

17/621.756

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université 8Mai 1945 – Guelma
Faculté des sciences et de la Technologie
Département d'Electronique et Télécommunications



Mémoire de fin d'étude
pour l'obtention du diplôme de Master Académique

Domaine : Sciences et Techniques
Filière : Génie électrique
Spécialité : Télécommunications

**Analyse des défauts dans les Fibres Optiques
Microstructurées Air/Silice (FMAS) pour
Application aux Télécommunications Optiques**

Présenté par :

GRAIRIA Mohamed Khalil et HAMDATNI Ramzi

Sous la direction de :

M. KASSA BAGHDOUCHE Lazhar

JUIN 2012



Dédicaces



*Nous dédions ce mémoire a ceux que nous ne pouvons pas exprimer
notre reconnaissance, notre profonde gratitude pour l'éducation qu'ils
nous ont prodiguée pour leurs tout sacrifices, à notre égard pour le sens
du devoir qu'ils nous ont enseigné depuis notre jeune âge, avec l'espoir
d'acquérir le minimum de leur qualité humaines :*

*Nos chers parents, nos chers frères et sœurs, nos grandes familles, à nos
collèges d'étude et à nos amies.*

À nos professeurs qui nous ont fait découvrir l'outil du siècle.

À tous ceux qui nous aiment.

Remerciement

Ce mémoire de fin d'étude est une étape essentielle pour l'obtention d'un diplôme de master en système de télécommunication.

Au ce terme de ce mémoire nous tiendrons nos remerciements au bon dieu qui nous a donné le courage d'achever ce travail.

Nous tenons en premier temps à remercier chaleureusement et tout particulièrement notre encadreur M. Kassa Baghdouche Lazhar de nous avoir encadré et nous guidé avec autant de sérieux, de gentillesse et d'humilité, pour ses conseils et de nous avoir encouragé tout au long de cette année.

Nous remercions tous nos enseignants de département d'Electronique et Télécommunication de l'université 08 mai 1945 de Guelma.

Enfin, nous tenons à exprimer notre grand respect et considération au : président et membres du jury pour avoir accepté d'examiner et juger notre travail

Table des Matières

Remerciements	II
Table des Matières	III
Liste des Figures	VI
Liste des Tableaux	IX
Introduction Générale	1
Chapitre I : Introduction aux Cristaux Photoniques	4
I.1. TYPE des cristaux photoniques	4
I.1.1. Les Cristaux Photonique 1D (miroir de Bragg).....	5
I.1.2. Les cristaux photoniques 3D	6
I.1.3. Les cristaux photoniques 2D	6
I.2. Théorie des cristaux Photoniques	7
I.2.1. Equations de Maxwell	7
I.2.2. Théorème de Bloch.....	8
I.3. Propriétés physiques	9
I.3.1. Contrôle des ondes électromagnétiques	9
I.3.2. Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin [43]	9
I.3.3. Relations de dispersion [43]	11
I.3.4. Cartes des bandes interdites [43]	12
I.3.5. Réfraction négative	13
I.3.6. Auto-collimation	13
I.3.7. La focalisation.....	14
I.3.8. Analyse de Fourier des ondes de Bloch.....	14
I.3.9. Superprisme	15
I.4. Techniques de fabrication des cristaux photoniques	16
I.4.1. Gravure humide	16
I.4.2. Gravure sèche	16
I.4.3. L'usinage direct par faisceau laser	16

I.5. Matériaux	16
I.5.1. Cristaux photonique dans les matériaux semi-conducteurs.....	16
I.5.2. Cristaux photoniques dans les polymères.....	19
I.5.3. Cristaux Photoniques dans les matériaux diélectriques	19
I.6. Conclusion.....	20
<u>Chapitre II : Les Fibres Microstructurées Air/Silice (FMAS)</u>	22

II.1. Introduction	22
II.2. Généralités.....	22
II.3. Guidage de la lumière dans les FMAS.....	24
II.3.1 Guidage par effet de Bande Photonique Interdite (BIP).....	24
II.3.2 Guidage par Réflexion Totale Interne (RTI)	26
II.4. Propriétés des FMAS.....	27
II.4.1. Analogie entre les FMAS et les FSI.....	27
II.4.2. Evolution spectrale du champ électrique.....	29
II.4.3. Caractère monomode large bande	30
II.4.4. Dispersion Chromatique	32
II.4.5. Pertes de propagation.....	33
II.5. Méthodes de modélisation des FMAS.....	33
II.5.1. Méthodes modales	33
II.5.2. Méthodes propagatives	34
II.6. Fabrication.....	34
II.6.1. Méthode par empilement de capillaires	34
II.6.2. Méthode par extrusion.....	36
II.7. Conclusion.....	37

Chapitre III : Méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD) **39**

III.1. Introduction	39
III.2. Principe de base de la méthode.....	39
III.2.1. Equations de Maxwell.....	39
III.2.2. Développement limité de Taylor.....	43
III.3. Discrétisation des équations et algorithme de Yee	43

III.4. Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee	45
III.5. Conclusion.....	46

Chapitre IV : Analyse des défauts dans les FMAS **48**

IV.1. Les défauts dans les FMAS.....	48
IV.1.1. La nature des défauts	49
IV.1.2. Défauts ponctuels et cavités	52
IV.1.3. Défauts étendus et guides d'ondes	53
IV.2. Structure du FMAS	54
IV.3. Résultats de simulation	55
IV.3.1. Influence du rayon des trous d'air R sur l'indice effectif	55
IV.3.2. Influence du pas de réseau (a) sur l'indice effectif.....	57
IV.3.3. L'influence des défauts sur l'indice effectif.....	59
IV.3.4. L'influence de l'indice de réfraction d'un seul défaut sur l'indice effectif.....	60
IV.3.5. Influence de l'indice de réfraction de plusieurs défauts sur l'indice effectif.....	61
IV.4. Conclusion.....	63

Conclusion Générale **65**

Annexe : Procédure de Simulation **67**

A.1. Processus de simulation	67
A.2. Procédure de simulation	67
A.3. Création des défauts	75

Bibliographie **76**

Liste des Tableaux

Tableau I.1. Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires [43].	10
--	----

Introduction Générale

Introduction Générale

Une fibre optique est un guide diélectrique permettant de conduire la lumière sur une grande distance, ainsi est une module essentiel dans les systèmes de télécommunication optiques. L'idée de transporter sur de grandes distances des signaux optiques sur une Fibre est lancée en 1966.

Comparée aux autres supports de transmission existants (câble coaxial, paire torsadée,..etc), la fibre optique présente une atténuation faible et quasiment constante sur une énorme plage de fréquences et offre ainsi l'avantage de bandes passantes élevés, permettant d'envisager la transmission de débits numériques très importants. Mais elle ne se réduit pas à un canal de transmission parfait : la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde est la cause principale de la dispersion chromatique, qui va entraîner une déformation des signaux transmis. Cet effet linéaire se manifeste d'autant plus que la distance est grande, et la bande passante des signaux transmis importante. Aussi, tant que les atténuations des fibres ont été suffisamment grandes pour que le signal doive être régénéré avant d'avoir été notablement déformé, la dispersion a-t-elle été négligée. Avec la diminution des pertes et l'apparition de systèmes à très haut débit (40 Gbit/s), la dispersion chromatique est devenue un effet fondamental.

Récemment, les recherches sur les nouveaux matériaux ont ouvert la possibilité de piéger et de contrôler la lumière dans des cavités ou des guides d'ondes par le biais d'un phénomène physique connu sous le nom de bande interdite photonique (BIP). La découverte de cet phénomène a donné naissance à de nombreuses applications et notamment à la réalisation des composants optique actives et passives et plus particulièrement à la réalisation d'une nouvelle génération de fibres optiques, les fibres microstructurées air/silice (FMAS) (appelées aussi fibres à trous ou fibres à cristaux photoniques), constituent une nouvelle génération de fibres optiques dont la gaine optique est constituée d'un arrangement de trous d'air de dimensions microniques dans une matrice de silice. La réalisation de ces fibres optiques à très faibles pertes permet aujourd'hui de propager les signaux optiques sur de grandes distances suite aux besoins croissants de transmission à haut débit.

On se limitera dans ce mémoire aux fibres microstructurées (FMAS). Notre objectif est d'analyser les effets des défauts sur ces fibres en vue de leur application aux télécommunications (pour une longueur d'onde de 1.55 μm).

Notre présent mémoire est divisé en quatre chapitres. Les chapitres I et II sont consacrés aux rappels généraux sur les outils théoriques et les notions que nous avons utilisés dans notre travail. **Le premier** est une présentation générale des cristaux photoniques, nous rappelons la théorie, les

propriétés optiques et les différentes techniques utilisées pour la fabrication de ces structures. Ainsi que les matériaux utilisés pour leurs fabrications.

Le deuxième chapitre est une présentation générale des FMAS, nous rappelons les deux types de guidage de la lumière dans ces guides, ainsi que les propriétés optiques et les techniques utilisées pour la fabrication de ces fibres. Les méthodes de modélisation de la propagation de la lumière dans ces fibres seront également considérées.

Le troisième chapitre est consacré à la méthode numérique utilisés dans l'électromagnétisme pour résoudre les équations de Maxwell« la méthode des différences fini dans le domaine temporel FDTD : Finite-Difference Time-Domain ». Nous présenterons les équations de base sous formes dérivées et leur discrétisation ainsi que la condition de stabilité de cette méthode.

Le quatrième chapitre rapporte les résultats de simulations numériques que nous avons effectuées afin d'analyser les effets des défauts sur cette fibre (FMAS) pour des applications dans le domaine des télécommunications optiques. Cela concerne l'influence de cette contrainte sur l'indice effectif de la fibre, ainsi l'influence de certains paramètres de ces fibres sur ce dernier.

La conclusion générale récapitule les principaux résultats obtenus dans le cadre de cette mémoire.

Chapitre I

Chapitre I

Introduction aux Cristaux Photoniques

L'objectif de ce chapitre est de présenter les concepts de base liés aux cristaux photoniques pour les trois types (monodimensionnel, bidimensionnel et le tridimensionnel). Le cas du cristal photonique monodimensionnel sera tout d'abord présenté pour apporter les principales notions concernant les structures périodiques. Nous verrons ensuite la théorie des cristaux photoniques et leurs principales propriétés physiques. Puis nous présenterons les différentes techniques de fabrication de ces structures ainsi les matériaux dont leurs structures sont basées sur les cristaux photoniques.

I.1. TYPE DES CRISTAUX PHOTONIQUES

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement selon une ou plusieurs dimensions dans l'espace (Figure. I.1) [1, 2]. Ces structures peuvent être obtenues par arrangement périodique de deux matériaux différents. Leur forme la plus simple est une structure périodique à une dimension composée d'un empilement de couches également appelé miroir de Bragg. Les cristaux photoniques ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour une gamme de fréquences (la bande interdite photonique (BIP)). Cette particularité optique intervient lorsque la longueur de maille du cristal est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière dans le milieu.

La propriété de « gap » ou bande interdite a été initialement montrée par Lord Rayleigh en 1887 dans les structures de type miroir de Bragg. La généralisation du concept à deux et trois dimensions a été initiée en 1987 par Zengerle [3], Yablonovitch [4] et John [5], dont le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

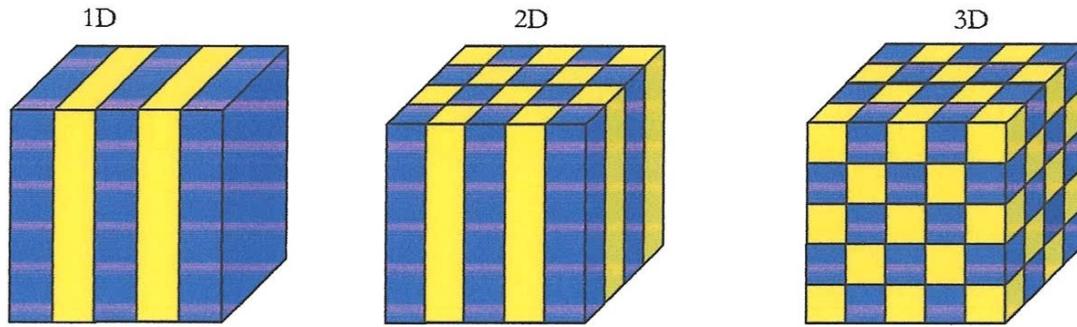


Figure. I.1. Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D).

Les cristaux photoniques existent dans la nature à l'état minéral et biologique. Les opales sont des minéraux composés d'arrangements de sphères de silice hydratée. Leurs feux sont dus à la diffraction de la lumière par leur structure de cristal photonique tridimensionnel. L'origine de la coloration de nombreuses espèces animales et végétales provient aussi de motifs périodiques. La coloration bleue des ailes de papillons morpho et des feuilles de certaines variétés de Sélaginelle en sont des exemples [6]. Les couleurs bleu, vert, jaune et marron des plumes de paons proviennent de la diffraction par des cristaux photoniques 2D à nombre et longueur de maille variables (Figure. I.2) [7].



Figure. I.2. Plume de paon. L'encadré de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine ainsi que de trous d'air.

I.1.1. Les Cristaux Photonique 1D (miroir de Bragg)

Les structures à une seule dimension sont caractérisées par la variation d'indice selon un seul axe du repère général (Oxyz). Ces structures sont couramment connues sous le nom de réseau de Bragg (Figure I-1.1D) [8]. Les réseaux de Bragg sont des successions de couches d'indice de réfraction différent empilées de manière périodique, elles sont généralement réalisées par un empilement de couches d'épaisseur optique $\lambda/4$, λ étant la longueur d'onde guidée autour de laquelle le matériau doit interdire la propagation des ondes électromagnétiques sous incidence normale.

Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications : convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres sélectifs de longueur d'onde, multiplexeurs, lasers spéciaux à bande étroite...etc.

I.1.2. Les cristaux photoniques 3D

Les cristaux photoniques tridimensionnels suscitent encore beaucoup d'intérêts. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué par K.M. Ho et al [9]. Il était formé des sphères de silicium arrangées selon une structure diamant. En 1993 E. Yablonovite fabriquait un cristal photonique en perceant des trous dans un bloc de plexiglas selon trois directions qui simulent les directions cristallines d'un cristal diamant. Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur "la Yablonovite" [10]. Avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois.

I.1.3. Les cristaux photoniques 2D

Les cristaux photoniques à trois dimensions posent encore de nombreux problèmes de fabrication. Pour cette raison, il est intéressant de présenter un autre type des cristaux qui sont les cristaux photoniques à deux dimensions qui peuvent être fabriqués facilement. A deux dimensions, les cristaux photoniques sont composés d'un réseau périodique de piliers de diélectrique dans l'air (structure déconnectée) ou de trous d'air percés dans une matrice diélectrique (structure connectée) (Fig.I.3).

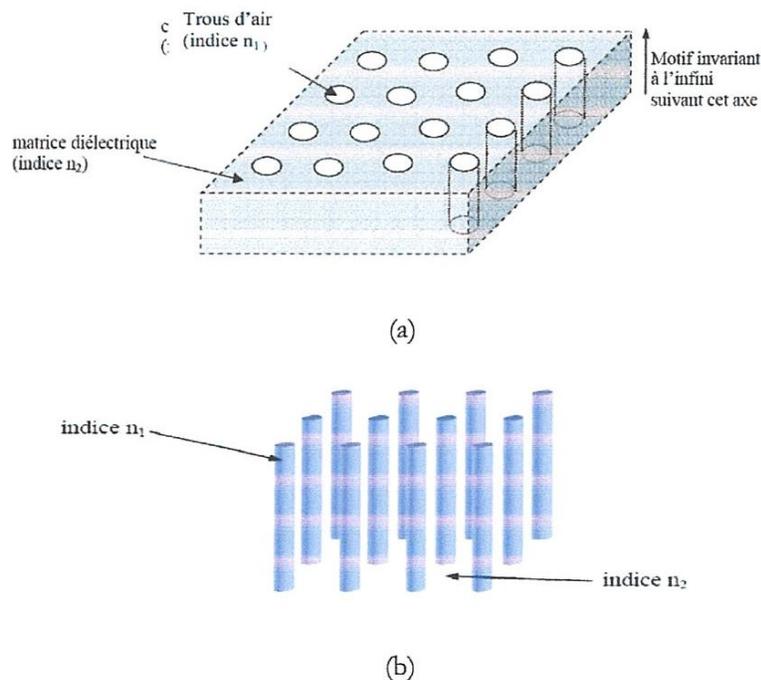


Figure.I.3: Structures bidimensionnelles: (a) connectée (b) déconnectée [11].

Il est possible d'introduire des défauts dans ce type de cristal photonique. Par contre, l'absence d'un confinement vertical de la lumière est gênante pour l'application de ce type de cristal photonique en optique intégrée. Pour compenser cette absence, la lumière peut être confinée verticalement par un guide d'onde classique [12]. Le guide d'onde classique se compose d'une couche diélectrique entourée de deux autres couches diélectriques d'indices de réfraction plus faibles. Les guides d'ondes classiques sont couramment utilisés en optique intégrée.

Les trous des cristaux photoniques sont gravés dans le guide d'onde classique. Ce type de cristal photonique s'appelle : cristal photonique bidimensionnel planaire. Il est fabriqué à l'aide de technologies standard de la microélectronique qui laissent une grande liberté quant aux modifications locales des propriétés du réseau. Ces avantages font de ces structures des candidats prometteurs pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée.

I.2. THEORIE DES CRISTAUX PHOTONIQUES

I.2.1. Equations de Maxwell

La théorie des cristaux photoniques est basée sur la combinaison des équations de Maxwell pour les champs électromagnétiques dans une structure diélectrique avec le théorème de Bloch pour des potentiels périodiques en physique du solide.

Les équations gouvernant la propagation de la lumière dans un cristal photonique sont les équations de Maxwell. Considérons un matériau non magnétique ($\mu=1$) et de permittivité diélectrique réelle $\varepsilon(r)$ (le matériau est non absorbant), les quatre équations de Maxwell s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(r)\vec{E}(\vec{r}, t)) = 0 \quad \text{I.1}$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{H}(\vec{r}, t)) = 0 \quad \text{I.2}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(\vec{r}, t) \quad \text{I.3}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = -\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad \text{I.4}$$

En éliminant $\vec{E}(\vec{r}, t)$ des équations, on obtient :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon(r)} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) \quad \text{I.5}$$

Où $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ est la célérité de la lumière dans le vide.

Si l'on cherche des solutions de l'équation (I.5) sous la forme d'ondes harmoniques $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t}$, on peut écrire l'équation aux valeurs propres suivantes :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = -\frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad \text{I.6}$$

Dans cette équation, l'opérateur apparaissant dans le membre de gauche est hermitien (Opérateur dont les éléments de matrice symétriques sont conjugués sur un espace vectoriel complexe).

$\varepsilon(\vec{r})$: étant périodique, l'équation (I.6) est l'analogie formelle de l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal.

$\vec{H}(\vec{r})$ (ou $\vec{E}(\vec{r})$) étant l'analogie électromagnétique de la fonction d'onde $\Psi(\vec{r})$ et $\varepsilon(\vec{r})$ étant l'analogie du potentiel atomique $V(\vec{r})$.

Par cette analogie, les concepts de la physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin et le théorème de Bloch est applicable pour la résolution de l'équation d'onde. De cette manière nous pouvons obtenir des bandes interdites photoniques (par analogie aux bandes interdites électroniques).

I.2.2. Théorème de Bloch

Le théorème de Bloch, stipule que dans un potentiel périodique, toutes les solutions de l'équation de Schrödinger (I.6) sont des fonctions dites de Bloch, c'est-à-dire qu'il existe un vecteur k permettant d'écrire :

$$\Psi_k(r) = u_k(r) \cdot \exp(i k \cdot r) \quad \text{I.7}$$

Où $u_k(r)$ est une fonction périodique avec les mêmes périodes que le potentiel. Les fonctions d'ondes des électrons dans un cristal parfait (périodique, infini, sans défaut...) sont donc simplement le produit entre une onde plane et une fonction périodique.

L'intérêt de ce théorème est qu'il montre que l'on a uniquement besoin de connaître Ψ sur la maille élémentaire du cristal, les valeurs se reproduisant dans les autres mailles. Les vecteurs k sont appelés vecteurs de Bloch, et les fonctions d'ondes sont appelées fonctions de Bloch.

Dans l'équation (I.6), par analogie à l'équation de Schrödinger, les valeurs propres de la constante diélectrique ε jouent mathématiquement le rôle d'un potentiel.

Dans un cristal photonique, nous savons que ce potentiel est par définition périodique dans une ou plusieurs dimensions.

Nous tirerons profit de cette symétrie de translation discrète pour résoudre l'équation (I.6). Mathématiquement, la périodicité des ε peut être exprimée de la manière suivante:

$$\varepsilon(\vec{r} + \vec{R}) \quad \text{I.8}$$

Où \vec{R} est un vecteur du réseau direct.

Cette fonction étant invariante par translation d'un vecteur du réseau direct, $\varepsilon(\vec{r})$ peut se décomposer en séries de Fourier [13].

I.3. PROPRIETES PHYSIQUES

Dans cette partie, nous allons analyser quelques propriétés optiques originales observées dans des cristaux photoniques.

I.3.1. Contrôle des ondes électromagnétiques

A cause de l'existence de BIP (zones où l'onde électromagnétique ne peut pas se propager) dans les cristaux photoniques, cette caractéristique a permis à ces matériaux de guider ou de contrôler l'onde électromagnétique dans certaines directions (dites bande autorisées) et d'empêcher la propagation dans les autres directions (BIP), ce qui nous permet de dire que les cristaux photoniques ont la propriété de contrôler les ondes électromagnétiques.

I.3.2. Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin [43]

Beaucoup de propriétés des cristaux photoniques (CP) sont directement compréhensibles par l'étude de leur diagramme de bandes. Les surfaces de dispersion des CPs ont des périodes et symétries qui découlent de celles du réseau direct. Pour les étudier, on utilise les notions de réseau réciproque et de zones de Brillouin.

Le réseau réciproque d'un CP2D est défini à partir du réseau réel par la relation suivante :

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi \delta_{ij} \quad \text{I.9}$$

Où les a_i et b_j sont les vecteurs des réseaux réels et réciproques, δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Les propriétés géométriques élémentaires des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires de trous circulaires sont résumées dans le Tableau I.1.

Le facteur de remplissage f désigne le rapport entre l'aire occupée par le motif et l'aire de la maille élémentaire du réseau.

	Réseau carré	Réseau hexagonal
Vecteurs directs (a_1, a_2)	$a_1 = (1, 0)$ $a_2 = (0, 1)$	$a_1 = (1, 0)$ $a_2 = (1/2, \sqrt{3}/2)$
Vecteurs réciproques (b_1, b_2)	$b_1 = \frac{2\pi}{a} (1, 0)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a} (0, 1)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a} (1, -1/\sqrt{3})$ $b_2 = \frac{2\pi}{a} (0, 2/\sqrt{3})$
Facteur de remplissage f	$f = \pi \frac{r^2}{a^2}$	$f = \pi \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{r^2}{a^2}$

Tableau I.1. Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires [43].

Les zones de Brillouin sont des régions qui partitionnent l'espace réciproque associé au cristal. Il en existe une infinité et peuvent être définies à l'aide des plans de Bragg qui sont les plans médiateurs de l'ensemble des vecteurs formes par des combinaisons linéaires des vecteurs du réseau réciproque.

La définition de la n ème zone de Brillouin est la suivante : ensemble des points pouvant être atteint depuis l'origine en croisant $n - 1$ plans de Bragg (Figure. I.4).

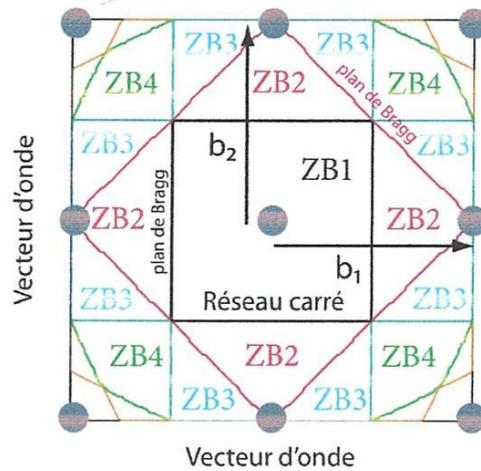


Figure. I.4. Premières zones de Brillouin (ZB) d'un réseau carré. Les plans de Bragg sont tracés en différentes couleurs. La ZB n°3 est atteinte en traversant 2 plans de Bragg (droite noire puis droite rouge) [43].

On appelle zone de Brillouin irréductible la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) en utilisant les symétries du réseau réciproque.

La figure I.5 donne une représentation graphique des réseaux réciproques, de la première ZB et de la ZB irréductible pour les réseaux 2D carrés et hexagonal.

Pour le réseau carré, la première zone de Brillouin est un carré (LMNO) dont le centre est le point Γ de coordonnées(0,0). La zone de Brillouin irréductible est alors un triangle communément appelé (TXM) dont la surface est 1/8 de celle de la première zone de Brillouin. Dans le cas du réseau hexagonal, les vecteurs du réseau réel ne sont plus colinéaires à ceux du réseau réciproque. La première ZB est un hexagone (ABKCDE) et sa ZB irréductible est un triangle (Γ MK) dont la surface est 1/12 de celle de la première ZB [43].

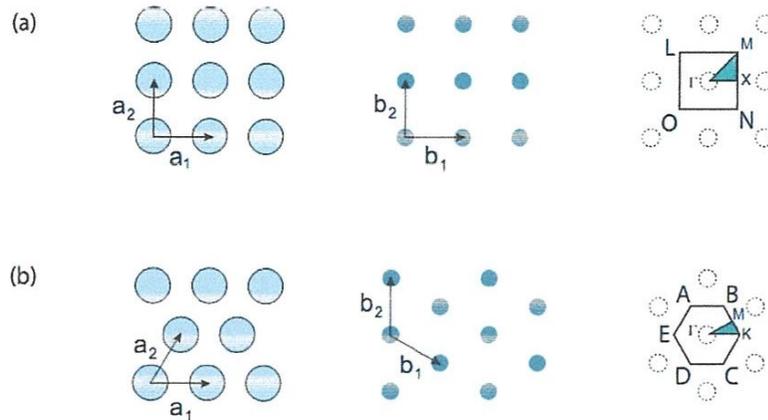


Figure.I.5. Réseau réel, réciproque, première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible pour les réseaux 2D (a) carré et (b) triangulaire [43].

I.3.3. Relations de dispersion [43]

Les relations de dispersion des CP2D dépendent de la polarisation de la lumière. On peut séparer le champ électromagnétique en deux polarisations indépendantes, la polarisation TE et la polarisation TM. En polarisation TE, le champ E est orienté dans le plan de périodicité et le champ H n'a qu'une composante normale au plan. Le champ électromagnétique est ainsi de la forme (E_x, E_y, H_z) , les autres composantes étant nulles. En polarisation TM, les rôles de E et H sont permutés et le champ est de la forme (H_x, H_y, E_z) .

La figure I.6 représente les diagrammes de bandes pour les réseaux carré et hexagonal pour les deux polarisations. La structure étudiée correspond à une matrice bidimensionnelle de trous d'air ($n_{air} = 1$) dans du silicium ($n_{Si} = 3.5$). Le diamètre des trous est égal à $0.288a$ dans les deux géométries, ce qui correspond des facteurs de remplissages différents selon le réseau ($f=0.26$ pour le réseau carré, $f=0.30$ pour le réseau hexagonal). Une bande interdite pour la polarisation TE est obtenue pour le réseau hexagonal [43].

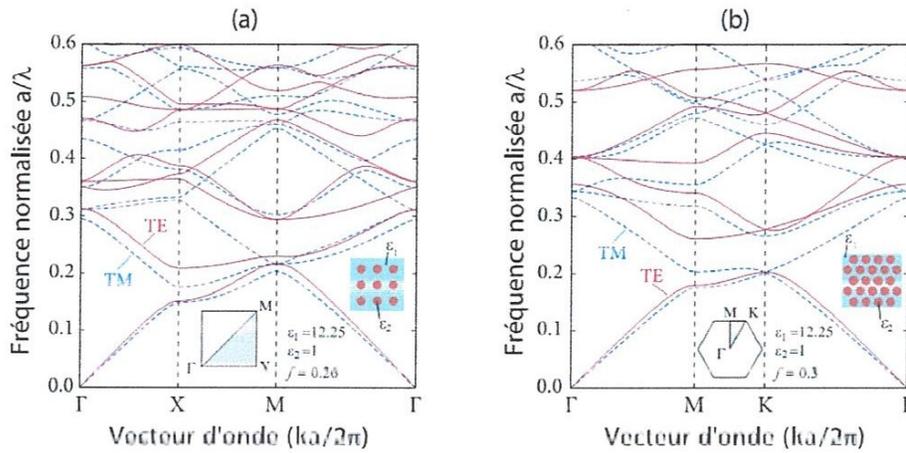


Figure.I.6. Diagrammes de bandes de CP2D de trous d'air dans une matrice de diélectrique ayant l'indice du silicium. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes pour les polarisations TE (lignes rouges) et TM (pointillés bleus). (a)réseau carré. (b) réseau hexagonal [43].

I.3.4. Cartes des bandes interdites [43]

Les cartes de bandes interdites représentent les bords de bandes interdites pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage f (Figure.I.7). Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière. Pour un réseau hexagonal de trous d'air dans du silicium, une bande interdite s'ouvre pour $f = 0.10$ en polarisation TE et $f = 0.61$ en polarisation TM. Pour le réseau carré, les bandes interdites s'ouvrent pour $f = 0.32$ en polarisation TE et $f = 0.48$ en polarisation TM. Les régions de bande interdite totale correspondent aux intersections des bandes interdites TE et TM. La plus large bande interdite pour les modes TE est obtenue par le réseau hexagonal. De plus, la BIP apparaît pour des facteurs de remplissages plus faibles que ceux du réseau carré. Le réseau hexagonal est par conséquent souvent préféré pour confiner la lumière. On peut remarquer que les bords de bandes interdites augmentent avec le facteur de remplissage de matériau de faible indice [43].

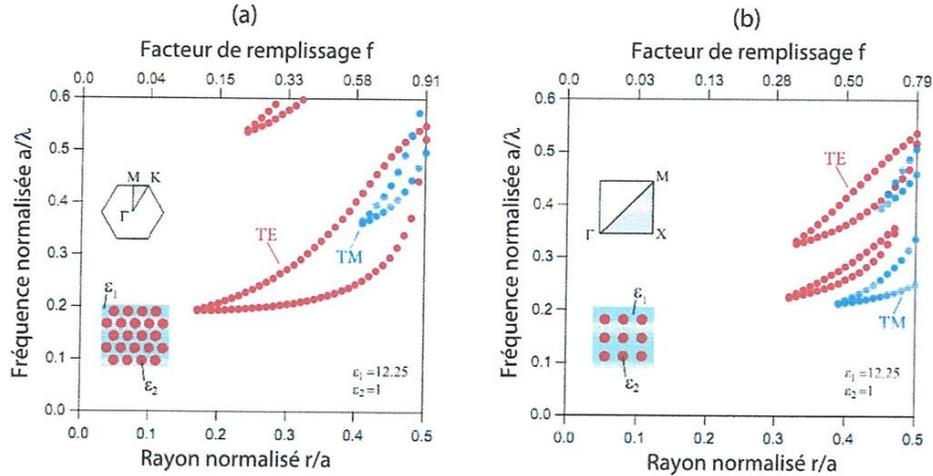


Figure. I.7. Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=12.25$).
(a) réseau hexagonal. (b) réseau carré [43].

I.3.5. Réfraction négative

On dit que l'on a un phénomène de réfraction négative lorsque la lumière est réfractée dans son demi-plan d'incidence [14]. Considérons la loi de Snell-Descartes qui permet de calculer la direction d'une onde réfractée transmise θ_t , à partir d'une onde incidente d'angle θ_i l'interface de deux diélectriques n_1 et n_2 :

$$n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_t) \quad \text{I.10}$$

L'indice de réfraction du milieu (2) devrait être négatif pour que la loi soit valable dans le cas de la réfraction négative. Dans le cas des cristaux photoniques, cette loi ne peut s'appliquer car les ondes de Bloch possèdent plusieurs vecteurs d'onde, ce qui empêche l'attribution d'un indice de phase unique. L'utilisation de la décomposition en harmoniques des ondes de Bloch a permis de clarifier le phénomène de réfraction négative, qui doit être interprété comme un phénomène de diffraction [15].

I.3.6. Auto-collimation

Un faisceau est dit collimaté lorsque ses rayons sont parallèles. Cela implique que le faisceau ne se disperse pas avec la distance de propagation. Un faisceau parfaitement collimaté ne diverge donc pas. Des phénomènes d'auto-collimation ont été observés et étudiés dans les cristaux photoniques [16, 17, 18, 19]. Ces phénomènes ont lieu lorsque des zones particulières des courbes iso-fréquence sont excitées. Dans ces zones, la direction de la vitesse de groupe des ondes de Bloch ne dépend pas de l'angle d'incidence. Un faisceau divergent arrivant dans une région d'auto-collimation va ainsi conserver une largeur constante au cours de sa propagation.

I.3.7. La focalisation

Les propriétés de réfraction des matériaux à permittivité et perméabilité négative [20] permettent théoriquement une focalisation de la lumière pouvant dépasser la résolution de lentilles classiques [21]. Nous savons que les cristaux photoniques à base de diélectriques peuvent se comporter comme des matériaux à indice de réfraction négatif. Des CP ayant des fonctions de lentilles ont été étudiés [22, 23] et démontrés expérimentalement [25, 26, 27, 24].

I.3.8. Analyse de Fourier des ondes de Bloch

Le théorème de Bloch-Floquet a été initialement posé pour trouver les solutions de l'équation de Schrödinger indépendante du temps pour un potentiel périodique donné [44]. Il a ensuite été appliqué dans le cas d'un cristal parfait pour décrire la conductivité des électrons, et finalement dans le cas d'un cristal photonique. Le théorème donne la forme des fonctions propres. Pour l'obtenir, des considérations sont faites sur les opérateurs de translations, et la zone de Brillouin est introduite. Ainsi, chaque valeur du vecteur d'onde k dans la zone de Brillouin représente un état propre de Θ ayant une fréquence $\omega(k)$ et un vecteur propre $H(k)$ de la forme :

$$H_k(r) = e^{ikr} u_k(r) \quad \text{I.11}$$

Où $u_k(r)$ est une série périodique de Fourier. Le théorème permet de conclure que les modes électromagnétiques H_k peuvent être écrits comme des états de Bloch.

Toutes les informations sur les modes électromagnétiques sont données par le vecteur d'onde k et la fonction périodique $u_k(r)$. En réintroduisant l'équation précédente d'un état de Bloch dans l'équation maîtresse, $u_k(r)$ peut être déterminée. On définit un nouvel opérateur hermitien Θ_k défini par :

$$\Theta_k = (ik + \nabla) \times \frac{1}{\varepsilon_r(r)} (ik + \nabla) \quad \text{I.12}$$

L'équation finale à résoudre est alors:

$$\Theta_k u_k(r) = \left(\frac{\omega(k)}{c} \right)^2 u_k(r) \quad \text{I.13}$$

La résolution de cette équation s'effectue alors dans la zone de Brillouin, avec $-\frac{\pi}{a} < k < \frac{\pi}{a}$. Les modes d'un cristal photonique peuvent alors être décrits comme une famille de fonctions continues, $\omega_n(k)$, indexées dans un ordre de fréquence croissante par le numéro de bande n . L'information contenue dans ces fonctions est reportée sur le diagramme de dispersion du cristal photonique. Les solutions sont déterminées par de puissants outils informatiques, avec par exemple la méthode d'accroissement des ondes planes.

I.3.9. Superprisme

Dans certaines situations, l'angle de réfraction dans un CP varie très fortement avec une faible variation de l'angle d'incidence ou de la fréquence de la lumière. On qualifie ce phénomène de superdispersion angulaire ou fréquentielle, ou encore d'effet «superprisme» [25, 28,29, 30]. La déviation angulaire peut en effet être 100 fois plus forte que dans un prisme à matériaux homogènes.

L'effet de superprisme angulaire se produit lorsque des iso-fréquences à forte courbure sont excitées. La variation de l'angle d'incidence engendre une modification du vecteur d'onde transverse. Les vitesses de groupe étant orientées perpendiculairement aux iso-fréquences, la forte courbure engendre une grande variation de la direction de propagation. L'amplitude de cet effet est directement quantifiée par le paramètre $p = \partial\theta_{cp} / \partial\theta_i$.

La dispersion fréquentielle géante a une origine similaire à la superdispersion angulaire.

Deux ondes de fréquences voisines induisent l'excitation de deux ondes de Bloch à direction de propagation très différentes à cause de la courbure changeante des CIF. Des dispersions allant jusqu'à 50° pour une variation de longueur d'onde de 1% ont été observées [36]. L'effet superprisme fréquentiel est directement quantifié par le paramètre $q = \partial\theta_{cp} / \partial\omega$.

Les effets de superprisme angulaire et fréquentiels ayant des origines voisines, ils existent souvent simultanément dans les surfaces de dispersion. La figure I.8 montre les amplitudes des effets superprisme angulaire et fréquentiels (paramètres p et q) dans la région d'iso-angle d'incidence de 15°. Les paramètres p et q sont maximum simultanément pour les hautes fréquences, en bord de bande.

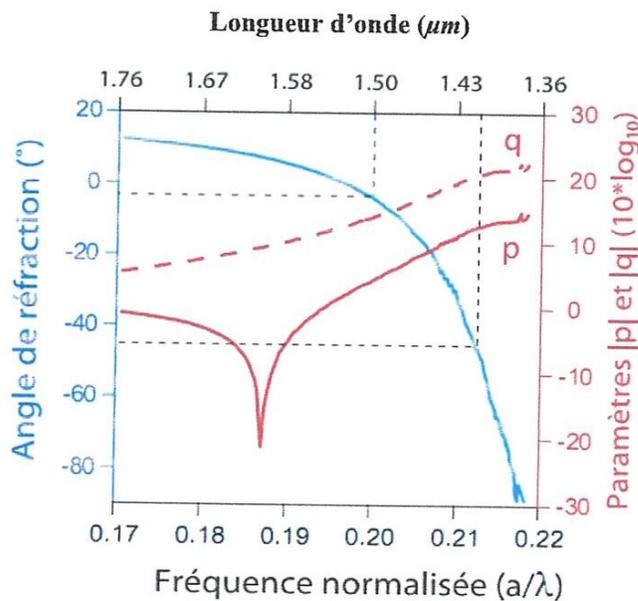


Figure.I.8. L'angle de réfraction et paramètres p et q le long de l'iso-angle 15° en fonction de la fréquence.

I.4. TECHNIQUES DE FABRICATION DES CRISTAUX PHOTONIQUES

Plusieurs techniques utilisées en micro-électronique sont développées pour la fabrication des cristaux photoniques. En fonction de leur mise en œuvre ces techniques sont classées en trois grandes familles. La première famille est composée des méthodes de gravures humides qui utilisent l'interaction avec un acide. La deuxième comporte les techniques de gravures sèches qui utilisent des gaz, des plasmas ou un usinage direct par laser. En plus de ces deux catégories, il existe d'autres procédés directs de nano-structuration des matériaux comme l'ablation laser et le FIB qui n'utilisent pas de procédés de gravure chimique.

I.4.1. Gravure humide

Les techniques de gravure humide utilisent l'attaque acide (HF et HNO_3) couplée à un effet physique qui modifie la vitesse de gravure de l'acide et permet la structuration en agissant sur les liaisons atomiques.

I.4.2. Gravure sèche

Les techniques de gravures sèches emploient non pas un liquide acide mais un gaz d'ions pour la RIE (Reactive Ion Etching), ou un plasma pour la gravure plasma. Les ions des gaz ont le même rôle que l'acide lors d'une gravure humide : celui de casser les liaisons chimiques pour enlever de la matière.

I.4.3. L'usinage direct par faisceau laser

On désigne par usinage direct le procédé qui consiste à retirer de la matière à la surface d'un matériau au moyen d'un faisceau laser intense. L'ablation laser repose sur le fait qu'à certaines longueurs d'onde (UV par exemple), la lumière est très rapidement absorbée dans les couches superficielles du matériau. Cette absorption provoque la rupture des liaisons, l'énergie des photons étant supérieure à l'énergie de cohésion du cristal.

Ces ruptures de type physico-chimiques, par l'interaction lumière – matière, se traduisent par une vaporisation de la surface du cristal traité. Ce procédé est peu destructif et conserve au matériau ses qualités physiques, ainsi que l'état de surface.

I.5. MATERIAUX

I.5.1. Cristaux photonique dans les matériaux semi-conducteurs

Plusieurs travaux pour la réalisation de structures photoniques sur les semi-conducteurs et leur intégration avec les dispositifs optoélectroniques actifs ont été réalisés pour le contrôle et la propagation de la lumière [31].

L'obtention d'une bande interdite dans un réseau triangulaire par exemple sur semi-conducteurs peut être obtenue avec des motifs circulaires si le contraste d'indice est au moins de 2.6 [32]. L'association semi-conducteur/air (avec un contraste d'indice de l'ordre de 3-3,5) est parfaitement indiquée pour la réalisation des cristaux photoniques. Sur ce type de matériaux.

Une première mise en évidence d'une bande interdite totale à 2D aux fréquences optiques a été possible grâce à la technologie "macroporeux" [33]. La figure I.9 représente le diagramme de dispersion d'un cristal photonique triangulaire 2D de période a composé de motifs circulaires d'air (rayon $r = 0.45a$) dans une matrice de silicium poreux ($n=3.4$). Les deux polarisations ont été représentées. La bande interdite totale correspond à la zone noircie [33].

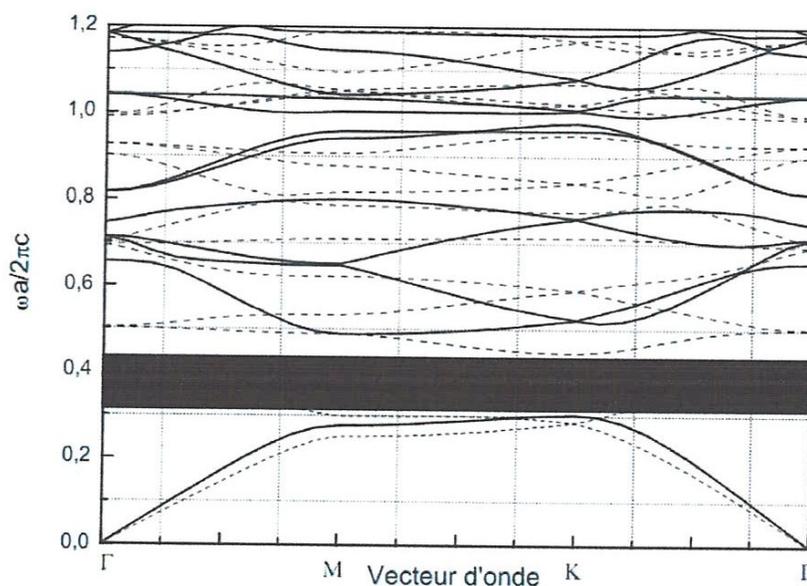


Figure I.9. Structure des bandes pour le silicium poreux [33].

Des études sur le contrôle de la propagation guidée par effet de bande interdite photonique ont été réalisées sur du silicium nanoporeux [34]. Des structures à deux dimensions (2D) de période 300 nm ont été fabriquées par gravure sèche dans le GaAs. La figure I.10 montre le processus de fabrication d'une structure triangulaire de trous dans le GaAs. [35]. Le même procédé est utilisé aussi pour la réalisation de structure photonique sur l'InP.

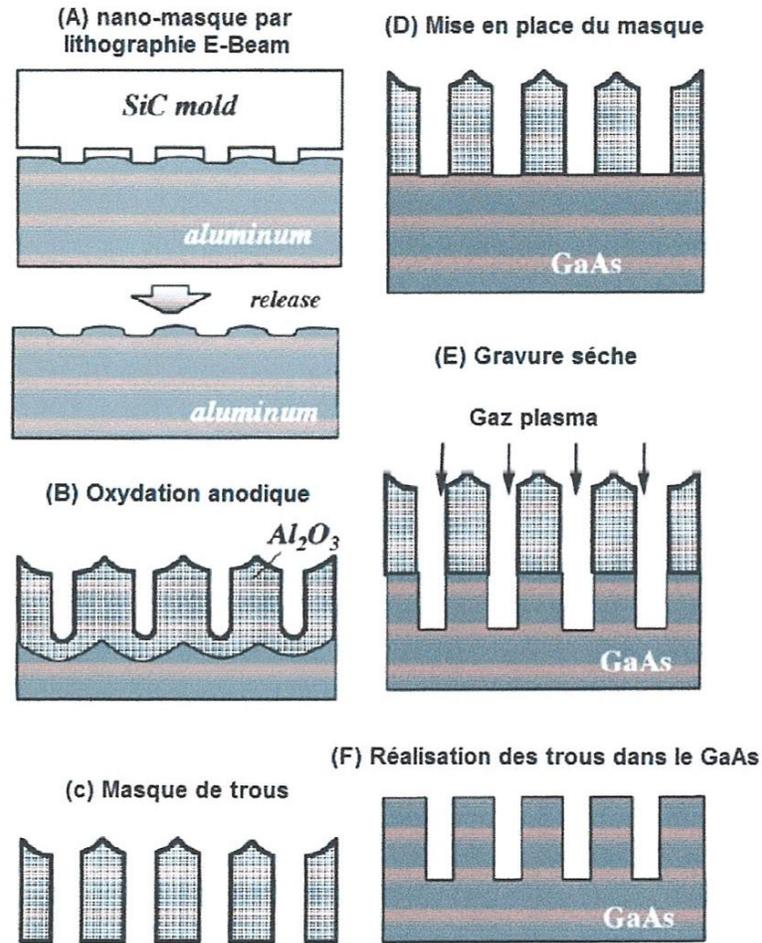


Figure I.10. Etape de réalisation d'une structure 2D dans le GaAs [35].

Des cristaux photoniques bidimensionnels ont été fabriqués dans des hétérostructures ($\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$) déposées sur substrats de GaAs ou InP. Le procédé consiste à réaliser une croissance de couches minces de composés III-V par épitaxie jets moléculaires. Ensuite, l'écriture des structures est réalisée par lithographie électronique et enfin les trous sont obtenus par gravure sèche par plasma réactif (RIE) [37, 36].

Une structure de type graphite a été réalisée sur une couche d'InP d'épaisseur 237 nm en utilisant le même procédé que pour les hétérostructures : lithographie suivie de gravure ionique réactive. Un exemple de structure est représenté sur la figure I.11.

Chapitre II

Chapitre II

Les Fibres Microstructurées Air/Silice (FMAS)

Dans ce chapitre nous allons passer à la présentation des FMAS, dans un premier temps, nous ferons un bref rappel historique pour expliquer la démarche qui a conduit les chercheurs à mettre au point ce nouveau type de guide. Nous présenterons ensuite les différents principes de guidage qui peuvent opérer dans ces structures avant de nous intéresser aux propriétés des fibres microstructurées et leurs méthodes de modélisation, enfin nous terminerons par la présentation des méthodes de fabrication de ces fibres.

II.1. INTRODUCTION

Le domaine des fibres microstructurées a été initié par Russell, il y a quelques années, par la réalisation de fibres en silice pure composées d'un arrangement périodique de plusieurs centaines de canaux d'air parallèles le long de la fibre [45]. Le but initial était de réaliser des fibres qui seraient capables de guider la lumière en utilisant l'effet de bande interdite photonique [46]. Ce type de fibre s'est montré robuste, facile à coupler à d'autres et guidé efficacement la lumière [47]. Cependant, pour ces premières fibres, le processus de guidage n'était pas basé sur l'effet de bande interdite photonique mais sur une simple différence d'indice comme pour les fibres optiques conventionnelles [48].

De ces nombreux travaux ont abouti deux catégories distinctes de fibres microstructures, classifiées par leurs mécanismes de guidage : les fibres dites microstructurées, dont le guidage d'une onde lumineuse est assurée par une différence d'indice de réfraction et celles appelées fibres à bande interdite photonique, où la lumière est véritablement guidée par une bande interdite photonique liée à la structure périodique de la fibre.

II.2. GENERALITES

En 1987, Eli Yablonovitch cherche à mettre au point une structure périodique tridimensionnelle dont l'énergie est comprise dans un intervalle donné, ne peuvent se propager (bande interdite) [49]. Une onde électromagnétique envoyée sur cette structure appelée « cristal » doit en voir la périodicité quel que soit son angle d'incidence. E. Yablonovitch considère tout d'abord des structures composées de couches planes périodiquement espacées de $\lambda/4$. Les différentes couches sont choisies de manière à obtenir un fort contraste de permittivité. Ces structures présentent des bandes interdites pour la propagation d'une onde électromagnétique se propageant perpendiculairement aux couches, et elles peuvent être assimilées à des miroirs très fortement réfléchissants (miroirs de Bragg).

A partir de là, E. Yablonovitch montre qu'un matériau périodique tridimensionnel de période $\lambda/2$ présentera lui aussi des bandes interdites et pourra réfléchir une onde électromagnétique, de longueur d'onde λ , quelle que soit sa direction de propagation. Ce principe validé en 1991 par la réalisation d'une structure périodique 3D basée sur la maille cristalline du diamante [50].

La réalisation de structures périodiques en trois dimensions pour des ondes micrométriques est très délicate du fait de la petitesse des motifs à fabriquer. Pour cette raison, des recherches sont mises en œuvre pour réaliser des structures périodiques bidimensionnelles qui présenteraient les mêmes propriétés de réflectivité. Ces matériaux sont périodiques suivant deux dimensions transverses et invariants suivant la troisième direction.

En 1995, Yablonovitch a été démontré d'un point de vue théorique que des structures périodiques diélectriques à deux dimensions pouvaient présenter des bandes interdites photoniques dépendant de la périodicité du cristal [51].

En 1996, la première fibre fabriquée dans le but d'obtenir un guidage par effet BIP au sein d'un cristal air/silice était constituée d'un barreau de silice entouré de petits trous d'air de diamètres assez inégaux (0,2 à $1\mu\text{m}$) espacés d'environ $2,3\mu\text{m}$. Le guidage d'un mode unique et robuste a pu y être observé pour des longueurs d'onde comprises entre 458 et $1,550\mu\text{m}$ [52, 53]. Mais une analyse précise a permis de montrer que le guidage de ce mode unique n'était pas lié à la présence de BIP notamment à cause de la trop faible proportion d'air dans la gaine. En fait, l'indice effectif de la gaine, résultant d'une pondération entre l'indice de l'air et celui de la silice, est inférieur à l'indice du cœur constitué de silice pure et le guidage observé est donc simplement produit par réflexion totale interne RTI entre le cœur et la zone de gaine.

Les FCP sont constituées d'un cœur de silice pure entouré d'un arrangement régulier de canaux d'air de dimensions micrométriques, disposés parallèlement à un axe de propagation noté Oz [47]. Le tout est protégé par une gaine protectrice en plastique. Elles sont caractérisées par l'espacement périodique Λ entre les canaux d'air de diamètre d et par le nombre de rangs d'hexagones autour du

cœur. La figure.II.1 schématise une coupe transverse d'une fibre photonique où les trous d'air sont arrangés en réseaux hexagonaux.

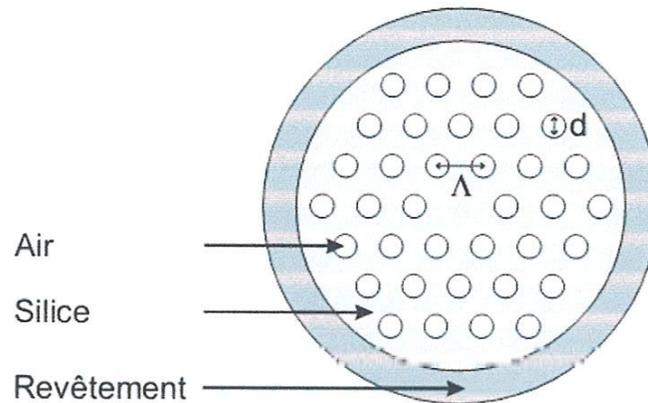


Fig.II.1. Coupe transverse d'une fibre optique microstructurées, les trous d'air sont arrangés en réseaux hexagonaux.

II.3. GUIDAGE DE LA LUMIERE DANS LES FMAS

Les fibres utilisées classiquement dans le domaine des télécommunications guident la lumière par réflexion totale interne. Les fibres microstructurées air/silice (FMAS), qui sont aujourd'hui très largement développées, utilisent soit ce principe de guidage dans le cas où le cœur est en silice pure, soit un guidage dit : « par bande interdite photonique », et ce généralement dans le cas de fibre à cœur creux.

II.3.1 Guidage par effet de Bande Photonique Interdite (BIP)

Les premières fibres microstructurées air-silice ont été improprement appelées fibres à cristal photonique alors que leur propagation était de type réflexion totale interne telle que décrite précédemment. Toutefois, dans le but de créer un guidage dans une fibre optique creuse ou dite à cœur d'air, la propagation est basée sur un phénomène physique différent appelé PBG (Photonic Band Gap) ou BIP (Bande Interdite Photonique) qui est observable dans les cristaux photoniques.

D'après le premier chapitre, nous savons que les cristaux photoniques sont constitués d'un arrangement périodique de matériaux d'indices de réfraction différents. La périodicité peut être orientée selon un ou plusieurs axes, de telle sorte que l'on pourra parler de cristaux photoniques 1D ou 2D. De manière générale et en raison de la périodicité, il peut exister une bande de longueurs d'onde pour laquelle la propagation de la lumière est interdite. On parle alors de bande interdite photonique (BIP). Si l'on introduit un défaut de périodicité dans le réseau, un faisceau lumineux dont

la longueur d'onde appartient à la BIP pourra être piégé et propagé au niveau du défaut. Les propriétés optiques des cristaux photoniques peuvent donc être employées afin de réaliser des guides d'onde, notamment des fibres optiques. Par cette méthode on peut réaliser des guides d'onde dont l'indice de réfraction du défaut est inférieur à l'indice environnant. On peut donc concevoir des fibres à cœur d'air à guidage par bande interdite photonique.

La modélisation du guide planaire de Bragg fut initialement étudiée par Yeh [54] dans les années 1980. Le principe de la propagation dans une fibre de Bragg est schématisé sur la figure.II.2.

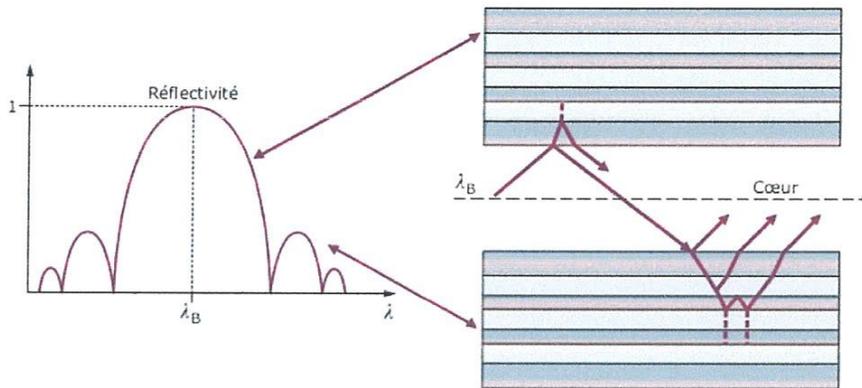


Fig.II.2. Propagation des rayons lumineux dans une fibre à bande interdite photonique

À l'interface cœur/réseau, l'onde incidente est décomposée en une onde réfléchie et une onde réfractée. Il en est de même à chaque interface suivante. La superposition en phase des ondes réfléchies donne une onde guidée dans le cœur. Du fait de la stratification périodique, les ondes réfléchies présentent un déphasage bien défini les unes par rapport aux autres. Elles interfèrent donc, de manière constructive ou destructive selon la valeur du déphasage, qui lui-même dépend de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence du rayon lumineux. Pour certaines longueurs d'onde et certains angles d'incidence, la structure multicouche se comporte alors comme un miroir.

En extrapolant cette structure planaire à une structure symétrique de révolution comme le montre la figure.II.3, on obtient une fibre BIP 1D aussi appelée fibre de Bragg. Cette dernière est constituée de couches de haut et bas indices entourant un cœur d'air ou de tout autre matériau (liquide, solide ou gaz quel que soit l'indice), la géométrie radiale est décrite sur la figure.II.3.b.

En créant un guide composé d'une zone centrale creuse autour de laquelle on répartit des canaux d'air formant un miroir de Bragg à deux dimensions, on réalise alors une fibre à cristal photonique ou BIP 2D. La taille et la répartition des trous permettent de déterminer les longueurs d'onde et les angles d'incidence pour lesquels la lumière est réfléchie, offrant une alternative en terme de fabrication à la structure précédente (BIP 1D) ne nécessitant aucun dopage. La qualité de propagation

d'éviter ces pertes. Le principe de guidage par réflexion totale interne dans une fibre optique peut s'expliquer simplement à l'aide de l'équation de Descartes qui définit les valeurs des angles incident et réfracté après traversée d'un dioptre :

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$

Avec i_1 : angle d'incidence que fait le rayon incident avec la normale à la surface,

i_2 : angle de réfraction que fait le rayon réfracté avec la normale à la surface.

Si n_2 est inférieur à n_1 , il existe une incidence limite i_0 telle que : en dessous de laquelle le faisceau n'émerge plus dans le deuxième milieu, il est complètement réfléchi dans le premier milieu. Dans ces conditions, l'angle i_0 définit un cône d'acceptance ou ouverture numérique. Tous les rayons lumineux non compris dans ce cône sont transmis à travers le dioptre, les autres sont réfléchis dans le milieu dont ils sont issus et aucune énergie n'est perdue. La propagation peut alors être schématisée tel que cela est représenté sur la figure. II.4.

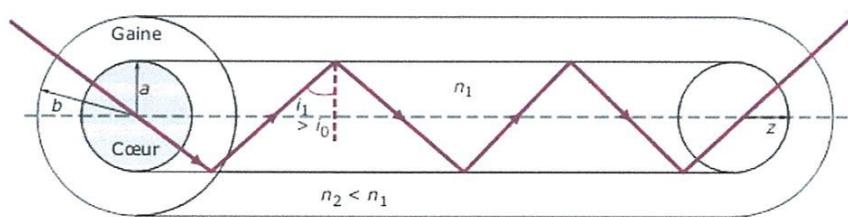


Fig.II.4. Guidage par réflexion totale interne dans une fibre à saut d'indice

II.4. PROPRIÉTÉS DES FMAS

Dans ce paragraphe, nous nous efforcerons de mettre en évidence les propriétés de propagation particulières des FMAS en faisant l'analogie avec les fibres à saut d'indice (FSI).

II.4.1. Analogie entre les FMAS et les FSI

Afin de déterminer les propriétés des FMAS à partir des équations classiques de l'optique guidée, il est judicieux de chercher à définir des FSI équivalentes à ces nouvelles fibres.

Dans une fibre à saut d'indice classique, tout mode dont la constante de propagation β vérifie l'équation (II.1) peut être guidé dans la fibre.

$$k n_{\text{gaine}} < \beta < k n_{\text{cœur}} \quad \text{II.1}$$

Dans l'équation (II.1), n_{gaine} et $n_{\text{cœur}}$ représentent les indices de réfraction respectivement de la gaine et du cœur. $k = 2\pi/\lambda$ est le module du vecteur d'onde et λ est la longueur d'onde dans le vide de

l'onde guidée. $k_{n_{\text{cœur}}}$ est donc la valeur maximale que peut prendre la constante de propagation dans le guide. Si β est inférieure à $k_{n_{\text{gaine}}}$, alors les modes ne sont plus guidés dans le cœur et peuvent fuir dans la gaine optique. $k_{n_{\text{gaine}}}$ est la valeur maximale de la constante de propagation des modes de la gaine optique.

Dans le cas des FMAS, on peut également appliquer l'équation (II.1) pour déterminer quel mode sera ou non guidé dans le cœur dont l'indice est celui de la silice pure. L'équation (II.1) devient alors :

$$\beta_{\text{gaine}} < \beta < k_{n_{\text{silice}}} \quad \text{II.2}$$

β_{gaine} représente la valeur maximale autorisée pour les modes de la gaine optique, c'est-à-dire la valeur de la constante de propagation du mode fondamental pouvant exister dans la structure hétérogène infinie si le cœur est absent [52]. Ce mode est souvent connu sous son appellation anglo-saxonne de « Fundamental Space-filling Mode » (FSM) et on désigne par β_{FSM} sa constante de propagation. Sur la figure II.5 a été représenté un exemple de distribution de champ de ce mode fondamental calculée dans une cellule élémentaire (rectangle dont deux angles opposés sont les centres de deux trous voisins) dont la duplication par symétries permet de reconstruire la microstructure en entier. Dans cet exemple, le FSM a été calculé à 1550nm pour une cellule élémentaire de pas $6\mu\text{m}$ et pour un diamètre de trous de $2,4\mu\text{m}$. L'énergie de ce mode est principalement localisée dans la silice avec une faible pénétration dans les trous.

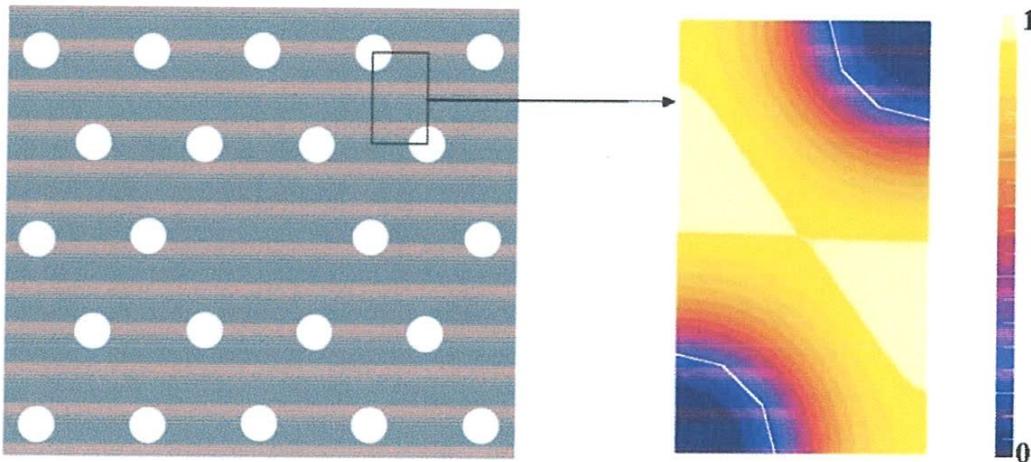


Fig.II.5. Exemple de répartition de l'intensité lumineuse dans une cellule élémentaire du cristal photonique constituant la gaine d'une FMAS.

Comme nous l'avons déjà précisé, la plus basse valeur que peut prendre β pour un mode guidé dans le cœur est $\beta_{\text{FSM}} = k_{n_{\text{gaine}}}$. Il est alors possible d'identifier l'indice de la gaine comme étant l'indice du « fundamental space-filling mode », n_{elFSM} , par la relation (II.3) [52, 55] :

$$n_{eFSM} = \beta_{FSM} / k \quad \text{II.3}$$

Dans une FSI, le nombre de modes guidés dans la fibre dépend de la valeur de la fréquence spatiale normalisée V définie comme suit :

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

Avec a le rayon du cœur de la fibre optique. La relation (II.4) pourra également être appliquée aux FMAS à condition de définir une valeur convenable pour a : en effet, dans une FMAS, le cœur n'a pas de limite physique clairement identifiée, comme c'est le cas dans une FSI [52], [55]. On peut alors déterminer une expression pour la fréquence spatiale normalisée V_{eff} dans le cas d'une FMAS :

$$V_{\text{eff}} = \frac{2\pi a}{\lambda} (n_{\text{silice}}^2 - n_{\text{eFSM}}^2)^{1/2} \quad \text{II.5}$$

$$\text{ON} = (n_{\text{silice}}^2 - n_{\text{eFSM}}^2)^{1/2} \quad \text{II.6}$$

ON, définie par la relation (II.6), est l'ouverture numérique de la fibre.

Sous réserve que le rayon de cœur, noté a , soit évalué correctement, la relation (II.5) permettra en particulier de déterminer si une FMAS présente un caractère monomode à une longueur d'onde donnée.

II.4.2. Evolution spectrale du champ électrique

Aux grandes longueurs d'onde, le champ du mode fondamental envahit complètement les trous d'air et l'indice de gaine prend une valeur donnée par $n_{\text{eFSM}} = [f + (1-f) n_{\text{silice}}^2]^{1/2}$ où f est la fraction d'air présente dans la gaine [52, 53]. Mais à mesure que la longueur d'onde diminue, le champ pénètre de moins en moins dans les trous d'air, ce qui provoque une augmentation de l'indice effectif de gaine. Finalement, aux courtes longueurs d'onde, le champ devient très bien confiné dans la silice, et l'indice effectif de gaine devient très proche de celui de la silice, c'est-à-dire du cœur. Une FMAS apparaît donc comme une fibre à ouverture numérique chromatiquement dépendante.

Sur la figure. II.6, le comportement du champ électrique dans une FMAS a été mis en évidence [56]. La fibre modélisée à des trous de $0,25 \mu\text{m}$ de rayon et espacés de $2,3 \mu\text{m}$. Il apparaît clairement que l'extension du champ dans les trous est d'autant plus faible que la longueur d'onde est courte. Cette caractéristique a une influence sur le nombre de modes guidés dans la fibre et nous allons maintenant étudier ce point de manière plus détaillée.

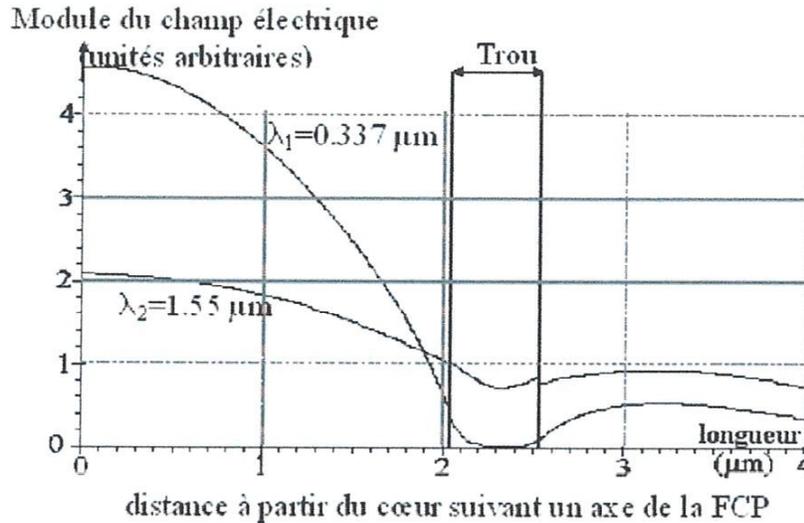


Fig.II.6. Module du champ électrique du mode fondamental pour différentes longueurs d'onde dans le cas d'une FMAS de pas $2,3\mu m$ et de diamètre de trous de $0,25\mu m$ [56].

II.4.3. Caractère monomode large bande

Dans une FSI le nombre de modes guidés dépend de la valeur de la fréquence spatiale normalisée V à une longueur d'onde donnée. Lorsque V est inférieur à 2,405 (fréquence spatiale normalisée de coupure du deuxième mode), seul le mode fondamental peut se propager [57]. Pour ces fibres, la différence d'indice varie de manière insignifiante en fonction la longueur d'onde. Ainsi, lorsque décroît, V augmente et franchit la valeur seuil V_{∞} de 2,405. Le premier mode d'ordre supérieur peut alors être guidé.

Nous avons vu plus haut que l'on pouvait définir une expression de V_{eff} s'appliquant aux FMAS (relation II.5). La fréquence normalisée est fonction de l'inverse de la longueur d'onde. Cependant, nous savons que lorsque la longueur d'onde diminue, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est elle aussi réduite, ce qui a pour conséquence de faire tendre V_{eff} vers une valeur quasiment constante avec la longueur d'onde [58].

Dans le cas des FMAS, deux problèmes se posent : quelle valeur donner au rayon du cœur et quelle valeur peut-on donner à V_{∞} ?

En ce qui concerne le rayon du cœur, il a tout d'abord été choisi comme étant égal à l'espacement Λ entre les trous. Les premières expériences ont montré que les FMAS étaient monomodes pour des valeurs de $V_{eff} < 4$. Les FMAS pour lesquelles ce résultat peut s'appliquer présentent un rapport d/Λ inférieur à 0,4 [59]. Par la suite, Bréchet et col. ont montré que pour obtenir une fréquence spatiale normalisée de coupure égale, pour un mode donné, à celle trouvée dans les FSI, il faut choisir un

rayon de cœur équivalent égal à $0,64 \Lambda$ [56]. Notons que cette équivalence n'a été clairement démontrée que pour des valeurs de $d/\Lambda < 0,4$. Dans ces conditions, il est possible de déduire l'évolution de V_{eff} en fonction de λ et par conséquent de connaître le nombre de modes guidés à une longueur d'onde donnée. Sur la figure. II.7, V_{eff} a été représentée en fonction du rapport a_{eq}/λ où $a_{eq} = 0,64\Lambda$ est le rayon du cœur de la FSI équivalente à la FMAS. La fréquence normalisée a été calculée pour 3 valeurs du rapport d/Λ , et ceci pour 2 valeurs différentes de Λ

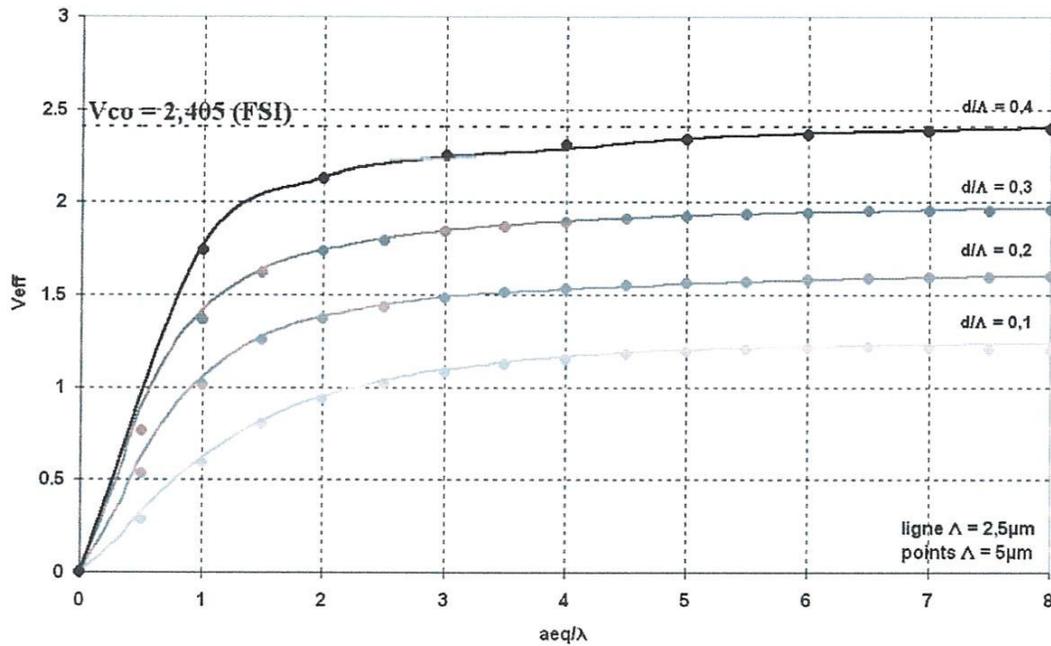


Fig.II.7. Evolution de la fréquence normalisée V_{eff} en fonction de a_{eq}/λ ($a_{eq} = 0,64 \Lambda$), pour différentes valeurs de d/Λ et pour $\Lambda = 2,5$ et $5 \mu m$ [60].

On peut remarquer que l'évolution spectrale de V_{eff} est uniquement liée à la valeur de d/Λ , indépendamment de la valeur du pas du réseau. De plus, on peut noter que pour les 6 exemples de structures considérées, la fréquence spatiale normalisée des FMAS reste constamment inférieure à la valeur de coupure V_{co} des fibres à saut d'indice classiques, et ceci indépendamment de la longueur d'onde. Il est donc possible de définir des fibres microstructurées qui présentent un caractère monomode sur une très large plage spectrale. On parle généralement de fibres « indéfiniment » monomodes. Ce caractère monomode, uniquement lié aux propriétés opto-géométriques de ces fibres, est garanti pour un rapport $d/\Lambda < 0,4$ pour tout rapport $a_{eq}/\lambda < 8$. Ainsi, si l'on augmente raisonnablement le pas (et par conséquent le rayon du cœur), il est possible de conserver le caractère monomode de la fibre en ajustant correctement le diamètre des trous de la gaine. Avec une FMAS, il est possible de réaliser une fibre monomode large bande même avec un grand diamètre de cœur [57].

II.4.4. Dispersion Chromatique

Dans une fibre optique, la dispersion chromatique D_c est la somme de deux contributions : la dispersion du guide D_g et la dispersion du matériau D_m (relation II.7).

$$D_c = D_g + D_m \quad \text{II.7}$$

La dispersion chromatique est généralement obtenue par la relation :

$$D_c = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \quad \text{II.8}$$

Où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé et c est la vitesse de la lumière dans le vide, soit $2,99792458.10^8 m.s^{-1}$

Dans une fibre optique monomode conventionnelle, la dispersion du guide est toujours négative [57]. Comme la dispersion du matériau est elle-même négative pour $\lambda < 1,27\mu m$ et positive pour $\lambda > 1,27\mu m$, la dispersion chromatique ne peut être annulée en dessous de $1,27\mu m$. La dispersion chromatique dans une fibre réalisée par les techniques classiques peut être ajustée en concevant un profil d'indice plus ou moins complexe, ce qui influe sur la dispersion du guide. Cependant, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est faible, ce qui limite fortement les possibilités d'ajustement.

La formule (II.8) permettant de calculer la dispersion chromatique peut également s'appliquer aux FMAS. Les études concernant l'évolution de la dispersion chromatique menées sur ces fibres ont une nouvelle fois mis en évidence des propriétés originales pour cette grandeur. La dispersion chromatique d'une FMAS dépend étroitement de la proportion d'air présente dans la gaine optique, valeur liée au rapport d/Λ . En jouant sur les paramètres opto-géométriques de la fibre, il est possible de modifier l'allure de la courbe de dispersion [61], et par exemple d'annuler la dispersion chromatique pour des longueurs d'onde inférieures à $1,27\mu m$ (figure. II.8) [62].

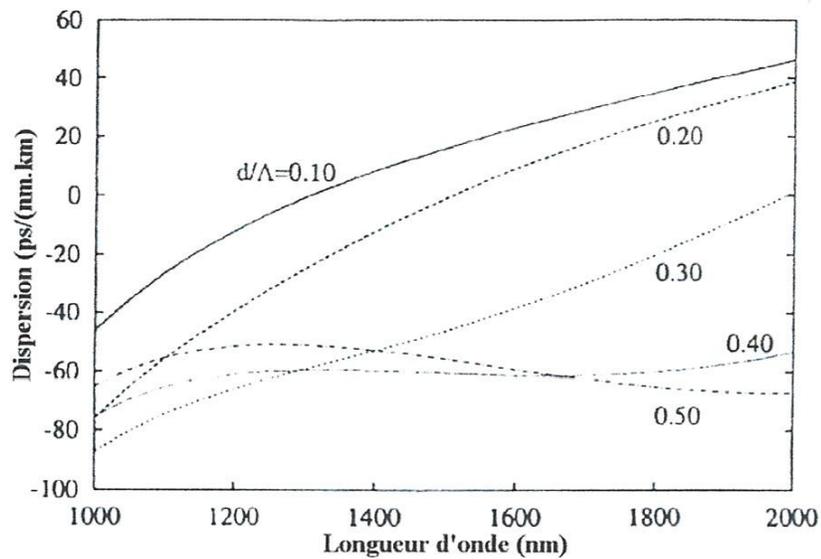


Fig.II.8.Dispersions chromatiques pour différentes valeurs de d/Λ obtenue pour un FMAS de pas $2,3 \mu m$ [62].

II.4.5. Pertes de propagation

Les modes guidés dans une FMAS subissent des pertes en cours de propagation d'autant plus élevées que le confinement est insuffisant. La diminution des pertes de confinement exige donc une extension moindre du champ au-delà des couronnes de trous de la gaine optique. Elle est donc obtenue en augmentant le rapport d/Λ , et/ou le nombre de couronnes et, pour une fibre donnée, en diminuant la longueur d'onde. Par exemple, à $1550 nm$, une FMAS de pas $2,3 \mu m$ avec 3 couronnes de trous présentera des pertes de confinement de $2 dB/km$ pour $d = 1,15 \mu m$, et de $10^4 dB/km$ pour $d = 0,46 \mu m$ [63]. Ces pertes peuvent être estimées grâce à des outils de modélisations

II.5.METHODES DE MODELISATION DES FMAS

II.5.1. Méthodes modales

La complexité des FMAS ne permet pas d'utiliser les méthodes développées pour les fibres classiques. Pour cette raison, plusieurs travaux de recherche ont été proposés afin de caractériser ces fibres à l'aide de méthodes appropriées. Ainsi nous pouvons citer à titre d'exemple la méthode de l'indice effectif [64], la méthode de Galerkin [65], la méthode des fonctions de base localisées [64], la méthode des éléments finis [66].

Dans la méthode de Galerkin, les expressions du champ et du profil d'indice sont décomposées sur une base de fonctions trigonométriques orthonormées pour la résolution de l'équation d'onde

vectorielle. Cependant, cette méthode présente un problème de convergence des fonctions trigonométriques. La méthode des fonctions de base localisées résout ce problème en utilisant des décompositions sur des bases de fonctions d'Hermite Gauss. La méthode des éléments finis permet de discrétiser une structure en formant un réseau de points sur lesquels les équations de Maxwell sont résolues. Les résultats fournis sont la répartition du champ, la polarisation et l'indice effectif des modes établis dans la fibre.

Il est important de signaler que toutes ces méthodes modales, permettent de caractériser les variations du champ sur une section transversale, ne donnent aucune information sur les variations du champ dans la direction de propagation. Pour remédier à ce problème on a adopté des méthodes propagatives.

II.5.2. Méthodes propagatives

D'après la littérature, deux méthodes ont été adoptées pour la simulation du champ dans les FMAS : la méthode des différences finis [66] et la méthode du faisceau propagé vectorielle [67] [68].

Dans notre étude, nous avons basé sur la première méthode seulement.

La méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD « *Finite Difference Time Domain* » consiste à effectuer une double discrétisation spatiale et temporelle pour la résolution des équations de Maxwell.

L'idée de cette méthode est de conserver les composantes du champ durant la discrétisation temporelle, puis une transformée de Fourier permet de passer au domaine spatial pour la détermination de la constante de propagation. De plus, on adopte un décalage de demi-pas spatial et temporel entre les composantes électriques et magnétiques pour faciliter l'utilisation des opérateurs de dérivation. Cependant cette méthode est limitée de point de vue temps de calcul relativement long ainsi qu'une charge de mémoire importante.

II.6. FABRICATION

II.6.1. Méthode par empilement de capillaires

Les PCF sont généralement fabriqués en utilisant une méthode par empilement de capillaires, relativement simple dans son concept. Une matrice de tiges et de tubes en silice sont empilés à la main pour former une préforme, qui est ensuite étirée à température élevée (~ 2000 C), tout en préservant le profil transverse de l'arrangement initial, à l'aide d'une tour d'étirage conventionnelle [47] (voir figure. II.9).

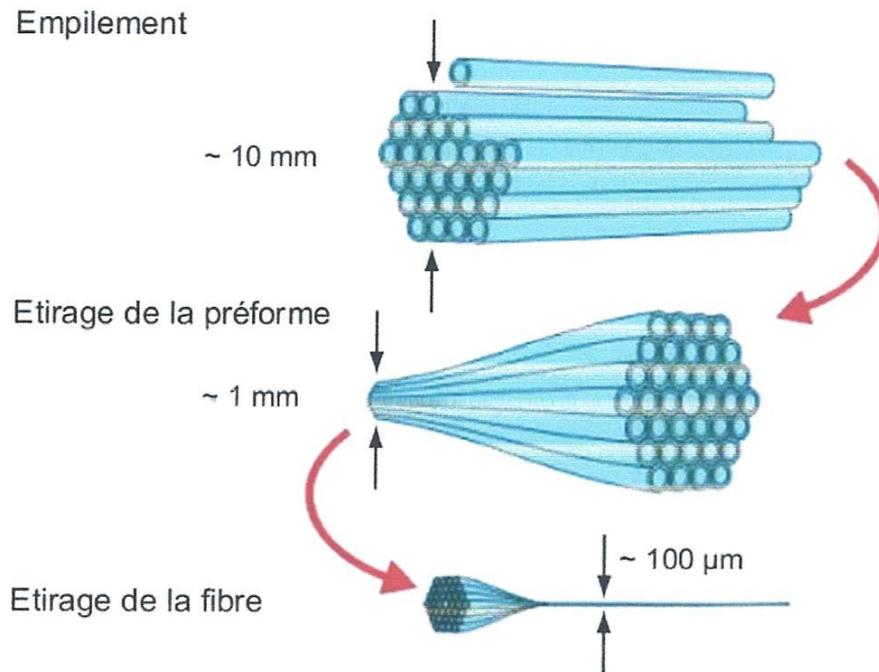


Fig.II.9. Schématisation des différentes étapes du processus de fabrication des fibres microstructures, tirée de la référence [69].

L'étirage se procède en deux temps : tout d'abord l'empilement de tiges et de tubes est fusionné tout en étant étiré sur une longueur de canne de 1 m de diamètre extérieur de l'ordre de 1 mm un morceau de cette canne est ensuite étiré une seconde fois pour donner, au final, une PCF de longueur de canne compris entre 20 et 200 m, et de diamètre extérieur de l'ordre de 100 µm.

Des structures en réseaux et des formes de cœur diverses peuvent être réalisées par cette technique, en arrangeant les tiges et les tubes de silice pure ou dopée de façon plus ou moins compacte. De telles préformes peuvent facilement être étirées à des dimensions où l'espacement centre à centre entre les deux trous d'air les plus proches est inférieur à $\sim 2 \mu\text{m}$, tout en maintenant le réseau de trou d'air initial dans la section transverse des fibres.

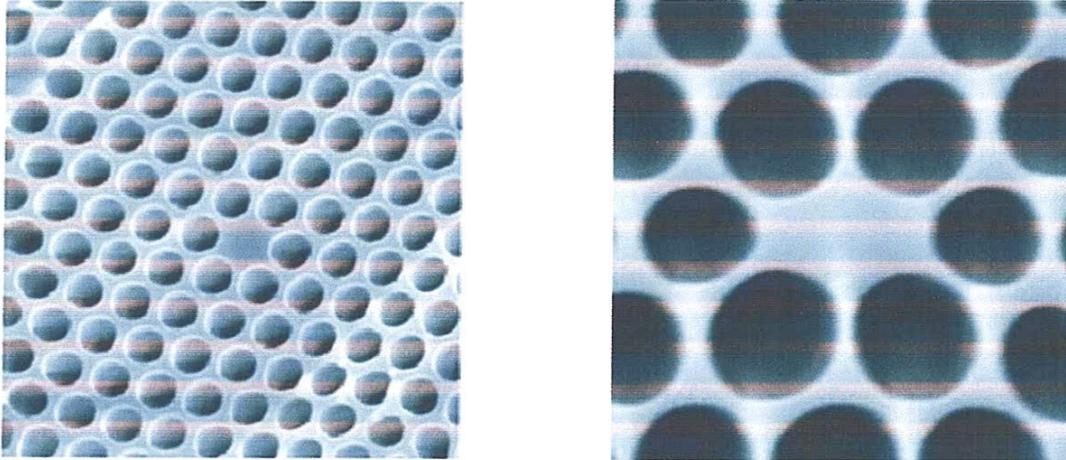


Fig.II.10. Exemples de profil géométrique de fibres microstructures à cœurs circulaire (photo de gauche) et elliptique (photo de droite), tirés de la référence [70]. Pour ces fibres, la gaine est composée d'un réseau hexagonal très régulier de trous d'air et le cœur est formé par l'omission d'un simple trou d'air.

La figure. II.10 montre deux exemples de PCF, qui ont été réalisées en utilisant le processus d'empilement et d'étirage. Pour ces fibres, les trous d'air sont arrangés en réseau hexagonal et le cœur de fort indice est formé par l'omission d'un simple trou d'air.

II.6.2. Méthode par extrusion

La méthode d'empilement de capillaires est majoritairement utilisée aujourd'hui, mais celle-ci montre ses limites pour la réalisation de profils d'indices plus complexes. Une seconde technique a alors été mise en œuvre [71]. Celle-ci est basée sur l'extrusion de matière dans un barreau figure. II.11. (a), qui a été préalablement élève en température, pour former une préforme. Cette préforme est ensuite étirée en utilisant une tour d'étirage pour réduire d'un ordre de grandeur le diamètre extérieur figure. II.11.(b), et elle est insérée à l'intérieur d'une gaine formée par un tube extrudé en son centre. Le tout est étiré pour donner au final une fibre microstructurée de diamètre extérieur d'environ 100 μm figure. II.11.(c).

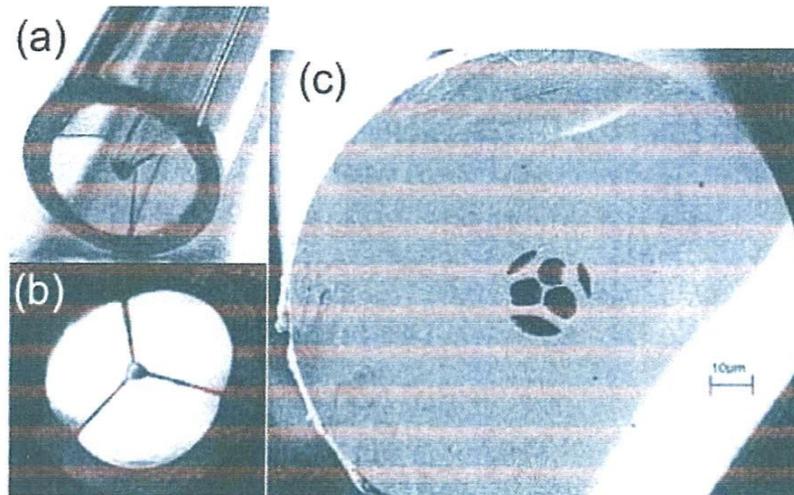


Fig.II.11. Photographies obtenues par microscopie électronique des différentes étapes de la réalisation d'une fibre microstructurée par extrusion, tirées de la référence [71].

II.7. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons vu que la technologie des FMAS est une technologie récente qui guide la lumière par deux types de guidage selon la nature du cœur de la fibre, (soit guidage par réflexion totale pour les fibres à cœur plein en silice pure, soit par l'effet de BIP pour les fibres à cœur creux). Puis nous avons présenté les propriétés de propagation dans les FMAS, et nous avons trouvé une analogie entre ces fibres et les fibres classiques (fibre à saut d'indice). Pour simuler le champ dans les FMAS nous avons présenté deux méthodes, la première est la méthode modale, et la deuxième est celle de la méthode propagative. A la fin de ce chapitre, nous avons étudié deux méthodes de fabrication des FMAS : et nous avons noté que la méthode par empilement de capillaires est plus utilisable que la méthode par extrusion.

Chapitre III

Chapitre III

Méthode de Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD)

Notre but dans ce chapitre est de présenter la méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD) pour simuler le comportement des ondes électromagnétiques. Nous aurons développé cette méthode mathématiquement par les équations de Maxwell, puis nous présenterons le développement de Taylor et la discrétisation des équations de Maxwell et l'algorithme de Yee, nous terminerons par la présentation de critère de stabilité.

III.1. INTRODUCTION

La méthode numérique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été développée par Yee [72] en 1966 et ce n'est qu'en 1975 qu'une série d'articles préconisant ses futures applications sont apparus [73, 74, 75]. Grâce à ses avantages et à l'outil informatique devenant de plus en plus performant, la FDTD n'a cessé de gagner d'utilisateurs pour des applications de plus en plus variées.

Elle peut simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma ...), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des objets pouvant constituer le système. Elle ne fait intervenir aucune inversion de matrice. Sa formulation théorique [76] extrêmement simple fournit des prédictions d'une grande précision pour un large éventail de problèmes dans le domaine électromagnétique. Elle est large bande, une excitation impulsionnelle dans le domaine temporel suffit à donner la réponse d'un système sur une large bande de fréquences via une transformation de Fourier.

Dans cette partie, nous exposerons les principes de la méthode FDTD.

III.2. PRINCIPE DE BASE DE LA METHODE

III.2.1. Equations de Maxwell

La méthode FDTD est basée sur la résolution numérique des équations de Maxwell.

Ces dernières s'écrivent de la manière suivante:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = \overrightarrow{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{III.1}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \overrightarrow{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \text{III.2}$$

Ces équations sont complétées par les deux relations caractérisant les milieux diélectriques et magnétiques: $\vec{B} = \mu \vec{H}$ et $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ où ε et μ désignent respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du milieu.

La méthode FDTD est basée essentiellement sur la discrétisation aux différences centrées des équations différentielles de Maxwell III.1 et III.2. Notons que les lois de Gauss pour les inductions électrique et magnétique sont implicites dans l'algorithme de la FDTD.

Rappelons que dans un espace cartésien de repère $(0, x, y, z)$, les équations différentielles de Maxwell s'écrivent:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = - \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \quad \text{III.3}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad \text{III.4}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = - \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \quad \text{III.5}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad \text{III.6}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad \text{III.7}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad \text{III.8}$$

Cristaux photonique bi-périodiques

Dans le cas où les cristaux photoniques sont périodiques suivant deux directions (x et y par exemple) et infini suivant la troisième direction (z), on peut distinguer deux types de propagation, propagation dans le plan (in-plane, k_z nul) et hors plan (off-plane, k_z non nul). Le système d'équations précédent se simplifie selon le type de propagation.

Propagation in-plane : Polarisation TE et TM

Dans ce cas, la propagation se fait dans le plan et la variation des champs s'annule suivant la troisième direction. Le système d'équations (III.3.III.4.III.5.III.6.III.7 et III.8) se simplifie et se

subdivise en deux sous-systèmes donnant naissance aux deux polarisations transverse électrique TE et transverse magnétique TM. Pour illustrer ce cas, supposons que le cristal est périodique suivant les directions x et y et est infini suivant z . Les dérivées par rapport à z s'annulent. Les équations (III.3.III.4.III.5.III.6.III.7 et III.8) impliquent:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad \text{III.9}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad \text{III.10}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad \text{III.11}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad \text{III.12}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad \text{III.13}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad \text{III.14}$$

Remarquons que l'évolution de E_z , H_x et H_y est indépendante de celle de E_x , E_y et H_z . De ce fait résulte deux systèmes d'équations indépendants, l'un décrivant la polarisation TE et l'autre la polarisation TM.

Polarisation TE

Les composantes électriques sont transverses, elles sont dans le plan de périodicité du cristal photonique. La polarisation TE est définie par le système suivant:

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad \text{III.15}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad \text{III.16}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad \text{III.17}$$

Polarisation TM

Dans ce cas ce sont les composantes magnétiques qui sont transverses. Cette polarisation est régie par le système suivant:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad \text{III.18}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad \text{III.19}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad \text{III.20}$$

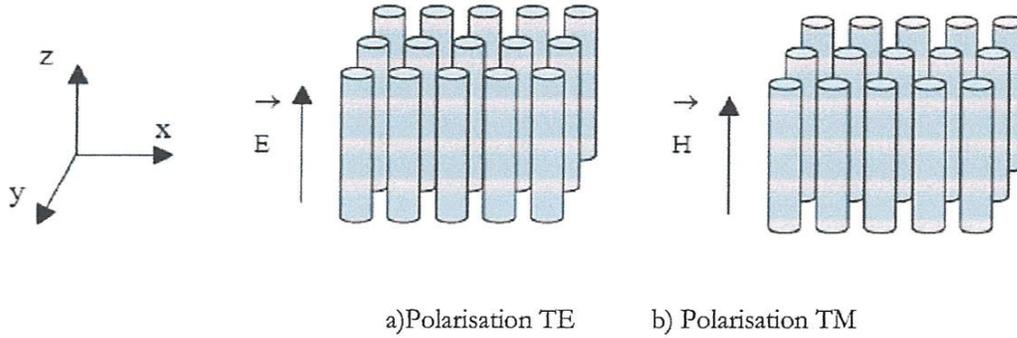


Fig. III.1. La polarisation TE et la polarisation TM.

Propagation off-plane

La propagation off-plane est caractérisée par une constante de propagation k_z non nulle suivant z . Dans ce cas les vecteurs champs électriques et magnétiques peuvent s'écrire comme suit:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, t) \cdot \exp(ik_z z) \quad \text{III.21}$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y, t) \cdot \exp(ik_z z) \quad \text{III.22}$$

Dans ce cas, les dérivées par rapport à z dans le système d'équations de Maxwell (III.3.III.4.III.5.III.6.III.7 et III.8) sont calculées de manière analytique. Ce système devient:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(ik_z E_y - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad \text{III.23}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - ik_z E_x \right) \quad \text{III.24}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad \text{III.25}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - ik_z H_y \right) \quad \text{III.26}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(ik_z H_z - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad \text{III.27}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad \text{III.28}$$

Dans ce cas il n'est plus possible de séparer le système en deux sous-systèmes comme auparavant; les cas TE et TM se trouvent donc mélangés et ne peuvent pas être traités séparément.

III.2.2. Développement limité de Taylor

D'un point de vue numérique, l'utilisation d'expressions programmables passe par la discrétisation des formulations analytiques. Les dérivées spatiales et temporelles des équations de Maxwell peuvent être traitées numériquement par la technique des différences finies [77]. L'approximation des dérivées aux différents points de l'espace discret est réalisée par différenciation des valeurs des nœuds voisins ou point de dérivation. Soit $f(x)$ une fonction continue représentant une composante du champ électrique ou magnétique et dérivable en point de l'espace comme le montre la Fig.III.1

Les développements limités en série de Taylor à droite et à gauche de x_0 avec un décalage de $\pm\Delta/2$ s'écrivent :

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta}{2}\right) = f(x_0) + \frac{\Delta}{2} f'(x) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 f''(x) + \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta}{2}\right)^3 f'''(x) + \dots \quad \text{III.29}$$

$$f\left(x_0 - \frac{\Delta}{2}\right) = f(x_0) - \frac{\Delta}{2} f'(x) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 f''(x) - \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta}{2}\right)^3 f'''(x) + \dots \quad \text{III.30}$$

En utilisant les équations (III.29) et (III.30), limitées à l'ordre 2, la dérivée première de f au point x_0 peut être évaluée de manière centrée à l'ordre 2 comme suit :

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x=x_0} = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta}{2}\right)}{\Delta} + O(\Delta^2) \quad \text{III.31}$$

On obtient l'équation (III.31) en sommant les développements limités au troisième ordre de f en $x_0 + \frac{\Delta}{2}$ et $x_0 - \frac{\Delta}{2}$.

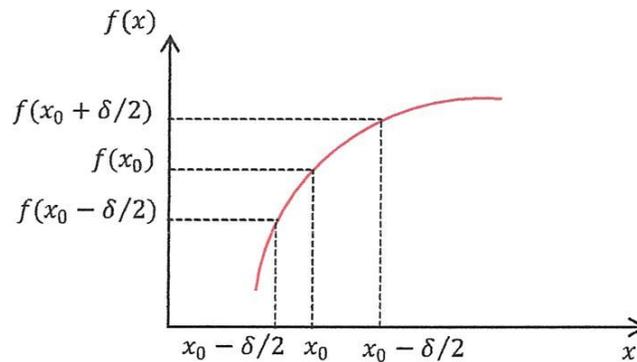


Fig.III.1. Principe de calcul de la dérivée première de $f(x)$ locale en x_0 .

III.3. DISCRETISATION DES EQUATIONS ET ALGORITHME DE YEE

En pratique, on utilise une double discrétisation spatiale et temporelle des milieux continus par les différences finies, appliquée aux équations de Maxwell couplées, à l'aide de maillage par cellules élémentaires (cellules de Yee). Le domaine de calcul est subdivisé en cellules parallélépipédiques où

les six composantes du champ électromagnétique sont "éclatées". A chaque arête du maillage, on associe la composante parallèle à l'arête du champ électrique régnant au milieu de l'arête. A chaque face du maillage, on associe la composante normale à la face du champ magnétique régnant au centre de la face comme le montre la Fig. III.2. On constate que les discrétisations spatiales des composantes des champs électrique et magnétique seront décalées d'un demi pas spatial ($\Delta/2$), avec $\Delta x = \Delta y = \Delta z$. De la même manière les discrétisations temporelles des composantes des champs électrique et magnétique seront décalées d'un demi-pas temporel ($\Delta t/2$). En d'autres termes, le champ électrique sera évalué aux instants $n\Delta t$, et le champ magnétique sera évalué aux instants $(n + 1/2)\Delta t$, avec n étant un entier Fig.III.3.

En appliquant la méthode des différences finies centrées, la discrétisation des équations (III.32) et (III.33), respectivement au point $((j-1/2)\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$ à l'instant $(n-1/2)\Delta t$, et au point $(i\Delta x, (j-1/2)\Delta y, k\Delta z)$ à l'instant $n\Delta t$, nous pouvons écrire:

$$E_x^n(i-1/2, j, k) = E_x^{n-1}(i-1/2, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon} \left[\frac{H_z^{n-1/2}(i-1/2, j+1/2, k) - H_z^{n-1/2}(i-1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n-1/2}(i-1/2, j, k+1/2) - H_y^{n-1/2}(i-1/2, j, k-1/2)}{\Delta z} \right] \quad \text{III.32}$$

$$H_z^{n+1/2}(i-1/2, j-1/2, k) = H_z^{n-1/2}(i-1/2, j-1/2, k) + \frac{\delta t}{\mu_0 \mu} \left[\frac{E_y^n(i, j-1/2, k) - E_y^n(i-1, j-1/2, k)}{\delta x} - \frac{E_x^n(i-1/2, j, k) - E_x^n(i-1/2, j-1, k)}{\delta y} \right] \quad \text{III.33}$$

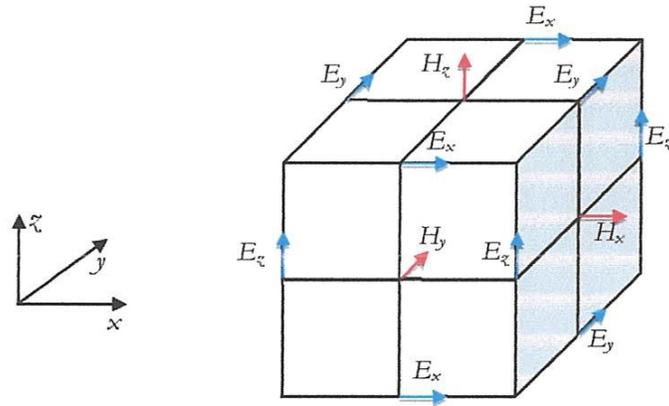


Fig. III.2. Cellule de Yee.

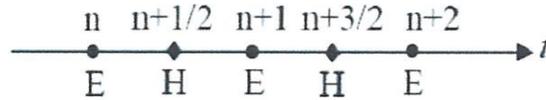


Fig.III.3. Discrétisation temporelle.

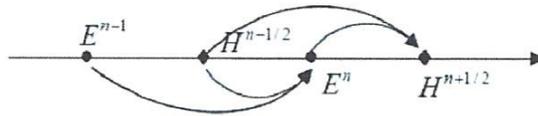


Fig.III.4. Schéma itératif : "saute mouton".

Les différentes composantes des champs sont donc évaluées en fonction des composantes voisines étant précédentes pour chaque pas temporel et pour chaque cellule de l'espace de modélisation, comme on peut le voir dans les équations (III.32) et (III.33) de mise à jour des composantes du champ électromagnétique. La solution (\vec{E}, \vec{H}) se construit ainsi de manière itérative dans le domaine temporel (Fig.III.4) On parle alors de schéma saute-mouton ("leap-frog"). En raison de limitations, tant en puissance de calcul qu'en capacité mémoire, il s'avère intéressant de modéliser des structures ou des matériaux à deux dimensions (2D). Cela revient à considérer que, quelle que soit la composante f des champs, $\frac{\partial f}{\partial z} = 0$. D'un point de vue physique, la structure 2D considérée est en fait une structure 3D dont les propriétés électromagnétique sont invariantes selon l'axe z (symétrie axiale). Ce point sera discuté ultérieurement dans les hypothèses physiques des calculs des chapitres suivants. En 2D, les modes TE , (E_x, E_y, H_z) et TM (H_x, H_y, E_z) sont indépendants.

III.4. CONDITIONS DE STABILITE DE L'ALGORITHME DE YEE

Comme tous les schémas explicites, le schéma de Yee [78] est soumis à une condition de stabilité [79] fixant le pas temporel à partir de la discrétisation initiale de l'espace de simulation. Les problèmes de stabilité des méthodes numériques explicites ont été analysés en détail par Courant, Friedrich et Lewy (CFL) [80], ainsi que par Von Neumann, à partir d'une approche mathématique rigoureuse. Taflove [79] a notamment appliqué l'approche de type CFL à la méthode FDTD. Le critère CFL donné par l'inégalité (III.34), permet de palier à la divergence des calculs engendrée par l'approximation des dérivées.

$$\Delta t \leq \frac{1}{c\sqrt{(1/\Delta x)^2 + (1/\Delta y)^2 + (1/\Delta z)^2}} \quad \text{III.34}$$

Avec $c = 3.10^8 \text{ m/s}$ désignant la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique dans le vide.

Dans le cas d'un maillage uniforme $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta$, l'inégalité (III.34), se réduit à :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c} \frac{\Delta}{\sqrt{3}} \quad 3D \quad \text{III.35}$$

$$\Delta t \leq \frac{1}{c} \frac{\Delta}{\sqrt{2}} \quad 2D \quad \text{III.36}$$

Ce critère de stabilité reste adéquat pour la plupart des milieux (diélectrique, magnétique, dispersif, avec ou sans pertes), car la vitesse de phase est inférieure à c dans ces milieux. Cette condition se comprend assez intuitivement : il faut que le pas temporel soit suffisant pour permettre de décrire la propagation de l'onde d'un nœud au nœud le plus proche distant de Δ . Plus le maillage spatial sera fin et plus le nombre d'itérations pour décrire un temps T de propagation sera important.

III.5. CONCLUSION

Pour étudier le comportement des ondes électromagnétiques, nous choisissons la méthode de différences finies dans le domaine temporel FDTD, qui est basé sur la résolution des équations de Maxwell et le développement de Taylor, cette méthode nécessite une discrétisation spatiale et une autre temporelle, nous avons terminé ce chapitre par la présentation du critère de stabilité pour la discrétisation temporelle.

Chapitre IV

Chapitre IV

A nalyse des Défauts dans les FMAS

L'objectif principal de ce chapitre est d'analyser les défauts dans les FMAS, tout d'abord nous commencerons par la présentation de la notion d'un défaut, puis nous verrons les différents types de cette contrainte, ensuite nous choisirons une structure dont la quelle nous appliquerons notre analyse, enfin nous terminerons par une simulation qui a comme but de d'analyser l'effet des deux paramètres géométriques « le rayon de trou et le pas de réseau » sur l'indice effectif, ainsi l'influence de nombre de défauts et leurs indice sur l'indice effectif.

IV.1. LES DEFAUTS DANS LES FMAS

Dans un cristal photonique, la création d'un défaut est causée par la rupture de la périodicité diélectrique ϵ . Cette rupture va engendrer l'ouverture d'une bande de fréquence autorisée à l'intérieur de la bande interdite photonique. La largeur et la position de cette bande autorisée sont gérées par les caractéristiques du défaut.

L'étude des cristaux photoniques à défaut sera réalisée sur un modèle à deux dimensions mais il est toujours possible de la généraliser aux cristaux à trois dimensions.

Considérons la structure à deux dimensions représentée sur la figure II-5 [82]. Elle servira de structure de référence.

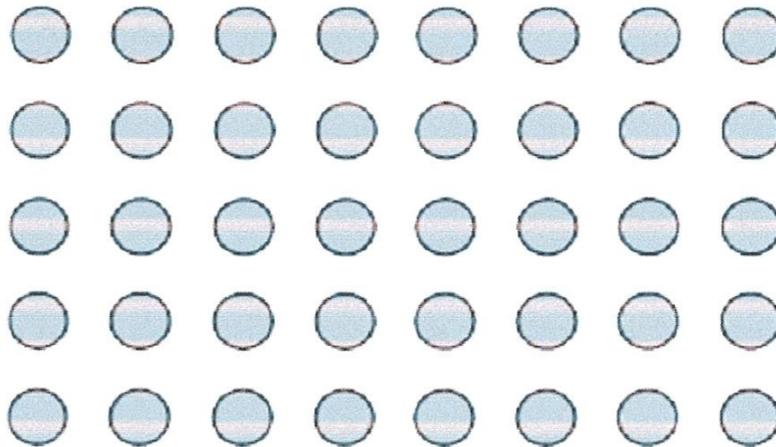


Figure IV.1. Structure BIP 2D.

Les structures photoniques à défaut sont faites d'un assemblage de matériaux diélectriques comportant une ou plusieurs ruptures de périodicité.

Ces ruptures sont de deux types :

- Les mono défauts dont la localisation à l'intérieur de la structure BIP n'est qu'à un seul et même endroit. Ces mono défauts créent une bande autorisée à l'intérieur de la bande interdite.
- Les multi défauts, où le défaut est répété à plusieurs endroits à l'intérieur de la structure BIP, créent plusieurs bandes autorisées engendrées par chaque défaut dans la même bande interdite. Grâce aux multi défauts, il est possible de coupler leurs effets pour élargir la bande autorisée dans la bande interdite.

IV.1.1. La nature des défauts

• Dimensions des motifs élémentaires

Pour rompre la périodicité d'une structure BIP, on peut modifier la taille du motif élémentaire qui compose le cristal photonique (Figure IV.2) [82].

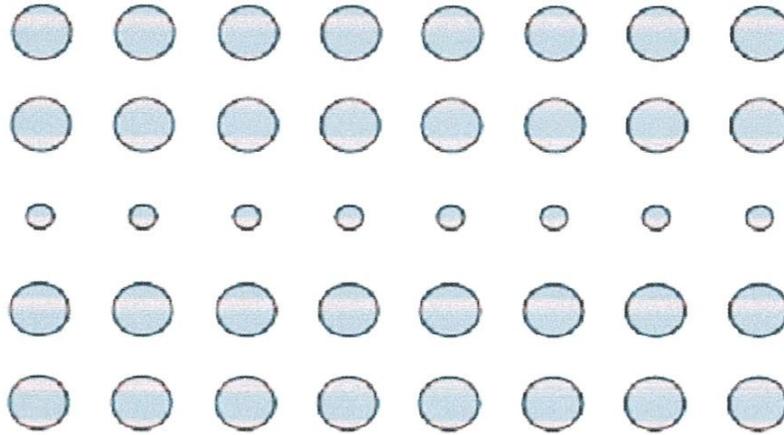


Figure IV.2. Défaut de dimension du motif élémentaire.

Sur cette figure les dimensions des motifs élémentaires de la troisième rangée ont été réduites.

• **Distance entre motifs élémentaires**

On peut aussi jouer sur l'espace qui existe entre les motifs élémentaires des réseaux cristallins (Figure IV.3) [82].

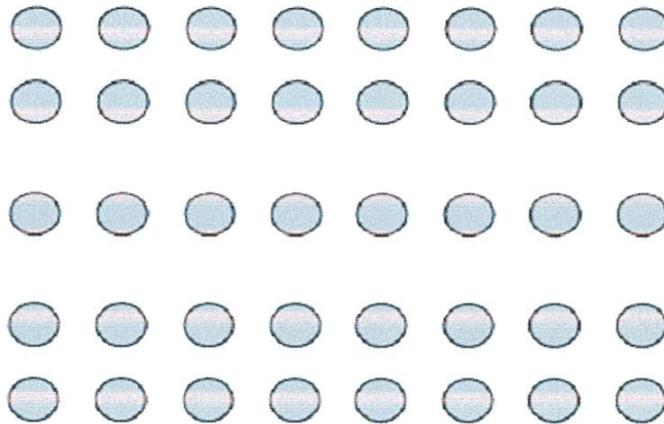


Figure IV.3. Défaut de distance entre motifs élémentaires.

Sur la figure IV.3, l'écart entre la deuxième et la troisième rangée et l'écart entre la troisième et la quatrième rangée ont été augmentés pour former le défaut.

• **Valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires**

Il est possible de modifier localement la nature du matériau et plus concrètement en agissant sur la valeur de la permittivité relative (Figure IV.4) [82].

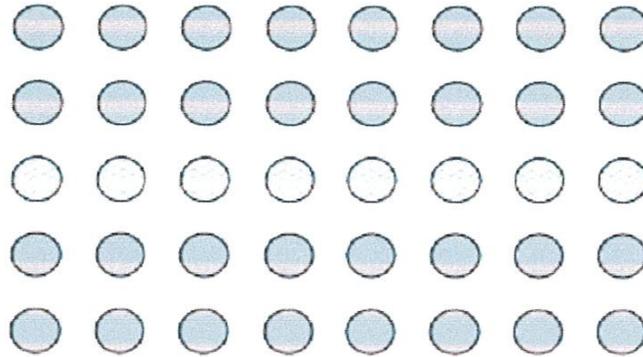


Figure IV.4. Défaut sur la permittivité relative ϵ .

Sur cette figure, la permittivité des motifs élémentaires de la rangée du milieu a été changée.

• Défaut par vacuité

Le défaut par vacuité correspond à l'élimination de motifs élémentaires qui se trouvent remplacés par la permittivité du substrat (Figure IV.5) [82].

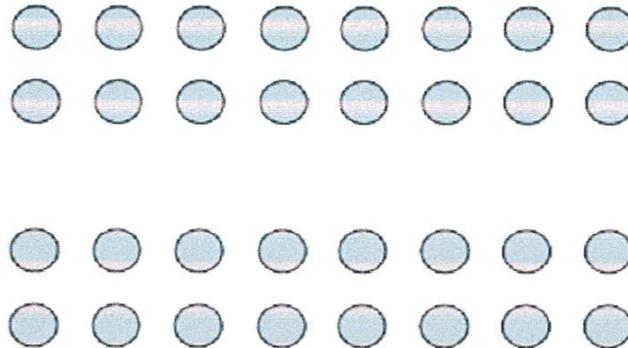


Figure IV.5. Défaut par vacuité (C'est le défaut le plus utilisé).

Les motifs élémentaires de la rangée du milieu ont été enlevés.

On réalise ainsi aisément une très grande variété de défauts concevables donnant lieu à toutes sortes d'applications potentielles.

Les deux défauts fréquemment réalisés sont:

- L'omission localisée de trous, grâce à laquelle on obtient des microcavités résonantes.
- La suppression d'une ou plusieurs rangées de trous engendrant des corridors de lumière.

IV.1.2. Défauts ponctuels et cavités

Considérons un cristal photonique bidimensionnel, il est en général constitué d'un réseau de trous percés dans un matériau diélectrique, ou de tiges de diélectrique dans l'air. Dans un cas comme dans l'autre, considérons un défaut localisé: un emplacement où le trou n'est pas percé, ou bien il n'y a pas de tige (Figure IV.6).

Plus généralement, on peut faire varier le rayon de la tige ou du trou en question pour faire varier continûment la perturbation qu'on introduit. Si on injecte dans ce défaut un mode électromagnétique dont l'énergie est dans la bande interdite du cristal photonique, il se retrouve complètement confiné, vu qu'il est entouré d'un matériau réfléchissant à cette longueur d'onde. En fait, le problème physique est décrit par une cavité; seuls certains modes y sont donc autorisés. Les fréquences de ces modes dépendent du défaut, mais en faisant varier le rayon du défaut, on peut atteindre n'importe quelle fréquence située dans la bande interdite [83].

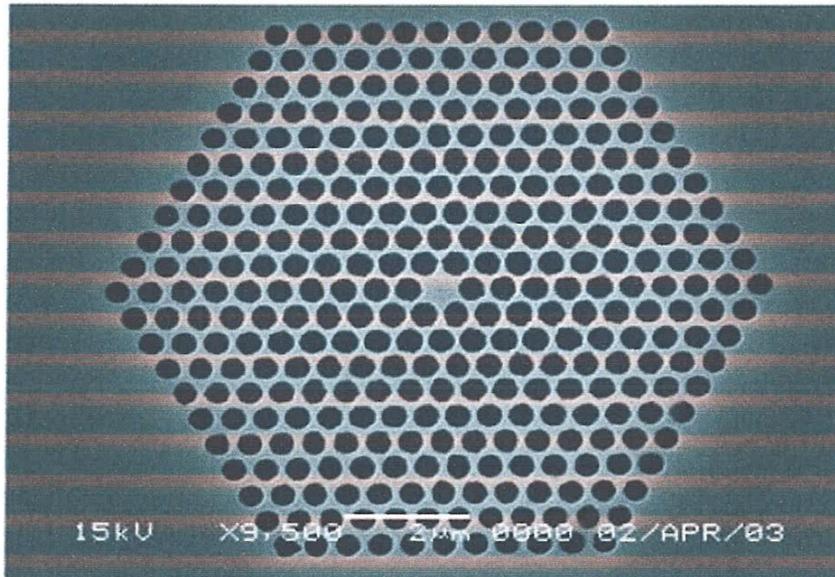


Figure IV.6. Exemple de cavité $H1$ [81].

La figure IV.7 [84] présente le spectre de transmission calculé d'un cristal 2D de symétrie hexagonale, formé de tiges diélectriques, le défaut est dû dans ce cas à une tige manquante. Si le spectre de transmission reste, pour une grande part, identique à celui du cristal sans défaut avec une bande interdite comprise entre 0.9 et $1.3\mu\text{m}$ en longueur d'onde, la présence du défaut se traduit par un pic de transmission étroit et unique à $1.1\mu\text{m}$.

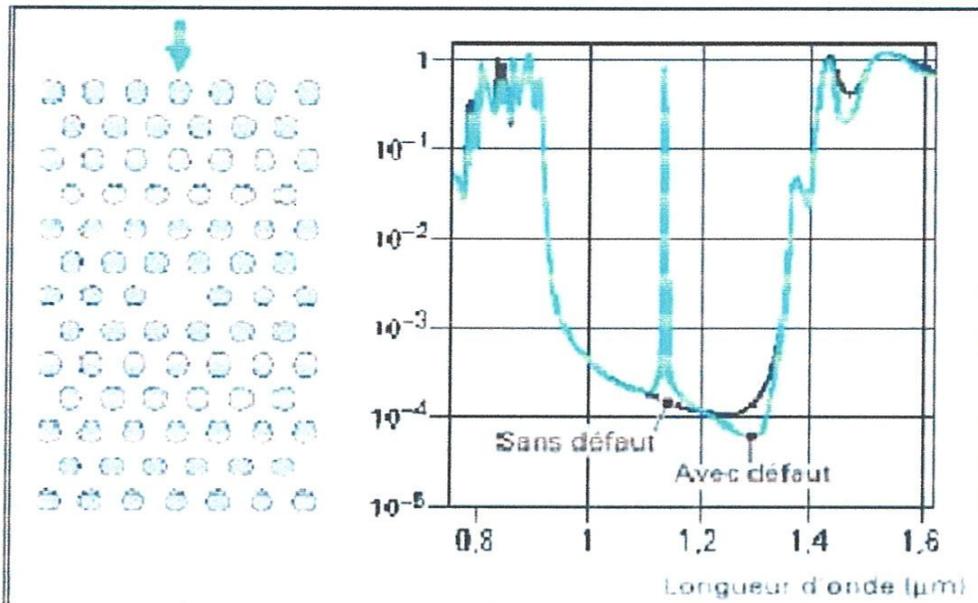


Figure IV.7. Spectres de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire.

IV.1.3. Défauts étendus et guides d'ondes

Pour obtenir des effets de couplage dans un cristal photonique, on peut rapprocher délibérément des défauts (quasi) ponctuels. Un exemple en est donné sur la figure IV.8.a, où un cristal photonique hexagonal est « creusé » d'une chaîne de cavités. Chaque cavité, elle-même hexagonale, est obtenue en retirant sept motifs groupés. Les cavités sont séparées les unes des autres par une seule rangée de motifs. On assiste, dans ces conditions, à un couplage de modes de résonance de cavités voisines. Les modes couplés se dédoublent et le dédoublement se reproduit de cavité à cavité. On finit alors par obtenir une bande de transmission (une bande permise) au lieu du pic de transmission unique observé sur la figure IV.7. La direction d'alignement des cavités fixe la direction de propagation permise pour les ondes électromagnétique. La chaîne de cavité forme donc un guide optique que l'on désigne sous l'acronyme CROW (Coupled Resonator Optical Waveguide) [84].

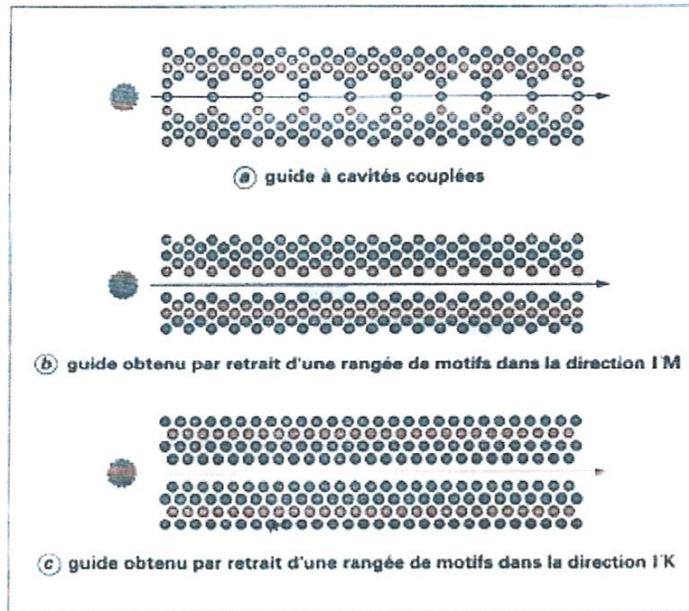


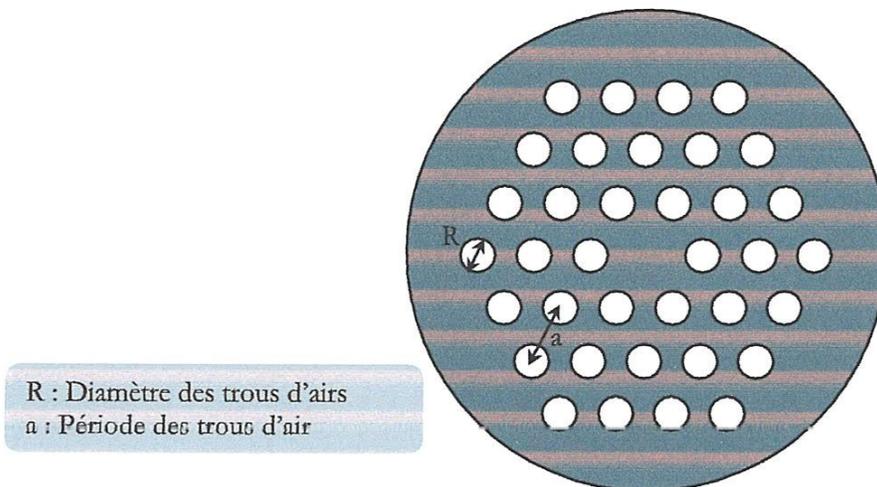
Figure IV.8. Guides d'ondes dans un cristal photonique hexagonal [84].

Même si un défaut étendu peut toujours être vu comme un ensemble de défauts ponctuels couplés, il peut sembler plus naturel de créer un tel défaut en retirant (ou modifiant) directement une ou plusieurs rangées de motifs du cristal photonique. Deux exemples sont rapportés sur la figure IV.8 dans le cas d'un cristal 2D hexagonal. Le premier exemple (Figure IV.8.b) représente un défaut obtenu en retirant une rangée de motifs dans la direction ΓM . Le deuxième exemple (Figure IV.8.c) correspond à un défaut obtenu en retirant une rangée de motifs dans la direction ΓK . On observe que les géométries des deux défauts sont très différentes. Les propriétés optiques de ces deux défauts seront, elles aussi, très différentes.

IV.2. STRUCTURE DU FMAS

Nous avons choisi une structure hexagonale pour notre simulation.

Dans notre étude, nous avons pris R rayon de trou d'air et a période du réseau ou la distance entre deux trous voisins. La fibre utilisée est de structure hexagonale, c'est-à-dire leurs trous forment ensemble une structure hexagonale dans la gaine optique, elle a un cœur plein en silice.



R : Diamètre des trous d'airs
a : Période des trous d'air

Figure IV.9. FMAS de structure hexagonal avec un cœur plein.

IV.3. RESULTATS DE SIMULATION

Dans cette partie, nous commencerons tout d'abord par l'étude de l'influence du rayon des trous d'air R puis le pas de réseau (a) sur l'indice effectif, puis nous verrons l'influence de défaut. Nous terminerons par la simulation de l'influence de l'indice de défauts sur l'indice effectif.

Afin d'analyser les effets des défauts sur les fibres FMAS, on a utilisé le logiciel commercial OptiFDTD de OptiWave qui se base sur la méthode de différence finie dans le domaine temporelle (FDTD) décrite dans le chapitre précédent (chapitre III). Ce logiciel permet de simuler la propagation du champ dans une FMAS.

On a considéré une FMAS, dont la simulation de son profil d'indice (compris entre 1 et 1.45, indices de l'air et de la silice) est représentée par la figure II.3.

Pour simuler la propagation du champ, on a choisi les pas de discrétisation spatiale suivant :

$$\Delta x = \Delta y = 0,8 \mu\text{m}.$$

IV.3.1. Influence du rayon des trous d'air R sur l'indice effectif

Dans ce cas, nous étudions l'effet du rayon R sur l'indice effectif. Les résultats obtenus sont présentés dans les Figures IV.10.a et b. Le choix de représenter les résultats sur des figures différentes est justifié par l'écart important des effets observés.

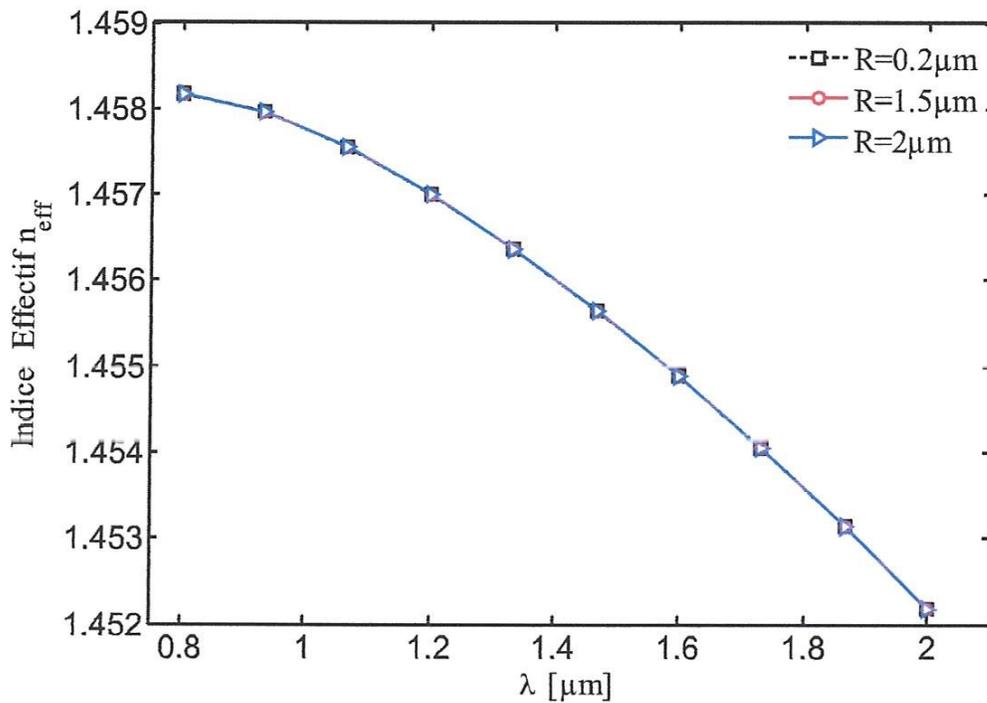


Figure IV.10.a. Évolution de L'indice effectif en fonction de longueur d'onde pour différents valeurs de rayon des trous d'air (R), $a=2.6\mu m$.

La première figure représente la variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde λ , pour trois valeurs de R (rayon des trous) $R = 0.2 \mu m$, $1.5 \mu m$ et $2 \mu m$ et le pas de réseau a été fixé à $2.6\mu m$. Nous remarquons que l'indice effectif varie en fonction de la longueur d'onde d'une manière décroissante, dans la même courbe nous pouvons noter aussi que les différentes courbes de l'indice effectif sont confondues, donc ce dernier ne dépend pas de la variation du rayon R, par conséquent, la variation du rayon du trou d'air (R) n'a aucune influence sur l'indice effectif.

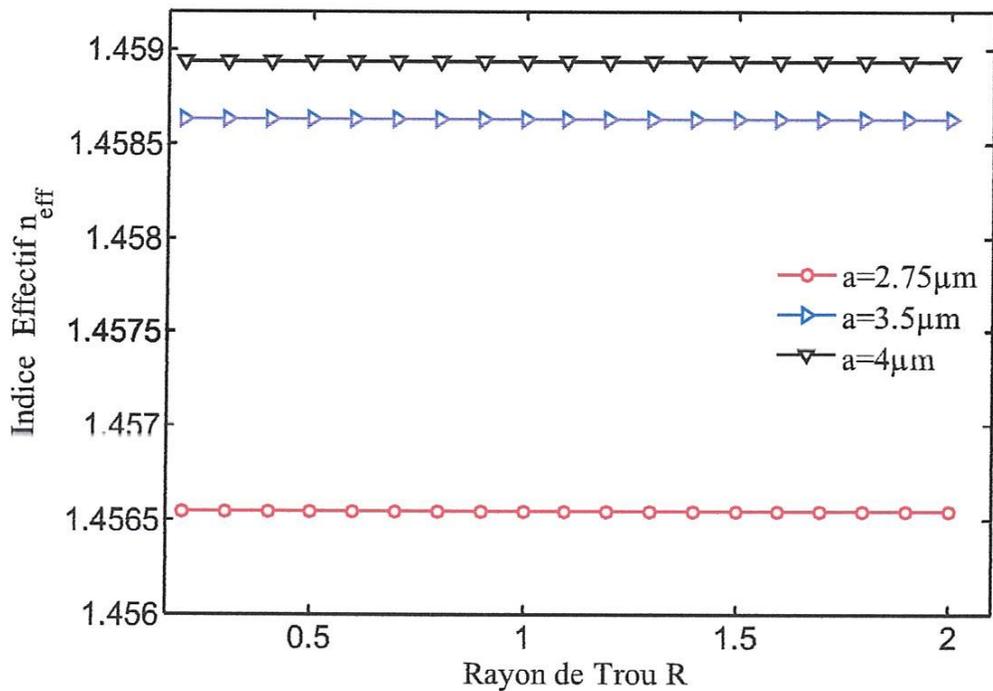


Figure IV.10.b. Évolution de L'indice effectif en fonction du rayon des trous (R) pour différentes valeurs de a, $\lambda=1.55\mu m$.

De plus pour confirmer les résultats obtenus dans la simulation précédente, nous traçons l'évolution de l'indice effectif en fonction du rayon de trou R pour trois valeurs du pas de réseau (a) et une longueur d'onde $\lambda = 1.55\mu m$ (cf. figure 10.b). Nous remarquons que l'indice effectif reste fixe quand R varie de 0.2 à $2\mu m$, ce qui confirme que le rayon de trou d'air n'a aucune influence sur l'indice effectif. Ainsi, dans la même figure, nous avons obtenu trois courbes différentes pour trois valeurs différentes du pas de réseau $a = 2.75\mu m$, $3.5\mu m$ et $4\mu m$. Nous remarquons que l'indice effectif augmente proportionnellement en fonction du pas de réseau (a), cette augmentation est assez importante entre les deux valeurs de a (2.75 et $3.5\mu m$), mais de 3.5 à $4\mu m$ l'augmentation devienne plus faible. Donc l'indice effectif varie en fonction du pas de réseau (a). Par conséquent, le pas de réseau (a) a une influence sur l'indice effectif.

IV.3.2. Influence du pas de réseau (a) sur l'indice effectif

Les Figures IV.11.a et b montrent l'évolution de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde et pas de réseaux (a) respectivement.

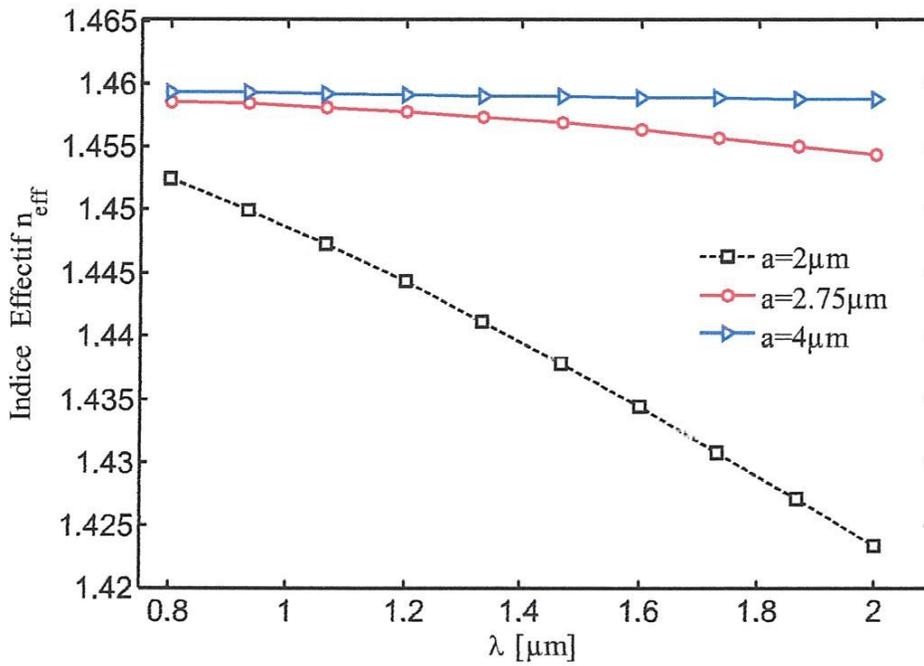


Figure IV.11.a. Évolution de l'indice effectif en fonction de longueur d'onde pour différents valeur de pas de réseau (a), R=0.6μm.

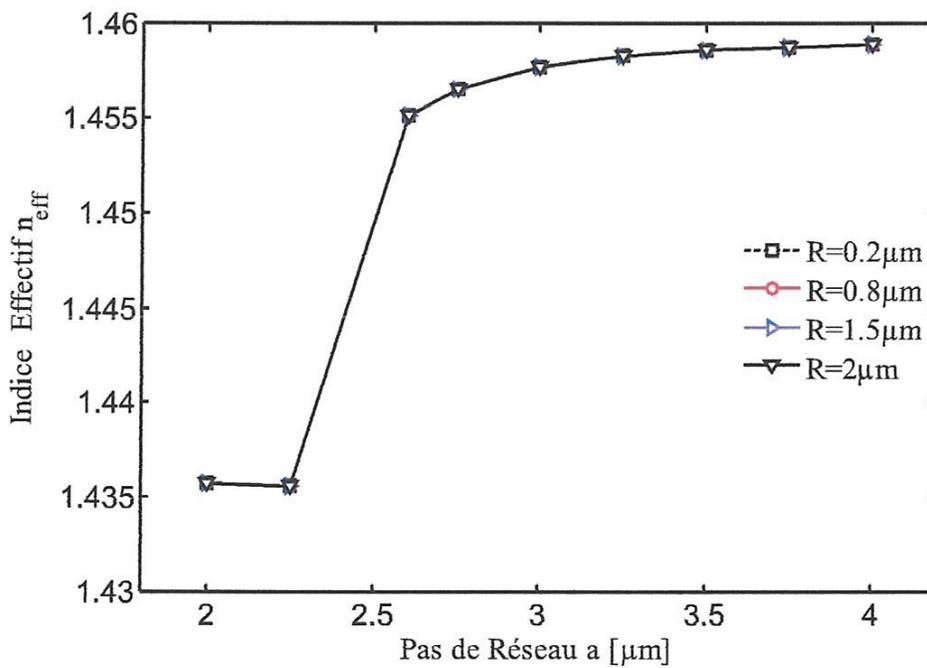


Figure IV.11.b. Évolution de l'indice effectif en fonction de pas de réseau (a) pour différents valeur de rayon du trous (R) et λ =1.55μm.

D'après les courbes du figure IV.10.a, nous remarquons que quand le pas de réseau augmente, l'indice effectif augmente ce qui confirme que le pas de réseaux influe sur l'indice effectif.

Dans le but de valider notre résultats de simulation dans lequel nous avons pu observer que le pas de réseaux influe sur l'indice effectif, nous considérons l'évolution de l'indice effectif en fonction de pas de réseaux pour différents valeur de rayon de trous R (0.2, 0.8, 1.5 et $2 \mu m$) et $\lambda = 1.55 \mu m$ (cf-figure IV.10.b), de cette figure nous constatons que le rayon R n'a aucune influence sur l'indice effectif (4 courbes confondues). D'après la même figure, nous constatons aussi que la variation du pas de réseau (a) influe sur l'indice effectif tel que :

- De $a=2$ à $2.28 \mu m$ nous remarquons que l'indice effectif est quasiment constant.
- De $a=2.28$ à $2.6 \mu m$ l'évolution de l'indice effectif est une droite croissante.
- De 2.6 à $4 \mu m$ l'indice effectif varie linéairement en fonction du pas de réseau (a).

Donc, nous concluons que le pas de réseau (a) d'une fibre FMAS a une influence sur l'indice effectif, tel que l'augmentation du pas de réseau produise une augmentation au niveau de l'indice effectif (influence proportionnelle).

IV.3.3. L'influence des défauts sur l'indice effectif

Nous étudions dans ce paragraphe l'influence des défauts sur l'indice effectif pour une longueur d'onde de $1.55 \mu m$ (Télécoms optiques). La figure IV.12, représente l'évolution de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour différents nombre de défaut, pour $R=0.6 \mu m$ et $a= 2.6 \mu m$.

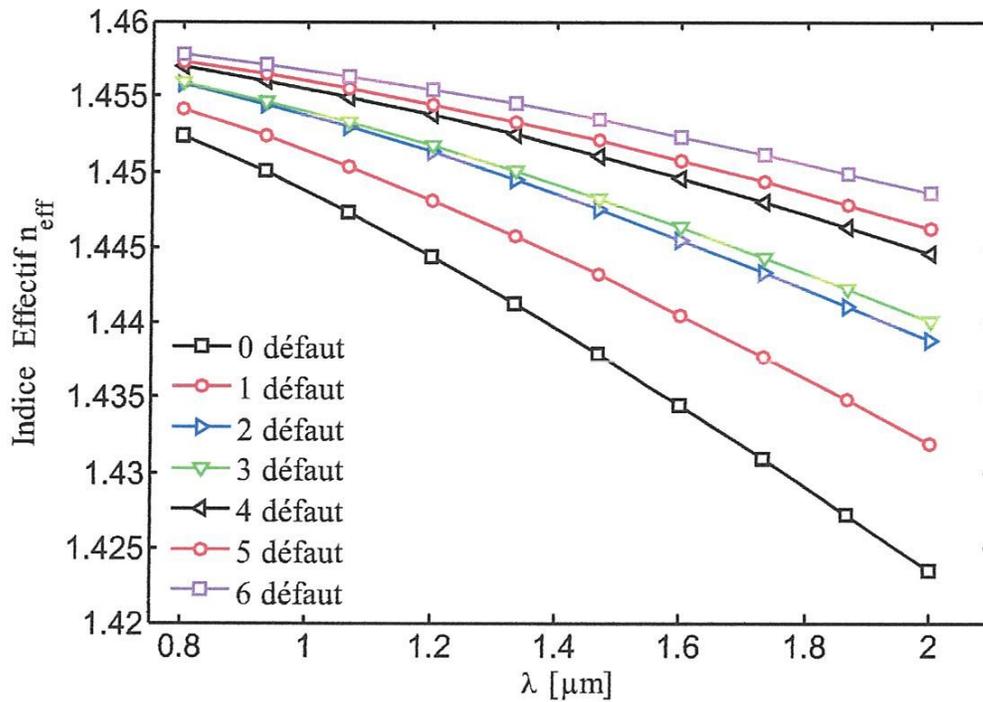


Figure IV.12. Évolution de l'indice effectif en fonction de longueur d'onde pour différents valeurs de défauts pour $R=0.6 \mu\text{m}$ et $a= 2.6 \mu\text{m}$.

Dans cette figure nous constatons que plus le nombre de défauts augmente plus l'indice effectif augmente.

Pour une longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, nous remarquons que si le nombre de défauts augmente l'indice effectif augmente aussi. Nous concluons que : l'augmentation du nombre des défauts dans une FMAS (pour une télécoms optiques) produit une augmentation au niveau de l'indice effectif.

IV.3.4. L'influence de l'indice de réfraction d'un seul défaut sur l'indice effectif

Dans ce paragraphe nous étudions l'effet de l'indice de réfraction de défaut sur l'indice effectif en tenant en compte une seule défaut, la Figure IV.13, représente l'évolution de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de l'indice de réfraction de défaut, $R=0.6 \mu\text{m}$ et $a=2.6 \mu\text{m}$.

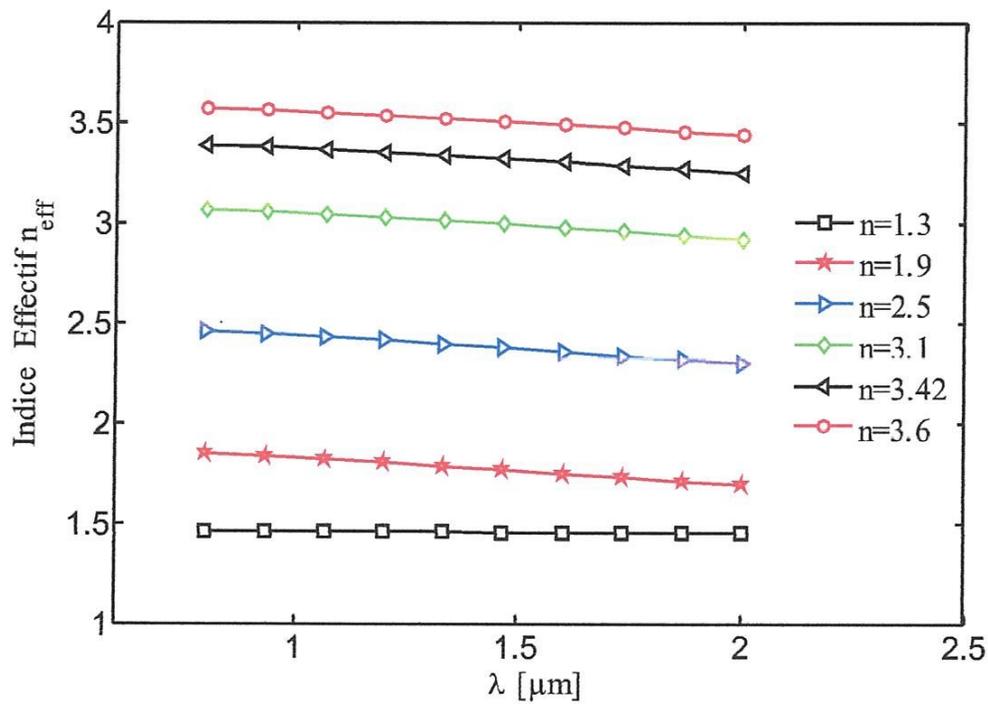


Figure. IV.13. Evolution de l'indice effectif en fonction de longueur d'onde pour différents valeurs de l'indice de réfraction de défaut, $R=0.6\mu\text{m}$ et $a=2.6\mu\text{m}$.

Cette figure montre que quand l'indice de réfraction de défaut n augmente l'indice effectif augmente aussi. Nous concluons que : L'indice effectif varie en fonction de l'indice de réfraction de défaut d'une manière proportionnelle.

IV.3.5. Influence de l'indice de réfraction de plusieurs défauts sur l'indice effectif

Afin d'étudier l'influence de l'indice de réfraction de plusieurs défauts, nous considérons l'évolution de l'indice effectif en fonction de l'indice de réfraction des défauts. Les Figures IV.14.a et IV.14.b, représentent l'évolution de l'indice effectif en fonction de n en présence d'un et deux défauts respectivement et pour R à $0.6\mu\text{m}$ et $a=2.6\mu\text{m}$, et λ à $1.55\mu\text{m}$.

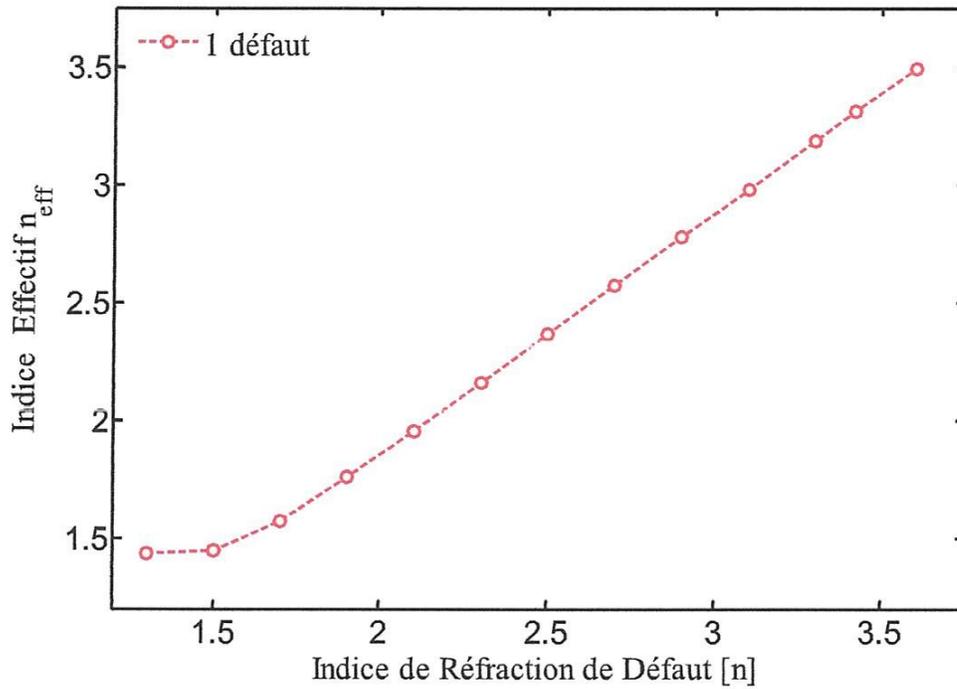


Figure.IV.14.a. Influence de l'indice de réfraction de défauts sur l'indice effectif

Cette figure confirme notre conclusion qui dit que l'indice effectif varie en fonction de l'indice de réfraction de défaut d'une manière proportionnelle, d'où de $n = 1.3$ à 1.5 l'indice effectif est quasiment constant, mais à partir de là la variation de l'indice effectif en fonction de l'indice de réfraction de défaut est une droite ce qui confirme forcément la troisième conclusion.

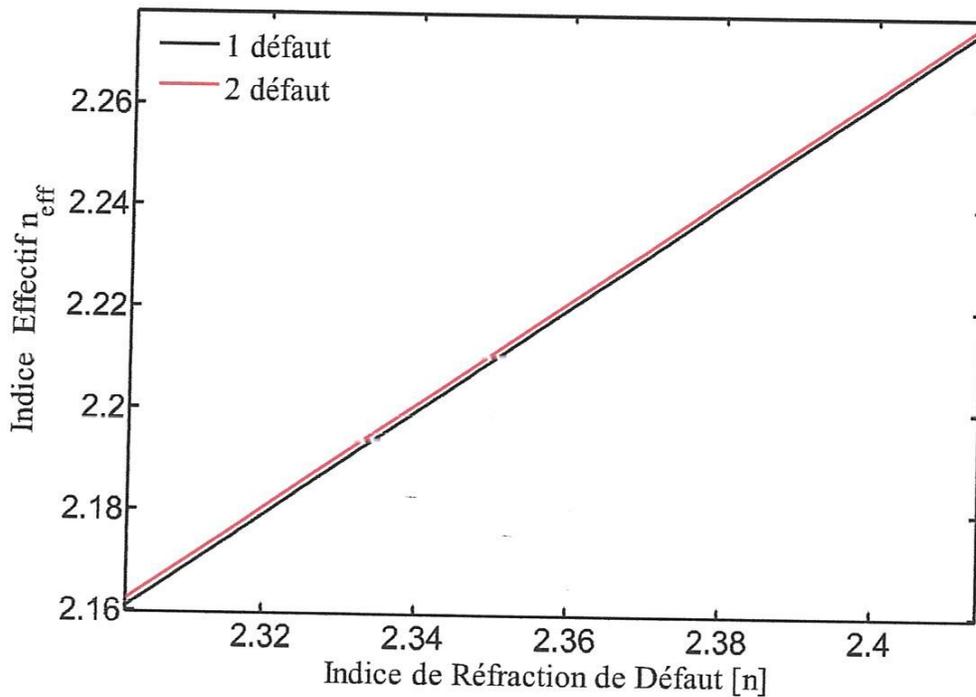


Figure. IV.14.b. Influence de l'indice de réfraction de défauts sur l'indice effectif

Cette figure représente la variation de l'indice effectif en fonction l'indice de réfraction de défaut, en présence d'un seul défaut et deux défauts, pour $R = 0.6 \mu\text{m}$ et $a = 2.6 \mu\text{m}$, et $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

L'analyse de cette figure confirme deux chose : l'augmentation de l'indice de réfraction de défaut produise une augmentation au niveau de l'indice effectif et l'augmentation du nombre de défaut produise aussi une augmentation au niveau de l'indice effectif.

IV.4. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons vu la notion des défauts dans les cristaux photoniques, nous avons la définir comme étant toutes déviations par rapport à une structure idéalisée. Pour les simulations nous avons choisi une structure hexagonale, nous avons appliqué sur cette structure certaine études, et nous avons conclus que le rayon de trou d'air R n'a aucune influence sur l'indice effectif, par contre les pas de réseau à une influence proportionnelle sur l'indice effectif.

Nous avons constaté aussi que la présence des défauts dans la structure engendre une variation au niveau de l'indice effectif, tel que l'augmentation de ces défauts produise une augmentation au niveau de l'indice effectif. L'indice effectif varie proportionnellement en fonction de l'indice de réfraction de défaut.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

L'étude présentée dans ce projet a pour objectif d'analyser les défauts dans les fibres microstructurées air/silice FMAS, pour une application dans les systèmes de télécommunication optique.

Tout d'abord, nous avons présenté, en se basant sur une étude bibliographique, les concepts de base liés aux cristaux photoniques, qui sont défini comme étant des matériaux dont l'indice de réfraction est modulé selon une, deux ou trois dimensions, les propriétés physiques de ces matériaux et leurs techniques de fabrication sont également présentés, puis nous avons présenté des matériaux basés sur les cristaux photoniques tel que semi-conducteurs, les polymères, les matériaux diélectriques.

Ensuite, nous avons vu les propriétés de propagation dans les fibres microstructurées air/silice FMAS qui sont divisées en deux catégories, la première catégorie utilise le même principe de guidage que les fibres classique (la réflexion totale), dans ce cas la fibre utilisé à un cœur plein en silice. La deuxième catégorie utilise un nouveau principe de guidage basé sur les bandes interdites photoniques qui sont des zones dans la fibre où l'onde électromagnétique ne peut pas se propager, en général c'est le cas d'une fibre à cœur creux. Ensuite nous avons présenté les techniques de fabrication de ces fibres, ainsi les méthodes de modélisations pour simuler le champ dans les FMAS.

Pour nous pouvons simuler le comportement de l'onde électromagnétique, nous avons choisi la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD, cette dernière consiste à effectuer une discrétisation spatiale et temporelle pour la résolution des équations de Maxwell.

Pour terminer nous avons effectué une étude pratique pour atteindre notre objectif concernant l'analyser des défauts dans les FMAS, nous avons commencé par la définition d'un défaut, puis nous avons choisi une structure hexagonale avec un cœur plein pour la fibre à étudier, nous avons terminé par une simulation sur cette fibre, après cette simulation nous avons eu des résultats pour notre problématique (objectif).

Concernant les résultats de simulation, nous avons conclure que les défauts ont une grande influence sur les FMAS, de sorte que l'augmentation des défauts dans les FMAS produise une augmentation au niveau de l'indice effectif de ces fibres. Nous avons conclure aussi que l'indice de réfraction dans les défauts est un facteur de variance pour les FMAS, ainsi le pas de réseau (a) et contrairement au rayon de trou d'air (R) qui n'a aucune influence sur l'indice effectif, et que ce dernier varie linéairement en fonction de la longueur d'onde d'une manière décroissante.

Annexe

Annexe

Procédure de Simulation

Cette annexe est consacrée à la procédure de simulation par le logiciel commercial Opti-FDTD de l'Opti-wave. Dans la première partie, nous présentons le processus de simulation. Pendant la présentation de cette processus de simulation, nous nous référons à la procédure de simulation utilise dans le chapitre IV. Dans la troisième partie, nous présentons la méthode de création des défauts dans la fibre simulée.

A.1. PROCESSUS DE SIMULATION

L'Organigramme ci-dessous explique le procédé de simulation.

A.2. PROCEDURE DE SIMULATION

Étapes pour l'utilisation du logiciel commercial Opti-FDTD de l'Optiwave :

1. Ouvrir le Designer d'Opti-FDTD. Cliquer **New** pour désigner la structure.
2. Une boîte à outils de propriétés initiale s'ouvre suivant les indications de la figure A.2.
3. Mettre le profil de canal, et la largeur. Mettre les dimensions de wafer. Puisque la structure que nous voulons concevoir a des trous d'air dans une guide diélectrique. Le profil de canal pour le silicium ou le GaN est choisi.
4. Pour exécuter la simulation à 2D placé les propriétés de wafer 2D, et pour des simulations à trois dimensions placer les propriétés à trois dimensions de wafer. Les matières à employer ont spécifiées ici.
5. Les propriétés matérielles comme les valeurs de l'indice de réfraction sont données en utilisant la boîte à outils de designer de profil (profile designer toolbox).

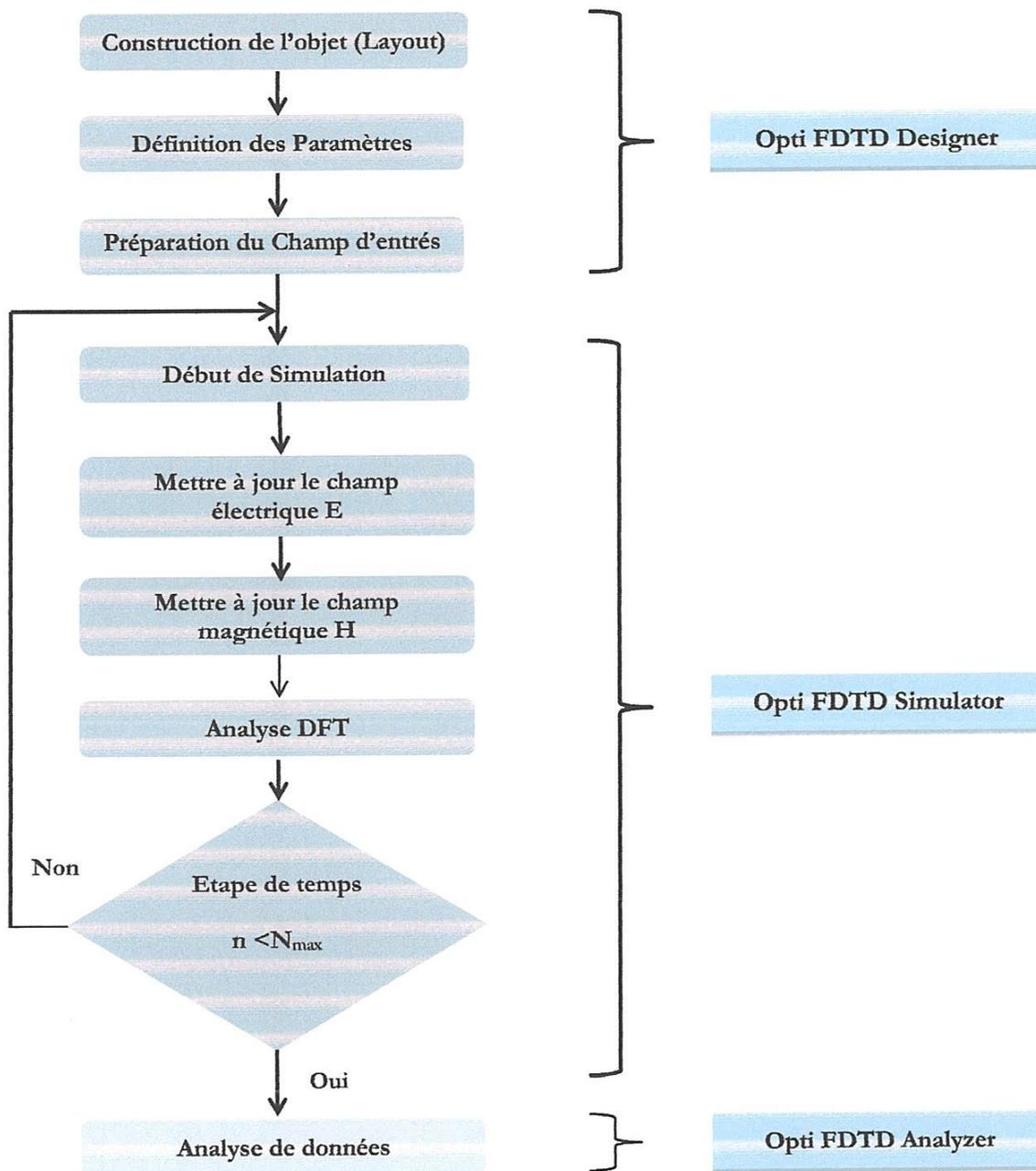


Figure A.1. Organigramme pour le procédé de simulation.

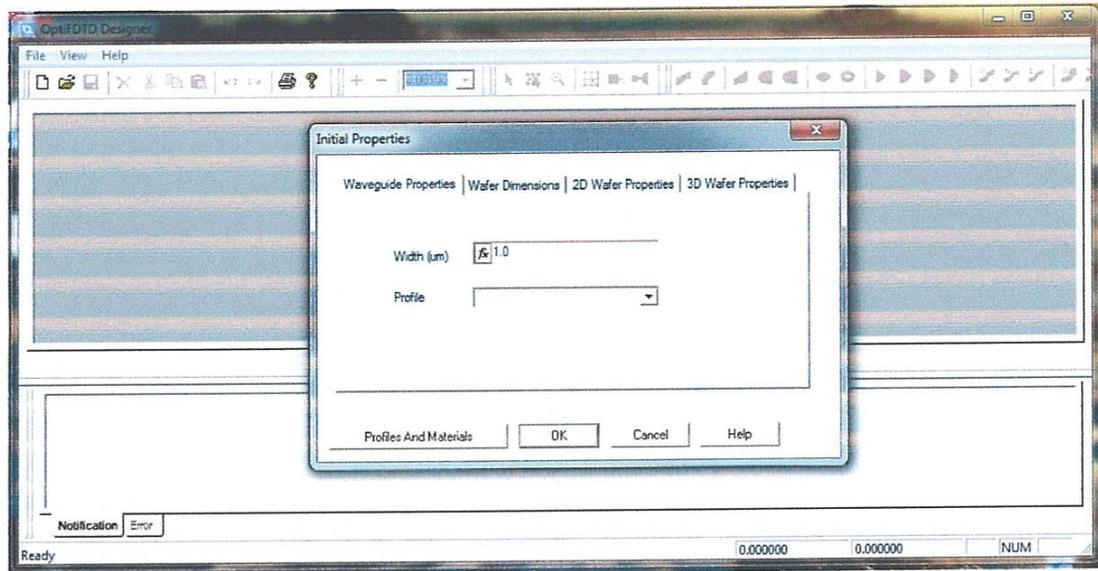


Figure A.2. Boite de dialogue des propriétés initiales

La boîte à outils de designer de profil est utilisée pour placer l'indice de réfraction des matériaux que nous voulons employer pour désigner le réseau du cristal photonique et les défauts que nous voulons placer dans le réseau. La barre d'outils de designer du profile (Profile designer tool bar) est montres dans la figure A.3.

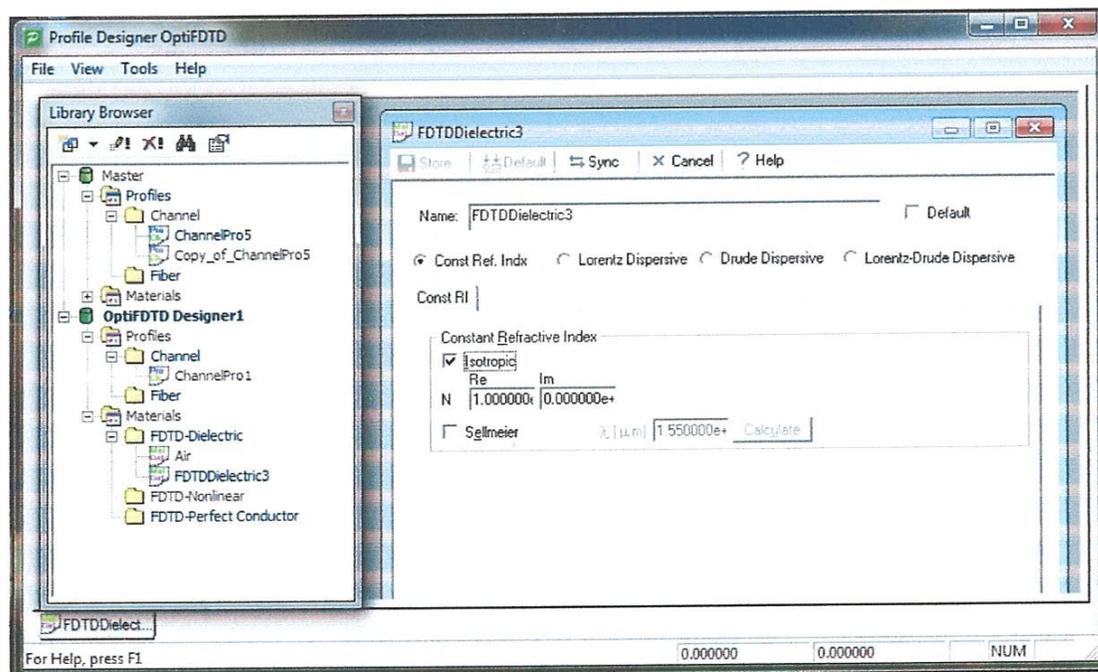


Figure A.3. Profile designer toolbox

- Des propriétés matérielles sont placées en utilisant cette barre d'outils. La valeur d'indice de réfraction est indiquée et le type matériel est choisi (isotrope dans notre cas)
- Les propriétés de différents matériaux pour le réseau et les défauts devraient être spécifiées ici (Figure A.3).

Après la spécification des matériaux, les propriétés de canal doivent être placées. Les propriétés de profil de canal sont spécifiées en utilisant le *channel drop menu*.

- Les propriétés de profil de channel sont placées en choisissant : *profile-> new*. Les 2-D ou 3D propriétés du channel sont placées ici. Les propriétés de channel comme la largeur, épaisseur (pour 3D), et la matière à employer (indice de réfraction) sont spécifiées ici. Figure A.4 montre *snapshot de channel profile designer*.

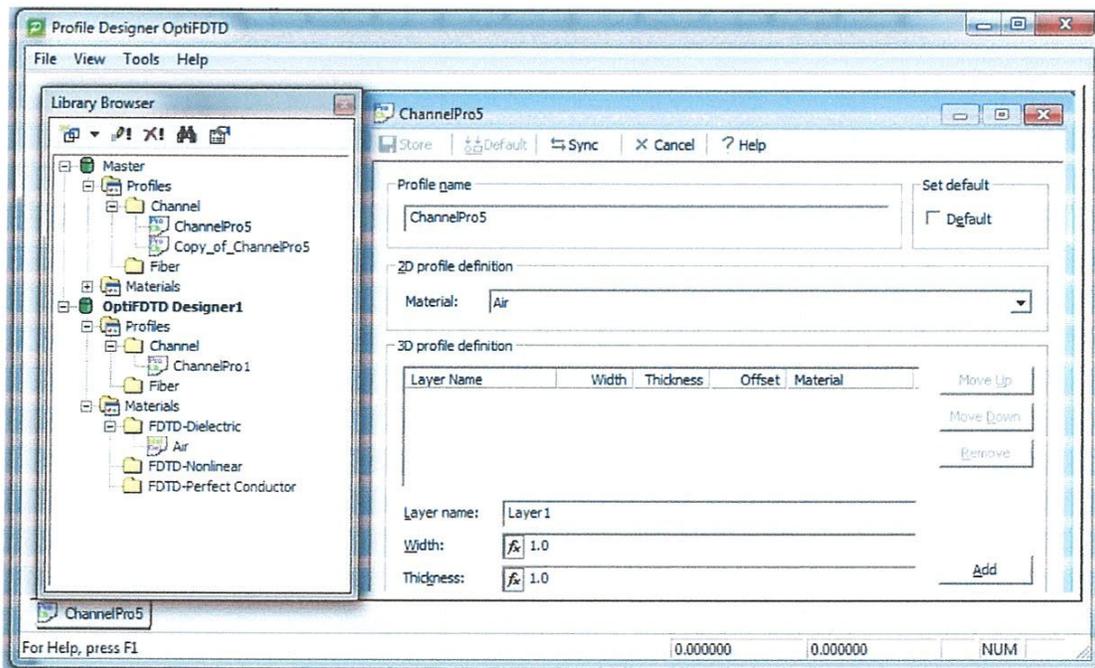


Figure A.4. Profile designer toolbox avec une fenêtre de propriétés de canal

Les propriétés de tous les matériaux ont été spécifiées. La structure réelle (cristal photonique) avec tous les paramètres de réseau, et le rayon de chaque trou sont spécifiés en utilisant la boîte de dialogue de propriétés de réseaux cristallin. La figure A.5 montre le *snapshot* de la boîte de dialogue de propriétés de réseau cristallin.

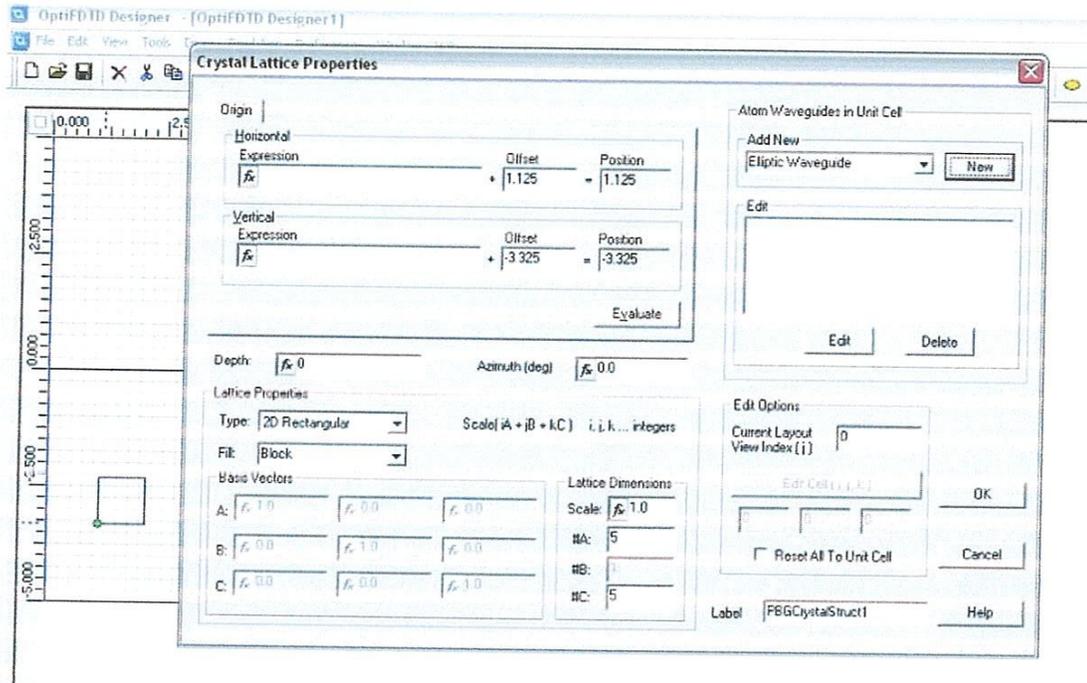


Figure A.5. boîte de dialogue de propriétés de réseau cristallin.

- À partir du menu **draw** choisir la structure cristalline PBG. Une boîte de dialogue des propriétés cristal s'ouvre.
- Les propriétés de réseau sont spécifiées ici. La structure de réseau que nous voulons designer est une structure triangulaire de trous d'air. La 2-D structure hexagonale est choisie.
- Les dimensions de réseau et la taille de la structure seront spécifiées ici. Les dimensions de réseau dans A (axe des abscisses), B (axe des ordonnées), et C (z-axis) devraient être donnés ici.
- Pour une simulation en 2-D le long d'A et de C sont seulement spécifiées, puisque la structure est étendue dans le plan X-Z. Pour une simulation à trois dimensions, le long de la direction de C devraient également être spécifiées.

Après la spécification des propriétés de réseaux, les propriétés de chaque atome doivent être placées. Choisir nouveau à partir du guide d'ondes d'atome (*atom wave-guide*) dans l'unité de chaque cellule puis placer les propriétés des différents atomes.

Puisque l'unité de cellule est un trou circulaire le rayon major et le rayon mineur sont égaux. Le matériel pour chaque atome est également choisi ici. Le matériel choisi ici est DI water, d'où l'indice de réfraction doit être spécifié dans la boîte à outils de designer de profil (*profile designer toolbox*).

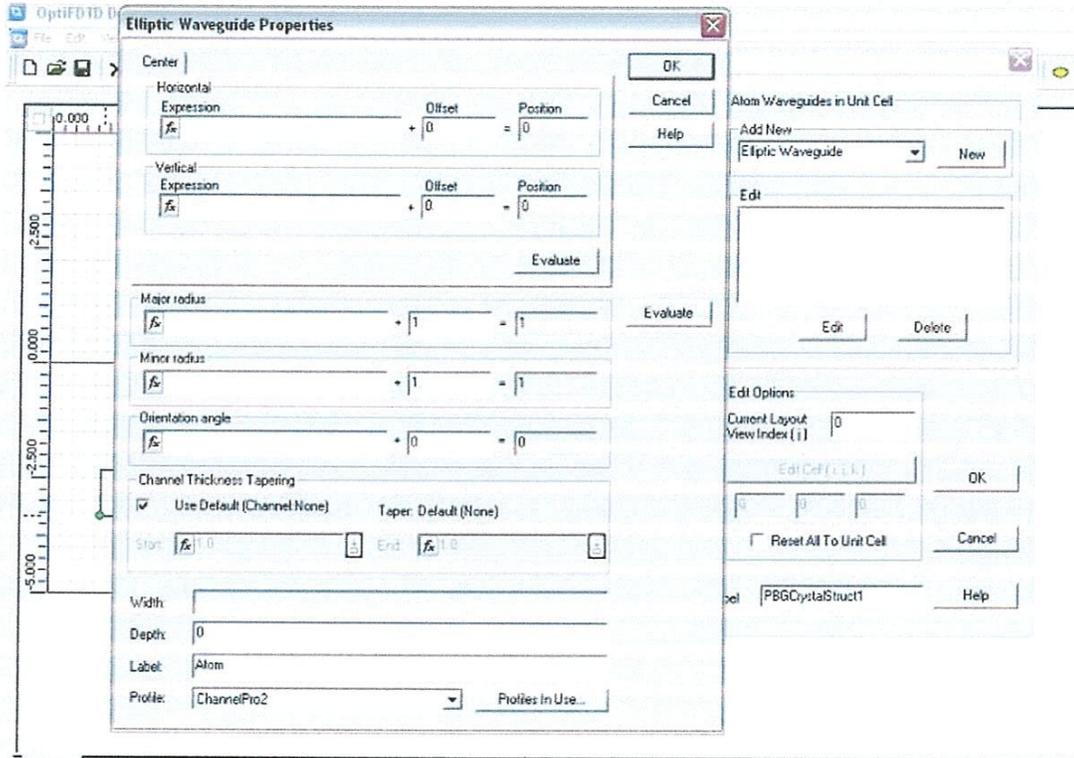


Figure A.6. Guides d'onde d'atome dans la zone de dialogue d'unité de cellule.

La figure A.6 montre que la guide d'onde d'atome dans la boîte de dialogue d'unité de cellule, d'où les propriétés pour différents atomes sont spécifiées.

Après toutes les propriétés pour des matériaux dans le cristal, les dimensions de réseau sont spécifiées la structure apparaît suivant les indications du figure A.7.

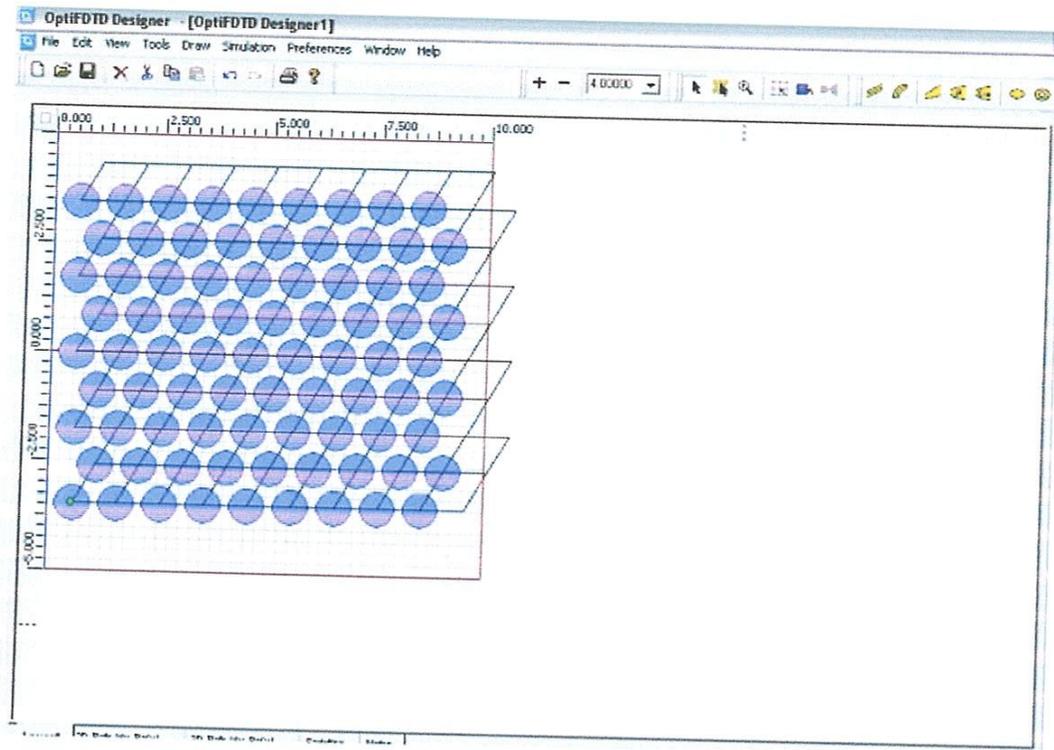


Figure A.7. Structure cristalline pour les paramètres conçus.

Les propriétés du champ d'entrée sont spécifiées en utilisant la boîte de dialogue de champ d'entrée. Il y a différents types d'entrée et différentes sources. Type d'onde continue, onde continue modulée Gaussien. La longueur d'onde et l'amplitude du champ d'entrée sont spécifiées ici. Une source ponctuelle peut également être donnée comme entrée. La figure A.8, montre la boîte de dialogue de propriétés de champ d'entrée. La simulation est exécutée en utilisant les paramètres de simulation 2D.

La figure A.9 montre la boîte de dialogue de paramètres de simulation, tels que la polarisation, le maillage spatiale et temporelle (Δx , Δy et Δt).

A.3. CREATION DES DEFAUTS

L'édition de chaque cellule peut créer des défauts. Cliquer sur *PBG crystal cell-editing tool* change les propriétés de chaque atome. Puis en clique droite sur la structure dans l'unité de cellule, là où le défaut doit être introduit. Cliquer sur les propriétés de cellule et éditer les propriétés de cette unité de cellule. L'indice de réfraction, la forme, et la taille de cette unité de cellule peuvent être changés ici.

Pour créer un guide d'onde de défaut, une ligne des cellules doit être modifiée. Le figure A.10 montre *PBG crystal structure cell editing tool*.

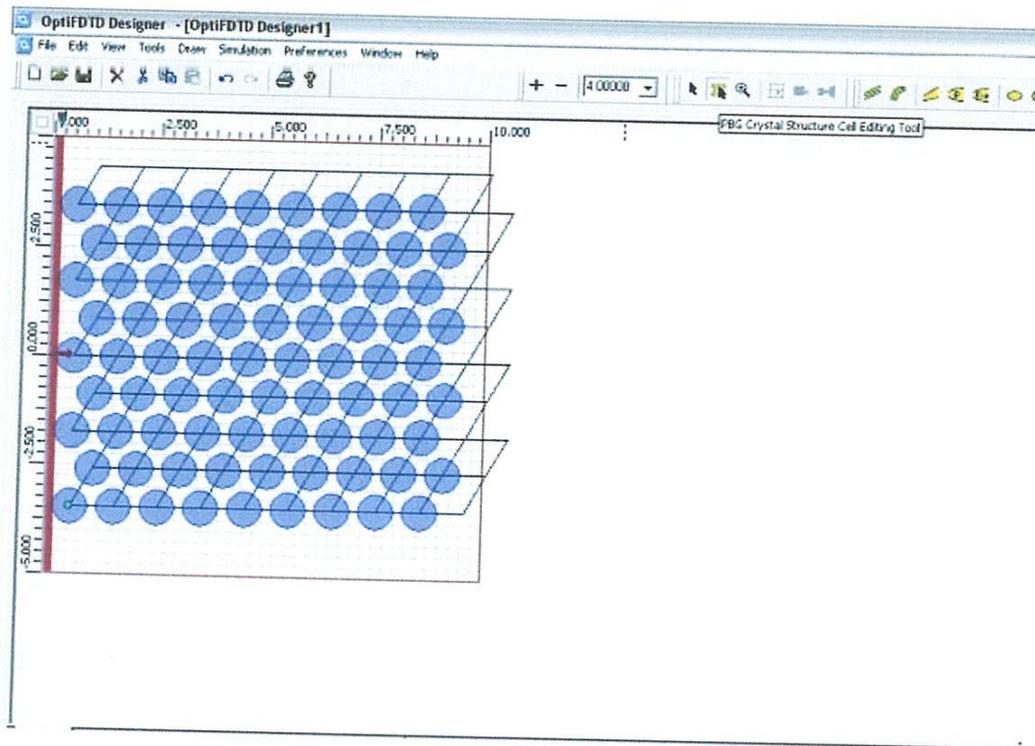


Figure A.10.PBG Crystal cell editing tool

La procédure d'exécution pour la simulation est le même que celui indiquer ci-dessus. Après que la simulation soit exécutée un fichier d'analyseur est créé. Le fichier d'analyseur donne des informations sur les propriétés de champ, les propriétés optiques du cristal, et l'évolution du champ électrique et magnétique dans un point ou volume spécifié.

Bibliographie

- [1]. Yablonovitch, E. "Photonic band-gap crystals". *Journal of Physics: Condensed Matter*, 1993. 5(16): p. 2443-2460.
- [2]. Joannopoulos, J.D., R.D. Meade, and J.N. Winn, "Photonic Crystals: Modeling the Flow of Light". 1995, Princeton University Press, Princeton, NJ.
- [3]. Zengerle, R., "Light Propagation in Singly and Doubly Periodic Planar Waveguides". *Journal of Modern Optics*, 1987.34(12): p. 1589-1617.
- [4]. Yablonovitch, E., "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics". *Physical Review Letters*, 1987.58(20): p. 2059-2062.
- [5]. John, S., "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices". *Physical Review Letters*, 1987. 58(23): p. 2486-2489.
- [6]. Vukusic, P. and J.R. Sambles, "Photonic structures in biology". *Nature*, 2003. 424(6950): p. 852-855.
- [7]. Zi, J., et al., "Coloration strategies in peacock feathers". *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2003.100(22): p. 12576-12578.
- [8] Sandrine MASSY, « Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur LiNbO₃ », Thèse de doctorat N° 4, Université de Limoges, 2004.
- [9] K.M. HO, CHAN C.T., and C.M. SOUKOULIS. "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures," *Physical Review Letters* 65(25), 3152 (1990).
- [10] Benoît LOMBARDET, « Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrée », Thèse de doctorat n°3254, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne (2005).
- [11] Michael SARRAZIN, « Etude de propriétés optiques liées à la transmission de cristaux photoniques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 903, Université de Franche-comté, 24 avril 2002.
- [12] Davy GERARD, « Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nano structurés : cristaux photoniques et tamis à photons », Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 09 juillet 2004.
- [13] K.Busch, "Photonic band structure theory: assessment and perspectives", *C.R.Physique* 3, p.53-66, (2002).
- [14] Notomi, M., "Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap". *Physical Review B*, 2000.62(16): p. 10696.
- [15] Lombardet, B., et al., "Fourier analysis of Bloch wave propagation in photonic crystals". *J. Opt. Soc. Am. B*, 2005. 22(6): p. 1179-1190.
- [16] Prather, D.W., et al., "Self-collimation in photonic crystal structures: a new paradigm for applications and device development". *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2007(9): p. 2635.
- [17] Kosaka, H., et al., "Self-collimating phenomena in photonic crystals". *Applied Physics Letters*, 1999.74(9): p. 1212-1214.
- [18] Wu, L., et al., "Square lattice photonic-crystal collimator". *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, 2003.1(1): p. 31-36.
- [19] Witzens, J., M. Loncar, and A. Scherer, "Self-collimation in planar photonic crystals". *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 2002.8(6): p. 1246-1257.

- [20] Smith, D.R. and N. Kroll, "Negative Refractive Index in Left-Handed Materials". Physical Review Letters, 2000.85(14): p. 2933.
- [21] Pendry, J.B., "Negative Refraction Makes a Perfect Lens". Physical Review Letters, 2000.85(18): p. 3966.
- [22] Zhang, H., et al., "Layered superlensing in two-dimensional photonic crystals". Opt. Express, 2006. 14(23): p. 11178-11183.
- [23] Zengerle, R. and P. Hoang, "Wide-angle beam refocusing using negative refraction in non-uniform photonic crystal waveguides". Opt. Express, 2005. 13(15): p. 5719-5730.
- [24] Ozbay, E., et al., "Negative refraction, subwavelength focusing and beam formation by photonic crystals". Journal of Physics D: Applied Physics, 2007. 40(9): p. 2652-2658.
- [25] Zengerle, R., "Light Propagation in Singly and Doubly Periodic Planar Waveguides". Journal of Modern Optics, 1987.34(12): p. 1589-1617.
- [26] Matsumoto, T., K.-S. Eom, and T. Baba, "Focusing of light by negative refraction in a photonic crystal slab superlens on silicon-on-insulator substrate". Opt. Lett., 2006. 31(18): p. 2786-2788.
- [27] Cubukcu, E., et al., "Subwavelength Resolution in a Two-Dimensional Photonic-Crystal-Based Superlens". Physical Review Letters, 2003.91(20): p. 207401.
- [28] Kosaka, H., et al., "Superprism phenomena in photonic crystals: toward microscale lightwave circuits". Lightwave Technology, Journal of, 1999. 17(11): p. 2032-2038.
- [29] Prasad, T., V. Colvin, and D. Mittleman, "Superprism phenomenon in three-dimensional macroporous polymer photonic crystals". Physical Review B, 2003.67(16): p. 165103.
- [30] Luo, C., M. Soljai, and J.D. Joannopoulos, "Superprism effect based on phase velocities". Opt. Lett., 2004. 29(7): p. 745-747.
- [31] M.Zelmann « *Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, filtrage, l'émission et l'extraction de lumière* », thèse de doctorat, université Joseph Fourier de Grenoble, (2003).
- [32] Y. Desiers, "Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons" thèse de doctorat de l'université de Lyon, (2001).
- [33] U.Grüning, V. Lehman, and C.M.Engelhardt, "Two dimensional infrared photonic band gap on porous", Applied physics letters, vol 66, n° 24, p 3254-3256, (1995).
- [34] P.Ferrand, « *Structures guidantes à bandes interdite photonique à base de silicium nanoporeux* », thèse de doctorat, université Joseph Fourier Grenoble, (2001).
- [35] M.Nakao, S.Oku, H.Tanaka, Y.Shibata, A.Yokoo, T.Tamamura and H.Suda, "Fabrication of GaAs hole array as a 2D-photonic crystal and their application to photonic bandgap waveguide", Optical and Quantum Electronics 34, p.183-193, (2002).
- [36] B.Wild "Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et leur accordabilité" thèse doctorat, école polytechnique fédérale de Lausanne, (2006).
- [37] B. Lombardet, "Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée", thèse doctorat ès sciences, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, (2005).
- [38] U.Huebner, R. Boucher, W. Morgenroth, M. Schmidt, M. Eich, "Fabrication of photonic crystal structures in polymer waveguide material", Microelectronic Engineering, 83, p.1138-1141, (2006).
- [39] J.Teyssier, "Réalisation de guides d'ondes pour l'optique non-linéaire. Développement de nanocomposites inorganiques", thèse de doctorat, UFR Ecole Supérieure d'Ingénieurs d'Annecy, (2004).
- [40] F.Raineri, "Optique non linéaire dans les cristaux photoniques en semiconducteur III-V", thèse doctorat, université Paris XI Orsay, (2004).

- [41] U. Huebner, R. Boucher, W. Morgenroth, J. Kunert, H. Roth, H.-G. Meyer, T. Glaser, and S. Schroeter, "Fabrication of photonic crystals in tantalum pentoxide films", *Microelectronic Engineering* 78–79, p. 422–428, (2005)
- [42] R. Boucher, U. Hübner, W. Morgenroth, H. Roth, H. -G. Meyer, M. Schmidt, and M. Eich, "Etching of sub-micron high aspect ratio holes in oxides and polymers?", *Microelectronic Engineering* 73–74 p. 330–335, (2004).
- [43] Thèse de doctorat présentée pour obtenir le grade de docteur en sciences de l'université PARIS-SUD XI, ORSAY PAR DAMIEN BERNIER. Sujet : « Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde ».
- [44] G. Floquet, « Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques. », dans *Annales Scientifique de l'École Normale Supérieure.*, vol. 12, 1883, p. 47-88
- [45] T. A. Birks, D. M. Atkin, G. Wylangowski et P. St. J. Russell, "2D photonic band gap structures in fibre form", *Photonic band gap materials*, Kluwer Academic Publishers (1996).
- [46] T. A. Birks, P. J. Roberts, P. St. J. Russell, D. M. Atkin et T. J. Shepherd, "Full 2D photonic bandgaps in silica/air structures", *Electron. Lett.*, 31, n° 22, pp. 1941–1943 (1995).
- [47] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell et D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", *Opt. Lett.*, 21, n° 19, pp. 1547–1549 (1996).
- [48] J. C. Knight, T. A. Birks et P. St. J. Russell, "Properties of photonic crystal fiber and the effective index model", *J. Opt. Soc. Am. A*, 15, n° 3, pp. 748–752 (1998).
- [49] YABLONOVITCH E. "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics". *Physical Review Letters*, 1987, vol. 58, n° 20, pp. 2059-2062.
- [50] YABLONOVITCH E., GMITTER T. J., MEADE R. D., BROMMER K. D., RAPPE A. M., JOANNOPOULOS J. D. "Photonic band gap structures: the face-centered cubic case employing non spherical atoms". *Physical Review Letters*, 1991, vol. 67, n° 24, pp. 3380-3383.
- [51] BIRKS T. A., ROBERTS P. J., RUSSELL P. St. J., ATKIN D. M. and SHEPHERD T. J. "Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures". *Electronics Letters*, 1995, vol. 31, n° 22, pp. 1941-1943.
- [52] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J. and ATKIN D. M. "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding". *Optics Letters*, 1996, vol. 21, n° 19, pp. 1547-1549.
- [53] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J. and ATKIN D. M. "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata". *Optics Letters*, 1997, vol. 22, n° 7, pp. 484-485.
- [54] YEH (P.), YARIV (A.) et MAROM (E.). "Theory of Bragg Fiber". *J. of Optical Society of America*, vol 68, n° 9, p. 1196-1201, 1978.
- [55] BIRKS T. A., KNIGHT J. C. and RUSSELL P. St. J. Endlessly "single-mode photonic crystal fiber". *Optics Letters*, 1997, vol. 22, n° 13, pp. 961-963.
- [56] BRECHET F., MARCOU J., PAGNOUX D., and ROY P. "Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method". *Optical Fiber Technology*, 2000, vol. 6, n° 2, pp. 181-191.
- [57] LECOY P. « Télécommunications optiques ». Hermès, Paris, 1992.
- [58] BROENG J., MOGILEVSTEV D., BARKOU S. E. and BJARKLEV A. "Photonic crystal fibers: a new class of optical waveguides". *Optical Fiber Technology*, 1999, vol. 5, pp. 96-98.
- [59] RUSSELL P. St. J. "Holey new fibers. *Optical Fiber Communication Conference*", OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 2001), papier TuL1, Anaheim (Californie, Etats Unis), 17-22 mars 2001.

- [60] PEYRILLOUX A. « *Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications* ». Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2003.
- [61] FERRANDO A., SILVESTRE E., MIRET J. J., and ANDRES P. "Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers". *Optics Letters*, 2000, vol.25, n°11, pp. 790-792.
- [62] BJARKLEV A., BROENG J., DRIDI K., and BARKOU S. E. "Dispersion properties of photonic crystal fibres". *European Conference on Optical Communication, Madrid (Espagne)*, 20-24 septembre 1998, vol. 1, pp. 135-136.
- [63] WHITE T. P., McPHEDRAN R. C., DE STERKE C. M., "Confinement losses in microstructured optical fibers". *Optics Letters*, 2001, vol.26, n° 21, pp. 1660-1662.
- [64] A. Peyrilloux, "Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques", Thèse, Université de Limoges, Juillet 2003.
- [65] R. Cherif, "Etude théorique et expérimentale des pertes de couplage dans les fibres microstructurées air/silice", Mémoire de maîtrise, Sup'Com, Université du 7 Novembre à carthage, 2005.
- [66] S. Hilaire, "Conception, fabrication et caractérisation de fibres microstructurées dopées erbium pour application aux amplificateurs optiques", Thèse, Université de Limoges, Novembre 2004.
- [67] R. Cherif, M. Zghal, R. Chatta, C.B. Neila, "Full vector beam propagation method modelling of dual core photonic crystal Fibre couplers", *Proc. of SPIE*, Vol. xxx, pp. xxx, 2006.
- [68] F. Fogli, L. Saccomandi, P. Bassi, "Full vectorial BPM modeling of Index-Guiding Photonic Crystal Fibers and Couplers", *Opt. Express*, Vol. 10, No. 1, pp. 54-59, 2002.
- [69] <http://www.crystal fibre.com/Royal Society Exhibition 2001.htm>, "Royal Society Summer Science Exhibition 2001".
- [70] <http://www.crystal fibre.com>, "Crystal fibre A/S".
- [71] T. M. Monro, K. M. Kiang, J. H. Lee, K. Frampton, Z. Yusoff, R. Moore, J. Tucknott, D. W. Hewak, H. N. Ruut et D. J. Richardson, "High nonlinearity extruded single-mode holey optical fibers", from *Optical Fiber Communications conference / OFC'2002*, Postdeadline paper FA1-1, (19-21 mars 2002, Anaheim, California).
- [72] K.S.Yee, "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. Vol.AP-14, pp.302-307, 1966.
- [73] A.Taflove and M.E.Brodwin, "Computation of the Electromagnetic Fields and Induced Temperatures Within a Model of the Microwave Irradiated Human Eye," *IEEE Transactions on Microwave theory and Technique*, Vol.MTT-23, pp 888-896, 1975.
- [74] A.Taflove and M.E.Brodwin, "Numerical Solution of Steady-State Electromagnetic Scattering Problems Using the Time-Dependent Maxwell's Equation". *IEEE Transactions on Microwave theory and Technique*, Vol. MTT-23, pp.623-630. August 1975.
- [75] K.S.Kunz and K.M.Lee, "A Three-Dimensional Finite-Difference Solution of the External Response of an Aircraft to a Complex Transient EM Environment. The Method and Its Implementation.", *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*. Vol.20, pp.328-332. 1978.
- [76] A.Taflove and S.C.Hagness-Computational Electrodynamics, "the Finite-Difference Time-Domain Method", Artech House, Norwood, MA, second edition, 2005.
- [77] J. S. Juntunen et D. Tsiboukis, *IEEE Trans.* "An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices" *Antennas Prop*, 48, No. 4, (2000).
- [78] K. S. Yee, "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media", *IEEE Trans. Antennas Prop*. AP-14, 303 (1966).
- [79] A Taflove et S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics : "The Finite-Difference Time Domain Method"*, (Artech House Publishers, Boston, 2000), 2nd ed.

- [80] Z. Sacks, D. Kingsland, R. Lee et J. Lee, "A perfectly matched condition" IEEE Trans. Antennas Prop, 43, 12, (1995).
- [81] Davy GERARD, « *Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nano structurés : cristaux photoniques et tamis à photons* », Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 09 juillet 2004.
- [82] Yannick MERLE, « *Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels* », Thèse de doctorat n° 47-2003, Université de Limoges, Novembre 2003.
- [83] Josselin MOUETTE, « *Micro-résonateurs sans cavités à base de cristaux photoniques Bidimensionnels* », thèse de doctorat, L'EOM, Avril-Juillet 2001.
- [84] Jean-Michel LOURTIOZ, « *Cristaux photoniques et « gaps » de photons - Aspects fondamentaux* », Techniques de l'Ingénieur, AF 3 710, 07/2004.