



République algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université kasdi Merbah – Ouargla

Faculté des nouvelles technologies de l'information et de la communication

Département d'électronique et de télécommunications

MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de Master Académique

Spécialité : Electronique

Option : Electronique des systèmes embarqués

Présenté par :

- ✓ Kessab Bader Eddin
- ✓ Karoui Afif

Thème :

**Etude et analyse des propriétés optiques des fibres optiques
microstructurées (circulaire , hexagonal et carré)**

Soutenu le 13/06/2022 devant les jurys :

Mme	Ben Krinah Sabra	MC (B)	Présidente	UKM Ouargla
Mme	Nadia Dahraoui	MC (B)	Examinatrice	UKM Ouargla
Mme	Samia Gamouh	MC (B)	Encadrante	UKM Ouargla

Année Universitaire : 2021-2022

Remerciements

"Celui qui ne remercie pas les gens ne remercie pas Allah". le prophète Mohammed -ﷺ-

Nous remercions tout d'abord "**ALLAH** " de nous avoir donné le courage d'entamer et de finir ce mémoire dans de bonnes conditions.

Nous remercions vivement notre encadreur **Dr .Samia Gamouh** pour ses encouragements, ses orientations ,ses précieux conseils et pour sa grande disponibilité.

Nous remercions les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ce travail .

Nous remercions également le **Dr Madjori Abdel Kader**, notre ancien enseignant à l'Université d'El Oued, pour toutes les indications et toutes les informations et les conseils qu'il nous a donné .

Nous remercions tous ceux qui nous ont aidés de près ou de loin a concrétiser ce travail .

Nous remercions tous les enseignants qui ont contribué à notre formation de la graduation à la poste graduation .

Dédicace

je tiens à dédier ce travail :

A l'espoir et au succès, maman.

A la patience et à la détermination, papa.

A mes sœurs Malika, Fatima.

À mes frères Abd el Razak, Hamza, Yakoub.

A la joie de la famille Ammar, Karim

A Toutes les familles Kessab et Ben Ali sans exception .

A Touts mes amis Afif , Aymen , Haitham , Alaa , Ibrahim, Yahya, Ziad
Med Taher. Med El Eid , Med El Bachir, Malek, Walid , Ismail .

A mes collègues pendant ma carrière universitaire .

Kessab Badr Eddine ..

Dédicace

je tiens à dédier ce mémoire :

A Ma Mère

- Pour son dévouement et son immense sacrifice en témoignage de ma gratitude et mon affection .

A Mon Père

- Pour son courage et sa passion du travail resterons toujours pour moi autant d'exemples pour le soutien moral et financier qu'il n'a cessé m'apporter .

Que ce travail soit une reconnaissance et un remerciement pour leur sacrifice , quoique rien ne puisse égaler tout ce qu'ils m'ont donné .

A Mes défunts grands pères Athmane et Med Hocine (Azzedine) .

A Mes grands-mères SLIMANI Meriem et DERRADJI Metira .

A ma sœur DALLAL , Mon grand frère FAKHREDDINE et sa femme CHIRAZ , et mon petit frère RAFIK .

A tous les amis (es) . Qu'ils veuillent retrouver a travers ce mémoire toute ma reconnaissance et ma profonde affection .

AFIF ..

ملخص :

الليف البصري هو موجه موجي للضوء الذي يعتبر وسيلة نقل هامة جدا للمعلومة في عصرنا الحالي. لكن وخصوصا فيما يتعلق بتلبية جميع متطلبات الاتصال خاصة الانترنت يجب تحسين وتطوير الخصائص الضوئية لهذه الألياف وخاصة فيما يتعلق بالضياح والتشتت اللوني على طول الشريط الطيفي المستعمل. لأجل هذا طورت ألياف من نوع جديد من أجل الحصول على أقل قيمة للضياح تعرف هذه الألياف باسم الليف البصري الميكرو بنيوي أو الليف البصري الفوتوني أو الليف البصري ذي الشريط الفوتوني المانع و التي لها أشكال متنوعة (سداسية , دائرية و مربعة) تتحكم فيها المعلمات الهندسية . بالإضافة إلى ذلك، نظهر الطرق الرقمية المستعملة في نمذجة هذا النوع الجديد من الألياف البصرية .

الهدف من هذا العمل اختيار الهيكل الأمثل للدراسة في الاليف الميكرو فوتونية و من اجل هذا قمنا بدراسة تأثير المعلمات الهندسية على الخصائص البصرية لكل شكل من الأشكال المذكورة سابقا

الكلمات المفتاحية : المعلمات الهندسية , الهياكل , الألياف الضوئية البلورية الفوتونية .

Résumé :

La fibre optique est un guide d'onde de la lumière qui est considéré comme un moyen très important de transmission de l'information notre époque actuelle . Pour satisfaire toutes les exigences de communication en particulier l'internet, les caractéristiques optiques de ces fibres doivent être améliorées et développées, en particulier en ce qui concerne les pertes et la dispersion chromatique sur le long de la bande spectrale utilisée. Pour cette raison, une nouvelle génération des fibres optique a été développée afin de minimiser les pertes. Ces fibres sont connues sous le nom de fibre optique microstructurée , fibre optique photonique ou fibre optique avec une bande photonique , présente sous diverses formes (hexagonal, circulaire et carré) et qui sont contrôlés par des paramètres opto- géométriques.

Le but de ce travail est l'étude des fibres microstructurées afin de choisir la structure optimale . Pour cela, nous avons étudié l'impact des paramètres géométriques sur les caractéristiques optique de chacun des formats mentionnés ci-dessus.

Mots-clés : paramètres géométriques , structures, fibre optique cristalline photonique.

Abstract

The optical fiber is a light waveguide that is considered as a very means. important information transmission our current times to satisfy all. communication requirements in particular the internet, the optical characteristics of these. The European Union has a strong interest in the development of the European Union. chromatic dispersion along the spectral band used . For this reason, a new generation of optical fibres has been developed in order to minimize losses . These fibers are known as microstructured fiber optics, . photonic fiber optics or fiber optics with a photonic band, present under various shapes (hexagonal, circular and square) and that are controlled by opto-. geometric parameters. .

The purpose of this work is the study of microstructural fibers in order to choose the optimal structure. . For this, we studied the impact of geometric parameters on the. optical characteristics of each of the formats mentioned above.

Keywords: Geometric parameters, structures, photonic crystal optical fibers.

Table des matières

Remerciement

Dédicace

Résumé

Table des matières

Liste des acronymes

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction générale1

Chapitre I : Généralités sur les fibres optiques

1. Introduction	3
2. Historique	3
3. Fibre optique conventionnelle	5
3.1 Principe de propagation	5
3.2 Type de fibre optique	6
3.2.1 Fibre optique monomode	6
3.2.2 Fibre optique multi-mode.....	6
3.2.2.1. Fibre optique multi mode a saut d'indice.....	7
3.2.2.2 Fibre optique multi mode a gradient d'indice.....	7
4 Généralités sur les fibres microstructurées	7
4.1 Cristaux photoniques.....	8
4.1.1 Différents types de cristaux photoniques	8
4.1.1.1 Cristaux photoniques 1 D	8
4.1.1.2 Cristaux photoniques 2 D	9
4.1.1.3 Cristaux photoniques 3D	9
4.2 Concept des fibres à cristaux photoniques.....	10
4.2.1 Mécanismes (principe) de guidages	10
4.2.1.1 Guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM)	10
4.2.1.2 Guidage par effet de bande photonique interdite	11
4.2.2 Différents types de Fibre optique microstructurée	12
4.2.3 Propriétés optiques	13
4.2.3.1 Dispersion.....	13
a. Dispersion chromatique.....	13
✓ Dispersion du guide	14
✓ Dispersion du matériau.....	14
b. Dispersion intermodale.....	14
c. Dispersion modale de la polarisation	15
4.2.3.2 Atténuation	15

4.2.3.3 Ouverture numérique.....	16
4.2.3.4 Bande passante	16
4.3 Avantages des fibres optiques.....	17
4.4 Applications	17
A. Télécommunication.....	17
B. Médecine	18
C. Capteur.....	18
D. Eclairage.....	19
5 Conclusion.....	19

Chapitre II : Méthodes de la modalisation

1. Introduction	20
2. Méthode des fonctions de base localisées.....	20
3. Méthode de l'indice moyenné en azimut.....	21
4. Méthode des éléments finis.....	23
5. Méthode des faisceaux propagés.....	24
6. Méthode des différences finies dans le domaine temporel.....	25
6.1 Stabilité numérique.....	27
6.2 Conditions aux limites	27
6.3 Démarche méthodologique de la simulation des PCFs par la méthode FDTD.....	29
7. Méthode des différences finies dans le domaine fréquentiel.....	30
8. Conclusion	32

Chapitre III : Simulation et résultats

1. Introduction	33
2. Méthode de simulation	33
3. Procédure de simulation.....	33
3.1 Structures proposées.....	33
3.2 Spécification des matériaux pour chaque objet.....	34
3.3 Spécification des conditions aux limites	35
3.4 Maillage de la structure	36
4. Caractéristiques optiques.....	36
4.1 Indice effectif.....	37
4.2 Dispersion chromatique	38
4.3 Pertes de confinements.....	39
5. Étude paramétrique.....	40
5.1 Influence des paramètres opto-géométriques	41
5.1.1 Indice effectif.....	41
a) Pour différents distance entre les trous (pitch) Λ	41
b) Pour différentes valeurs diamètres des trous (d).....	43
5.1.2 Dispersion chromatique	45

a) Pour différents distance entre les trous (pitch) Λ	45
b) Pour différentes valeurs diamètres des trous (d).....	47
5.1.3 Perte de confinements	49
a) Pour différents distance entre les trous (pitch) Λ	49
b) Pour différentes valeurs diamètres des trous (d).....	50
6 Conclusion	51
Conclusion générale	52
Références	53

Liste des acronymes

ABC : Absorbing Boundary Conditions .

BDDM : bande dérivante de la dispersion chromatique.

BIP : Bande interdite photonique .

BP : Bande passante

BRDM : Bande résultante de la dispersion modale,

CPA : Couches parfaitement adaptées .

DI : Dispersion intermodale

DMP : Dispersion modale de polarisation .

FCP : Fibres cristaux photoniques

FDFD : Finite-Difference Frequency-Domain

FDTD : Finite - difference Time Domain

FMAS : Fibre optique microstructurée air silice

LOZ : Longueur d'onde de zéro .

MEF : Méthode éléments finis .

MFL : Méthode fonctions localisées

MFP : Méthode faisceaux propagés .

MIMA : Méthode d'indice moyenné en azimut

ON : Ouverture numérique.

PCF : Photonic Crystal Fibers

PML : Perfectly Matched Layer

RTIM : Réflexion totale interne modifiée .

1 D : Unidimensionnel .

2 D : Bidimensionnel .

3 D : Tri dimensionne .

Liste des figures

Chapitre I

Figure (I.1) : Fibre optique conventionnelle	5
Figure (I.2) : Principe de propagation de la lumière	6
Figure (I.3) : Fibre mono mode	6
Figure (I.4) : Fibre multi mode à saut d'indice	7
Figure (I.5) : Fibre multi mode à gradient d'indice	7
Figure (I.6) : Fibre optique à base de cristal photonique	8
Figure (I.7) : Cristal photonique 1D	9
Figure (I.8) : Cristal photonique 2D	9
Figure (I.9) : Cristal photonique 3D	10
Figure (I.10) : Section transversale d'une PCF idéale (droite) et réelle (gauche)	10
Figure (I.11) : Propagation par réflexion totale interne modifiée dans une fibre PCF à cœur plein	11
Figure (I.12) : Continua de modes autorisés dans les cas (a) d'un matériau homogène d'indice n et (b) du même matériau avec ajout périodique d'inclusions de haut indice	12
Figure (I.13) : Guidage par effet BIP	12
Figure (I.14) : Types de fibres optiques microstructure	13
Figure (I.15) : Dispersion chromatique	14
Figure (I.16) : Dispersion intermodale.....	15
Figure (I.17) : Dispersion modale de la polarisation.....	15
Figure (I.18) : Ouverture numérique	16
Figure (I.19) : Fibre optique dans le télécommunication	17
Figure (I.20) : Fibre optique dans la médecine.....	18
Figure (I.21) : Capteurs dans le fibre optique.....	18
Figure (I.22) : Fibres optiques dans l'éclairage.....	19

Chapitre II

Figure (II.1) : Profil 1D équivalent et champ E calculé à partir de ce profil.....	22
Figure (II.2) : FCP à six trous d'air, zone de computation (le quart) et la discrétisation triangulaire	23

Figure (II.3) : Cellule unitaire de Yee pour un maillage à deux dimensions	26
Figure (II.4) :Section transversale d'une FCP entourée par les couches PML	28
Figure (II.5) : Organigramme de la démarche méthodologique de la simulation des FCPs par la méthode FDTD	29

Chapitre III

Figure (III.1) : Sections transversales des fibres (a) carre,(b) circulaire,(c) hexagonale.....	34
Figure (III.2) : Paramètres opto-géométriques	34
Figure (III.3) : Profil d'indice des matériaux des fibres PCFs	35
Figure (III.4): Conditions aux limites parfaitement absorbante (PML).....	36
Figure (III.5): Maillage de la structure	36
Figure (III.6): Indice effectif en fonction de longueur d'onde pour différentes structures..	38
Figure (III.7) : Distribution du champ	38
Figure (III.8) : Dispersion chromatique en fonction de longueur pour différentes structures	39
Figure (III.9): Perte de confinement en fonction de λ pour différentes structures.....	40
Figure (III.10) Indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de pas : Hexagonale,(b) circulaire,(c) carrée	42
Figure (III.11): Indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de diamètre de trous : (a) Hexagonale,(b) circulaire,(c) carrée.....	44
Figure (III.12): Dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de pas : (a) Hexagonale,(b) circulaire,(c) carrée	46
Figure (III.13): Dispersion chromatique en fonction de λ pour différentes valeurs de d/Λ pour différents valeurs de diamètres de trous (a) Hexagonale,(b) circulaire,(c) carrée	48
Figure (III.14): Variation de perte par confinement en fonction de la longueur d'onde pour différent pas (a) Hexagonale,(b) circulaire,(c) carrée.....	50
Figure (III.15): Variation de perte par confinement en fonction de la longueur d'onde pour différent diamètres de trous (a) Hexagonale,(b) circulaire,(c) carrée	51

Liste des tableaux

Tableau (II.1) Différentes méthodes utilisées pour la modélisation des FOM	33
Tableau (III.1) : Différentes propriétés optiques de différentes structures PCFs.....	42
Tableau (III.2) La valeur minimale et la valeur maximale de l'indice effectif pour les trois structures.....	43
Tableau (III.3) : Les valeurs de l'indice effectif lorsque la longueur d'onde $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ pour les trois structures.....	45
Tableau (III.4) Les valeurs des longueurs d'onde pour lesquelles la dispersion est nulle	50

Introduction générale

La fibre optique, un câble conducteur de lumière, est extrêmement appréciée dans les réseaux de télécommunications. En effet, elle est de plus en plus utilisée de nos jours dans la circulation d'informations sous forme de signaux lumineux [1]. Cependant les fibres optiques conventionnelles présentent certains inconvénients tels que les effets non linéaires, la dispersion chromatique, et l'atténuation qui constituent une limitation qui va entraîner une déformation des signaux transmis. Dans le but de s'affranchir de ces limitations, une nouvelle génération de fibre optique "Fibres à Cristaux Photoniques, (Photonic Crystal Fibers (PCF)) est apparu dans les laboratoires de recherche. Elles procurent des propriétés optiques très attrayantes grâce à l'interaction des champs guidés avec les inclusions (trous ou encore capillaires) présentes dans leur structure, appelée aussi fibres microstructurées, fibres à trous, fibre à bandes interdites photoniques, elles sont constituées d'un arrangement périodique de canaux d'air de dimensions microniques disposés parallèlement à l'axe de propagation. La région au centre de la fibre permettant le guidage de la lumière, est considérée comme le cœur de la fibre. Les paramètres qui caractérisent cet arrangement et ajustent les propriétés optiques des fibres, sont la distance entre les centres de deux trous adjacents notée Λ (pas ou pitch) et le diamètre des trous d . Une des particularités de ces fibres réside dans la possibilité d'adapter leurs caractéristiques de propagation à une application visée en ajustant les paramètres opto-géométriques (pas, diamètre de trous, etc.) [2]

Compte tenu du besoin des PCFs dans les systèmes, ce mémoire a été consacré à la conception et la simulation de trois formes différentes de fibres optiques à base de cristaux photoniques (hexagonale, circulaire et carré). La suite du présent mémoire traite trois principaux chapitres dont les contenus sont les suivants :

Le premier chapitre du mémoire est consacré à la présentation de la technologie fibres optiques, conventionnelles et à base des cristaux photoniques en rappelant les principes et les caractéristiques de propagation de la lumière, et les différents types de fibre, ainsi que les avantages et les applications.

Dans le deuxième chapitre nous exposons les différentes méthodes de modélisation avec une description détaillée de notre approche de modélisation, pour le calcul des propriétés de propagation dans les fibres microstructures tels que l'indice effectif, la dispersion chromatique Ou les pertes de confinement. La conception des différentes formes de PCFs et l'analyse et l'étude des propriétés

optiques de ces fibres ,tels que la constante de propagation (ou l'indice effectif) , la distribution modale du champ ,et la dispersion seront abordées dans la troisième chapitre. L'optimisation des caractéristiques de ces fibres est obtenue en jouant sur les paramètres opto-géométriques (pas, diamètre de trous, etc.).

Nous terminons ce travail par une conclusion générale et proposons quelques perspectives .

1- Introduction

Une fibre optique, peut être assimilée à un fil en verre ou en plastique très fin, qui a la propriété de conduire les données, sous forme de lumière dans les transmissions terrestres et océaniques. Elle est particulièrement appréciée pour son atténuation très faibles et ses débits d'informations nettement très élevés.

La fibre optique est généralement utilisée dans les télécommunications pour la transmission de données à très haut débit sur de grandes distances. Toutefois , elle possède d'autre applications répandus comme en médecine (on parle alors de fibroscopie) , en l'automatisation (pour les mesures en temps réel des capteurs) , ou en éclairage décoratif .

2- Historique

Le phénomène du transport de la lumière dans des cylindres de verre était déjà connu depuis l'époque des Grecs anciens. Cela montre que l'utilisation du verre en conjonction avec la lumière n'est donc pas récente.

Au début de l'année 1840, la première démonstration scientifique du principe de la réflexion totale interne fut réalisée à Paris par les physiciens français Jean-Daniel Colladon et Jacques Babinet [3].

On a attendu jusqu'en 1854 pour la reprise de cette même expérience par l'irlandais John Tyndall devant la Société Royale Britannique. À cette époque, l'idée de courber la trajectoire de la lumière était révolutionnaire car les chercheurs s'conscience déraient que la lumière se propageait rectilignement. Après avoir réussi à guider la lumière dans un jet d'eau déversé dans un trou à la base d'un réservoir, on appris que la lumière pouvait être déviée de sa trajectoire rectiligne. Ils purent de cette manière démontrer le principe qui est à la base de la fibre optique.

Depuis ce jour, de nombreuses inventions utilisant le principe de la réflexion totale interne sont apparues [4] . On doit la première tentative de communication optique à Alexander Graham Bell, connu pour l'invention du téléphone, il a mis au point le photophone (un appareil permettant de transmettre la lumière sur une distance de 200 mètres), au cours des années 1880. La possibilité de transporter de la lumière sur le long de fines fibres de verre fut exploitée au cours de la première moitié du 20ème siècle .

En 1927, Baird et Hansell tentèrent de mettre au point un dispositif d'images de télévision à l'aide de fibre . Hansell a pu faire breveter son invention, mais elle ne fut jamais vraiment utilisée [5].

Trois ans plus tard, en 1930, Heinrich Lamm réussit à transmettre l'image d'un filament de lampe électrique grâce à un assemblage simple de fibre de quartz . Cependant, il était encore difficile de concevoir que ces fibres de verre puissent trouver une application.

La première application fructueuse de la fibre optique eut lieu au début des années 1950, lorsque le fibroscope flexible fut inventé par van Heel et Hopkins [6]. Cet appareil permettait la transmission d'une image le long de fibres en verre. Il fut particulièrement utilisé en endoscopie, pour observer l'intérieur du corps humain, et pour inspecter des soudures dans des réacteurs d'avion. Malheureusement, la transmission ne pouvait pas être faite sur une grande distance étant donnée la piètre qualité de la fibre utilisée.

En 1957, le fibroscope (endoscope flexible médical) est inventé par Basil Hirschowitz aux États-Unis .

Les télécommunications par fibre optique restèrent inexploitable jusqu'à l'invention du laser en 1960. Ce dernier offrit en effet la potentialité de transmettre un signal sans perte sur une grande distance.

La publication de Charles Kao en 1964. Des Laboratoires Standards de Télécommunications, décrit un système de communication à longue distance et à faible perte en mettant à profit l'utilisation mélangée du laser et de la fibre optique.

Peu après, soit en 1966, il démontra expérimentalement, avec la collaboration de Georges Hockman, qu'il était possible de transporter de l'information sur une grande distance sous forme de lumière grâce à la fibre optique. Cette expérience est souvent considérée comme la première transmission de données par fibre optique [7].

En 1970, trois scientifiques de la compagnie Corning Glass Works de New York, Robert Maurer, Peter Schultz et Donald Keck, produisirent la première fibre optique avec des pertes suffisamment admissible (inférieur à 20 dB/km) pour être utilisée dans les réseaux de télécommunications. Leur fibre optique était en mesure de transporter 65 000 fois plus d'informations qu'un simple câble de cuivre, ce qui correspondait au rapport des longueurs d'onde utilisées .

Le premier système de communication téléphonique optique fut installé au centre-ville de Chicago en 1977.

En 1979, des pertes de 0,2 dB/km ont même été mesurées à une longueur d'onde de 1,55 μm , ce qui signifiait qu'une distance source-détecteur de plus de 100 km était alors possible. En raison de ces résultats relatifs aux pertes, et des progrès réalisés, il paraissait alors probable que, dans un avenir proche, la transmission optique serait viable.

On estime qu'aujourd'hui plus de 80 % des communications à longue distance sont transportées le long de plus de 25 millions de kilomètres de câbles à fibre optique partout dans le monde . La fibre optique s'est, dans une première phase (1984 à 2000), limitée à l'interconnexion des centraux téléphoniques, eux-seuls nécessitant de forts débits. Cependant, avec la baisse des coûts entraînés par sa fabrication en masse et les besoins croissants des particuliers en très haut débit, on envisage depuis 1994 et 2005 son arrivée même chez les particuliers .

3- Fibre conventionnelle :

Une fibre optique est un fil de verre ou de plastique très mince qui a la propriété de conduire la lumière . Elle est utilisée dans la transmission de données à la vitesse de la lumière et se compose d'une partie centrale appelée le cœur avec un indice de réfraction n entouré d'une deuxième partie appelée la gaine optique (Figure I.1) avec un indice de réfraction n_2 , la fibre optique est souvent recouverte d'un revêtement protecteur qui ne joue aucun rôle dans le guidage de la lumière [8].

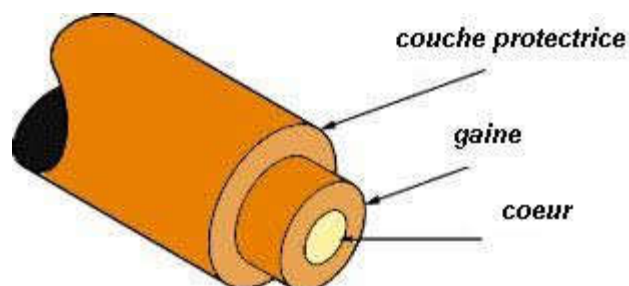


Figure I.1 : Fibre optique conventionnelle.

3.1.Principe de propagation :

Lorsque la lumière passe d'un milieu d'indice n_1 (cœur) dans un milieu d'indice n_2 (gaine) tel que $n_2 < n_1$, il existe un angle limite d'incidence, tel que l'angle de réfraction n'existe plus : il y a réflexion totale (Figure I.2) . Si ce phénomène se produit à l'interface entre le cœur de la fibre et la gaine, la lumière peut être guidée tout au long de celle-ci avec très peu d'atténuation .

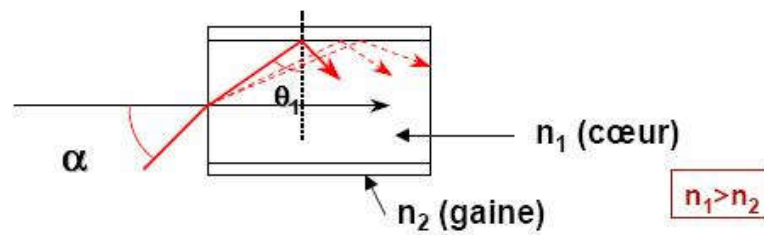


Figure I.2 : Principe de propagation de la lumière dans une fibre.

3.2.Type de Fibre optique:

Les fibres optiques sont des guides d'ondes où la propagation des signaux lumineux se décrit au moyen de modes de propagation, chaque mode étant une solution spécifique de l'équation d'onde. Les fibres optiques se séparent fondamentalement en deux catégories en fonction de leur géométrie interne .

3.2.1.Fibre optique monomode :

Les fibres monomodes, sont des fibres qui supportent un seul mode . Les rayons suivent un seul chemin ce qui permet un bon guidage et une bonne transmission dans la fibre du rayon lumineux et empêche les réflexions abusives. C'est ce type de fibre que l'on utilise pour des transmissions de données rapides et sur de grandes distances [9].

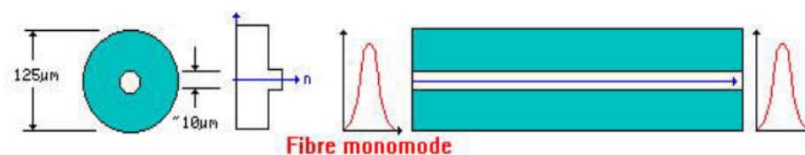


Figure I.3 : Fibre monomode.

3.2.2.Fibre optique multi-mode :

Les fibres multimodes, est un type de fibre optique principalement utilisée pour la communication à courte distance. Il ont un cœur de diamètre plus important que les fibres monomodes ,ce qui cause la réflexion du rayon sous plusieurs angles d'incidences .Chaque mode ayant une vitesse de propagation propre (vitesse suivant l'axe de propagation).Il convient de remarquer qu'il existe plusieurs types de fibres multimodes [10] .

3.2.2.1. Fibre optique multi mode à saut d'indice:

L'indice de réfraction change brutalement à l'interface cœur-gaine, c'est le « saut » qui provoque la réflexion totale des rayons. L'importante section du cœur provoque une grande dispersion des signaux la traversant, ce qui génère une déformation du signal reçu. La gaine joue un rôle actif dans le guidage de la lumière la figure (I.4) . L'atténuation sur ce type de fibre est très importante .

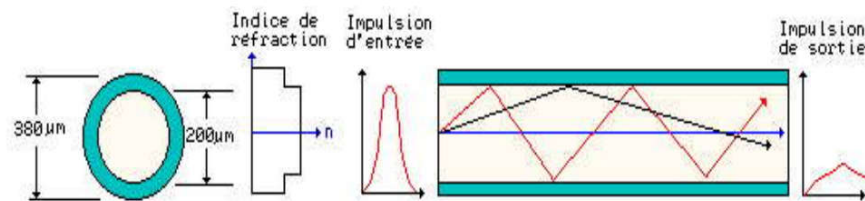


Figure I.4 : Fibre multi-mode à saut d'indice.

3.2.2.2. Fibre optique multi mode à gradient d'indice :

L'indice du cœur n'est pas constant mais possède une symétrie autour de l'axe ; l'indice est modifié de sorte à créer un gradient d'indice. Les différences de temps de propagation sont réduites et les écarts entre chemins optiques sont diminués. Le guidage de la lumière est dû à l'effet du gradient d'indice. En subissant de légères réfractions à l'approche de la gaine, le signal optique forme un signal sinusoïdal et les rayons suivent une trajectoire d'allure sinusoïdale. La gaine ne joue pas un rôle actif mais élimine les rayons trop inclinés . L'atténuation sur ce type de fibre est moins importante que sur les fibres à saut d'indice. Les fibres à gradient d'indice sont les plus utilisées pour les moyennes distances figure (I.5) [11].

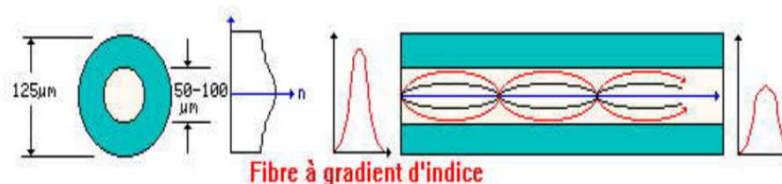


Figure I.5 : Fibre multi-mode à gradient d'indice.

4. Généralités sur les fibres microstructurees :

Les fibres optiques microstructurées, apparues dans le milieu des années 1990, sont de nouveaux guides de lumières originaux qui donnent accès à des propriétés optiques remarquables. L'originalité première de ce type de fibre a été de permettre le guidage de la lumière dans un matériau unique

grâce à leur structuration périodique. Après plus d'une décennie de recherche, ces nouvelles fibres optiques ont démontré un potentiel d'applications extrêmement vaste et ce, dans des domaines très variés allant de la défense aux applications bio photoniques, sous la forme des capteurs optiques ou des lasers.

4.1.Cristaux photoniques :

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice optique varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde, sur une ou plusieurs directions de l'espace . Cette variation périodique de l'indice optique suivant les différentes directions entraîne l'apparition de gammes de fréquence pour laquelle la lumière ne peut alors plus se propager. C'est l'analogie entre la propagation d'une onde électromagnétique dans ces milieux et la propagation des électrons dans un cristal atomique [12] qui a mené à l'appellation de ces bandes de fréquences « bandes interdites photoniques ». La réalisation d'une périodicité sur toutes les directions de l'espace peut ainsi permettre de réfléchir une onde lumineuse quel que soit son angle d'incidence ou sa polarisation Figure (I.6) .

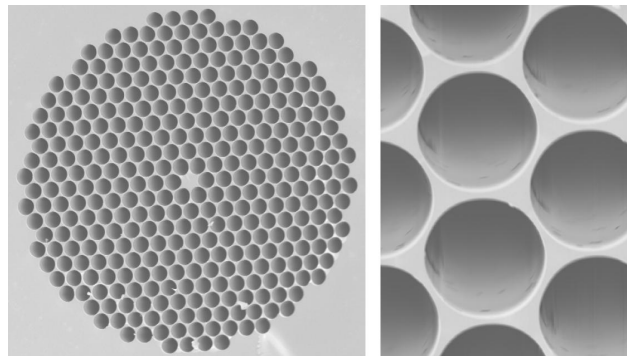


Figure I.6 : Fibre optique à cristal photonique.

4.1.1.Différents types des cristaux photoniques :

Il existe néanmoins trois principales catégories :

4.1.1.1.Cristaux photoniques 1 D :

Les cristaux photoniques 1D sont les plus simples à réaliser. Ils sont obtenus en empilant périodiquement des couches planes de diélectriques d'indices de réfraction différents. À chaque interface entre deux couches, la lumière est partiellement réfléchi et transmise. Selon la valeur des déphasages (qui eux-mêmes dépendent de la longueur d'onde) on obtient des interférences destructives ou constructives. Les interférences constructives des ondes réfléchies entraînent une

réflexion totale. Ainsi, pour certaines longueurs d'onde, la structure multicouche se comporte comme un miroir[13].



Figure I.7 : Cristal photonique 1 D.

4.1.1.2. Cristaux photoniques deux dimensions 2D :

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles. Par exemple, on peut placer des tiges diélectriques dans l'air ou encore dans un autre diélectrique. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand. Un matériau à Bandes Interdites Photoniques (BIP) bidimensionnel peut aussi être constitué d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique. Les réponses optiques de ces structures dépendent de la polarisation et peuvent ne pas posséder une bande interdite complète. On parle d'une bande interdite complète lorsque la structure interdit la propagation pour toutes les directions dans le plan de la périodicité, quelle que soit la polarisation.



Figure I.8 : Cristal photonique 2D.

4.1.1.3. Cristaux photoniques tridimensionnel 3D :

Les cristaux photoniques tridimensionnels ont attiré encore de nombreux efforts de recherche. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué sous forme de sphères de silicium arrangées sur une structure diamant [14]. En 1993 E. Yablonovitch fabriquait un cristal

photonique en perçant des trous dans un bloc de plexiglas selon trois angles azimutaux. Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur « la Yablonovite » .

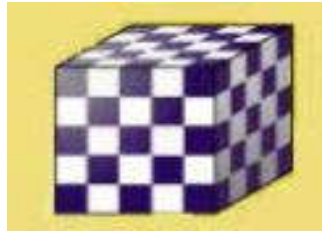


Figure I.9 : Cristal photonique 3D.

4.2. Concept des fibres à cristaux photoniques :

Les fibres à cristaux photoniques sont constituées d'un arrangement régulier ou non de canaux d'air de dimensions micrométriques disposés parallèlement à l'axe de propagation. Les paramètres qui caractérisent cet arrangement et ajustent les propriétés optiques des fibres, sont la distance entre les centres de deux trous adjacents noté Λ (pas ou pitch) et le diamètre des trous d [15]. Ces paramètres opto-géométriques permettent de définir le rapport d/Λ correspondant à la proportion d'air présente dans la fibre. L'arrangement des trous peut constituer une matrice triangulaire, hexagonale ou aléatoire. La région, au centre de la fibre, permettant le guidage de la lumière, est considérée comme le cœur de la fibre. Généralement, dans le cas de fibres à cœur plein ce dernier est constitué de silice pure .

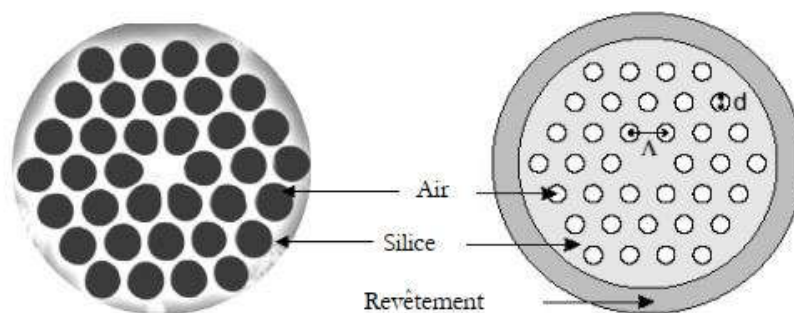


Figure I.10 : Section transversale d'une PCF idéale (droite) et réelle (gauche).

4.2.1 Mécanisme (principe) de guidage:

La lumière peut être guidée suivant deux mécanismes:

4.2.1.1. Guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM) :

Ce mécanisme a lieu lorsque l'indice de réfraction du cœur est supérieur à celui de la gaine [16] . C'est le même principe utilisé dans les fibres conventionnelles. En effet , la présence de l'air dans

la gaine des PCFs, a pour effet de diminuer son indice effectif par rapport au cœur, ce qui permet d'avoir une condition de réflexion totale à l'interface entre le cœur et la gaine optique. Pour qu'un mode soit guidé par RTIM (Figure I.11), la condition suivante doit être satisfaite :

$$\beta_{FSM} < \beta < k_{nsilice} \quad (I-1)$$

Avec β est la constante de propagation du mode guidé, $k_{nsilice}$ est la constante de propagation maximale possible pour un mode dans la région du cœur de silice et β_{FSM} est la valeur maximale de la constante de propagation autorisée pour les modes de la gaine optique [17].

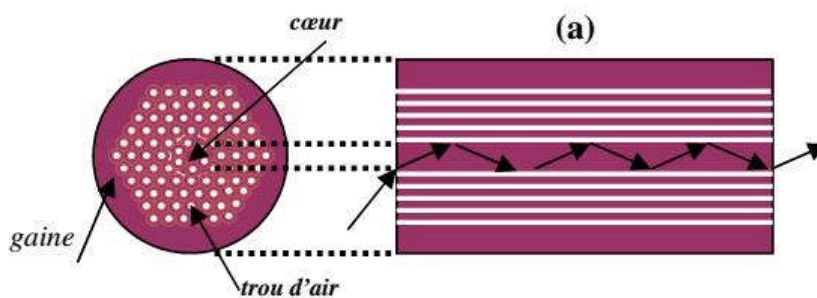


Figure I.11 : Propagation par réflexion totale interne modifiée dans une fibre PCF à cœur plein.

4.2.1.2 Guidage par effet de bande photonique interdite :

En raison de la périodicité bidimensionnelle de l'indice de réfraction dans la gaine, il peut exister une bande de longueurs d'onde pour laquelle la propagation de la lumière n'est possible que dans la direction de l'invariance (le cœur). Cette bande interdite photonique (BIP) est l'analogue pour les photons des bandes d'énergie interdite d'un semi-conducteur pour les électrons. Dans ce cas, le cœur peut avoir un indice inférieur à celui moyenné de la gaine comme l'air ou un fluide quelconque compatible. [18] . Afin de créer une bande photonique interdite pour un intervalle de longueurs d'onde donné, un choix rigoureux des paramètres d et Λ ainsi qu'une bonne maîtrise du processus de la fabrication sont exigés. En effet, dans un milieu homogène d'indice n , la propagation est possible pour toute longueur d'onde et pour toute valeur de l'indice effectif comprise entre 0 et n . Les modes autorisés sont alors les ondes planes se propageant suivant l'axe Oz qui constituent un continuum de modes. L'ajout d'une perturbation périodique (inclusion d'un autre matériau ou trou d'air) va entraîner un effet caractéristique sur le spectre des modes autorisés. Pour une longueur d'onde fixée, il apparaîtra des zones de modes appelées bandes autorisées qui peuvent ou non se superposer [19].

Entre ces bandes autorisées, il existe des zones dans lesquelles aucun mode ne peut se propager: ce sont les bandes interdites photoniques. Les points situés à l'interface entre une bande autorisée et une bande interdite constituent un bord de bande .

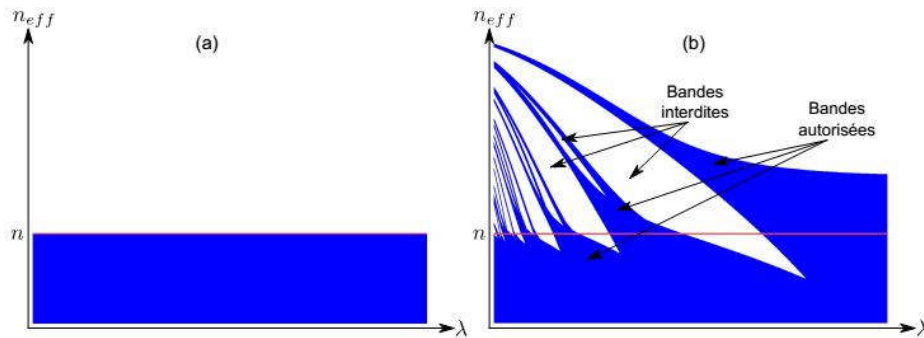


Figure I.12 : Diagramme représentant les continuum de modes autorisés dans les cas (a) d'un matériau homogène d'indice n et (b) du même matériau avec ajout périodique d'inclusions de haut indice.

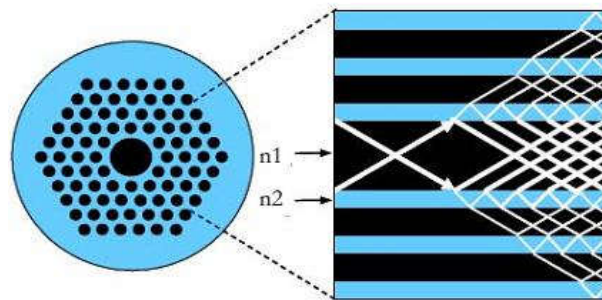


Figure I-13 : Guidage par effet BIP.

4.2.2. Différents types de Fibre optique microstructurées :

Les fibres microstructures peuvent être divisées en deux types :

- Les fibres à guidage dans un milieu d'indice supérieur à celui de la gaine
- Les fibres à guidage dans un milieu d'indice inférieur à celui de la gaine. Les différents types de fibres sont schématisés sur (Figure I.14) .

Pour les fibres à guidage dans un milieu d'indice fort (cœur plein), on trouve les fibres « à grandes ouvertures numériques », les fibres « infiniment monomode » présentant un cœur de grande taille et les fibres « fortement non-linéaire » présentant un très petit cœur.

Pour les fibres à guidage dans un milieu d'indice faible, on trouve les fibres "à cœur creux « où la lumière est guidée dans l'air et les fibres de Bragg « constituées de couches concentriques d'indices différents » [20].

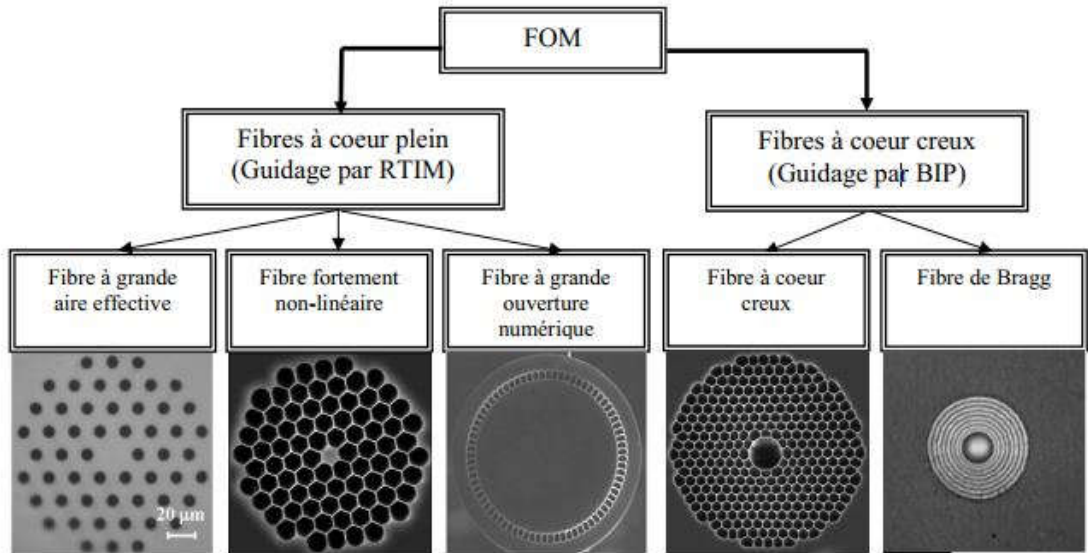


Figure I.14 : Différents types de fibres optiques microstructurées.

4.2.3. Propriétés optiques :

4.2.3.1 Dispersion :

L'information transportée le long d'une fibre optique peut être détériorée (distorsion, perte ...etc.) à cause du phénomène de dispersion. Une dispersion trop importante engendre le recouvrement de signaux successifs ce qui a pour conséquence d'augmenter le taux d'erreur. Celle-ci est due aux phénomènes suivants :

- ✓ La dispersion chromatique
- ✓ La dispersion intermodale
- ✓ La dispersion modale de polarisation (PMD)

a) Dispersion chromatique :

Quand une onde électromagnétique interagit avec un diélectrique, sa réponse dépend généralement de la pulsation optique ω . Cette propriété, communément nommée dispersion chromatique se manifeste à travers la dépendance en longueur d'onde de l'indice de réfraction $n(\omega)$. Elle résulte de la somme de deux effets : la dispersion propre au matériau, et la dispersion du guide, liée à la forme du profil d'indice figure (I.15) [21].

$$Dc(\lambda) = D_{mat} + D_{guide}. \quad (I-2)$$

La courbe de dispersion d'une fibre optique dépend donc de la géométrie et de la composition de la fibre. En jouant sur ces deux paramètres, nous pouvons concevoir, des fibres à dispersion décalée ou à dispersion plate. Une donnée importante fournie par la courbe de dispersion d'une fibre optique est la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW Zéro Dispersion Wavelength), c'est à dire la longueur d'onde pour laquelle la courbe de dispersion s'annule. Cette longueur d'onde particulière définit deux régimes de dispersion le régime normal pour les longueurs d'onde vérifiant $Dc(\lambda) < 0$ et anormal pour les longueurs d'onde vérifiant $Dc(\lambda) > 0$.

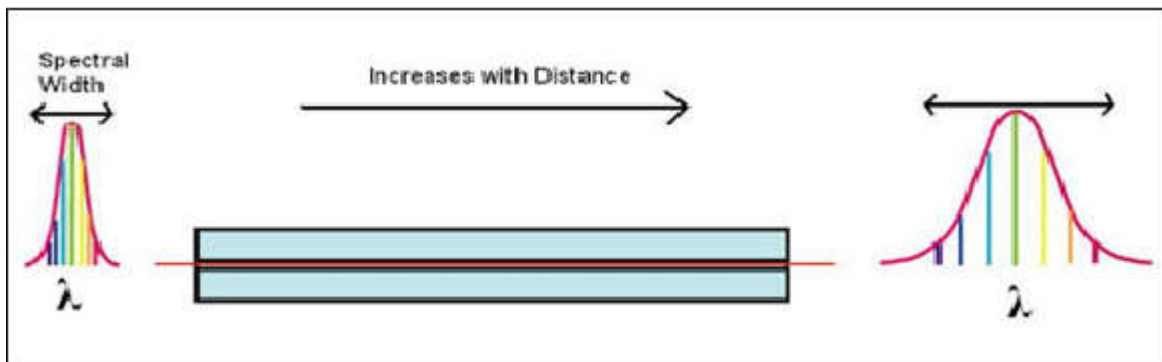


Figure I.15 :Dispersion chromatique.

✓ **Dispersion du guide :**

Elle résulte du fait que les ondes se propagent dans un guide d'onde et non dans un milieu illimité leur donne un indice effectif dépendant de la longueur d'onde; cette influence du guidage entraîne une nouvelle contribution à l'évolution spectrale des temps de propagation.

✓ **Dispersion du matériau :**

Elle résulte du fait que la silice qui compose majoritairement la fibre optique, possède un indice optique, l'indice de réfraction, qui varie en fonction de la longueur d'onde. Cette dépendance de l'indice en fonction de la longueur d'onde induit une modification de l'indice de groupe propre au milieu et doit être incluse dans les lois de propagation de la lumière dans le guide .

b) Dispersion intermodale :

La dispersion intermodale est causée par les différences de temps de propagation des différents modes. Ces derniers ne se propagent pas à la même vitesse au sein de la fibre (Figure I.16) . Le décalage temporel est dû au fait que les modes n'empruntent pas le même « chemin optique ».

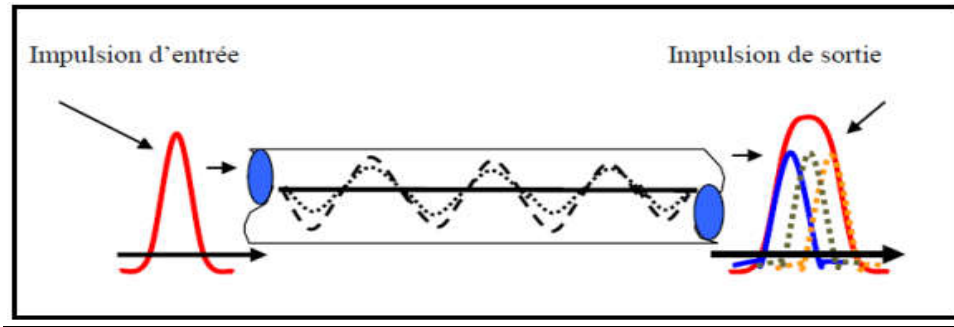


Figure I.16 :Dispersion intermodale.

c) Dispersion modale de la polarisation :

Il existe deux modes électromagnétiques dégénérés du mode fondamental d'une fibre optique monomode (LP01), caractérisés par deux directions de polarisation perpendiculaires. Dans une fibre monomode « idéale », ces deux modes, notés LP01X et LP01Y se propagent à des vitesses identiques. Lorsque la fibre présente une biréfringence, qui peut être due à des contraintes (élongation, courbures, micro courbures ...etc.), on observe une levée de la dégénérescence des constantes de propagation entre les deux modes. Les deux composantes du mode se propagent alors à des vitesses différentes. Ce phénomène gênant a pour conséquence l'allongement temporel des impulsions. Pour le supprimer totalement, il faut utiliser une fibre exempte de toute biréfringence ou au contraire employer une fibre à maintien de polarisation hautement biréfringente (figure I.17) .

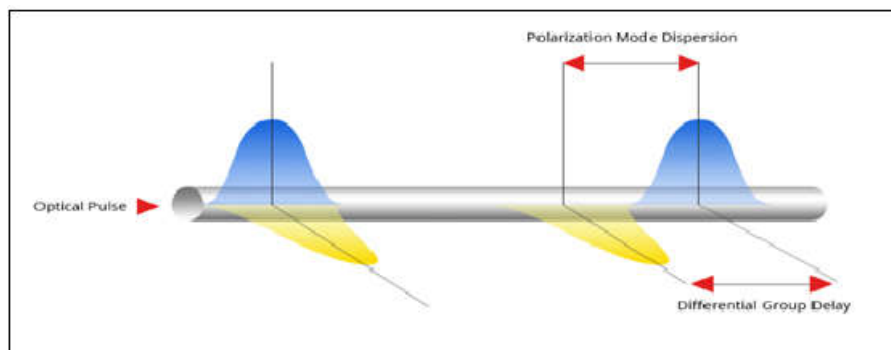


Figure I.17 : Dispersion modale de la polarisation.

4.2.3.2Atténuation :

L'Atténuation provoque des limitations de la puissance transmise en ligne ce qui engendre une réduction de la bande passante totale. Ce qui va se répercuter sur la réception et la puissance lumineuse ,qui est tout de même sensiblement diminué au cours de la propagation dans une fibre. Cette perte de puissance est essentiellement due à l'absorption et aux diffusions Rayleigh, par les

impuretés et par les micro-défauts de structure du matériau. Toutes ces pertes sont dépendantes de la longueur d'onde de la lumière se propageant dans la fibre. Elles sont caractérisées par le coefficient D'atténuation α .

L'atténuation d'un faisceau optique est habituellement mesurée en décibels (dB). Si une puissance d'entrée PE Réulte en sortie une puissance PS, α est donnée par [22] .

$$\alpha = -10L \log[PS/PE] \tag{I-3}$$

4.2.3.3 Ouverture numérique :

La propagation de la lumière dans une fibre optique peut se faire avec très peu de pertes même lorsque la fibre est courbée. Une fibre optique est souvent décrite selon deux paramètres :

Le premier est la différence d'indice normalisé, qui donne une mesure du saut d'indice entre le cœur n_c et la gaine n_g :

$$\Delta n = \frac{n_c - n_g}{n_c} \tag{I-4}$$

Le second est l'ouverture numérique ON de la fibre, qui représente le sinus de l'angle d'entrée maximal de la lumière dans la fibre pour que la lumière puisse être guidée sans perte (Figure I.18). L'angle d'entrée est mesuré par rapport à l'axe de la fibre. Ainsi, l'ouverture numérique est donnée par :

$$ON = \sin \theta_{\max} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \tag{I-5}$$

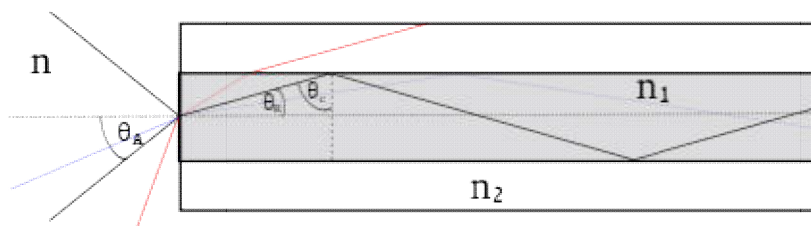


Figure I.18 : Ouverture numérique.

4.2.3. Bande passante :

La bande passante est l'un des paramètres les plus importants pour définir les propriétés de transmission d'une fibre optique. La définition de la bande passante totale (BT) qui dépend de l'effet conjonctif des deux phénomènes de dispersion modale et chromatique, permettra de stabiliser la fréquence maximale transmissible en ligne. La bande totale est définie par l'expression suivante.

$$BT = \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{Bm^2} + \frac{1}{Bc^2}}} \quad (\text{I-6})$$

Avec :

- ✓ Bm : bande résultante de la dispersion modale,
- ✓ Bc : bande dérivante de la dispersion chromatique

4.5. Avantages des fibre optiques PCFs :

La fibre optique offre de nombreux avantages pour les télécommunications tels que :

- ✓ Bande passante très grande
- ✓ Pertes très faibles
- ✓ Immunité au bruit
- ✓ Absence de rayonnement vers l'extérieur
- ✓ Absence de diaphonie
- ✓ Isolation électrique
- ✓ Résistance aux températures élevées et aux produits corrosifs
- ✓ Poids et dimensions réduits

4.6.Applications :

Les fibres optiques ont de nombreuses applications tels que :

A. Les télécommunications :

En télécommunications, la fibre optique est utilisée pour la transmission d'information, que ce soit des conversations téléphoniques, des images ou des données. C'est probablement l'un des domaines où l'utilisation de la fibre optique est le plus important et a le plus d'avenir. Un fil de cuivre ne peut supporter que quelques communications, contre 300000 pour la fibre optique. Les fibres sont alors utilisées en particulier pour les réseaux à haut débit. Leurs capacités de transmission atteignent des débits de l'ordre du gigabit par seconde (câbles transatlantiques) avec une atténuation très faible et grâce aux multiplexages, on atteint la centaine de Gbits/s.

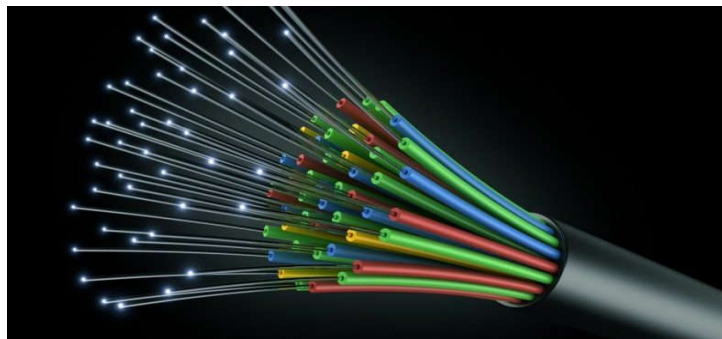


Figure I.19 : Fibre optique pour les télécommunications.

B. Médecine :

La première utilisation d'envergure de la fibre optique fut en médecine, domaine où elle est toujours grandement utilisée aujourd'hui. La fibre optique est utilisée en médecine tant pour diagnostiquer des problèmes de santé que pour traiter certaines maladies .

Pour un traitement, la fibre optique sert à transporter la lumière intense d'un laser à l'intérieur du corps humain où elle interagira par effet thermique avec les tissus : en chirurgie associée à un faisceau laser qui permet de : pulvériser un calcul rénal, découper une tumeur, réparer une rétine...



Figure I. 20 : Fibre optique pour la médecine.

C. Capteurs :

Le domaine où la fibre optique a trouvé, récemment une application est celui de la mesure . La fibre optique, comme tout objet, subit les influences de différents paramètres. Elle sera, entre autres, légèrement déformée lorsqu'elle est soumise à une pression, une force, une contrainte ou une variation de température. La déformation subite par la fibre optique aura une influence sur la façon dont la lumière s'y propage. Il est possible de mesurer ces modifications et de convertir cette mesure en unités de pression, de température ou de force selon ce qu'on désire mesurer. Ces capteurs ont l'avantage d'être très petits, très précis et insensibles aux perturbations électromagnétiques.



Figure I.21 : Fibre pour les capteurs.

D. Eclairage :

Dans le domaine de l'éclairage, les fibres optiques sont aussi très utilisées, en muséographie, architecture, et aménagement d'espaces d'agrément public et domestique. Enfin, dans le balisage, la décoration, la signalétique d'orientation ou encore en signalisation routière, les fibres optiques sont des outils couramment utilisés.

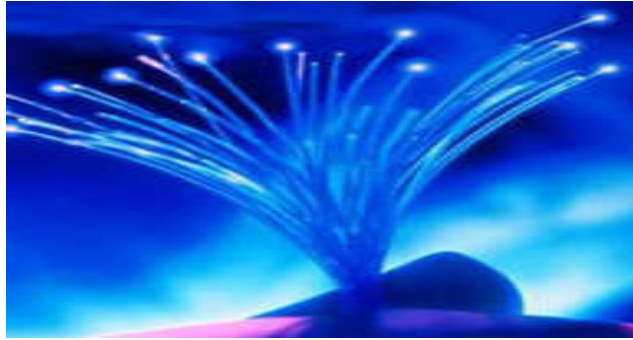


Figure I-22 : Fibres optiques dans l'éclairage.

5.Conclusion :

Ce chapitre est un rappel théorique sur les notions de base des fibres optiques conventionnelles et microstructurées. L'histoire et le développement de ces fibres ont été présentés en premier lieu, suivi d'une description des concepts généraux indispensable pour une bonne compréhension de l'étude sur les fibres, en mettant le principe de propagation dans ces milieux guidés. Nous avons terminé par une présentation des différents domaines d'applications des fibres optiques.

1 – Introduction :

Si la modélisation de la propagation dans un guide optique classique peut être réalisée facilement par des méthodes analytiques, l'étude des guides à section transverse complexe (sans symétrie de révolution) et présentant des transitions abruptes de l'indice de réfraction comme dans le cas des FCPs doit faire appel à des méthodes numériques adaptées. Le caractère vectoriel des ondes électromagnétiques doit être pris en compte dans les méthodes d'analyse afin d'obtenir une description correcte des propriétés optiques de la FCP. Il existe plusieurs méthodes numériques pour la modélisation des FCP, à savoir: la méthode des fonctions de base localisées, la méthode des fonctions localisées, méthode de l'indice moyenné en azimut , Méthode des éléments finis , Méthode des faisceaux propagés , méthode des différences finies dans le domaine temporel .

Nous précisons dans les paragraphes suivants les différentes méthodes de modélisation des FCP, en présentant, pour chaque méthode, une introduction succincte suivie par le principe et la formulation mathématique.

Enfin, ce chapitre se conclura par une comparaison entre les différentes méthodes..

2- Méthode des fonctions de base localisées :

Afin de déterminer les caractéristiques de la propagation dans les FCP avec plus de précision, la méthode des fonctions de base localisées a été proposée [23]. Cette méthode est basée sur la solution des équations de Maxwell en représentant la distribution du champ optique et le profil d'indice sous forme d'une somme des fonctions de base localisées. Cette approche a été initialement adoptée pour les FCP dont le motif de la gaine est triangulaire, puis généralisée à d'autres structures [24] .

Pour déterminer les modes guidés dans la FCP, les équations de Maxwell sont reformulées sous forme d'un problème à valeur propre pour la constante de propagation comme suit [25] :

$$(\nabla_{\perp}^2 + k^2\epsilon)\vec{h}_{\perp} + (\nabla_{\perp} \ln(\epsilon)) \times (\nabla_{\perp} \times \vec{h}_{\perp}) = \beta^2 \vec{h}_{\perp} \tag{II.1}$$

Où :

$$\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \tag{II.2}$$

k est le vecteur d'onde et $\vec{h}_{\perp} = [h_x h_y]^T$ sont les composantes transversales du champ magnétique \vec{H} donné par :

$$\vec{H}_i = \vec{h}_i \exp[j(ckt - \beta z)] \tag{II.3}$$

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

L'espace de fonctions de base est formé d'une somme des fonctions ortho normées d'Hermite-Gauss données par [26] :

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

Où H_m est le polynôme d'Hermite d'ordre m et Λ est la période de la microstructure. Ces fonctions de base sont mutuellement orthogonales. En réécrivant l'équation (II.1) sur cette base, on obtient:

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

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

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

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

Où C et P représentent le nombre de termes utilisés pour représenter la microstructures l représente l'étendue transversale de la structure. ψ_b^d est une fonction d'Hermite-Gauss donnée par:

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

Les coefficients C_{ab} et P_{ab} sont obtenus en calculant l'intégrale de recouvrement du cosinus avec la microstructure sans défaut et de la fonction d'Hermite-Gauss avec le défaut du cœur seul. Une fois ces coefficients calculés, les propriétés optiques des modes guidés dans la FCP peuvent alors être déterminées.

3- Méthode de l'indice moyenné en azimut (MIM) :

La méthode de l'indice moyenné en azimut (MIM) consiste à résoudre l'équation d'onde scalaire en remplaçant le profil d'indice transverse 2D par un profil à symétrie de révolution équivalent [27] .

Considérons un profil d'indice 2D de FOM dont les trous sont répartis en couronnes hexagonales autour d'une région centrale exempte de trou. Notons $n(r,\phi)$ ce profil 2D et $E(r,\phi)$ la

répartition transverse du module du champ électrique, fonctions des coordonnées radiale (r) et azimutale (φ). Le champ électrique s'écrit alors [28] :

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

Les profils des FMAS considérées présentent une symétrie de rotation d'angle (2π/6) .

En conséquence, il est possible de décomposer le profil n(r,φ) et le module du champ E(r,φ) en série de Fourier de la manière suivante [29] :

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

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

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

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

$$\overline{E^2(r)} = \frac{3}{\pi} \int_0^{3/\pi} E(r, \varphi) d\varphi \tag{II.12}$$

Dans la MIM, seuls les termes moyens des séries de Fourier sont pris en compte .L'utilisation du profil équivalent à une dimension permet de diminuer les temps de calcul en remplaçant la résolution de l'équation d'onde 2D par la résolution de l'équation d'onde à une dimension [30] :

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

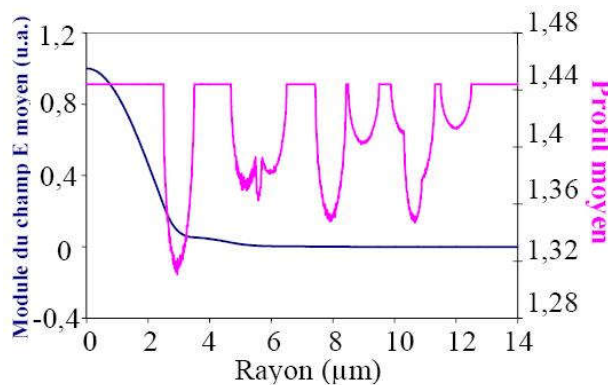


Figure II.1 : Profil 1D équivalent et champ E calculé à partir de ce profil .

La résolution du système grâce à une méthode de Runge K (à pas séparés et à l'ordre 3) permet de calculer les valeurs propres $\beta = kn$ eff des modes à symétrie de révolution ainsi que les répartitions des champs E(r,φ) scalaires qui leur sont associées. Le champ électrique résultant est donc à symétrie de révolution (Figure II.1).

4- Méthode des éléments finis (MEF) :

La méthode des éléments finis est une technique numérique mise au point dans les années 1940 . A l'origine, elle était utilisée pour la résolution des problèmes de la mécanique des structures. Sa première utilisation à un problème d'ingénierie électrique remonte à la fin des années 1960. Depuis lors, elle est utilisée dans de nombreux problèmes d'ingénierie notamment dans le calcul appliqué à l'électromagnétisme et l'optique. C'est une technique d'approximation des variables inconnues qui permet la résolution d'un système discret d'équations aux dérivées partielles en le transformant en un système continu d'équations algébriques [31]. Soit un guide optique quelconque, dont la direction de propagation est suivant l'axe z. Le matériau est supposé anisotrope, sans charge et non-magnétique. Dans le régime harmonique, l'évolution du champ magnétique est décrite par l'équation suivante [32] :

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n_z^2} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right] \\ - \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n_z^2} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right] \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \frac{1}{n_y^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{n_x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) \end{bmatrix} + k_0^2 n_{eff}^2 \begin{bmatrix} \frac{1}{n_y^2} H_x \\ \frac{1}{n_x^2} H_y \end{bmatrix} = k_0^2 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} \quad (II.14)$$

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

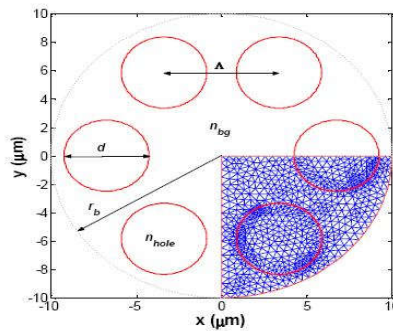


Figure II.2 : FCP à six trous d'air, zone de computation (le quart) et la discrétisation triangulaire .

En utilisation la procédure de Galerkin et un schéma de discrétisation triangulaire, l'équation (II.31) devient:

$$\begin{aligned}
 & \sum_{Limite} \left\{ - \int_{\Gamma_e} \frac{1}{n_z^2} w_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) dy - \int_{\Gamma_e} \frac{1}{n_z^2} w_x \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) dx \right. \\
 & \left. - \int_{\Gamma_e} \frac{1}{n_y^2} w_x \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) dy + \int_{\Gamma_e} \frac{1}{n_x^2} w_y \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) dx \right\} \\
 & + \sum_{Interface} \left\{ - \int_{\Gamma_{int}} \frac{1}{n_y^2} w_x \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) dy + \int_{\Gamma_{int}} \frac{1}{n_x^2} w_y \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) dx \right\} \\
 & + \sum_{Triangle} \iint_{\Omega_e} \left\{ \frac{1}{n_z^2} \left(\frac{\partial w_y}{\partial x} - \frac{\partial w_x}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) + \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n_y^2} w_x \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{n_x^2} w_y \right) \right] \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) \right. \\
 & \left. k_0^2 n_{eff}^2 \left(\frac{1}{n_y^2} w_x H_x + \frac{1}{n_x^2} w_y H_y \right) - k_0^2 (w_x H_x + w_y H_y) \right\} dx dy = 0
 \end{aligned}
 \tag{II.16}$$

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

Après développement, l'équation (II.16) est transformée en une équation généralisée de matrice creuse à valeurs propre, qui sera ensuite résolue numériquement en donnant les indices effectifs des modes (valeurs propres) et les profils des champs correspondants (vecteurs propres).

5- Méthode des faisceaux propagés :

La méthode des faisceaux propagés est une méthode numérique permettant de simuler la propagation d'une onde dans un guide de géométrie quelconque [33]. Elle permet l'implémentation de géométrie à profil d'indice complexe, ce qui s'avère être un avantage pour simuler des profils réels des FCP dans le but de déterminer les modes guidés dans la FCP, une version de cette méthode appelée "méthode des faisceaux propagés en distance imaginaire" est souvent utilisée. Considérons une FCP dont la structure est uniforme suivant l'axe de propagation z . On peut écrire le champ incident dans la fibre comme un développement en série selon la base des modes propres de la structure :

$$\phi_{in}(x, y) = \sum C_m \phi_m(x, y)
 \tag{II.17}$$

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

$$\phi_{in}(x, y, z') = \sum_m C_m \phi_m(x, y) \exp \beta_m z' \quad (II.18)$$

La propagation se matérialisant par le terme en exponentielle complexe dans l'équation (II.14) est donc devenue une croissance exponentielle dans l'équation (II.15) (II.16) dont le taux de croissance correspond à la constante de propagation du mode considéré. Le principe de base de cette méthode consiste à injecter un champ incident quelconque, et de le propager suivant cet axe imaginaire. Comme le mode fondamental (m=0) est celui qui possède par définition la constante de propagation la plus élevée, sa contribution au champ est celle qui aura le plus fort taux de croissance. Après une certaine distance de propagation, le mode fondamental dominera donc les autres modes par le terme $e^{\beta_0 z'}$ auquel il est associé. La constante de propagation est généralement obtenue par des techniques numériques standard en réécrivant le problème sous forme vectorielle. Les modes d'ordres supérieurs peuvent être obtenus par une procédure d'orthogonalisation grâce à laquelle on soustrait au champ la contribution des modes d'ordres inférieurs et en recommençant la propagation suivant l'axe imaginaire [34].

6- Méthode des différences finies dans le domaine temporel :

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (Finite - difference Time Domain: FDTD) a été proposée dans le but d'étudier les propriétés optiques des modes guidés dans les fibres à cristaux photoniques en tenant compte de toutes les composantes de champ électrique et magnétique " 3D ou Full-wave" [35]. La FDTD a également démontré une bonne efficacité dans le calcul des structures des bandes des cristaux photoniques, les modes de défaut, les modes guidés et les modes de surface .

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

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (II.19)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (II.20)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (II.21)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (II.22)$$

Les équations de Maxwell peuvent être discrétisées dans l'espace et le temps par la méthode des cellules de Yee [36], dont une cellule unitaire est montrée par Figure (III.3).

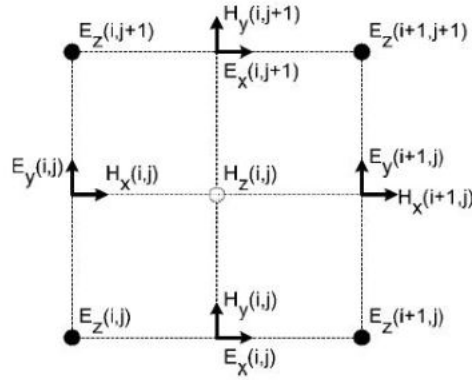


Figure II.3 : Cellule unitaire de Yee pour un maillage à deux dimensions .

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

$$\phi(x, y, z) = \phi(x, y)e^{j\beta z} \tag{II.23}$$

Ce qui mène à remplacer les dérivées par rapport az par $j\beta$ et cela permet d'exprimer les équations de Maxwell en fonction de x et y [37].

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

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{u} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \tag{II.24}$$

Après discrétisation, elle devient:

$$H_x \Big|_{i,j}^{n+1/2} = H_x \Big|_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{u_{i,j}} \left(\frac{E_z|_{i,j+1}^n - E_z|_{i,j}^n}{\Delta y} - i\beta E_y \Big|_{i,j}^n \right) \tag{II.25}$$

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

Après simplification, l'équation (II.26) ainsi que les équations relatives aux différentes composantes deviennent :

$$H_x \Big|_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} = H_x \Big|_{i,j}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{u_{i,j}} \left(\frac{E_z|_{i,j+1}^n - E_z|_{i,j}^n}{\Delta y} - i\beta E_y \Big|_{i,j}^n \right) \tag{II.26.a}$$

$$H_y \Big|_{i,j}^{n+1/2} = H_y \Big|_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{u_{i,j}} \left(\frac{E_z|_{i,j+1}^n - E_z|_{i,j}^n}{\Delta x} - i\beta E_x \Big|_{i,j}^n \right) \tag{II.26.b}$$

$$H_z \left| \begin{matrix} n + \frac{1}{2} \\ i, j \end{matrix} \right. = H_z \left| \begin{matrix} n - \frac{1}{2} \\ ij \end{matrix} \right. - \frac{\Delta t}{u_{i,j}} \left(\frac{E_x |_{i,j+1}^n - E_x |_{i,j}^n}{\Delta y} - \frac{E_y |_{i,j+1}^n - E_y |_{i,j}^n}{\Delta x} \right) \quad (\text{II.26.c})$$

$$E_x \left| \begin{matrix} n + 1 \\ i, j \end{matrix} \right. = \frac{\varepsilon_{i,j} - \delta\Delta t/2}{\varepsilon_{i,j} + \delta\Delta t/2} E_x \left| \begin{matrix} n \\ i, j \end{matrix} \right. + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j} + \delta\Delta t/2} \times \left(\frac{H_z |_{i,j}^{n+1/2} - H_z |_{i,j}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) + \beta H_y \left| \begin{matrix} n + 1 \\ i, j \end{matrix} \right. \quad (\text{II.26.d})$$

$$E_y \left| \begin{matrix} n + 1 \\ i, j \end{matrix} \right. = \frac{\varepsilon_{i,j} - \frac{\delta\Delta t}{2}}{\varepsilon_{i,j} + \frac{\delta\Delta t}{2}} E_y \left| \begin{matrix} n \\ i, j \end{matrix} \right. - \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j} + \frac{\delta\Delta t}{2}} \times \left(\frac{H_z |_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} - H_z |_{i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right) + \beta H_x \left| \begin{matrix} n + 1 \\ i, j \end{matrix} \right. \quad (\text{II.26.e})$$

$$E_x \left| \begin{matrix} n + 1 \\ i, j \end{matrix} \right. = \frac{\varepsilon_{i,j} - \delta\Delta t/2}{\varepsilon_{i,j} + \delta\Delta t/2} E_x \left| \begin{matrix} n \\ i, j \end{matrix} \right. + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j} + \delta\Delta t/2} \times \left(\frac{H_y |_{i,j}^{n+1/2} - H_y |_{i,j}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{H_x |_{i,j}^{n+1/2} - H_x |_{i,j}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \quad (\text{II.26.f})$$

6-1 Stabilité numérique :

Le choix du pas temporel Δt n'est pas arbitraire. En effet, les équations temporelles de la FDTD imposent à Δt une certaine limite dépendante de Δx , Δy et β . Cette limite est nécessaire pour éviter une instabilité numérique. Ainsi, les calculs FDTD en trois dimensions sont stables si la condition ci-dessous est satisfaite [38] :

$$\Delta t \leq 1 / (c \sqrt{\Delta x^{-2} + \Delta y^{-2} + \left(\frac{\beta}{2}\right)^2}) \quad (\text{II.27})$$

6-2 Conditions aux limites :

En électromagnétisme, la résolution des problèmes posés sur des domaines non bornés, par des méthodes de différences finies ou d'éléments finis nécessite la troncature du domaine de calcul par l'introduction d'une frontière artificielle. Cette frontière fictive doit être physiquement la plus transparente ou absorbante possible. Ainsi, pour obtenir une approximation convenable de la solution du problème initial, celle-ci devrait être placée très loin de l'objet considéré (section du guide, objet diélectrique, ...), ce qui augmente considérablement la taille du domaine à mailler. Cependant, en fonction des problèmes à résoudre, la taille de la fenêtre de calcul peut augmenter considérablement comme elle peut rester raisonnable.

En effet, lorsqu'on simule la propagation de la lumière dans un guide d'onde droit, par exemple, on s'aperçoit que cette dernière est confinée dans le cœur du guide et, par conséquent, la frontière fictive peut être placée très proche. Des méthodes telles que les équations intégrales aux frontières (Boundary Integral Equations: BIE), l'extension des fonctions propres ou encore les conditions aux frontières absorbantes (Absorbing Boundary Conditions: ABC), dont plus récemment les couches

parfaitement adaptées (Perfectly Matched Layers: PML), ont été proposées pour répondre à ces exigences [39].

La technique des PML fut introduite pour résoudre des problèmes d'électromagnétisme posés dans tout l'espace par une méthode de différences finies. Elle a été proposée par Bérenger [40] pour résoudre des problèmes ouverts bidimensionnels et généralisée par la suite pour les problèmes tridimensionnels [41]. La méthode consiste à entourer le domaine de calcul par une couche conçue spécialement pour absorber, sans réflexion, les ondes électromagnétiques. Le coefficient de réflexion théorique doit s'annuler pour toutes les fréquences et tous les angles d'incidence et la couche PML doit théoriquement absorber toutes les ondes incidentes, d'où le nom de couche parfaitement adaptée la figure (II.4) .

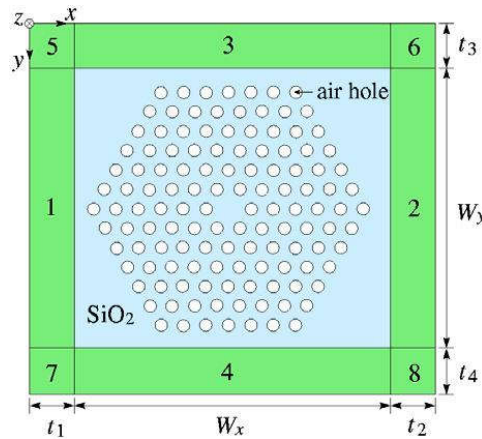


Figure II.4 :Section transversale d'une FCP entourée par les couches PML .

6-3 Démarche méthodologique de la simulation des PCFs par la méthode FDTD :

La figure ci-dessous (II.5) représente les démarches méthodologiques de la simulation des FCPs par la méthode FDTD .

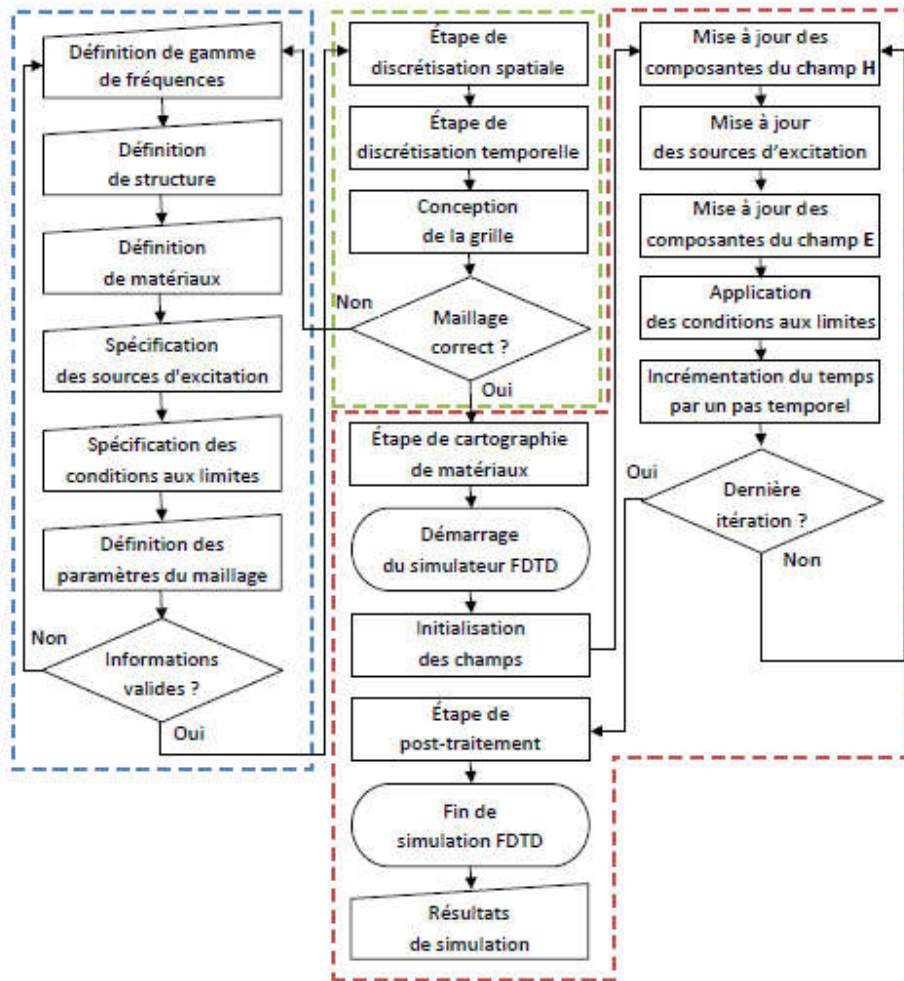


Figure II.5 : Organigramme de la démarche méthodologique de la simulation des FCPs par la méthode FDTD .

Au cours de la première étape, l'utilisateur spécifie les paramètres de simulation et les caractéristiques de la structure à analyser. Cette étape comprend les opérations suivantes [42] :

- ✓ La spécification de la gamme de fréquences, qui détermine la taille maximale autorisée de cellule et le nombre de cellules nécessaires pour simuler la structure ainsi que la largeur de bande du signal d'excitation.
- ✓ La définition de la structure à analyser qui est établie soit en utilisant les outils géométriques disponibles dans le logiciel soit en choisissant un modèle prédéfini à partir de la bibliothèque.
- ✓ La définition des matériaux qui peuvent être caractérisés à l'aide de trois paramètres : permittivité électrique, conductivité et perméabilité.

✓ La spécification de la source utilisée pour exciter la structure photonique en indiquant généralement le type (gaussien, sinusoïdal, ...), la largeur de bande, la fréquence et la position de cette source.

✓ La sélection de types et de propriétés des conditions d'absorption aux limites choisies pour limiter le domaine du calcul.

✓ La définition des paramètres du maillage utilisé par l'algorithme de génération du maillage uniforme.

Après la configuration des paramètres de simulation et la définition de la structure photonique à analyser, le simulateur passe au niveau suivant qui consiste en la génération automatique du maillage. L'algorithme de génération du maillage effectue cette tâche en deux étapes : la première étape est la discrétisation spatiale et par conséquent la création d'une grille ; la deuxième est la formation d'une cartographie pour les matériaux utilisés, dont chaque cellule de la grille est assignée aux propriétés de matériau correspondant.

Après avoir créé le maillage et déterminé la localisation et la taille de chaque cellule de la grille, la simulation FDTD peut être commencée. Avant que le procédé de progression temporelle (time-step in gprocedure) ne commence, une étape d'initialisation des composantes des champs électriques et magnétiques et des coefficients de mise à jour de chaque cellule doit être accomplie. Les multiplicateurs constants et d'autres structures de données qui n'ont pas besoin d'être calculés ou assignés à chaque pas temporel sont également initialisés durant cette étape.

Pendant l'étape de post-traitement, les quantités d'intérêt sont calculées. Après l'accomplissement de cette tâche, la simulation de FDTD est complète et les résultats sont rendus disponibles à l'utilisateur dans l'interface graphique .

7- Méthode des différences finies dans le domaine fréquentiel :

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

En utilisant l'approximation sur le profil des champs donnée par (II.28), les six composantes du champ électrique (E_x , E_y et E_z) et magnétique (H_x , H_y et H_z) discrétisées suivant le schéma de Yee sont données comme suit :

$$-j\omega\mu_0 H_x|_{i,j+\frac{1}{2}} = \left[\frac{1}{s_y} \frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y \right]_{i,j+\frac{1}{2}} \quad (\text{II.28.a})$$

$$-j\omega\mu_0 H_y|_{i,j+\frac{1}{2}} = \left[-j\beta E_y - \frac{1}{s_x} \frac{\partial E_z}{\partial x} + \right]_{i,j+\frac{1}{2}} \quad (\text{II.28.b})$$

$$-j\omega\mu_0 H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} = \left[\frac{1}{s_x} \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{1}{s_y} \frac{\partial E_x}{\partial y} \right]_{i+\frac{1}{2},j} \quad (\text{II.28.c})$$

$$-j\omega\varepsilon_0\varepsilon_x E_x|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} = \left[\frac{1}{s_y} \frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y \right]_{i+\frac{1}{2},j} \quad (\text{II.28.d})$$

$$-j\omega\varepsilon_0\varepsilon_y E_y|_{i,j+\frac{1}{2}} = \left[-j\beta H_x - \frac{1}{s_x} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right]_{i,j+\frac{1}{2}} \quad (\text{II.28.e})$$

$$-j\omega\varepsilon_0\varepsilon_z E_z|_{i,j} = \left[\frac{1}{s_x} \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{1}{s_y} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right]_{i,j} \quad (\text{II.28.f})$$

Où $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ sont les permittivités électriques relatives correspondant aux positions des nœuds de la maille respectivement dans les directions x, y et z. Le paramètre s est donné par:

$$S = 1 - j \frac{\sigma_e}{\omega\varepsilon_0 n^2} = 1 - \frac{\sigma_m}{\omega\mu_0} \quad (\text{II.29})$$

Où σ_e, σ_m sont les conductivités électrique et magnétique de la région PML, respectivement. Après développement algébrique, les équations de Maxwell sont données, sous forme matricielle, de la façon suivante :

$$-j\omega\mu_0 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & j\beta I & A_y \\ -j\beta I & 0 & -A_x \\ -B_y & B_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.30.a})$$

$$j\omega\mu_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & j\beta I & C_y \\ -j\beta I & 0 & -C_x \\ -D_y & D_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.30.b})$$

Ou :

$$(A_x E_z)_{i,j} = \frac{E_z|_{i+1,j} - E_z|_{i+1,j}}{S_x|_{i+1/2,j} \Delta x} (A_y E_z)_{i,j} = \frac{E_z|_{i+1,j} - E_z|_{i+1,j}}{S_x|_{i+1/2,j} \Delta y} \quad (\text{II.31.a})$$

$$(B_x E_y)_{i,j} = \frac{E_y|_{i+1,j+1/2} - E_y|_{i,j}}{S_x|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} \Delta x} (B_y E_x)_{i,j} = \frac{E_y|_{i+\frac{1}{2},j+1} - E_y|_{i+\frac{1}{2},j}}{S_x|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} \Delta y} \quad (\text{II.31.b})$$

$$(C_x H_z)_{i,j} = \frac{H_z|_{i+1,j+1/2} - H_z|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}}{S_x|_{i,j+\frac{1}{2}} \Delta x} (C_y H_z)_{i,j} = \frac{H_z|_{i+1,j+1/2} - H_z|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}}{S_x|_{i+\frac{1}{2},j} \Delta y} \quad (\text{II.31.c})$$

$$(D_x H_y)_{i,j} = \frac{H_y|_{i+\frac{1}{2},j} - H_y|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}}{S_x|_{i,j}\Delta x} \quad (D_y H_x)_{i,j} = \frac{H_x|_{i,j+1/2} - H_x|_{i,j-\frac{1}{2}}}{S_x|_{i,j}\Delta y} \quad (II.31.d)$$

Δx et Δy sont les tailles de la maille, I est une matrice identité, ϵ_x , ϵ_y et ϵ_z sont des matrices diagonales relatives aux permittivités, A_x , A_y , B_x , B_y , C_x , C_y , D_x et D_y sont des matrices carrées déterminées en utilisant le schéma de la différence centrale et les conditions aux limites. Le système d'équations (II.28) est résolu en utilisant la méthode de la puissance inverse, en donnant comme résultat, l'indice effectif du mode guidé ainsi que son profil du champ .

Nous terminons ce chapitre par une comparaison entre les différentes méthodes .Ces dernières sont regroupés dans le tableau (II-1) ci dessous , en citant les avantages et les inconvénients associés à chaque méthode.

Tableau (II.1) Différentes méthodes utilisée pour la modélisation des FOM

Méthode	Les avantages	Les inconvénients
LFM	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Modélisation des structures à petites dimensions et à géométrie complexe 	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Nécessite une grande attention lors de l'interprétation des résultats ✓ Compliquée ✓ Imprécise lors de calcul des structures des bandes photoniques
EIM	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Simple ✓ Efficace 	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Scalaire
BPM	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Constant de propagation complex 	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Relativement imprecise
FEM	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Précis ✓ Structures arbitraires 	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Requiert une mémoire vive importante ✓ Requiert un choix rigoureux de maillage
FDTD FDFD	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Approche très générale ✓ Structures arbitraires 	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Requiert une mémoire vive importante

8- Conclusion :

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

1- Introduction :

Après la revue approfondie des méthodes de modélisation des PFCs qui a fait l'objet du chapitre précédent, on entame dans ce chapitre la simulation de trois formes différentes de fibres optiques à base de cristaux photoniques (hexagonale, circulaire et carrée).

Nous cherchons à analyser et étudier les propriétés optiques de ces fibres, tels que la constante de propagation (ou l'indice effectif), la distribution modale du champ, l'aire effective, et la dispersion.

La conception et l'analyse de ces PFCs proposées sont faites à travers le simulateur commercial Lumerical.

2- Méthode de simulation :

La simulation est une étape très importante dans la conception des systèmes. Elle consiste à construire un modèle d'un système réel et à conduire des expériences sur ce modèle afin de comprendre le comportement de ce système et d'en améliorer les performances.

Les comportements physiques des fibres sont régis par des équations aux dérivées partielles (EDP). Ces équations étant insolubles analytiquement, c'est pour cela que l'on recourt à la méthode de différences finies FDTD (Méthode des différences finies dans le domaine temporel), qui permet de les résoudre numériquement.

3- Procédure de simulation:

Les étapes de la procédure de simulation sont :

3-1- Structures proposées:

Dans cette étape, on cherche à schématiser les structures réelles des structures proposées: dimensions géométriques des différents objets.

Ces structures comme montre la figure III.1, sont des fibres à base de cristaux photoniques, dans lesquelles un réseau périodique de trous d'air est gravé dans un matériau diélectrique (silice). L'arrangement des trous constitue une matrice hexagonale, circulaire ou carrée.

Ce réseau périodique est disposé parallèlement à l'axe de propagation et autour d'un centre plein de la fibre. Cette région pleine, permettant le guidage de la lumière, est considérée comme le cœur de la fibre pour les structures hexagonale, circulaire et carrée :

- ✓ Distance entre les deux centres de trous $\lambda=2.5 \mu\text{m}$
- ✓ Diamètre de ces trous $d=1 \mu\text{m}$

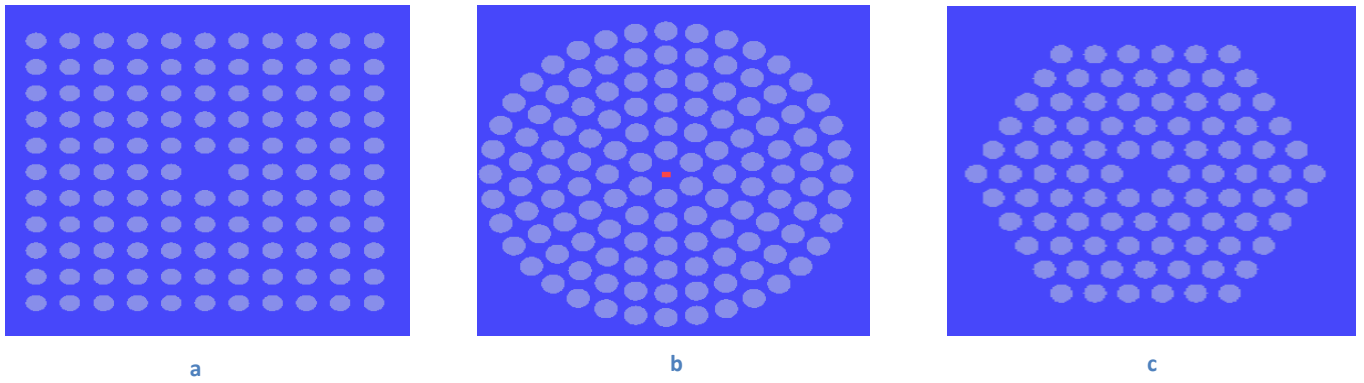


figure (III.1) :Sections transversales des fibres (a) carré , (b)circulaire ,(c) hexagonale

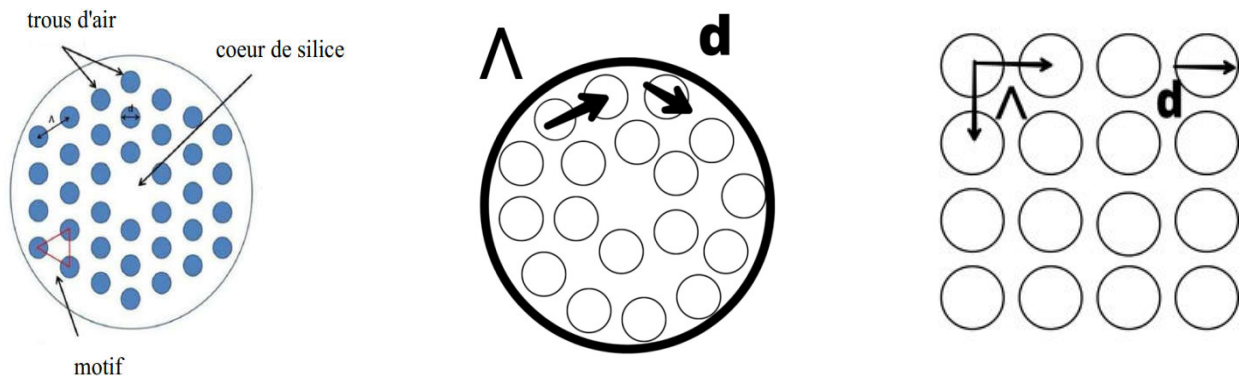


Figure (III.2) : Paramètres opto-géométriques

3-2- Spécification des matériaux pour chaque objet:

Après avoir déterminé la forme géométrique à simuler, deux paramètres importants doivent être déterminés dans le processus de simulation, qui sont le facteur de réfraction et le matériau utilisé, qui est généralement l'air, électrique ou conducteur..

Les structures simulées sont constituées d'un arrangement de trous d'air (indice=1) parallèles à l'axe d'une matrice de silice. d'indice de refraction $n=1,45$

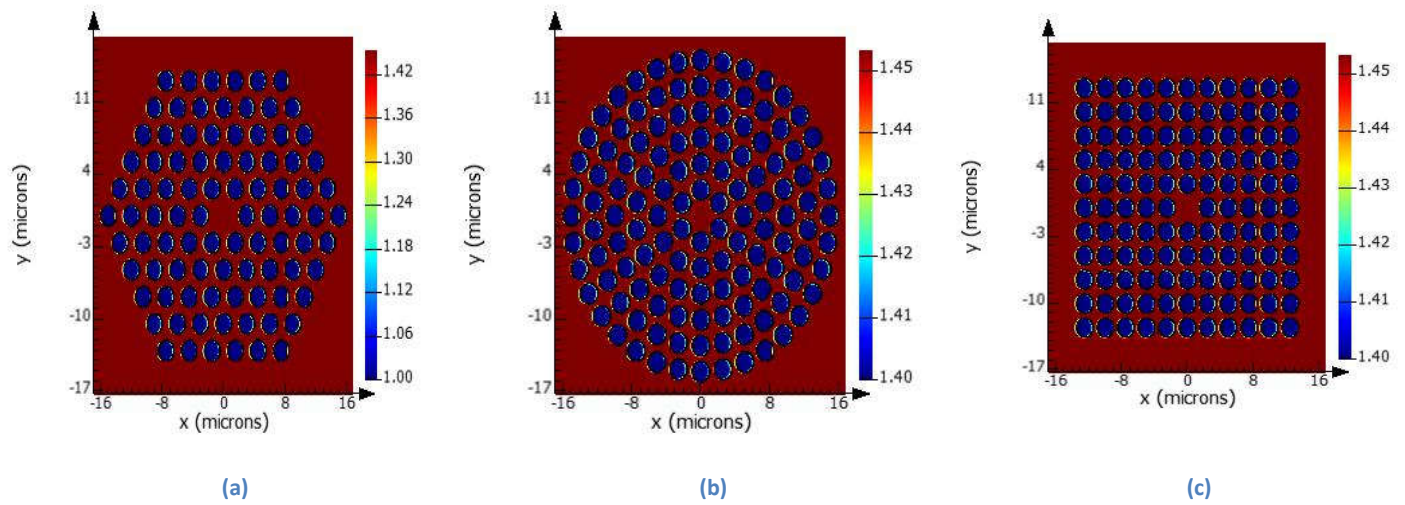


Figure (III.3) : Profil d'indice des matériaux des fibres PCFs (a) hexagonale,(b) circulaire,(c) carré

La figure III.3 présente les zones de silice et d'air. Cette figure montre que le matériau de fond du réseau ainsi que le centre de la fibre (couleur rouge) sont à base de silice d'indice de réfraction (1.45), tandis-que l'indice de réfraction du matériau des trous (couleur bleu) est égale à 1 ce qui représente l'air

3-3 Spécification des conditions aux limites :

Les structures simulées sont le plus souvent des systèmes infinis dans une ou deux directions de l'espace. Pour des raisons évidentes de volume de calcul, par conséquent de temps et de quantité de mémoire utilisé, on est contraint de limiter le volume de simulation par des conditions aux limites, ce qui rend la simulation de ces structures infinies possible. La résolution des équations d'ondes dans une structure quelconque exige la spécification des conditions aux frontières. En effet, le comportement des champs électromagnétiques dans le milieu en question dépend étroitement des frontières de la structure utilisée. Les conditions aux limites généralement utilisées sont les PMLs (Perfectly Matched Layer) de Bérenger la figure (III.4)

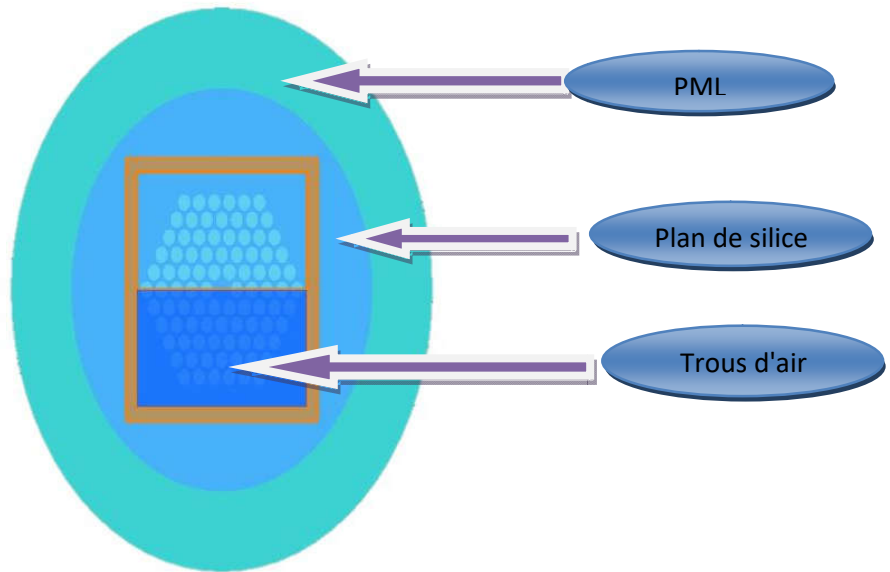


Figure III.4 : Conditions aux limites parfaitement absorbante (PML)

3-4-Maillage de la structure :

C'est une méthode qui est basée sur une description du cristal photonique comme un ensemble de maillage de diffraction successifs . Les champs sont décomposés dans chaque région séparant ces maillages et la théorie des maillages est appliquée pour relier les coefficients de cette décomposition d'une région à l'autre. La matrice de diffusion qui caractérise le milieu est obtenue par un système de relations et l'intérêt de cette méthode est qu'elle donne la solution parfaite au problème

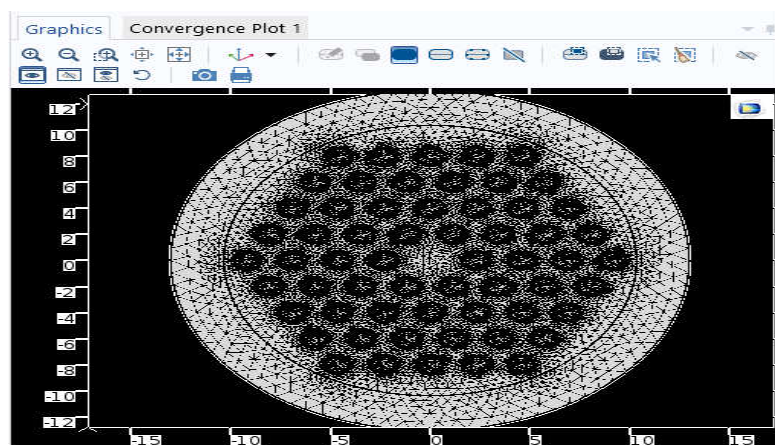


Figure III.5 : Maillage de la structure

4- Caractéristiques optiques :

Pour déterminer les propriétés modales des PFCs, diverses grandeurs vont être calculées à savoir la dispersion chromatique (D_c), l'indice effectif (n_{eff}), ainsi que les pertes de confinement.

4-1.indice effectif

La figure (III.6) illustre la variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour les trois structures, ayant les caractéristiques géométriques suivantes : $\Lambda=2.5\mu\text{m}$ et $d=1\mu\text{m}$.

D'après la figure on remarque que :

- ✓ la valeur de l'indice diminue avec l'augmentation de la longueur d'onde pour toutes les structures.
- ✓ Que la valeur de l'indice effective, pour les structures hexagonale et circulaire, est plus élevée que celle de la structure carrée
- ✓ Elle varie de 1.44 à 1.36 pour les structures hexagonale et circulaire et de 1,45 à 1,4 pour la structure carrée
- ✓ Pour les structures hexagonale et circulaire la variation de la constante de propagation sont si proches qu'on peut pas les différencier, alors que pour la structure carrée elle diffère légèrement.
- ✓ Quand $\lambda=1,55\mu\text{m}$, la valeur de l'indice effectif est de l'ordre de 1.41009, 1.41002, 1.4279 pour les structures hexagonale, circulaire et carrée respectivement.

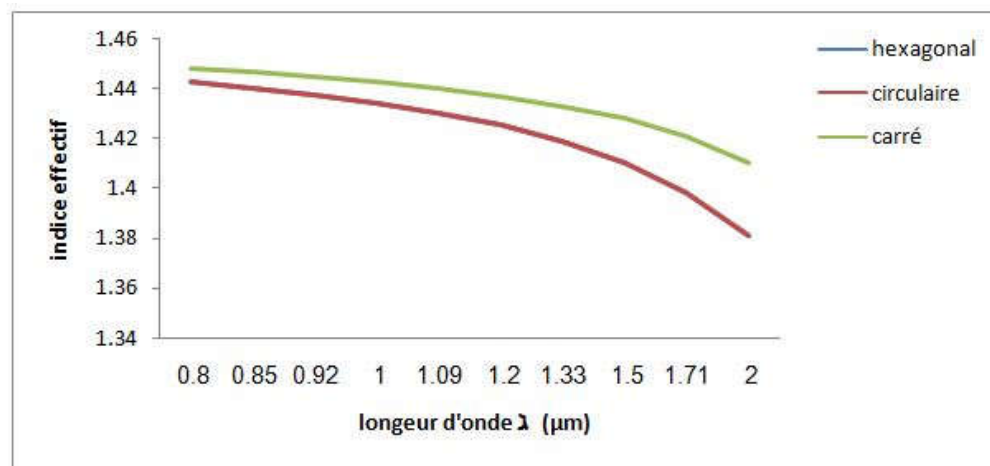


Figure III.6 : Indice effectif en fonction de longueur d'onde pour différents structures .

D'après la figure (III-7) nous remarquons que le champ du mode guidé est confiné dans le cœur de la PCF et nous pouvons observer également que lorsque la longueur d'onde augmente, le champ électromagnétique 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 le cœur augmentant l'indice effectif de la gaine.

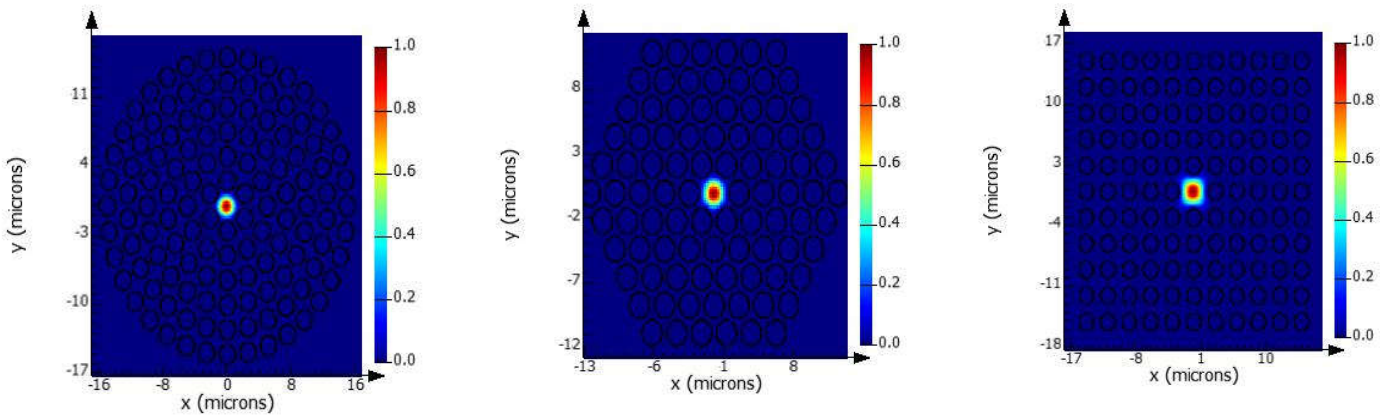


Figure III.7 : Distribution du champ

4-2 Dispersion chromatique :

La dépendance de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde, pour les PCF hexagonale, circulaire et carrée est représentée sur la figure (III.8). D'après cette figure, on peut constater que :

- ✓ La dispersion chromatique augmente avec l'augmentation de la longueur d'onde
- ✓ les courbes de dispersion dans les PCFs hexagonale et circulaire sont identiques
- ✓ toutes les courbes partent du négatif vers le positif
- ✓ la structure carrée a une grande dispersion négative par rapport aux structures hexagonale et circulaire.
- ✓ Les valeurs des longueurs d'onde pour lesquelles la dispersion est nulle pour les structures hexagonale circulaire et carrée sont de l'ordre de $0,85\mu\text{m}$, $1\mu\text{m}$ et $1\mu\text{m}$ respectivement.

Cette longueur d'onde particulière définit deux régimes de dispersion le régime normal pour les longueurs d'onde vérifiant $D_c(\lambda) < 0$ et anormal pour les longueurs d'onde vérifiant $D_c(\lambda) > 0$.

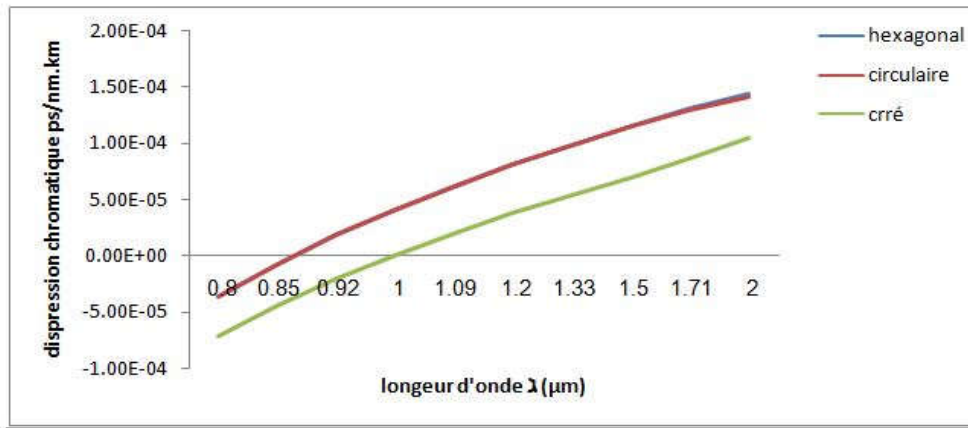


Figure (III-8) : Dispersion chromatique en fonction de longueur d'onde pour différents structures

4-3- Pertes de confinement :

Les pertes de confinement (dB/m) sont calculées en fonction de la partie imaginaire de l'indice effectif du mode suivant la formule suivante:

$$\alpha \left(\frac{dB}{m} \right) = \frac{2\pi}{n\lambda} \frac{20}{\ln(10)} I_{m(neff)} \quad (\text{III-1})$$

La gaine optique microstructure 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.

D'après les résultats des pertes de confinement en fonction de la longueur d'onde, schématisés dans la figure (III.9) pour les trois structures, nous observons que pour

- Les pertes de confinement sont approximativement nulles pour les longueurs d'onde comprises entre 0.8 μm et 1.5 μm pour la structure carrée et augmentent avec l'augmentation de la longueur d'onde à partir de la valeur 1,5 μm.
- Elles sont nulles pour les structures circulaire et hexagonale.

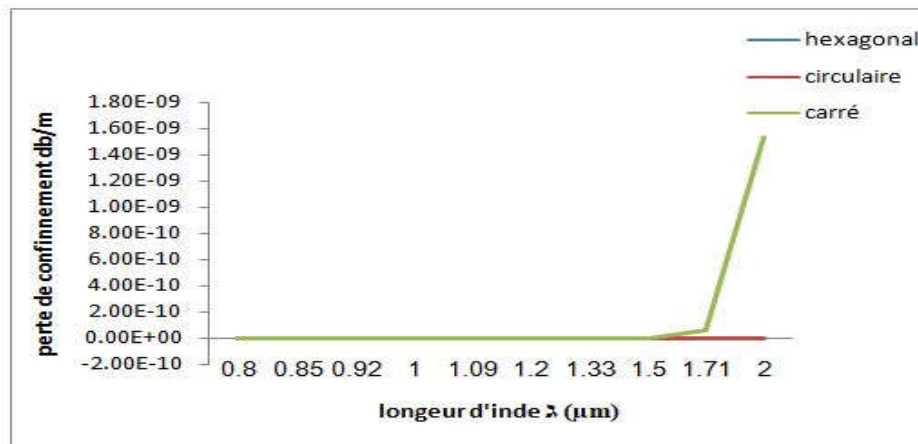


Figure III.9 : Perte de confinement en fonction de λ pour différentes structures

Tableau (III-1) : Différentes propriétés optiques de différentes structures PCFs

PCF proposé	Valeur du paramètre PCF à une longueur d'onde de 1,55 μm		
	L'indice effectif	Dispersion (ps/km.nm)	Perte de confinement (dB/m)
Hexagonal	1.41009	1.1540 e-4	-1.5498e-19
Circulaire	1.41002	1.1471 e-4	5.1715 e-18
Carrée	1.4279	7.0168 e-5	5.1551 e-12

Le tableau (III-1) montre les différentes propriétés optiques de différentes structures PCFs ayant 5 anneaux de trous d'air pour les structures hexagonal et carrée et 6 anneaux de trous d'air pour la structure circulaire à 1,55 μm . Il est évident d'après le tableau III-I, que le choix de la structure de la fibre PCF dépend des applications, par exemple pour la compensation de la dispersion une géométrie hexagonale est nécessaire et pour une perte de confinement plus faible, la géométrie hexagonale est bonne.

5- Étude paramétrique

Cette partie est consacrée à l'étude de l'influence de quelques paramètres physiques définissant la géométrie des fibres proposées sur les propriétés optiques. Cette étude paramétrique a été menée pour comprendre les effets des divers paramètres, afin de les optimiser et d'aboutir à des structures finales efficaces.

5.1 Influence des paramètres optogéométriques :

5.1.1 Indice effectif :

L'indice effectif est étudié sur une large gamme spectrale de 800nm à 2000nm

a- Pour différentes distances entre les trous (pitch) Λ :

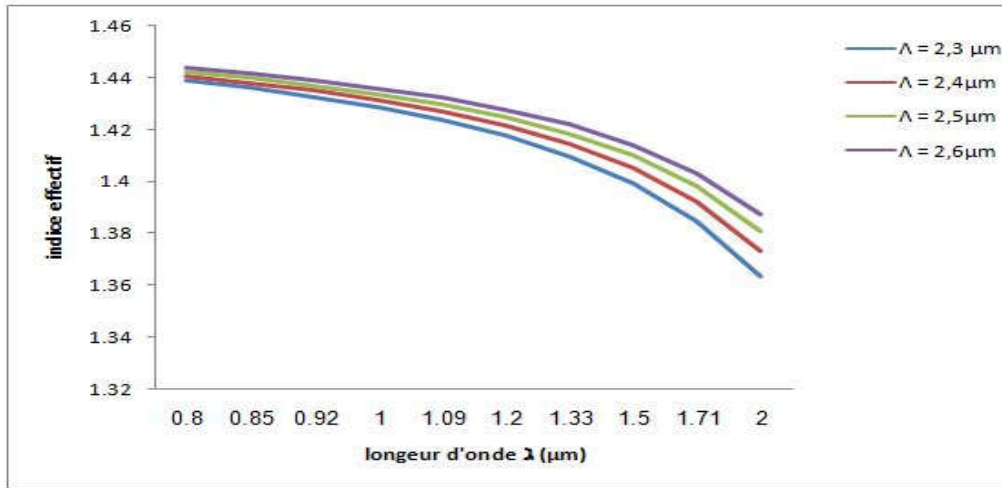
Pour caractériser l'influence de la distance des trous d'air (Λ) sur l'indice de réfraction, nous avons tracé ce dernier en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs du pas (Λ) et on a fixé le d

D'après la figure (III.10), on peut voir que l'indice effectif :

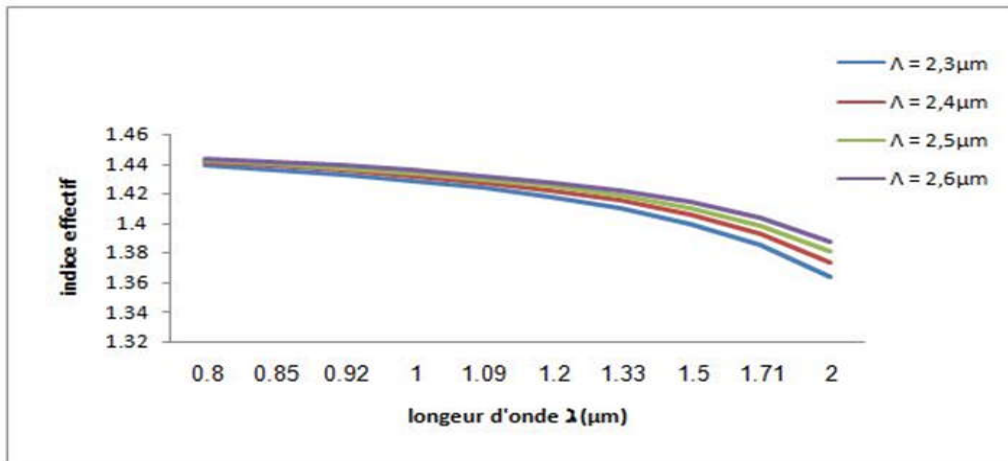
- ✓ Diminue lorsque la longueur d'onde augmente.,
- ✓ il diminue avec l'augmentation du pas Λ
- ✓ Lorsque le pas Λ est petit, l'indice effectif du mode fondamental tend vers la valeur de l'indice de la silice.
- ✓ L'indice effectif varie d'une valeur maximale à une valeur minimale qui sont représentées dans le tableau (III-2) ci-dessous :

Tableau (III-2) La valeur minimale et la valeur maximale de l'indice effectif pour les trois structures

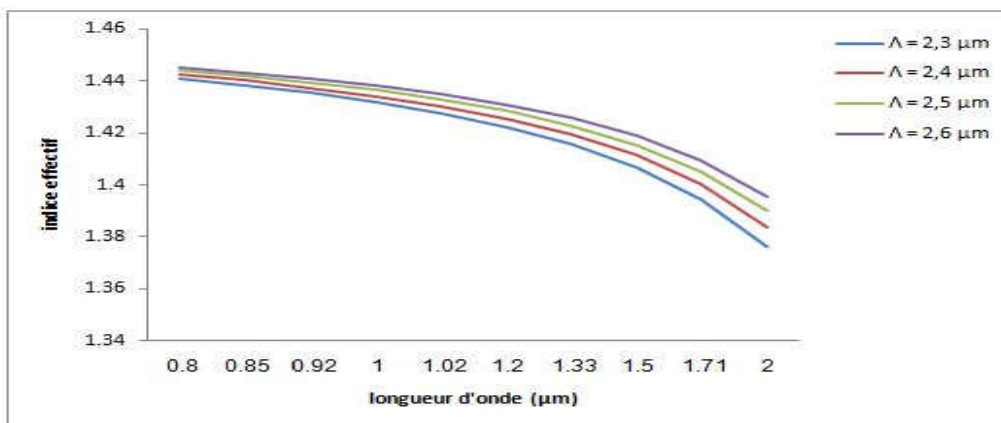
Structure	La valeur minimale de l'indice effectif	La valeur maximale de l'indice effectif
Hexagonal	1.38083	1.44813
Circulaire	1.38078	1.44242
Carrée	1.41013	1.44813



(a)



(b)



(c)

figure (III.10) Indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de pas :

(a) Hexagonale,(b) circulaire,(c) carrée .

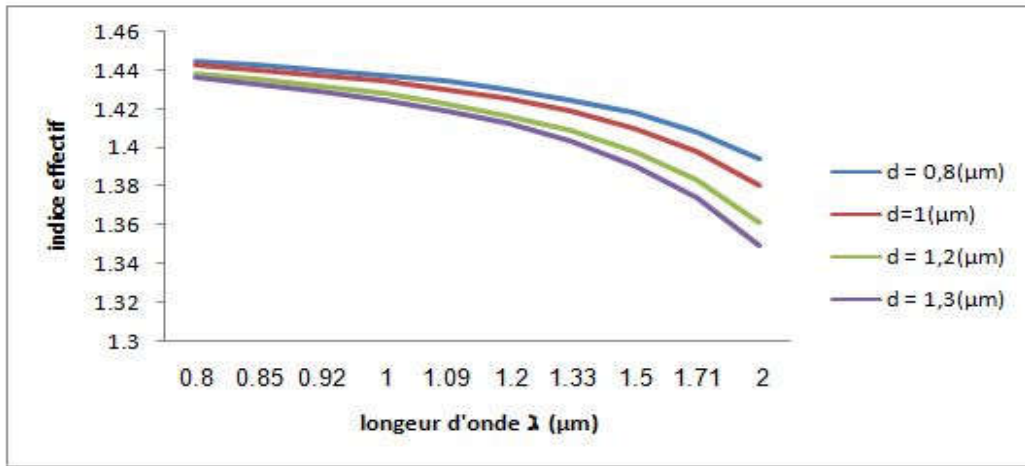
b- Pour différentes valeurs diamètres des trous (d) :

Pour voir l'influence du diamètre des trous, on a fait varier ce dernier et en fixant la valeur du pas à $\Lambda = 2.5 \mu\text{m}$. La valeur de l'indice effectif réel a été calculée dans la gamme de longueurs d'onde allant de $0.8 \mu\text{m}$ à $2 \mu\text{m}$, comme on peut le voir sur la figure (III.11). D'après cette figure on peut remarquer que la valeur de l'indice effectif diminue avec l'augmentation du diamètre des trous d'air pour les trois structures (hexagonal, circulaire et carré).

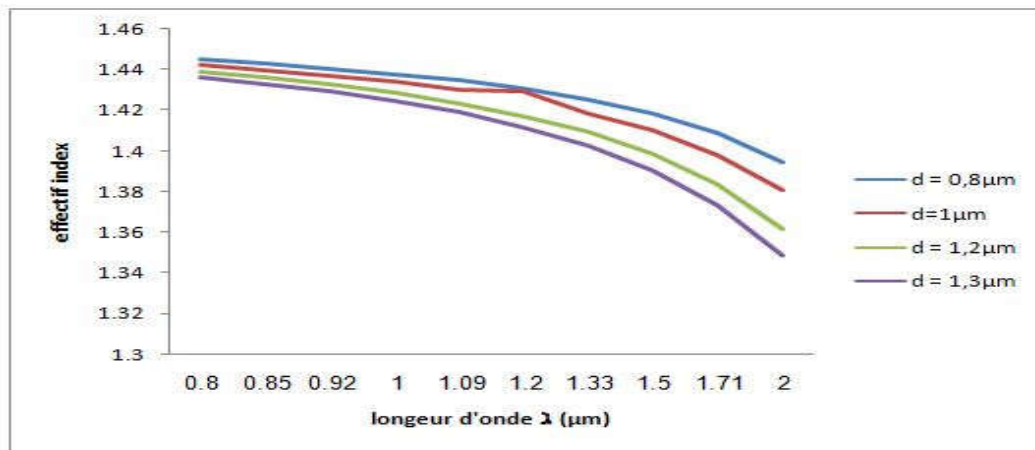
le tableau (III-3) ci-dessous représente les valeurs de l'indice effectif Lorsque la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$:

Tableau (III-3) : Les valeurs de l'indice effectif Lorsque la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ pour les trois structures

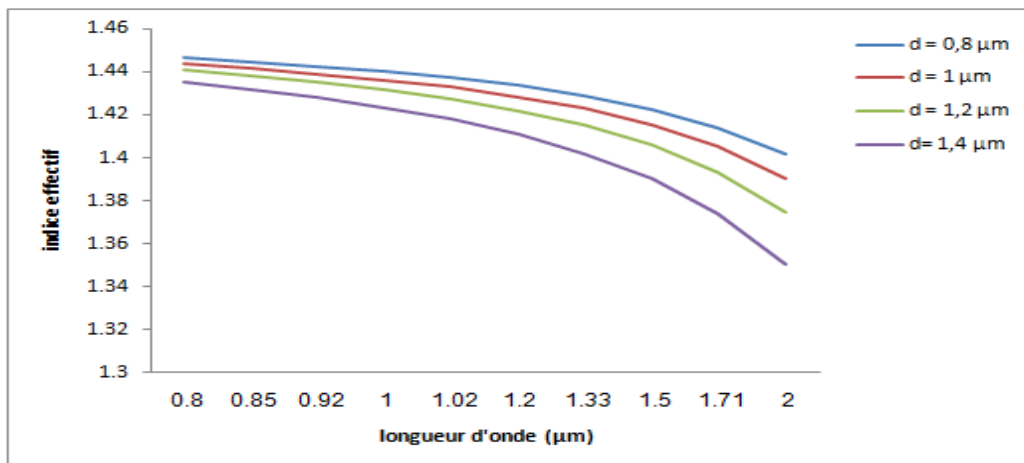
Structure	Indice effectif
Hexagonal	1.41009
Circulaire	1.41002
carrée	1.42075



(a)



(b)



(c)

Figure (III-11) Indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de diamètre de trous : (a) Hexagonale,(b) circulaire,(c) carrée

5.1.2 Dispersion chromatique :

Les propriétés de dispersions de PFCs peuvent être modifiées en ajustant les paramètres optogéométriques. Il est donc possible d'obtenir des PFCs avec une dispersion chromatique fortement négative, ou bien du zéro de dispersion autour d'une certaine longueur d'onde. Alors il suffit d'ajuster judicieusement les deux paramètres géométriques de la fibre (d, Λ) pour contrôler la dispersion.

a. Pour différents distance entre les trous (pitch) Λ :

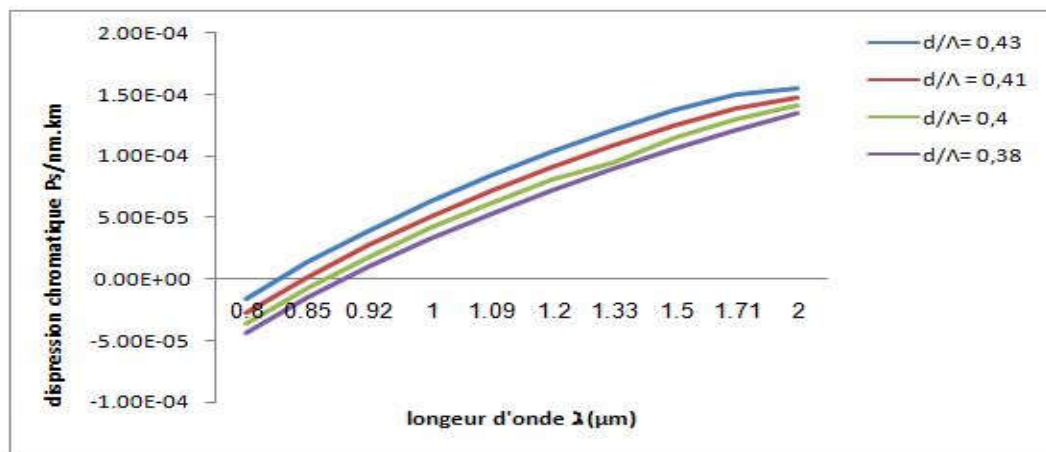
Afin d'étudier la variation de la dispersion et le décalage du zéro de dispersion en modifiant le paramètre Λ , nous avons présenté sur la Figure (III-12) la variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de Λ .

Nous pouvons constater que :

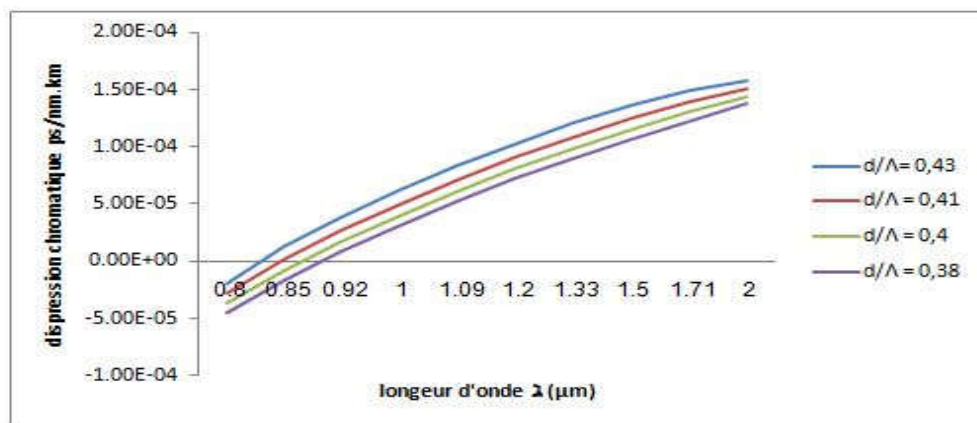
le zéro de dispersion peut être situé dans la plage allant de $[0.8 \mu\text{m}, 0.9 \mu\text{m}]$. En diminuant le rapport d/Λ , la dispersion chromatique diminue

Les fibres présentent la plus faible dispersion pour une longueur d'onde égale :

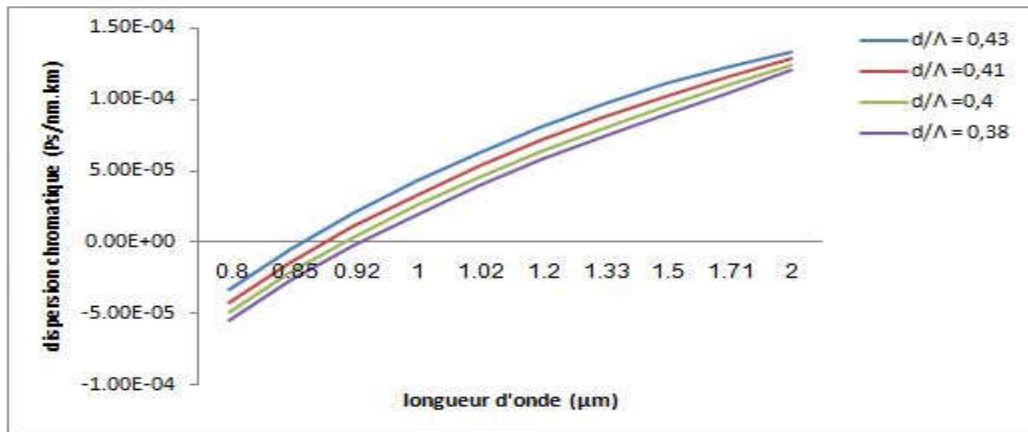
- ✓ -4.8×10^{-5} quand $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ pour la structure hexagonal
- ✓ -4.9×10^{-5} quand $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ pour la structure circulaire
- ✓ -7.1961×10^{-5} quand $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ pour la structure carrée



(a)



b



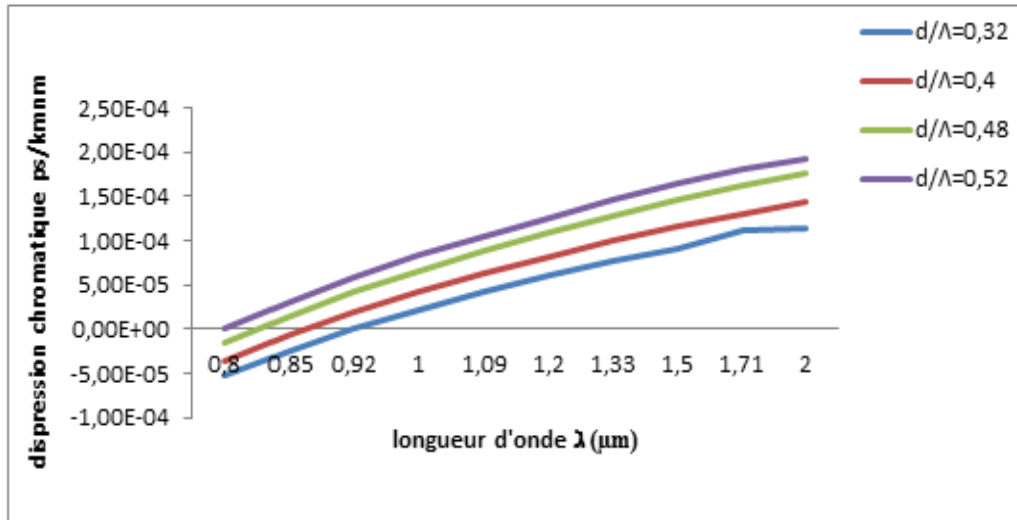
(c)

Figure (III.12) Dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de pas :(a) Hexagonale,(b) circulaire,(c) carrée

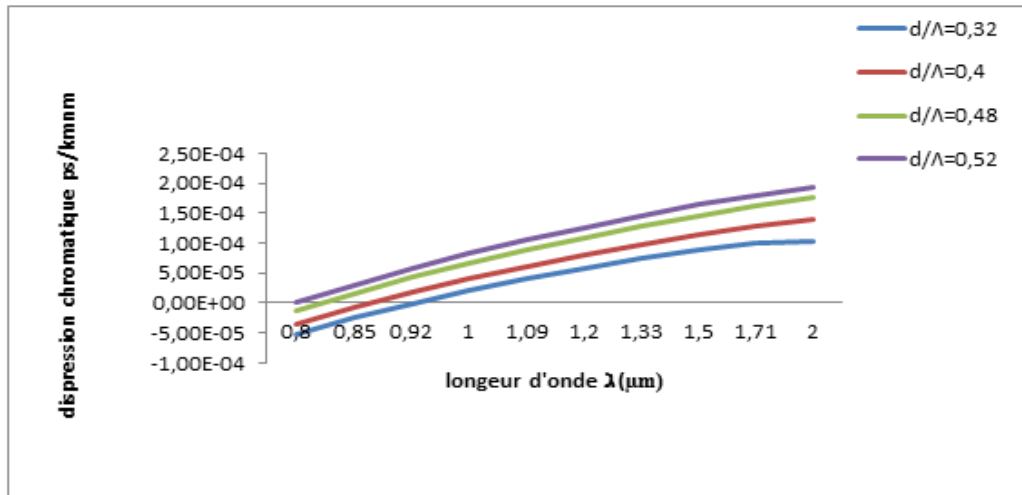
b. Pour différentes valeurs de diamètres des trous (d) :

On observe sur (la figure III-13) que :

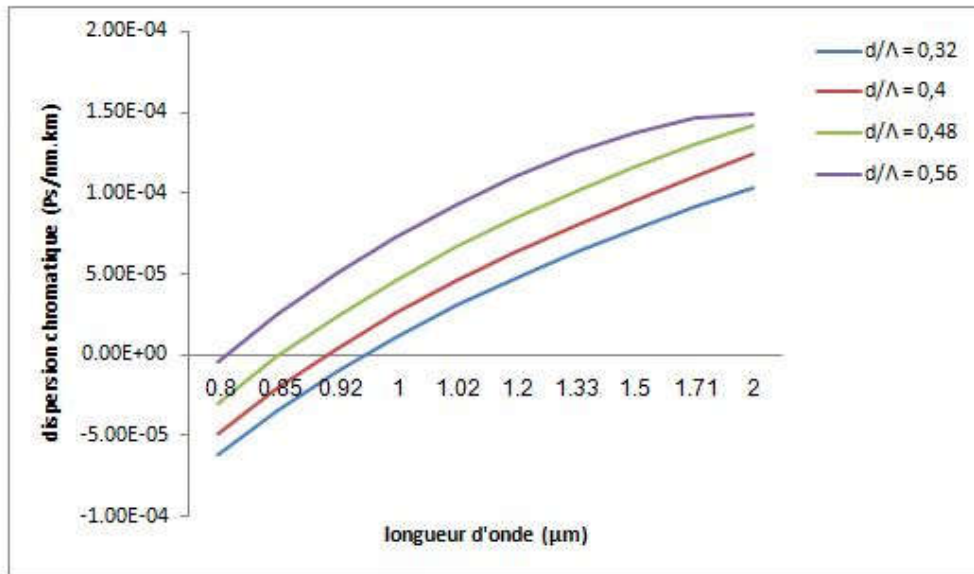
- ✓ Le déplacement du zéro de la dispersion chromatique vers les courtes longueurs d'onde est lié à l'augmentation de diamètre de trous d'air.
- ✓ Lorsque le diamètre des PFCS augmente la dispersion chromatique augmente .
- ✓ Si les diamètres des trous d'air deviennent plus grands, on obtient une PFC avec un coefficient de dispersion positif .



(a)



(b)



(c)

Figure III.13 : Dispersion chromatique en fonction de λ pour différentes valeurs de d/Λ pour différents valeurs de diamètres de trous (a) Hexagonale, (b) circulaire, (c) carrée

Les valeurs des longueurs d’onde pour lesquelles la dispersion est nulle sont représentées par le tableaux suivants :

Tableau (III-4) Les valeurs des longueurs d’onde pour lesquelles la dispersion est nulle

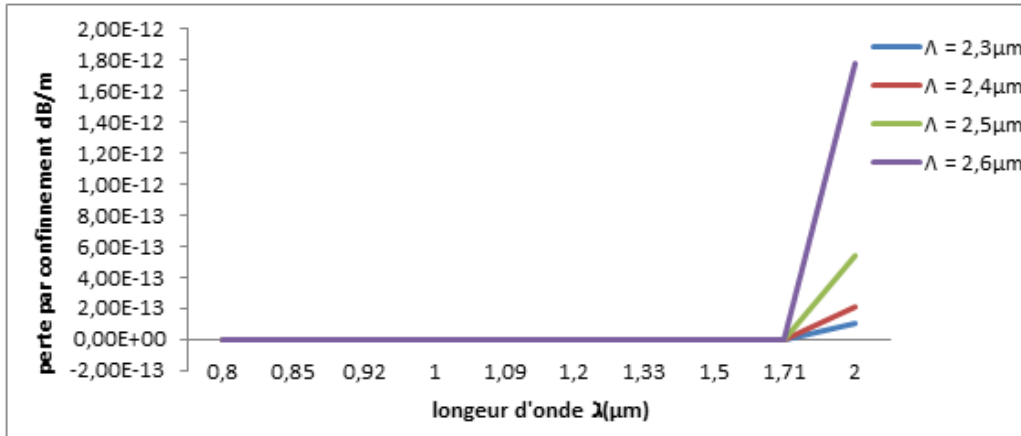
Structure	d (μm)	λ (μm)
Hexagonale	0.8	0.8
	1	0.82
	1.2	0.85
	1.4	0.92
Circulaire	0.8	0.8
	1	0.82
	1.2	0.88
	1.4	0.92
Carée	0.8	0.8
	1	0.83
	1.2	0.85
	1.4	0.92

5.1.3 Perte de confinement :

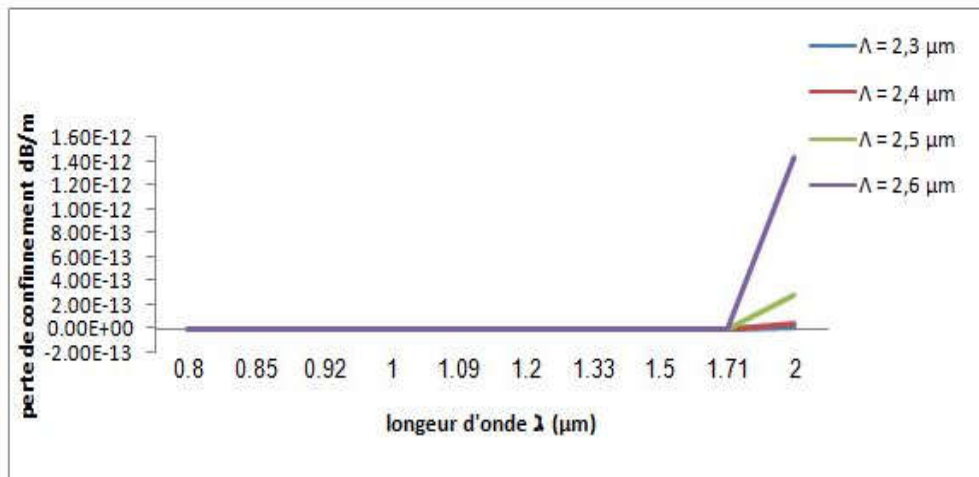
a- Pour différents valeurs de pas :

La figure (III.14) illustre la variation de perte par confinement en fonction de la longueur d’onde, et ceci pour différents valeurs de Λ . Nous notons que les pertes de confinement sont approximativement nulles pour les longueurs d’onde comprises entre 800 nm et 1250 nm pour les

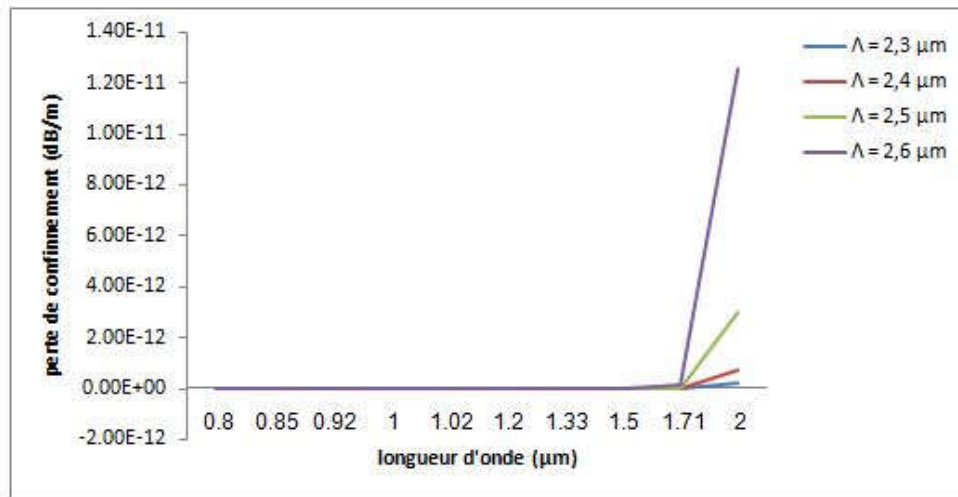
différents valeurs de pas ,audela de cette longueur d'onde,elle augmentent avec l'augmentation de la longueur d'onde jusqu'à ce qu'elles atteignent la valeur de $1.80E-12$ dB/m quand $\lambda = 2 \mu\text{m}$



(a)



(b)

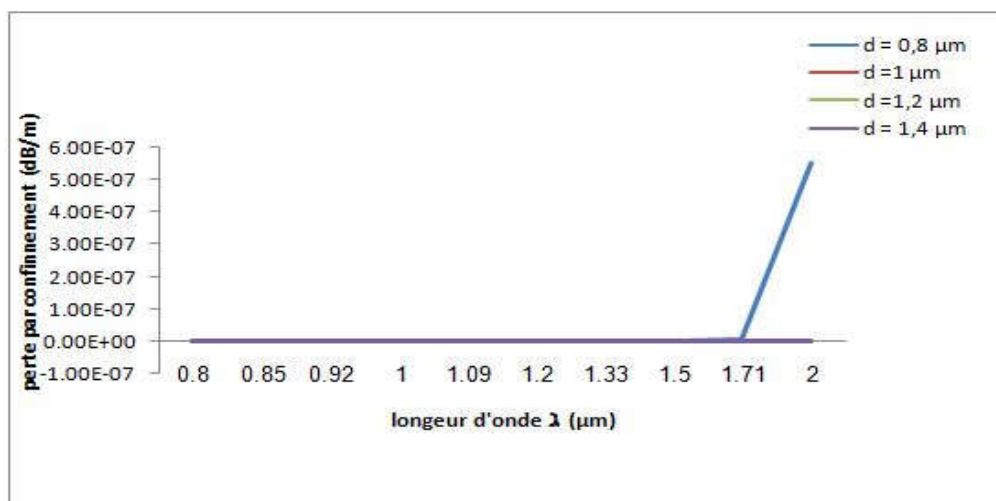


(c)

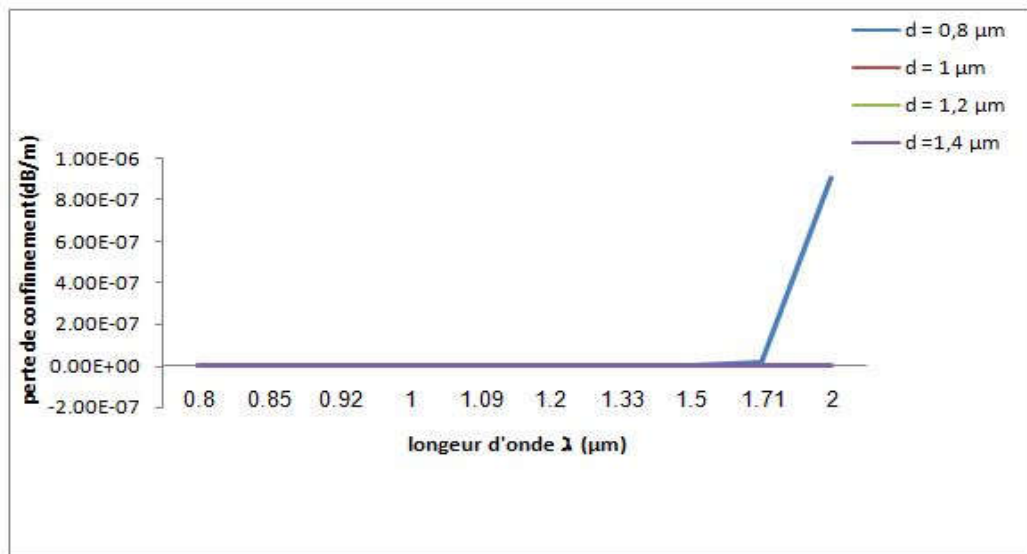
figure (III.14) Variation de perte par confinement en fonction de la longueur d’onde Pour différent pas (a) Hexagonale,(b) circulaire,(c) carrée

b- Pour différent valeurs de diamètres de trous :

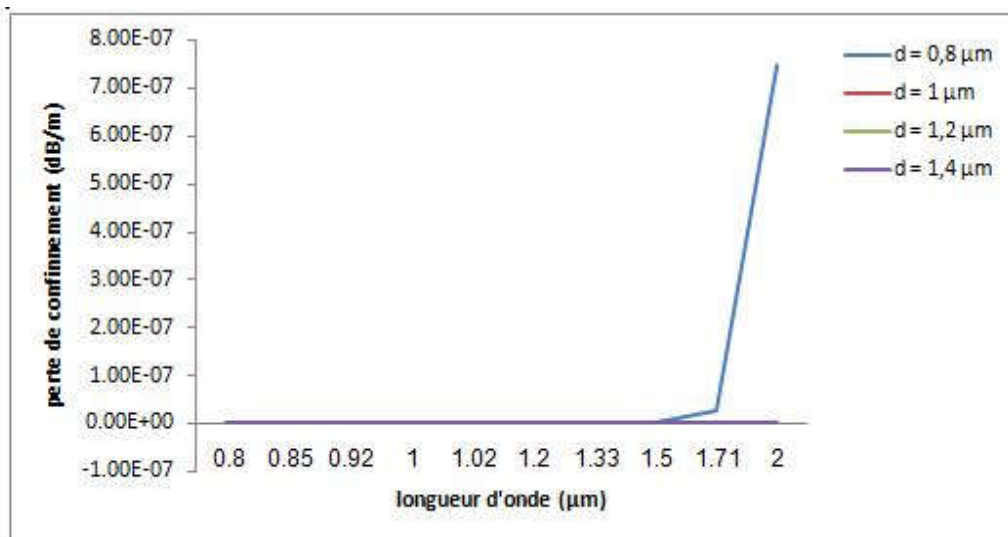
La figure (III.15) illustre la variation de perte par confinement en fonction de la longueur d’onde, et ceci pour différents diamètres des trous d’air. On peut constater que les diamètres de trous d’air (1, 1.2 , 1.3) sont nul quelle que soit la valeur d’onde , et quand le $d=0.8$ pertes de confinement nul dans l’intervalle $[0.8 \text{ } 1.7]$ et puis augmente à la longueur d’onde $\lambda=1.71\mu\text{m}$, dans les deux structures (hexagonal et circulaire) Ceci explique la diminution de perte de confinement avec l’augmentation du diamètre des trous d’air .



(a)



(b)



(c)

figure (III.15) Variation de perte par confinement en fonction de la longueur d'onde Pour différent diamètres de trous (a) Hexagonale,(b) circulaire,(c) carrée .

6- Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons simulé la transmission de la lumière dans des structures de fibre microstructure (hexagonale,circulaire et carrée) , ce qui a ramené a étudié les paramètres opto-géométriques de cette fibre.

Des propriétés originales des PFC ont ainsi été obtenues tels que l'indice effectif , dispersion chromatique et les pertes de confinement.

Conclusion générale

Depuis une dizaine d'année ,une nouvelle génération de fibre optique communément dénommées Fibres à Cristaux Photoniques constitue un sujet de recherche et de développement extrêmement actif. Ces fibres sont constituées d'un cœur de silice pure, entouré d'un arrangement régulier ou non de canaux d'air de dimensions micrométriques disposés parallèlement à l'axe de propagation .

La structure périodique de leur indice de réfraction leur confère des propriétés particulières entièrement différentes de celles des fibres conventionnelles. En particulier elles présentent une grande flexibilité structurelle, un fort contraste d'indice et des propriétés de guidage provenant de la microstructure plutôt que de la composition des matériaux.

Dans ce mémoire nous avons évoqués au début des notions générales sur les fibres classique ainsi que les PCFs .Des concepts généraux indispensable pour une bonne compréhension de l'étude sur les fibres, ont été présentes ,en mettant en évidence le principe de propagation dans ces milieux guidés.

Ensuite , une présentation détaillée de différentes méthodes de modélisation des fibres microstructurés a été abordé en mettant en évidence, la méthode des différences finies (FDTD et FDFD) pour analyser les propriétés optiques des FCPs, vu sa précision et son efficacité, quelque soit la géométrie et le profil d'indice.

Après cela , une analyse des propriétés optiques des structures hexagonale ,circulaire et carrée a été faite en fonction de la longueur d'onde .D'après les résultats obtenus, et en modifiant les caractéristiques géométriques de la section transversale de la fibre comme la dimension des trous d'air d , ou bien la distance Λ entre ces trous, il est possible d'optimiser et maîtriser des propriétés optiques de la fibre comme le contrôle de dispersion, ou bien des propriétés non linéaires .

Plusieurs perspectives peuvent être envisagées à partir des travaux de ce mémoire. Tout d'abord, il paraît intéressant de continuer les recherches sur d'autres structures microstructures en particulier des structures a guidage a bande interdite. Aussi, il reste encore un travail considérable d'analyser et de simuler à effectuer afin de maîtriser les divers modes possibles et les fréquences de coupure en vue d'exploiter au mieux ces structures.

Références

1. S, FERHATI. Etude et simulation des fibres optiques microstructures (FOM) , Thèse doctorat . Université Mohamed Boudiaf-M'sila 2018
2. F, ADOUI. Effet d'une hétéro-jonction dans une fibre optique Multi-matériau. Thèse de doctorat. Université Bordj Bor Arriridje . 2018 .
3. D. Colladon, "Sur les réflexions d'un rayon de lumière à l'intérieur d'une veine liquide parabolique," Comptes Rendus La fontaine laser (laboratoire de physique des lasers) 1842
4. I. Joindot et M. Joindot, Les télécommunications par fibre optique, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, Dunod, Paris 1996
5. G.Hincelin J-C.Dudek , « transmission des télécommunications », 2000
6. B. LANOIR, Livre « La fibre Optique » ; 2007
7. K .Charles , G.A.Hockhan, « Dielectric-fiber surface waveguides for optical frequencies»2000
8. F, ADOUI. Effet d'une hétéro-jonction dans une fibre optique Multi-matériau.. Thèse de doctorat. Université Bordj Bor Arriridj 2018 .
9. F.Baribeau , guide d'onde effilé comme compensateur de dispersion chromatique dans les systèmes de communications multi-longueurs d'onde , bibliothèque nationale du Canada 2002
10. Wu, Elijah. Measuring Chromatic Dispersion of Single-mode Optical Fibers Using White Light Interferometry. 2006
11. Brahimi , Houda. Etude en bruit de systèmes optiques hyperfréquences Modélisation, caractérisation et application à la métrologie en bruit de phase et à la génération de fréquence. Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2010
12. J. D., MEADE, R. D., WINN, J. N. Photonic crystal. Molding the flow of light. Princeton University Press, Princeton, 1995, 137 p
13. D.Azzedine "Etude théorique et simulation des cristaux photoniques et leurs applications en chimie et biochimie" USTHB 2010
14. K.M. Ho, Chan C.T and C.M Soukoulis. Physical Review Letters 65(25), 3152,1990.
15. Jiri Kanka, "Design of photonic crystal fibers with highly nonlinear glasses for fourwave-mixing based telecom applications," Opt. Express, vol. 16, pp. 20395- 20408, 2008
16. J. C. Knight, T. A. Birks and P. St. J. Russell, "Properties of photonic crystal fiber and the effective index model", Journal of optical society of America A, , (1998).
17. M. El Amraoui, "Fibres optiques microstructurées halogénures fortement non linéaires a base de As₂S₃: vers de nouvelles sources super continuum infrarouges", Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, (2010).
18. O. Vanvincq, "Etude théorique des propriétés optiques linéaires et non-linéaires des fibres à bandes interdites photoniques à coeur solide", Thèse de doctorat, L'Université Lille , (2011).
19. R.Cherif, "Étude des effets non-linéaires dans les fibres à cristaux photoniques", Thèse de doctorat, Université 7 novembre à Carthage, (2009)
20. K. Emmanuel. "Les microstructurations dans les fibres optiques". Lille, 2005.
21. N. Reinhold, "Essentials of modern optical fiber communication," 2nd Ed., Springer, 2016
22. L. Jérôme. "'Communication Optique à Très haut débit'." présenté au Conservatoire Nationale des Arts et Métiers, Centre de Paris,(2004)
23. D. Mogilevtsev, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, "Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers", Optics Letters, 23(21), 1662-1664, (1998).
24. T M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick, and P. J. Bennett, "Holey optical fibers: an efficient modal model", Journal of Lightwave Technology, 17(6), 1093-1101, (1999).
25. A. W. Snyder, and I. D. Love, "Optical waveguide theory", Chapman and Hall, London, (1983).

26. A Peyrilloux, S Février, J Marcou, L Berthelot, D Pagnoux and P Sansonetti, "Comparison between the finite element method, the localized function method and a novel equivalent averaged index method for modeling photonic crystal fibres", *Journal of optics A*, 4, 257-262, (2002).
27. A Peyrilloux, "Modélisation et caractérisation des fibres microstructures air/silice pour application aux télécommunications optiques", Thèse de doctorat, Université de Limoge, (2003).
28. C-P Yu and H-C Chang, "Yee-mesh-based finite difference eigenmode solver with PML absorbing boundary conditions for optical waveguides and photonic crystal fibers", *Optics Express*, 12(25), 6165-6177, (2004).
29. F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux and P. Roy, "Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers by the finite element method", *Optical Fiber Technology*, 6, 181-191, (2000).
30. Andrei V. Lavrinenko, Jesper Lægsgaard, Niels Gregersen, Frank Schmidt and Thomas Søndergaard, "Numerical methods in photonics", Taylor and Francis, (2015).
31. H. P. Uranus, H. J. W. M. Hoekstra and E. VAN groesen, "Galerkin finite element scheme with bayliss-gunzburger turkel-like boundary conditions for vectorial optical mode solver", *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, 13(2), 175-194, (2004).
32. S Marek "Computational Photonics: An introduction with MATLAB", Cambridge University Press, (2013).
33. M Qiu, "analysis of guided modes in photonic crystal fibers using the finite-difference timedomain method", *Microwave and Optical Technology Letters*, 30(5) 327-330, (2001).
34. G. E. Town and J. T. Lizier, "Tapered holey fibers for spot-size and numerical-aperture conversion", *Optics Letters*, 26(14), 1042-1044, (2001).
35. A. Asi and L. Shafai, "Dispersion analysis of anisotropic inhomogeneous waveguides using compact 2D-FDTD", *Electronics Letters*, 28(15), 1451-1452, (1992).
36. C.C Andreas, "Numerical stability and numerical dispersion of a compact 2-D/FDTD method used for the dispersion analysis of waveguides", *IEEE microwave and guided wave letters*, 3(1), 3-5, (1993).
37. J. P. Bérenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves", *J. Comput. Phys.*, 114, 185-200, (1994).
38. J. P. Bérenger, "Three-dimensional perfectly mached layer for the absorption of electromagnetic waves" *J. Comput. Phys.*, 127 363-379, (1996).
39. D Azzeddine , " Etude théorique et simulation des cristaux photoniques et leurs applications en chimie et biochimie", USTHB , 127-128 ,(2010) .
40. Z Zhu and G B Thomas, "Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers", *Optics Express*, 10(17), 853-864, (2002).
41. K. Tomas , B Salski, A Szumska, M Klimczak and R Buczynski, "FDTD analysis of modal dispersive properties of nonlinear photonic crystal fibers", *Optical and quantum electronics*, 47, 99-106, (2015).
42. C-P Yu and H-C Chang, "Yee-mesh-based finite difference eigenmode solver with PML absorbing boundary conditions for optical waveguides and photonic crystal fibers", *Optics Express*, 12(25), 6165-6177, (2004).