] Knight J, Birks, Russell, Atkin, « *All silica single mode optical fiber with photonic crystal cladding* », Optics Letters, volume 21, issue n° 19, 1996.
- [6] Tsouria Zendagui, « *Propagation d'impulsions picosecondes et femto-secondes dans les Fibres optiques non linéaires et dispersives conventionnelles et a cristaux photoniques* », Université Abou-Bekr Belkaïd de Tlemcen, Thèse de doctorat, 2013.
- [7] Daoui Abdel Kader, « *Fibres optiques microstructurées : Modélisation et optimisation des propriétés optiques* », Université Badji Mokhtar Annaba, Mémoire de Magister, 2009.
- [8] Laurent Labonté, « *Analyse théorique et expérimentale des principales caractéristiques du mode fondamental dans les fibres optiques microstructurées air/silice* », Université de LIMOGES, Thèse de doctorat, 2005.
- [9] Vincent Pureur, « *Modelisation et caracterisation de fibres à guidage par bandes interdites photoniques à coeur solide* », Université des Sciences et Technologies de Lille, Thèse de doctorat, 2009.
- [10] Frédéric Lacour, « *Propagation de la lumière dans les nanostructures et cristaux photoniques planaires associées aux guides d'onde: fabrication et caractérisation* », Université de Franche-Comté, Thèse de doctorat, 2005.
- [11] Mohammed EL Amraoui, « *Fibres optiques microstructurées chalcogénures fortement non linéaires à base d'as₂s₃ : vers de nouvelles sources super continuum infrarouges* », Université de Bourgogne, Thèse de doctorat, 2010.
- [12] Ridha Nasraoui, « *Étude des propriétés optiques des coupleurs à base de fibres microstructurées air/silice* », Ecole supérieure des télécommunications de Tunis, Thèse PFE, 2006.
- [13] Aurélie Bétourné, « *Conception et Caractérisation de Nouvelles Fibres Optiques à Cristal Photonique dites Hybrides et Applications à l'Optique Non Linéaire* », Université Lille 1, Thèse de doctorat, 2010.
- [14] Knight J, Birks A, Russell P, DE SANDRO J, « *Properties of photonic crystal fiber and the effective index mode* », Journal of Optical Society of America, Part A, volume 15, issue n° 3, 1998.

- [15] F. Bahloul, M. Zghal, R. Chatta, R. Attia, « *Modelling Microstructured Optical Fibers* », Proc. IEEE-EURASIP ISCCSP, pp. 647-650, 2004.
- [16] Stéphane Hilaire, « *Conception, Fabrication et caractérisation de fibres microstructurées dopées erbium pour application aux amplificateurs optiques* », Université de Limoges, Thèse de doctorat ,2004.
- [17] Marcou J, Pagnoux D, Blondy J, Roy P, « *Physique et Technologie des Fibres optiques*», Edition Hermès ,2003
- [18] Christelle LESVIGNE-BUY, « *Conversions non-linéaires et élargissements spectraux dans les fibres optiques microstructurées* », Université de LIMOGES, Thèse de Doctorat, 2008.
- [19] M. Zghal, F. Bahloul, R. Chatta, R. Attia, D. Pagnoux, P. Roy, G. Melin, L. Gasca, « *Full Vector Modal Analysis of Microstructured Optical Fibre Propagation Characteristics* », Proc.Of Spie, Volume 5524, 2004
- [20] ROY- Aude,« *Architectures de sources lasers blanches à fibres optiques microstructurées actives* », Université de LIMOGES, Thèse de doctorat, 2008.
- [21] M.J.Steel , « *Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers* », Optics Letters, Volume 26, page 488, 2001.
- [22] White T.P, Mcphedran R.C, D.E Sterke C.M, L.C Botten, STEEL M.J, « *Confinement losses in microstructured optical fibers*» , Optics letters, volume 26, issue n° 21, 2001
- [23] Sakai J, Kimura T, « *Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers*», Applied Optics, volume 17, issue n° 10, 1987.
- [24] Sorensen T, Broeng J, BJARKLEV A, Knudsen E, Barkou Libori S.E, « *Macro-bending loss properties of photonic crystal fiber*», Electronics letters, volume 37,issue n° 5, 2001
- [25] Rim CHERIF, « *Étude des Effets Non-Linéaires dans les Fibres à Cristaux Photoniques*», Université du 7 Novembre à Carthage Tunis, Thèse de Doctorat, 2009.
- [26] P. A. Champert, S. V. Popov, M. A. Solodyankin, and J. R. Taylor, « *Multiwatt average power continua generation in holey fibers pumped by kilowatt peak power seeded ytterbium fiber amplifier* », Appl. Physics Letters, volume 81, 2002.
- [27] H. Takara, T. Ohara, K. Mori, K. Sato, E. Yamada, Y.Inoue, T. Shibata, M. Abe, T. Morioka, and K. I. Sato, « *More than 1000 channel optical frequency chain generation from single supercontinuum source with 12.5 GHz channel spacing* », Electronics Letters, volume 36,2000.
- [28] G.Genty, M.Lehtonen, H.Ludvigsen, and M.Kaivola, « *Enhanced bandwidth of supercontinuum generated in microstructured fibers* », Opt. Express, volume 12, 2004
- [29] Emmanuel Kerrinckx , « *Les microstructurations dans les fibres optiques* », Université de LILLE, Thèse de Doctorat ,2005.

- [30] Benaissa Fatima, « *Etude et Simulation de la Propagation des Ondes Electromagnétiques dans les guides à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques* », Université Abou-Bakr Belkaïd Tlemcen, Mémoire de Magister, 2013.
- [31] Zhengyong Liu, Chuang Wu, Ming-Leung Vincent Tse, Chao Lu, and Hwa-Yaw Tam, « *Ultrahigh birefringence index-guiding photonic crystal fiber and its application for pressure and temperature discrimination* », Optics Letters, Volume 38, Issue n°9, 2013.
- [32] Peyrilloux , Pagnoux , Reynaud , « *Evaluation of photonic crystal fiber potential for fiber version of stellar interferometers. In: Astronomical Telescopes and Instrumentation* », Proceedings of SPIE Conference, Hawaii, 22-28 août 2002.
- [33] Wadsworth w. J, Knight J. C, Reeves W. H, Russell P, Arriaga J, « *Doped Photonic Crystal Fiber Laser* », Electronics Letters, volume 36, issue n° 17, 2000.
- [34] GLAS P, Fischer D, « *Cladding pumped large-mode-area Nd-doped holey fiber laser* », Optics Express, volume 10, issue n° 6, 2002.
- [35] Mogilevtsev D, Birks T, Russell P, « *Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers* », Optics Letters, volume 23, issue n° 21, 1998.
- [36] Fogli F, Saccomandi L, Bassi P, Bellanca G, Trillo S, « *Full vectorial BPM modeling of Index-Guiding Photonic Crystal Fibers and Couplers* », Optics Express, volume 10, n° 1, 2002.
- [37] Lee B. H, Eom J. B, Kim J, Moon D. S, Paek U C, « *Photonic crystal fiber coupler* », Optics Letters, volume 27, issue n° 10, 2002.
- [38] Merdjana Toufik, « *Etude des caractéristiques de transmission dans un métamatériau, université de Mentouri costantine Algeria* », Mémoire de Magister. 2010.
- [39] Kane S. Yee, « *Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media* », IEEE transactions on antennas and propagation, volume 14, issue n° 3, 1966.
- [40] Adnane Noual, « *Modélisation des structures nano-plasmoniques et photoniques : Applications aux phénomènes de filtrage et à la conception de capteurs bioplasmoniques* », université de Lille 1, Thèse de Doctorat, 2010.
- [41] Yala Hakim, « *Developpement de codes de calcul μ a base de la methode modale de Fourier pour des applications en nano-optique* », Université M. Mammeri de Tizi-Ouzou, Thèse de Doctorat, 2011.
- [42] Bougriou Feida, « *Etude des guides d'ondes a cristaux photoniques bidimensionnels* », Université de Mentouri Constantine, Mémoire de Magister, 2008.
- [43] Zahia Kebci, « *Modélisation FDTD de nano-structures métalliques périodiques : Application à la structure AAA* », Université Mouloud MAMMERI de Tizi-Ouzou, Mémoire de Magister, 2012.

- [44] Benhamoud Redouane, « *Analyse par la méthode FDTD de structures guidantes contenant un substrat composite diélectrique-ferrite* », Université de Mentouri Constantine, Thèse de Doctorat, 2008.
- [45] Abdellatif Hafiane, « *Etude du couplage d'antennes imprimées par la méthode des différences finies et extraction du modèle électrique* », l'université de marne la vallée, Thèse de Doctorat, 2003.
- [46] Mahdi Hamidi, « *Modélisation par la méthode FDTD des plasmons de surface localisées* », Université de Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, Thèse de Doctorat, 2012.
- [47] Belkhir Abderrahmane, « *Extension de la modélisation par FDTD en nano-optique* », Université de Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, Thèse de Doctorat, 2008.
- [48] Allen Taflove, Susane C. Hagness, « *Computational electromagnetics fdltd: the finite difference time domain second edition* », Artech house, 2000.
- [49] Bouanati Mohammed, « *conception des filtres à base des cristaux photoniques bidimensionnels par l'analyse de la BIP : modélisation par la FDTD-2D* », Université de Tlemcen, Mémoire PFE, 2013.
- [50] J. P. Berenger, « *A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves* », J Computat Phys, Volume 114, 1994.
- [51] Partha Sona Maji, Partha Roy Chaudhuri, « *Dispersion Properties of the Square-Lattice Elliptical-Core PCFs* », American Journal of Optics and Photonics, Volume 2, Issue n°1, 2014.
- [52] Ashok Kajla, Surbhi Gupta, « *Hexagonal Lattice Photonic Crystal Fiber with Low Confinement Loss and Low Chromatic Dispersion* », Journal of Electrical and Electronics Engineering (IOSR-JEEE), Volume 9, Issue n°1, 2014.
- [53] Jeena Maria Cherian , Shiju C Chacko , B C Kavitha , K Sunilkumar, « *Design and simulation of dispersion free PCF in 1530-1565 nm wavelengths band* », International Journal of Computer Informatics and Technological Engineering, Volume 2, Issue n°2, 2015.
- [54] Pooja Agarwal, « *Modeling of Elliptical Air Hole PCF for Lower Dispersion* », Journal of Electronic and Electric Engineering, Volume 3, Issue n° 4, 2013.
- [55] Jingyuan Wang, Chun Jiang, Weisheng Hu, Mingyi Gao, Hongliang Ren , « *Dispersion and polarization properties of elliptical air-hole-containing photonic crystal fibers* », Journal of Optics & Laser Technology, 2006.
- [56] Ritu Sharma, Vijay Janyani, Rahul Gupta, « *Effect of Wafer Dimension on the Mode Profile in Photonic Crystal Fiber* », International Journal of Recent Trends in Engineering, Volume 2, Issue n° 6, 2009.
- [57] Shuguang Li, Yanfeng Li, Yuanyuan Zha, Guiyao Zhou, Ying Han, Lantian Hou, « *Correlation between the birefringence and the structural parameter in photonic crystal fiber* », Journal of Optics & Laser Technology, Volume 40, 2008.

[58] N. Nozhat, N. Granpayeh, «*Specialty fibers designed by photonic crystals*», Journal PIER: Progress in Electromagnetics Research, Volume 99, 2009.

[59] Shish Ram, Ritu Sharma and Vijay Janyani, «*Comparison of Dispersion Properties for Different Lattice of Photonic Crystal Fiber*», International Journal of Computer Applications on Electronics Information and Communication Engineering, Volume, 2011.

[60] Ashish Mittal, Ravindra Kumar Sharma, «*Study and Design of hybrid elliptical air hole ring chalcogenide As₂Se₃ glass Microstructure Optical Fiber for Flat Dispersion*», International Journal of Engineering Management & Sciences (IJEMS) ,Volume1, Issue n°2,2014.