

La République algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

UNIVERSITÉ AMAR TELIDJI LAGHOuat

**FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT D'ÉLECTRONIQUE**



MEMOIRE DE MASTER

**DOMAINE : Technologie
FILIERE : Electronique
OPTION : Instrumentation**

Thème

Cristaux Photoniques : Etude et Simulation

Présenté par

**OUBOUZID NAZIM
AHMEDI ALI**

Le jury de soutenance :

Nom et prénom

Mr.LIDJICI HAMZA
Mr.GHAZAL ABOU TALEB
Mr.CHAKER MOHSEN
Md.CHATTA WAHIBA

Grade

Pr
Doctorant
Docteur
Docteur

Qualité

Encadreur
Co-encadreur
jury
jury

Promotion : 2019-2020

Remerciements

On aimerait en premier lieu remercier notre dieu Allah qui nous a donné la volonté et le courage pour réaliser ce travail.

*Nous tenons à remercier tout d'abord notre encadreur **Dr. Lidjici Hamza** de l'université de Laghouat de nous avoir proposé ce sujet de recherche : **cristaux photoniques études et simulation**, nous le remercions surtout pour son investissement qui a été total dans ce travail, nous tenons aussi à mettre en valeur l'aide précieuse de notre co-encadreur **Ghazal Abou Taleb**. Nous exprimons aussi nos profonds remerciements à monsieur le président d'être à la tête de ce jury. Nous remercions également tous les membres de jury, qui nous ont fait l'honneur d'être présents ce jour.*

Nous remercions tous les enseignants du département d'Électronique et les personnels administratifs et techniques, qui ont contribué de près ou de loin à notre formation durant ces cinq années.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE :	1
CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHOTONIQUES	1
I.1 Introduction :	3
I.2 Concept des cristaux photoniques	4
I.3 Bande interdite photonique	4
I.4 Matériaux à bandes interdites photoniques naturels	5
I.4.1 Les Papillons :	6
I.4.2 Les oiseaux :	7
I.4.3 Les Opales :	8
I.5 Propriétés de base des cristaux photoniques :	9
I.5.1 Périodicité à une dimension :	9
I.5.2 Périodicité à deux dimensions :	9
I.5.2.1 Le réseau carré :	10
I.5.2.2 Le réseau triangulaire :	11
I.5.2.3 Le réseau hexagonal :	11
I.5.3 Périodicité à trois dimensions :	13
I.6 Diagramme de bandes :	14
I.7 Carte des bandes interdites :	16
I.8 Des défauts :	16
I.8.1 Les défauts ponctuels :	17
I.8.2 Les défauts étendus :	18
I.8.3 Défauts couplés :	19
I.9 Conclusion :	20
CHAPITRE II : METHODES NUMERIQUES	21
II.1 Introduction :	21
II.2 Les équations de Maxwell :	21
II.2.1 Dans le vide :	21
II.2.2 Dans un milieu :	22
II.3 Méthodes numériques utilisés pour la simulation des BIPs :	22
II.3.1 Méthode des ondes planes :	23
II.3.2 Méthode des éléments finis :	23
II.3.3 Méthode des matrices de transfert :	25
II.3.4 Méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) :	26
II.3.5 Méthode des réseaux de diffraction :	27
II.4 Diagramme de bandes et bande interdite (BI) :	28
II.4.1 Bandes interdites complètes :	28
II.5 Domaines d'application des matériaux à bandes interdite photoniques :	29

II.5.1	Dans le domaine de l'optique :	29
II.5.1.1	Les fibres optiques :	29
II.5.1.2	Les micro-résonateurs :	30
II.5.1.3	Filtres et multiplexeurs:	30
II.5.2	Dans le domaine micro-onde :	31
CHAPITRE III : RESULTATS ET INTERPRETATIONS		33
III.1	Représentation du logiciel R SOFT CAD :	33
III.1.1	Environnement de CAD :	33
III.1.2	Le simulateur « BandSOLVE» :	33
III.1.3	Le simulateur « FULL WAVE» :	34
III.2	Fenêtre de programme de CAD :	34
III.2.1	Générer la structure de réseau :	34
III.3	Présentation des autres applications :	35
III.4	Simulation	38
III.4.1	Structure étudiée :	38
III.4.2	Etude des BIP en fonction de la variation de l'indice de réfraction des trous :	39
III.4.3	Etude des BIP en fonction de la variation des paramètres géométriques :	44
III.4.4	Guide d'onde :	47
III.5	Conclusion :	50
CONCLUSION GENERALE		51

LA LISTE DES FIGURES

Figure I-1: (a) Aile de papillon, (b) Coupe d'une aile de papillon observée au MEB[11].	6
Figure I-2: Agrandissement d'une plume de paon au microscope montrant la structure des barbules. Chaque barbule est divisée en une série de cuvettes (flèche rouge) [12].	7
Figure I-3: (a) Bracelet monté d'une opale naturelle quasi-périodiques bille de silice (b) Image au microscope électronique d'une opale naturelle [13].	8
Figure I-4: BIP unidimensionnel, empilement de couches de permittivités différentes.	9
Figure I-5: Exemple de Bips 2D, réseaux de tiges dans l'air et de trous d'air dans un matériau.	10
Figure I-6: Le réseau carré	11
Figure I-7: Le réseau triangulaire	11
Figure I-8: Structure graphite.	12
Figure I-9: Structure Nitrure de Bore	12
Figure I-10: (a) Structure Yablonovite (b) cristaux photoniques présentant une bande interdite dans le proche infra-rouge et le visible (c) structure "tas de bois" [16].	14
Figure I-11: Diagramme de dispersion d'un réseau hexagonal de trous d'air dans un substrat de silicium [18].	15
Figure I-12: Représentation des polarisations TE et TM dans un BIP 2D.	15
Figure I-13: Carte des bandes interdites d'une structure carrée pour les modes TE et TM [18].	16
Figure I-14: (a) Défaut lacunaire ; (b) et (c) Défauts de substitutions.	17
Figure I-15: Spectre de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire.	18
Figure I-16: Schémas représentatifs de défauts linéiques dans un cristal photonique [3] : a) guide droit, b) virage à 120° , c) jonction Y.	19
Figure I-17: Défaut couplé formé d'un guide de type W1 et d'une cavité [24].	19
Figure II-1 : Diagrammes de transmission calculés avec la méthode des matrices de transfert (trait plein) et la méthode des éléments finis HFSS (traits pointillés) pour un réseau carré de tiges de Nylon de permittivité 3.5, de diamètre 5 mm, et de pas $p = 7$ mm.	26

Figure II-2: Diagramme de bandes d'un cristal photonique 2D obtenu par la méthode des ondes planes.	28
Figure II-3: photographie d'une fibre à trous, de diamètre de cœur (au centre) de 1 μm [42].	30
Figure III-1: La fenêtre de programme de R Soft CAD, montrant la barre de menus au-dessus, les barres des outils supérieurs et gauches, et la ligne d'état au fond.	34
Figure III-2: a) Arrangements de disposition de la rangée XZ. b) Disposition de rangée dans la fenêtre de CAD.	35
Figure III-3: Structure étudiée d'un Réseau réel pour un motif hexagonal de trous d'air de période $a=0.35$, rayon $r=0.11$, facteur de remplissage $f=0.31$	38
Figure III-4: Carte de contour du profil d'index.	39
Figure III-5: Diagramme de dispersion d'un réseau hexagonal de trous d'air en mode TE et TM pour des indices de réfraction des trous $n_h = 1$, $n_s = 3.48$.	40
Figure III-6: Carte de contour du profil d'index $n_h = 1.33$	40
Figure III-7: Diagramme de dispersion d'un réseau hexagonal de trous d'air en mode TE et TM pour des indices de réfraction des trous $n_h = 1.33$, $n_s = 3.48$.	41
Figure III-8: Carte de contour du profil d'index $n_h = 1.5$.	41
Figure III-9: Diagramme de dispersion d'un réseau hexagonal de trous d'air en mode TE et TM pour des indices de réfraction des trous $n_h = 1.5$, $n_s = 3.48$.	42
Figure III-10: la présentation du spectre de transmission calculé par la FDTD- 2D.	43
Figure III-11: Intensité du champ sans guide d'onde à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.	43
Figure III-12: Diagramme de dispersion pour $a=0.36$ et $r=0.12$, $f=33\%$.	44
Figure III-13: Diagramme de dispersion pour $a=0.36$ et $r=0.14$, $f=38\%$.	45
Figure III-14: Diagramme de dispersion pour $a=0.36$ et $r=0.16$, $f=44\%$.	46
Figure III-15: Diagramme de dispersion pour $a=0.36$ et $r=0.08$, $f=22\%$.	47
Figure III-16: structure d'une guide w_1 dans un cristal photonique 2D.	48
Figure III-17: Intensité du champ avec guide d'onde à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.	49
Figure III-18: Spectre de transmission	49

LISTE DES ABREVIATIONS ET DES SYMBOLES

BIP= bande interdite photonique.

PhCs=photoniques

PBG :photonic band gap

MEB : microscopie électronique à balayage

TM : La polarisation électrique correspondant au cas où le champ électrique E est perpendiculaire aux cylindres infinis

TE : La polarisation électrique correspondant au cas où le champ électrique E est parallèle aux cylindres infinis

FIB: Focused Ion Beam

WDM: Wavelength Division Multiplexing

λ :longueur d'onde

E : champ électrique

B : densité de flux magnétique

ϵ_0 : permittivité du vide

μ_0 : perméabilité du vide

∇ : nabla

H : vecteur excitation magnétique

D : vecteur déplacement électrique

ρ : densité de charges électriques

HFSS: High Frequency Structure Simulator

FDTD: Finite Difference Time Domain

PWE : La méthode de décomposition en onde plane

a : période , la distance entre un trou et un autre

r : rayons des trous

f :facteur de remplissage

Introduction générale :

Ces dernières années, les cristaux photoniques ou matériaux à bande interdite photonique (BIP) ont suscité un intérêt important dans la communauté scientifique. Les cristaux photoniques (PhCs) sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois dimensions et cette périodicité du milieu produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal. De même qu'il existe pour les électrons des bandes d'énergie permises et des bandes interdites, il existe des bandes photoniques d'états permises et des bandes photoniques interdites. Une bande photonique correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique et une bande interdite photonique (BIP) correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions de ce cristal [1].

Les cristaux photoniques (PhCs) offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur des dimensions de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le cristal matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications. L'adaptation des cristaux photoniques l'optoélectronique permet d'envisager de nouvelles perspectives telles que la réalisation de composants pour l'optique intégrée de dimensions réduites et l'intégration de plusieurs fonctions sur un même substrat [2-3].

Le développement de ce nouveau type de matériau a ouvert la voie à un nouveau champ de recherche et à des possibilités d'applications très diverses.

Cependant, le développement de ces applications se heurte encore à la difficulté rencontrée pour la fabrication et la caractérisation de ces matériaux notamment aux fréquences optiques. Cette difficulté rend coûteuses en temps et argent les études expérimentales systématiques. Il a donc été nécessaire de disposer d'une modélisation théorique et numérique efficace et rapide de ces cristaux permettant d'orienter la fabrication vers des cristaux performants.

L'objectif principal de ce travail était de mener une étude numérique des cristaux photoniques et de développer une étude de simulation et d'analyse de ces matériaux.

Dans le premier chapitre, nous passerons en revue les notions de cristaux photoniques et les définitions de bases relatives à ces structures.

Le deuxième chapitre est consacré aux rappels de quelques méthodes qui peuvent être mises en œuvre pour la modélisation des cristaux photoniques. Aussi le logiciel de simulation est présenté.

Le troisième chapitre est dédié aux résultats de simulation et interprétations.

Nous terminerons cette étude par une conclusion générale.

CHAPITRE I

Généralités sur les cristaux photoniques

I.1 Introduction :

Contrôler la lumière comme on contrôle les électrons dans les dispositifs électroniques, semble a priori un challenge bien difficile à relever. C'est pourtant la performance que peuvent réaliser les cristaux photoniques. Ces matériaux ont été découverts par Eli Yablonovitch à la fin des années 80. Les travaux menés à cette époque ont proposé d'inhiber l'émission spontanée dans les semi-conducteurs en généralisant le concept des miroirs de Bragg à plusieurs dimensions [4].

Depuis, des progrès spectaculaires ont été enregistrés dans la réalisation de telles entités, constitués de réseaux périodiques de trous percés dans un matériau semi-conducteur notamment dans le silicium, matériau de référence de la microélectronique. Il a été démontré que ces matériaux dont la constante diélectrique était structurée périodiquement possédaient des fréquences pour lesquelles il n'existait aucun mode de propagation possible, d'où l'appellation de matériaux à bandes interdites photoniques [5].

Depuis, de nombreuses voies de recherches ont été ouvertes. Tous les domaines de longueurs d'ondes sont concernés, des micro-ondes jusqu'à l'optique. Parmi les applications les plus couramment citées, on trouve les filtres planaires, les multiplexeurs, les antennes et les guides d'onde opérationnels aux longueurs d'onde des télécommunications ainsi que les fibres optiques [6].

Il existe des structures naturelles qui peuvent avoir des propriétés ayant les mêmes caractéristiques que les cristaux photoniques artificiels. En effet les colorations vives de certaines espèces comme les papillons et les oiseaux, sont parfois dues à la présence de structures très complexes à caractère périodique [7].

Dans ce chapitre, les principes de base et la théorie fondamentale des cristaux photoniques, le diagramme de bandes, la carte des bandes interdites ainsi que les modes de propagation sont tous présentés. Un aperçu des différents cristaux photoniques sera donné et les principales applications des BIPs seront décrites.

I.2 Concept des cristaux photoniques

Les cristaux photoniques sont des structures artificielles dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique dans une ou plusieurs directions, avec une période de l'ordre des longueurs d'onde des photons. Ces structures ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour une gamme de fréquences appelée 'bande interdite photonique' (ou BIP). Cette particularité optique intervient lorsque la longueur de maille du cristal est de même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière dans le milieu. Ce phénomène est dans une certaine mesure analogue à celui de l'ouverture de bandes interdites électroniques dans des cristaux atomiques de matériaux semi-conducteurs.

En effet, les photons et les électrons ont des caractéristiques communes (dualité onde-corpuscule). Il existe une analogie formelle entre l'équation de Schrödinger pour l'électron et l'équation d'Helmoltz pour le photon [8]. Une comparaison entre les deux équations montre bien que la permittivité diélectrique relative joue un rôle analogue au potentiel électrique. Sa variation pourra ainsi conduire à l'apparition de bandes interdites pour les photons. Ces bandes interdisent la propagation du photon dans le cristal photonique, raisonnement déjà connu pour les bandes interdites électroniques dans les semi-conducteurs. L'énergie de l'électron ne peut être incluse dans ces bandes d'énergie interdites. Toutes fois, avec cette analogie, les concepts de la physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin et théorème de Bloch, sont applicables pour la résolution de l'équation d'onde. De cette manière nous pouvons obtenir des BIPs (par analogie aux bandes interdites électroniques).

Les lois d'échelles permettent de simplifier l'étude des cristaux photoniques et rendent les propriétés optiques non dépendantes de la taille des structures à BIP.

I.3 Bande interdite photonique

Dans un semi-conducteur, la variation périodique du potentiel d'interaction entre électrons et atomes fait que les électrons n'ont accès qu'à certains niveaux d'énergie permise, séparées entre elles par des bandes d'énergies interdites. Ce

concept de bandes permises et interdites peut être étendu au comportement des photons dans un cristal photonique [8].

En effet, un matériau dont l'indice de réfraction varie périodiquement suivant les différentes directions de l'espace pourra présenter des bandes d'énergie interdites pour les photons. Ainsi, dans certaines gammes de longueurs d'onde de l'ordre de la période de la structure, la lumière ne pourra se propager dans le matériau et sera réfléchi quelle que soit son incidence. Cette gamme de longueurs d'onde est appelée BIP ou 'PBG : Photonic Band Gap' en anglais.

Les bandes permises et interdites d'un cristal photonique se regroupent dans un diagramme de bandes photoniques, qui est une représentation des fréquences de l'onde électromagnétique se propageant au sein du cristal en fonction de son vecteur d'onde. En revanche, dans le cas d'un cristal photonique présentant une symétrie cristalline adaptée, un contraste d'indice de réfraction suffisamment élevé et constitué de motifs élémentaires de forme appropriée ; les bandes interdites peuvent devenir assez larges et se recouvrir pour une certaine gamme de fréquences. La propagation de la lumière est de la sorte interdite dans le matériau pour ces fréquences, selon toutes les directions de l'espace. On parle alors de « bande interdite photonique complète ». Une BIP d'un cristal est dite complète (ou totale) lorsque, pour le domaine de fréquences considéré, le cristal ne supporte aucun mode électromagnétique de propagation ; c'est-à-dire qu'une onde dont la fréquence est dans la bande interdite totale ne peut se propager dans le cristal quelque soient sa polarisation et sa direction.

I.4 Matériaux à bandes interdites photoniques naturels

En réalité, les cristaux photoniques artificiels ont été inspirés de la nature. Donc, il existe des structures naturelles qui peuvent avoir des propriétés ayant les mêmes caractéristiques que les cristaux photoniques artificiels. En effet les colorations vives de certaines espèces sont parfois dues à la présence de structures très complexes, à caractère périodique.

I.4.1 Les Papillons :

Les Papillons sont parmi les insectes les plus colorés que nous offre la nature. Ils sont en fait très largement tributaires de la lumière et ont développé un arsenal impressionnant pour gérer cette interaction avec les ondes électromagnétiques au mieux de leur intérêt [9].

Si on effectue une analyse microscopique des ailes, on trouve que les ailes du papillon *Cyanophrys Remus* possèdent une nano-architecture complexe, et les couleurs bleu métallique sur le côté dorsal et verte pois sur le côté ventral sont attribuées à la structure type des cristaux photoniques. Elles sont composées de chitine et d'air [10].

Sur la figure I-1 apparaît un papillon et la coupe d'une aile, dont un détail apparaît en insert en bas à droite. Sur cette coupe observée au microscope électronique considérée comme une structure qui a un comportement de matériau à bande photonique interdite. C'est à balayage elle qui donne à certains papillons des couleurs iridescentes. En effet ce réseau réfléchit la lumière pour certaines longueurs d'onde dans des directions différentes en fonction de la longueur d'onde.

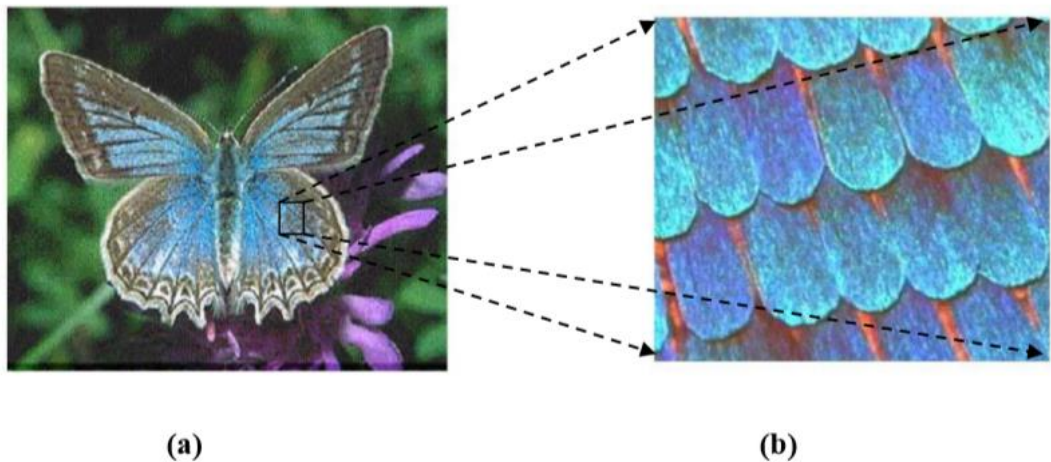


Figure I-1:(a) Aile de papillon, (b) Coupe d'une aile de papillon observée au MEB[11].

I.4.2 Les oiseaux :

Une des caractéristiques les plus admirables des oiseaux est leurs couleurs. Elles leur permettent d'affirmer leur identité. Pour produire une telle couleur, ils emploient la technologie structurale des plumes et leurs pigments dans leurs pièces de corps. Les pigments et la structure périodique des plumes contribuent à l'absorption et la diffraction de la lumière. Les couleurs pigmentaires sont liées au phénomène d'absorption. En effet, les pigments absorbent une partie de la lumière solaire et renvoient d'autres couleurs structurales, qui naissent de la diffraction du rayonnement lumineux par des microstructures des plumes. Alors que les couleurs pigmentaires sont stables, les couleurs structurales varient souvent selon l'incidence de la lumière. En effet quand on observe une plume de paon au microscope, on voit que toutes les couleurs naissent dans les barbules des plumes (Figure I-2). Les barbules sont des lames étroites faites d'une succession de petites cuvettes séparées par un seuil transversal [12].

Au fond de ces cuvettes se trouvent de minces lamelles parallèles. On peut considérer ces lamelles comme des miroirs réfléchissant la lumière incidente. On peut alors rapprocher l'étude de ce phénomène de l'étude d'un cristal photonique unidimensionnel.

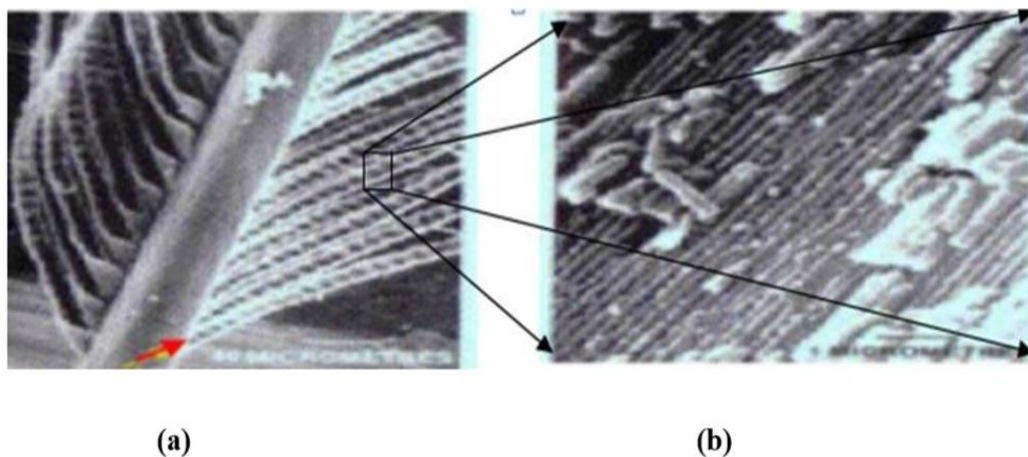


Figure I-2:Agrandissement d'une plume de paon au microscope montrant la structure des barbules. Chaque barbule est divisée en une série de cuvettes (flèche rouge) [12].

On peut en déduire que l'intensité réfléchie par la plume dépend de la longueur d'onde et de l'angle d'observation d'où la sensation de ruissellement de couleur sur les plumes du paon. Chaque barbule est divisée en une série de cuvettes (flèche rouge).

I.4.3 Les Opales :

Des opales sont obtenues chimiquement par auto-organisation. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice en solution : par sédimentation. Ces sphères s'arrangent selon un réseau cubique à faces centrées [12].

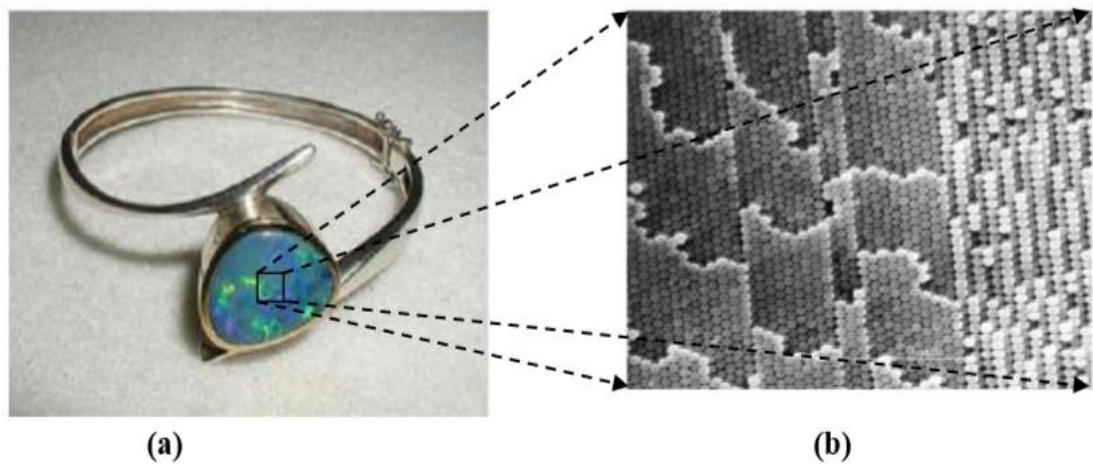


Figure I-3: (a) Bracelet monté d'une opale naturelle quasi-périodiques bille de silice (b) Image au microscope électronique d'une opale naturelle [13].

En 1887, Rayleigh montre qu'une structure périodique de type miroir de Bragg peut créer une bande de fréquence au sein de laquelle toute propagation électromagnétique est impossible, comme les phénomènes d'interférences lumineuses dans les miroirs de Bragg sont tout à fait analogues à la diffraction des rayons X par les plans d'atomes dans un cristal. Ces structures portent le nom du physicien qui expliqua les phénomènes de diffraction cristalline : W. L. Bragg [11].

I.5 Propriétés de base des cristaux photoniques :

I.5.1 Périodicité à une dimension :

Les matériaux à bandes photoniques interdites unidimensionnels (1D) possèdent une permittivité électrique périodique dans une direction et uniforme dans les deux autres directions. La figure I-4 montre qu'ils consistent en un empilement de deux couches alternées de matériaux homogènes ayant des constantes diélectriques ϵ différentes. Ces structures existent depuis longtemps et sont utilisées en optique pour obtenir des miroirs sans pertes (miroirs de Bragg) ou des filtres.



Figure I-4: BIP unidimensionnel, empilement de couches de permittivités différentes.

I.5.2 Périodicité à deux dimensions :

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles (ainsi que les structures unidimensionnelles en incidence non normale) sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles. Par exemple, on peut placer des tiges diélectriques dans l'air ou encore dans un autre diélectrique. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand [13].

Un BIP bidimensionnel peut aussi être constitué d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique. Les réponses optiques de ces structures dépendent de la polarisation et peuvent ne pas posséder une bande interdite complète. On parle d'une bande interdite complète lorsque la structure interdit la propagation pour toutes les directions dans le plan de la périodicité, quelle que soit la polarisation.

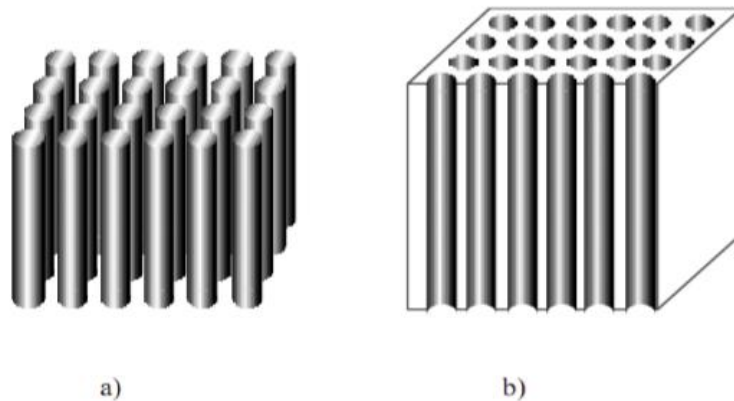


Figure I-5: Exemple de Bips 2D, réseaux de tiges dans l'air et de trous d'air dans un matériau.

Les structures périodiques à deux dimensions se regroupent principalement suivant trois familles :

I.5.2.1 Le réseau carré :

Les nœuds du réseau sont situés sur un carré de côté « a » (Figure I-6). Il a été montré que ce type de réseau est très sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde électromagnétique [14]. Il est ainsi difficile d'obtenir une bande interdite totale, c'est-à-dire une bande interdite qui empêche la propagation quelle que soit la polarisation.

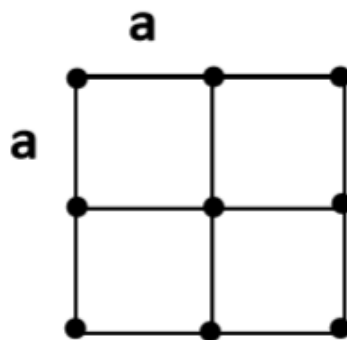


Figure I-6: Le réseau carré

I.5.2.2 Le réseau triangulaire :

Le réseau triangulaire, est le réseau 2D de plus haute symétrie dès lors que l'on se limite à un seul « atome » par maille. La zone de Brillouin est un hexagone. Chaque nœud du réseau est espacé de son proche voisin d'une même distance « a » (Figure I-7). Cette structure est moins sensible à l'angle d'incidence que le réseau carré mais la bande interdite complète reste difficile à obtenir.

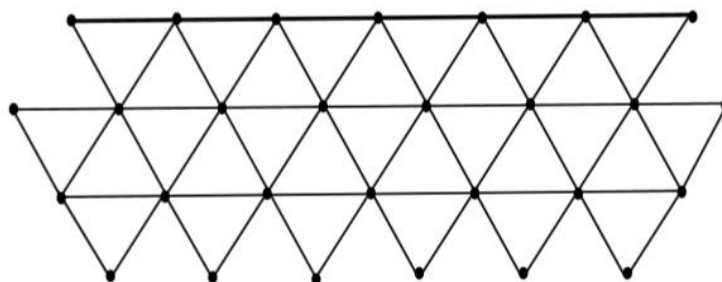


Figure I-7: Le réseau triangulaire

I.5.2.3 Le réseau hexagonal :

➤ La structure graphite :

Sur un réseau hexagonal, si tous les nœuds sont identiques et espacés de « a », alors on appelle cette structure « graphite » car elle est similaire à la structure

cristalline du graphite (Figure I-8). À la différence du réseau triangulaire, il s'agit d'un réseau à deux « atomes » par maille. Le réseau réciproque est aussi un réseau hexagonal et la zone de Brillouin irréductible est la même que pour le réseau triangulaire avec les directions principales notées TM et TE. La possibilité d'une bande interdite complète avait été prédite pour la première fois dans le cas d'un réseau de tiges diélectriques cylindriques [15].

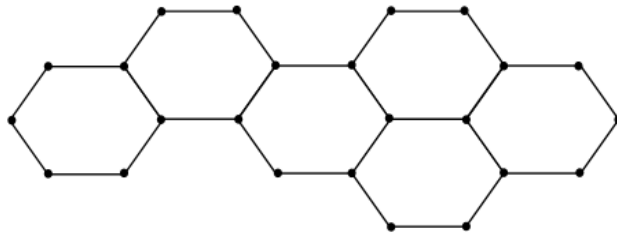


Figure I-8: Structure graphite.

➤ **La structure nitrure de Bore :**

Si un nœud diffère de son suivant par sa nature ou sa dimension, on obtient ainsi la structure cristalline du Nitrure de Bore (Figure I-9). Celle-ci permet d'obtenir de larges bandes interdites.

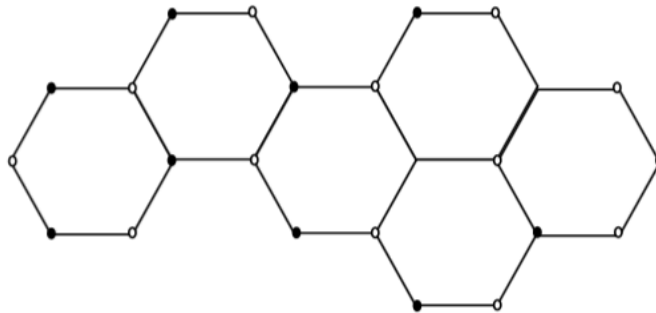


Figure I-9: Structure Nitrure de Bore

I.5.3 Périodicité à trois dimensions :

Les structures tridimensionnelles (3D), comme leur nom l'indique, sont des structures dont la constante diélectrique est structurée périodiquement dans les trois directions. Le premier cristal photonique 3D, appelé Yablonovite, fut fabriqué en 1991 par E. Yablonovitch en perçant mécaniquement des trous selon des angles bien choisis dans un bloc de plexiglas [17], de façon à retrouver la structure cristalline du diamant qui est aussi celle du silicium (Figure I-10 a). Il existe une infinité de géométries possibles pour des structures tridimensionnelles. Mais seulement quelques-unes présentent une bande photonique interdite complète. La plupart des structures tridimensionnelles sont inspirées de la géométrie de la structure du diamant (cubique à face centrée). La symétrie cubique à face centrée possède deux atomes par maille et permet l'ouverture d'une bande interdite complète.

En effet, la cristallisation cubique à face centrée possède la zone de Brillouin la plus sphérique possible, ce qui est propice à l'apparition de bandes interdites omnidirectionnelles. En 1991, ce cristal présentait une bande interdite pour les micro-ondes, les dimensions de la structure étant centimétriques. Au fil des années, les scientifiques ont cherché à réduire la dimension des motifs, en utilisant des gravures par faisceau d'ions focalisé (FIB : Focused Ion Beam) ou rayons X, pour aboutir aujourd'hui à des cristaux photoniques présentant une bande interdite dans le proche infra-rouge et le visible (Figure I-10 b).

D'autres structures autorisent l'apparition d'une bande interdite totale, notamment la structure dite en "tas de bois" qui consiste à empiler des réseaux 1D, en tournant de 90° et en décalant d'une demie période deux réseaux consécutifs (Figure II-7 c).

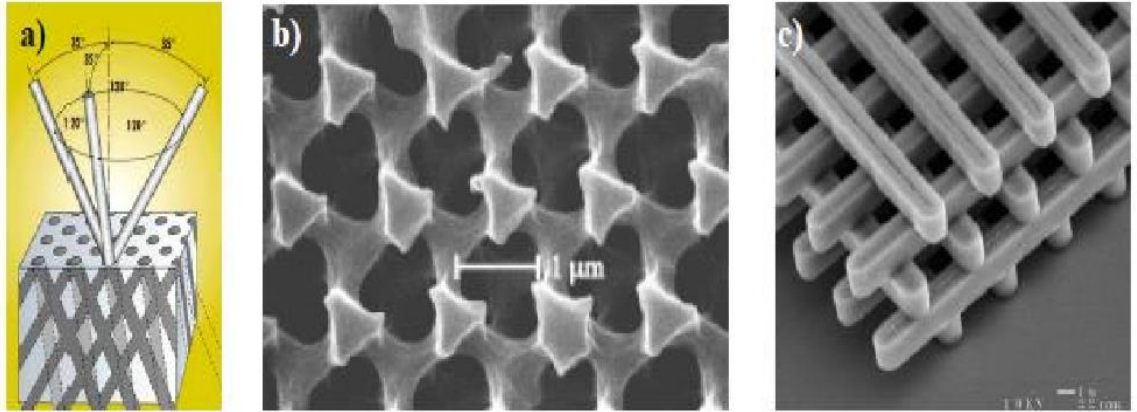


Figure I-10: (a) Structure Yablonovite (b) cristaux photoniques présentant une bande interdite dans le proche infra-rouge et le visible (c) structure ‘tas de bois’ [16].

I.6 Diagramme de bandes :

Le diagramme de bandes est parmi les outils les plus utilisés pour illustrer les propriétés de propagation d’une onde au sein des matériaux. Il s’agit en fait d’une représentation de la relation de dispersion, c’est à dire les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d’onde suivant les directions de haute symétrie de celui-ci. Le diagramme est représenté en unités réduites. En effet, la loi d’échelle permet de transposer les propriétés des cristaux photoniques à tous les domaines de fréquences pourvu que la période et la longueur d’onde soient modifiées dans les mêmes proportions.

Dans les cristaux photoniques on remarque que pour certaines fréquences il n’y a pas de vecteur d’onde associé, donc une onde à ces fréquences ne peut se propager dans ce milieu. Ce diagramme (Figure I.11) permet donc de visualiser la BIP, c’est-à-dire, les fréquences pour lesquelles aucun mode n’existe dans le cristal.

Calculer un diagramme de bandes consiste donc à trouver les modes optiques d’une structure photonique décrite par une variation périodique des constantes diélectriques.

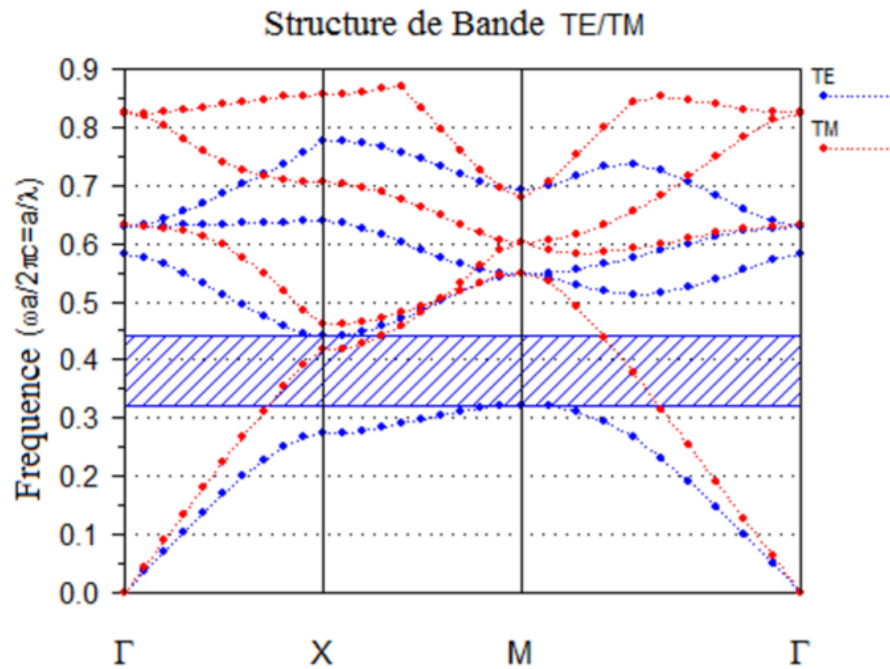


Figure I-11: Diagramme de dispersion d'un réseau hexagonal de trous d'air dans un substrat de silicium [18].

Pour étudier le comportement d'une onde électromagnétique incidente sur une telle structure deux polarisations sont possibles :

La polarisation électrique TE correspond au cas où le champ électrique E est parallèle aux cylindres infinis. Alors que celle magnétique TM correspond au cas où E leur est perpendiculaire.

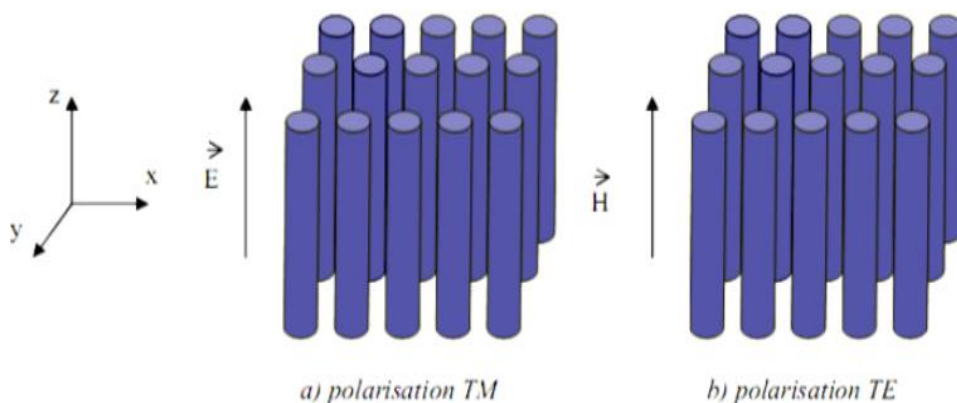


Figure I-12: Représentation des polarisations TE et TM dans un BIP 2D.

I.7 Carte des bandes interdites :

Le diagramme de bandes nous renseigne sur les propriétés (la position et la largeur) des bandes interdites photoniques pour chaque polarisation. Néanmoins, certains paramètres peuvent encore être ajustés, comme l'indice de la matrice et le facteur de remplissage d'air, etc. Pour un matériau donné, il est intéressant de connaître l'influence de ces paramètres sur la position et la largeur des gaps photoniques : c'est la carte des bandes interdites.

La figure I-13 représente les différentes bandes interdites en fréquence normalisée ($\omega a / 2\pi c$) ou a / λ pour les modes TE et TM en fonction du rapport (r/a) pour un cristal photonique de configuration carrée.

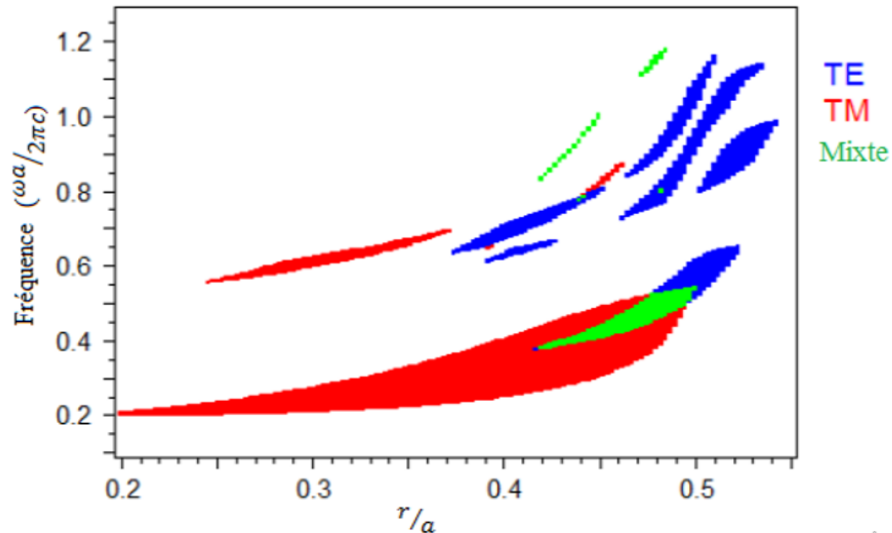


Figure I-13: Carte des bandes interdites d'une structure carrée pour les modes TE et TM [18].

I.8 Des défauts :

Les défauts dans les cristaux photoniques peuvent localiser des modes. Dans des cristaux 1D, on peut confiner la lumière dans un plan défaut. Dans des cristaux 2D on peut localiser la lumière dans un défaut linéaire. Finalement en 3D, on peut confiner la lumière à un défaut localisé, donc en un point du réseau.

Dans le cas d'un réseau de trous, le défaut peut consister en l'absence d'un ou plusieurs trous. Il existe principalement deux types de défauts, les défauts ponctuels (cavités) et les défauts linéaires (guide d'ondes). Il reste néanmoins possible de jouer sur plusieurs paramètres pour obtenir une grande variété de défauts (variation de la taille des trous et de leurs formes par exemple) [19].

I.8.1 Les défauts ponctuels :

Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule du Réseau. Pour reprendre la terminologie de la physique du cristal, on peut réaliser alors des défauts lacunaires ou de substitution (Figure I-14). Cela correspond à une microcavité à l'intérieur du cristal photonique. Pour les cristaux photoniques constitués de trous dans un matériau diélectrique, (structure connectée), nous pouvons agir sur la géométrie de ces trous [20]. Les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés modes de défaut. Les caractéristiques de ces défauts ont été étudiées par plusieurs chercheurs. La transmission dans ces structures a été étudiée par Joannopoulos et al, qui ont montré théoriquement que les propriétés des modes de défauts peuvent être contrôlées en modifiant la taille et le type de défauts [22].

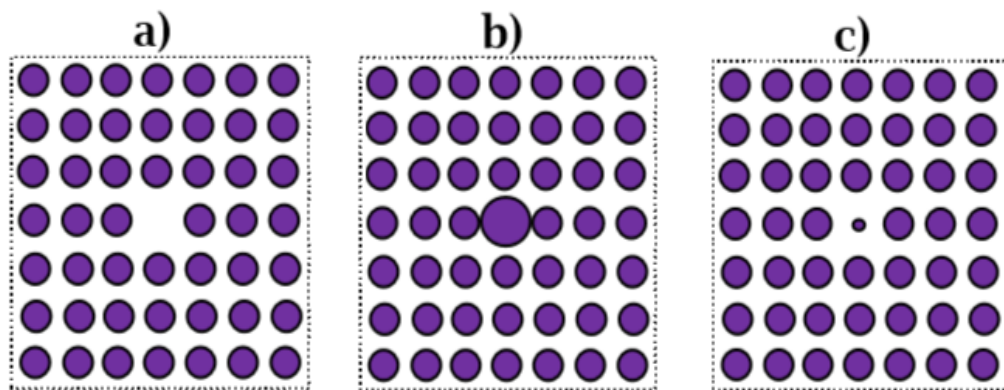


Figure I-14: (a) Défaut lacunaire ; (b) et (c) Défauts de substitutions.

La figure I-15 présente le spectre de transmission calculé d'un cristal 2D de symétrie hexagonale et formé de tiges diélectriques, où le défaut est dû 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 μm de longueur d'onde, la présence du défaut se traduit par un pic de transmission étroit et

unique à $1.1\mu\text{m}$. On a donc affaire, dans ce cas, à une cavité uni modale, pour autant que l'on puisse se restreindre à un système bidimensionnel. Le caractère uni modal n'a tout son sens que dans le cas tridimensionnel [23].

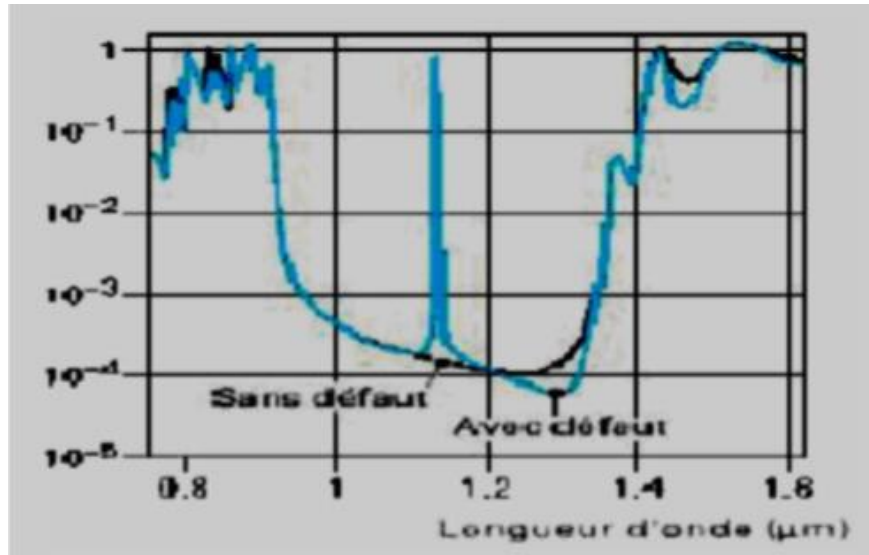


Figure I-15: Spectre de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire.

I.8.2 Les défauts étendus :

Les défauts étendus sont obtenus en modifiant les cylindres ou les trous sur plusieurs sites voisins. Il existe trois types de défauts étendus, défauts 1D, 2D ou 3D. Ils ne peuvent être obtenus que dans les cristaux de dimensions au moins équivalentes. Les défauts étendus de dimension 1D sont appelés aussi défauts linéiques (Figure I-16) et peuvent servir de guides d'ondes ou de cavités lasers. Ils sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre d'études. Les défauts 2D et 3D constitués d'une suite de guides 1D orientés dans des directions différentes de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins optiques possibles à l'intérieur du cristal.

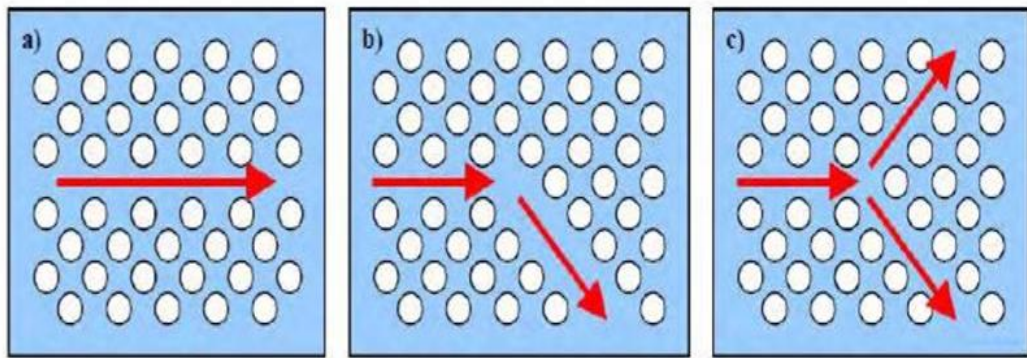


Figure I-16: Schémas représentatifs de défauts linéiques dans un cristal photonique [3] : a) guide droit, b) virage à 120° , c) jonction Y.

I.8.3 Défauts couplés :

Les défauts couplés sont des défauts assez proches dans le cristal, pour échanger de l'énergie. Le couplage entre ces défauts permet une apparition de pics de transmission dans la bande interdite. L'amplitude et le nombre de ces pics de transmission sont liés à la position des cavités par rapport à la direction de propagation de l'onde et leur répartition à l'intérieur de la structure.

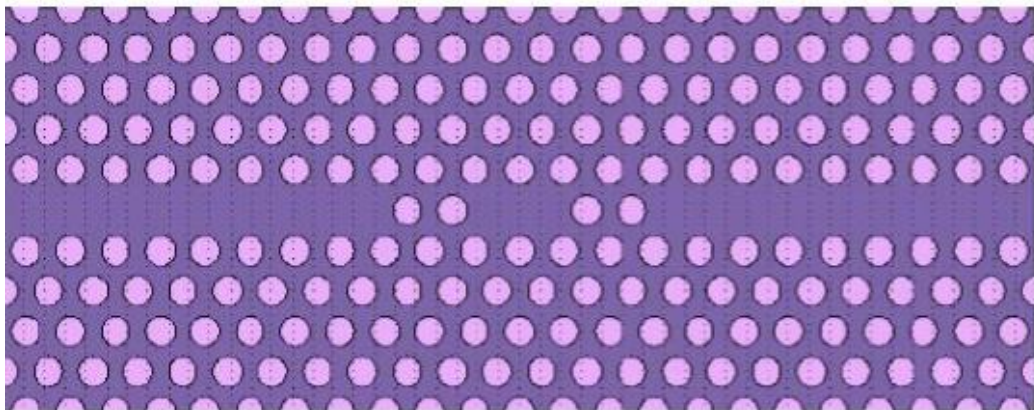


Figure I-17: Défaut couplé formé d'un guide de type W1 et d'une cavité [24].

-le type W1 est le type désigné lorsqu'on parle de la propagation de l'émetteur jusqu'au récepteur (ces derniers sont énumérés comme suit : W1, W2, W3)

I.9 Conclusion :

Les cristaux photoniques sont des structures périodiques de matériaux diélectriques présentant une variation périodique d'indice optique. Cette variation d'indice optique se comporte comme une barrière de potentiel périodique pour les photons. Ainsi, comme dans le cas d'un électron se déplaçant dans le potentiel périodique créé par les atomes, une structure de bande apparaît, avec des bandes spectrales où la propagation est permise et d'autres où elle est interdite. En d'autres termes, on a une structure qui réfléchit la lumière pour certains intervalles de fréquence, et par conséquent la laisse passer pour d'autres intervalles de fréquences.

CHAPITRE II

Méthodes numériques

II.1 Introduction :

D'un point de vue général, nous nous intéressons aux modifications qu'induit un milieu de constante diélectrique périodique sur la propagation de l'onde électromagnétique.

Pour étudier la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu quelconque, nous devons résoudre les équations de Maxwell.

Les équations de Maxwell sont des lois fondamentales de la physique. Elles constituent, avec l'expression de la force électromagnétique de Lorentz, les postulats de base de l'électromagnétisme.

II.2 Les équations de Maxwell :

II.2.1 Dans le vide :

Les équations de Maxwell dans le vide sont [25]

$$\text{– Loi de Faraday :} \quad \nabla \wedge E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\text{– Loi d'Ampère} \quad \nabla \wedge B = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial E}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\text{– Loi de Gauss pour le champ électrique} \quad \nabla \cdot E = 0 \quad (2.3)$$

$$\text{– Loi de Gauss pour le champ magnétique} \quad \nabla \cdot B = 0 \quad (2.4)$$

Les symboles utilisés ainsi que leurs unités dans le système international sont :

E : champ électrique (volts/mètre),

B : densité de flux magnétique (tesla),

ε_0 : permittivité du vide ($\frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$ F/m),

μ_0 : perméabilité du vide ($4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m).

II.2.2 Dans un milieu :

Dans un milieu matériel, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\text{– Loi de Faraday :} \quad \nabla \wedge E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.5)$$

$$\text{– Loi d'Ampère} \quad \nabla \wedge H = \frac{\partial D}{\partial t} + J \quad (2.6)$$

$$\text{-Loi de Gauss pour le champ électrique} \quad \nabla \cdot H = \rho \quad (2.7)$$

$$\text{– Loi de Gauss pour le champ magnétique} \quad \nabla \cdot B = 0 \quad (2.8)$$

Les symboles utilisés ainsi que leurs unités dans le système international sont :

H : vecteur excitation magnétique (ampères/mètre),

D : vecteur déplacement électrique (coulombs/mètre²),

ρ : densité de charges électriques (coulombs/mètre (1D), coulombs/mètre² (2D) ou coulombs/mètre³ (3D)), $-J$: vecteur densité de courant (ampères/mètre²).
Ajoutons qu'il existe deux relations simples reliant D et E d'une part et B et H d'autre part dans le cas de matériaux linéaires et isotropes

$$D = \varepsilon \cdot E \quad (2.9)$$

$$B = \mu \cdot H \quad (2.10)$$

II.3 Méthodes numériques utilisés pour la simulation des BIPs :

Comme nous l'avons évoqué précédemment, le comportement de la lumière dans un cristal photonique de dimension finie ou infinie est régi par les équations de Maxwell. A partir de là plusieurs méthodes de résolution du problème (on désigne par-là, les équations de propagation) sont applicables. La méthode des ondes planes issue des techniques de calculs de la physique des solides. Cette méthode s'applique aux structures de dimension infinies. Le logiciel RSOFT et HFSS (High Frequency

Structure Simulator) est particulièrement efficace pour étudier les structures finies, infinies ou périodiques. Il existe aussi d'autres méthodes, basées par exemple sur les matrices de transfert ou la FDTD (Finite Difference Time Domain) qui peuvent être appliquées judicieusement à des cas spécifiques de structures finies.

II.3.1 Méthode des ondes planes :

La méthode des ondes planes était la première utilisée pour calculer les structures de bande d'énergie des cristaux photoniques [26] [27] [28]. Elle a déjà été appliquée aux électrons dans le cas électronique. Cette technique consiste à développer le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. L'écriture des équations de Maxwell dans cette base conduit à une équation aux valeurs propres dont la résolution permet d'obtenir les relations de dispersion reliant la fréquence au vecteur d'onde [26] [29] [30]. En théorie, le nombre d'ondes planes utilisé est infini. Dans la pratique ce nombre est fini. Les problèmes de convergence de cette méthode ont été analysés et des solutions ont été proposées pour améliorer la précision de la méthode. La théorie des ondes planes a été largement exposée dans plusieurs travaux [29] et [26] la méthode de la super cellule développée par [31] permet de calculer avec une bonne précision les modes, avec et sans défauts, dans les cristaux photoniques. Cette méthode permet de connaître le comportement optique du matériau infini à partir d'une étude effectuée seulement dans sa première zone de Brillouin car le comportement d'une cellule élémentaire devant une excitation explique le comportement global du matériau.

II.3.2 Méthode des éléments finis :

La méthode des éléments finis est adaptée à la résolution des problèmes de physique ou plus généralement des équations différentielles ou aux dérivées partielles avec conditions aux limites. L'objectif de cette méthode est de trouver un champ (scalaire, vectoriel, ou tensoriel) $u(M, t)$ satisfaisant à un ensemble d'équations aux dérivées partielles en tout point M d'un domaine Ω et à tout instant t , respectant des conditions aux limites sur la frontière du domaine.

Les conditions aux limites sont des relations ou des valeurs imposées à u et /ou à ses dérivées sur la frontière.

Si le temps t n'apparaît pas comme variable, on dit que le problème est stationnaire, sinon c'est un problème d'évolution.

Le champ $u(M, t)$ est défini par morceaux sur les sous-domaines de Ω . Il est obtenu par juxtaposition des champs locaux. Parmi les contraintes qu'on impose à la solution approchée cherchée, il y a souvent une continuité (les champs locaux de deux éléments voisins auront la même valeur à leur nœud commun) à la frontière des sous-domaines.

Pour résoudre un problème par la méthode des éléments finis, on procède par étapes :

1. On se pose un problème physique sous la forme d'une équation différentielle ou aux dérivées partielles à satisfaire en tout point d'un domaine Ω , avec les conditions aux limites sur le bord.

2. On divise Ω en sous-domaines : c'est le maillage. Les sous-domaines sont appelés mailles.

3. On choisit la famille des champs locaux, c'est-à-dire à la fois la position des nœuds dans les sous domaines et les polynômes qui définissent le champ local en fonction des valeurs aux nœuds (des sous domaines).

4. On construit une formulation variationnelle du problème [29]. Et on ramène le problème à un problème discret.

La formulation variationnelle est donnée par la relation suivante :

$$\int_{\Omega} \psi(x)h(x)dx = 0 \quad \forall \psi(x) \leftrightarrow h(x) = 0 \quad \forall x \in \Omega$$

$h(x)$ est l'équation différentielle qu'on cherche à résoudre.

La discrétisation nous permettra de satisfaire la formulation variationnelle et les champs locaux déterminés par les valeurs aux nœuds. Pour cela on choisit certaines fonctions test qui permettent de trouver une solution convergente du champ global (quand le maillage se raffine).

On peut alors construire une solution approchée à partir des valeurs trouvées aux sous domaines. En effet toute solution approchée est complètement déterminée par les valeurs aux nœuds des éléments.

Nous avons largement utilisé cette méthode pour étudier les cristaux photoniques. Elle permet d'avoir accès aux coefficients de réflexion et de transmission du BIP, à des cartes de champ et aux diagrammes de rayonnements. Les difficultés qu'on peut rencontrer avec cette méthode, sont les problèmes d'espace mémoire et de temps de calcul pour des structures plus complexes.

II.3.3 Méthode des matrices de transfert :

La méthode des matrices de transfert permet de calculer les coefficients de réflexion et de transmission pour les cristaux photoniques de taille finie. Ces matériaux peuvent être parfaits ou dopés [33]. Elle peut être utilisée pour le calcul de structure de bande pour un cristal parfait. Elle a été adaptée au cas des cristaux photoniques par Pendry au début des années 90 et par Reynolds [34] dans les deux dernières années. En fait, elle permet d'exprimer le champ électromagnétique sur une couche en fonction du champ sur la couche précédente.

L'évolution du champ dans le cristal est alors calculée de couche en couche, ce qui permet d'obtenir les coefficients de transmission et de réflexion. Nous avons utilisé ce code de Reynolds pour le calcul des coefficients de transmission et de réflexion et nous l'avons comparé avec la méthode des éléments finis (Figure II-1). Les résultats obtenus par les deux méthodes sont en très bon accord à part une légère différence. Cette différence est liée aux paramètres géométriques. En effet dans le code des matrices de transfert, on intègre directement la valeur du rapport entre le rayon et le pas qui n'est pas une valeur exacte (elle n'est pas un nombre entier). Par contre avec la méthode des éléments finis, les paramètres géométriques sont intégrés

séparément. Un autre inconvénient du logiciel des matrices de transfert que nous avons utilisé, c'est qu'une banque de structures est intégrée par défaut et par conséquent le choix de structure est limité.

L'avantage de ce code est la vitesse de calcul qui est très grande et les calculs n'occupent que peu d'espace mémoire.

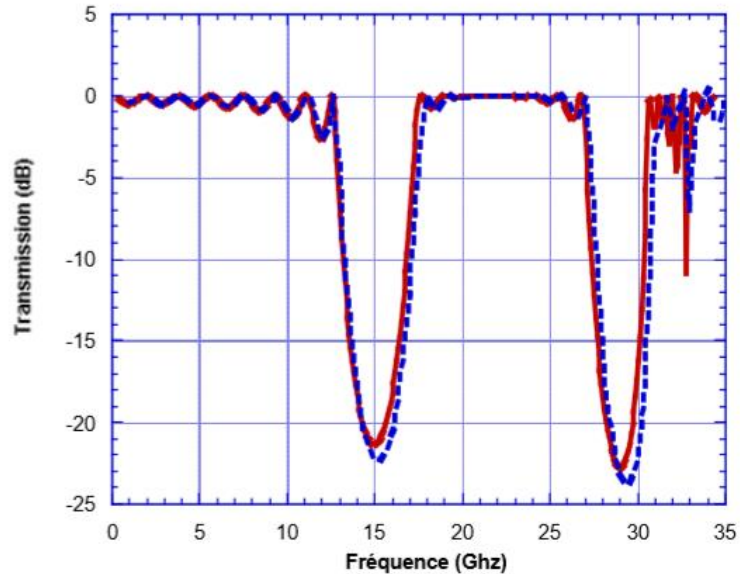


Figure II-1 : Diagrammes de transmission calculés avec la méthode des matrices de transfert (trait plein) et la méthode des éléments finis HFSS (traits pointillés) pour un réseau carré de tiges de Nylon de permittivité 3.5, de diamètre 5 mm, et de pas $p = 7$ mm.

Les calculs ont été effectués en incidence normale et en polarisation TM.

II.3.4 Méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) :

Introduite par K.S. Yee en 1966, la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) [35] est un outil puissant pour la résolution des équations de Maxwell. Réalisée dans le domaine temporel, elle permet d'appréhender visuellement la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu structuré (notamment un cristal photonique). Le calcul de toutes les composantes de champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir, entre autres à l'aide de la transformée de Fourier, des informations telles que le spectre en fréquences en

plusieurs points de la structure, une cartographie du champ électrique ou magnétique, etc. Coûteuse en mémoire, cette méthode nécessitait, il y a encore quelques années, de puissants calculateurs. Avec l'augmentation de la puissance et de la mémoire présentes sur les ordinateurs, il est possible, aujourd'hui, de l'implémenter sur tout ordinateur de bureau. Méthode de modélisation précise et rapide, c'est elle que j'ai codée en Fortran 90 et utilisée pour la simulation de cristaux photoniques.

À partir des équations de maxwell on peut écrire :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \wedge E \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \wedge H - \frac{\sigma}{\varepsilon} \cdot E \quad (2.12)$$

Ces équations peuvent être discrétisées dans le temps et dans l'espace, remarque qui a été à la base de l'algorithme de Yee [36] qui s'appuie sur la méthode dite « saute-mouton » : les composantes de champ électrique sont calculées à un instant t , puis ce sont les composantes de champ magnétiques qui sont calculées, puis de nouveau les composantes de champ électrique etc. Les équations qui suivent représentent les équations de base de la méthode FDTD dans un repère que l'on suppose cartésien [37].

II.3.5 Méthode des réseaux de diffraction :

Cette méthode considère le matériau à bande photonique interdite comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs [38]. Dans chaque région séparant ces réseaux, le champ est développé suivant la forme de Rayleigh, c'est-à-dire sur toutes les ondes planes possibles et les différents coefficients de ce développement sont reliés dans deux couches adjacentes par les propriétés de diffraction du réseau qui les séparent, lesquelles sont calculées par la théorie intégrale des réseaux. La résolution du système de relations matricielles entre coefficients de Rayleigh donne finalement la diffraction du matériau globale.

II.4 Diagramme de bandes et bande interdite (BI) :

Comme en physique du solide, la description théorique d'un cristal photonique peut se faire à l'aide d'un diagramme de bandes donnant, pour chaque valeur du vecteur d'onde pris dans la zone de Brillouin du cristal, les fréquences correspondant aux modes électromagnétiques supportés par la structure. Afin de prévoir le comportement d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique, nous devons résoudre les équations de Maxwell relatives à un milieu de constante diélectrique périodiquement modulé [39].

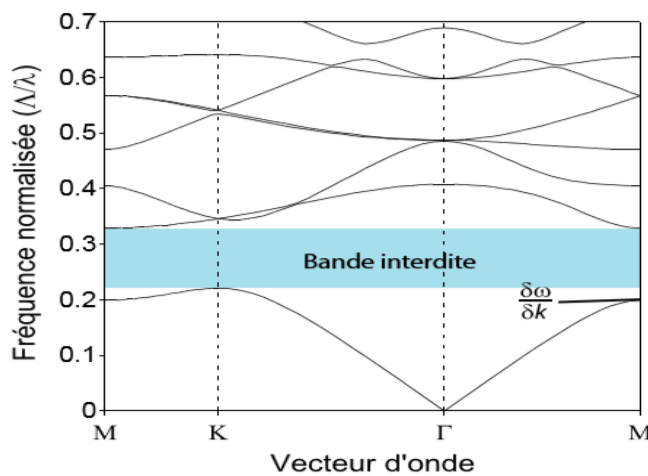


Figure II-2: Diagramme de bandes d'un cristal photonique 2D obtenu par la méthode des ondes planes.

Fréquence ($0.221 \leq \Lambda/\lambda \leq 0.329$) dans laquelle aucun vecteur d'onde ne peut se propager dans la structure c'est : la bande interdite.

II.4.1 Bandes interdites complètes :

Une bande interdite photonique d'un cristal est dite complète (ou totale) lorsque, pour le domaine de fréquences considéré, le cristal ne supporte aucun mode électromagnétique de propagation ; c'est à dire qu'une onde dont la fréquence est dans la bande interdite totale ne peut pas se propager dans le cristal quelles que soient sa polarisation et sa direction de propagation. Seule une structure dont l'indice est périodique dans les trois directions de l'espace est susceptible de posséder des bandes interdites complètes. Mais souvent, le caractère total d'une bande interdite s'entend

par rapport au nombre de directions de périodicité que le cristal possède. Ainsi, pour un cristal à deux dimensions, une bande est dite complète si, dans le domaine de fréquences considéré, le cristal (infini) ne supporte aucun mode pour une propagation dans le plan perpendiculaire aux tiges. Un cristal à une dimension possède une bande interdite pour une propagation dans la direction de périodicité si quelle que soit la fréquence considérée, il est impossible de trouver un mode supporté par la structure [15].

II.5 Domaines d'application des matériaux à bandes interdites photoniques :

Dans cette partie, nous allons décrire les différentes applications possibles des Matériaux à bandes photoniques interdites. Nous limiterons au cas des cristaux photoniques bidimensionnels qui sont ceux qui offrent, pour l'instant plusieurs applications. Dans un premier temps on parlera du domaine optique ensuite, on évoquera le domaine micro-onde.

II.5.1 Dans le domaine de l'optique :

II.5.1.1 Les fibres optiques :

Les fibres à cristaux photoniques sont déjà rentrées dans le domaine des applications industrielles [40]. Elles ont été proposées pour la première fois dans les années 1995 [41]. Ces fibres sont obtenues par empilement de plusieurs tubes de silices pour obtenir une "préforme". Ensuite cette préforme est chauffée à une très haute température de l'ordre de 1800°C puis étirée afin qu'elle obtienne un diamètre d'environ 125 μm , pour être similaire à une fibre classique. La fibre est ensuite protégée par une gaine plastique. Comme on le voit sur le graphe de la figure 2.3.

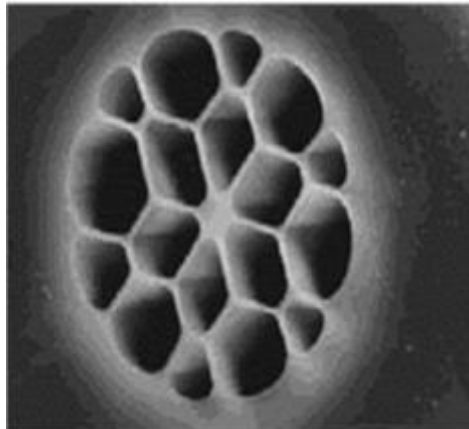


Figure II-3: photographie d'une fibre à trous, de diamètre de cœur (au centre) de $1\ \mu\text{m}$ [42].

Ces fibres à cristaux photoniques possèdent aussi des propriétés de dispersion qu'on pourra contrôler à travers leurs paramètres géométriques [43].

II.5.1.2 Les micro-résonateurs :

L'utilisation des défauts ponctuels et linéaires permettent de faire des micro-résonateurs et des guides d'ondes respectivement.

La réalisation des micro-résonateurs est obtenue par inclusion des défauts ponctuels dans une structure à cristaux photoniques. Les premières études sur les micros résonateurs avec des structures bidimensionnelles ont été réalisées en 1997 par labilloy [44].

Les guides d'onde : l'idée de réaliser les guides d'onde est apparue en 1994 [45] et les premières réalisations sont arrivées en 1999[46].

Les guides linéiques présentent beaucoup de pertes. Il existe un autre type de guide qu'on appelle guide coudé 'guide avec virage'.

II.5.1.3 Filtres et multiplexeurs:

Une fonction importante qu'on peut réaliser avec des cristaux photoniques : le multiplexage en longueurs d'ondes (WDM, Wavelength Division Multiplexing).

L'objectif est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises. Plusieurs réalisations ont montré la possibilité du couplage d'une cavité avec un guide [47]. Par exemple, la réalisation permet l'extraction ou l'insertion dans un guide d'une longueur d'onde bien précise.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les cristaux photoniques présentent des phénomènes de super prisme et d'ultra réfractivité.

Au cours de la recherche que nous avons menée sur la réfraction anormale dans les BIPs bidimensionnels, nous avons pu localiser expérimentalement le phénomène de forte dispersion et d'ultra réfractivité au bord et au fond de la bande interdite.

II.5.2 Dans le domaine micro-onde :

Un grand nombre d'équipes de recherche se sont intéressées à l'étude des BIPs aux fréquences micro-ondes en raison des multiples applications envisageables dans ce domaine de fréquence. Le secteur des Télécommunications avec notamment les antennes, est très concerné. En effet, on peut utiliser des matériaux à bandes photoniques interdites pour la réalisation de :

- substrats d'antennes : les premières expériences visant à exploiter les cristaux photoniques diélectriques comme substrat d'antennes ont été menées par E.R. Brown et al.

- surfaces à hautes impédances peuvent être utilisées pour améliorer la directivité des antennes

Les BIPs peuvent aussi être utilisés dans la réalisation de circuits micro-ondes tels que :

- filtres planaires
- guides
- multiplexeurs

- Amélioration du rendement des antennes par utilisation des substrats à base des cristaux photoniques ultra réfractifs.

CHAPITRE III

Résultats et interprétations

III.1 Représentation du logiciel R SOFT CAD :**III.1.1 Environnement de CAD :**

Le RSoft CAD est un programme de base de R Soft photonique, il permet aux chercheurs et ingénieurs de créer des systèmes pour la conception des dispositifs de guide d'onde, des circuits optiques et d'autres dispositifs photoniques. Dans le Rsoft, il existe plusieurs modules intégrés, chaque module assure une fonction bien précise, parmi ces modules se trouve :

III.1.2 Le simulateur « BandSOLVE » :

Le logiciel que nous avons exploité pour modéliser les structures par la méthode des ondes planes s'appelle « BandSOLVE » développé par Rsoft. BandSOLVE est un logiciel de simulation des structures de bande photoniques. Il est basé sur la méthode des ondes planes optimisée pour les structures périodiques, idéal pour produire des diagrammes de bande des structures à bandes interdites photoniques classiques tels que 2D et 3D et les guides à cristaux photoniques en utilisant une méthode super cellule type onde plane. A deux dimensions, il est nécessaire de considérer deux directions de propagation différentes : TE (avec le champ E perpendiculaire à l'axe des trous) et TM (où E est parallèle à l'axe des trous). Ces deux polarisations sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bandes indépendants. Il n'existe pas forcément une bande interdite dans les deux cas. En outre, il peut être appliqué à des structures comme les fibres à cristaux photoniques, qui sont complexes pour les autres techniques de simulation. BandSOLVE est particulièrement utile pour optimiser les propriétés des structures à cristaux photoniques. BandSOLVE est destiné pour fonctionner avec les autres modules de simulation de Rsoft tels que BeamPROP et FullWAVE, il partage le même outil de CAD avec ces modules. En particulier, le BandSOLVE est spécialement utile pour optimiser les propriétés des cristaux photoniques.

III.1.3 Le simulateur « FULL WAVE » :

L'objectif de FullWAVE est de fournir un ensemble de simulations pour calculer la propagation de la lumière dans les guides d'ondes de géométries arbitraires. La simulation est basée sur la technique de la FDTD (Finité Différence Time Domain). La FDTD est une méthode de résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel; elle utilise l'outil numérique des différences finies. On peut obtenir les réponses en champs TE et TM simultanément.

III.2 Fenêtre de programme de CAD :

La fenêtre de programme de Rsoft CAD comporte une barre de menus en haut de la fenêtre, une barre des outils qui porte plusieurs icônes et la ligne d'état.

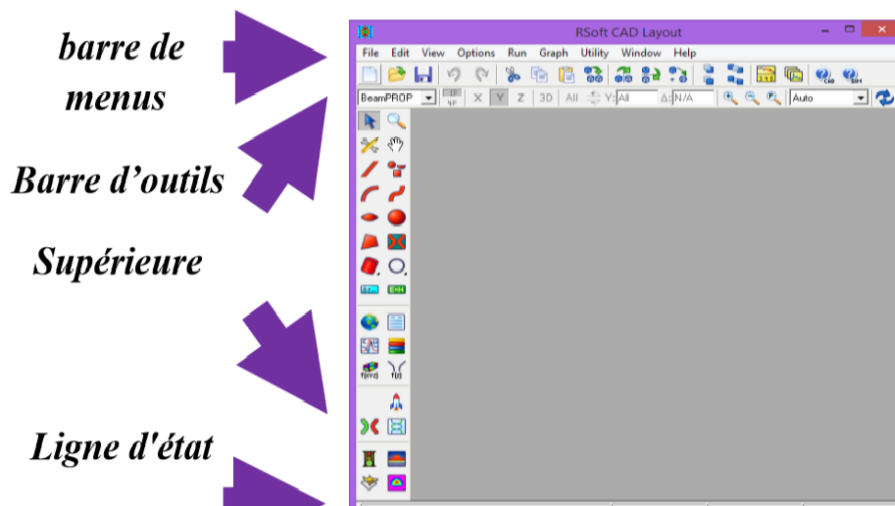


Figure III-1: La fenêtre de programme de R Soft CAD, montrant la barre de menus au-dessus, les barres des outils supérieures et gauches, et la ligne d'état au fond.

III.2.1 Générer la structure de réseau :

Dans cette partie on va montrer comment créer un réseau en cristaux photoniques dans l'interface de CAD. Généralement, il existe plusieurs manières pour créer une structure de réseau dans l'interface de CAD. Cependant, la manière la plus facile est d'employer une des multiples utilités de disposition qui sont incluse avec Full WAVE afin d'expédier la création de ce réseau en utilisant Array Layout (figure (a)). Après l'introduction des différentes données (type de réseau, forme de motif, le

nombre de rangés et le nom du circuit) on clique sur le bouton OK pour obtenir la structure du cristal photonique qui apparaît sur la (figure (b)).

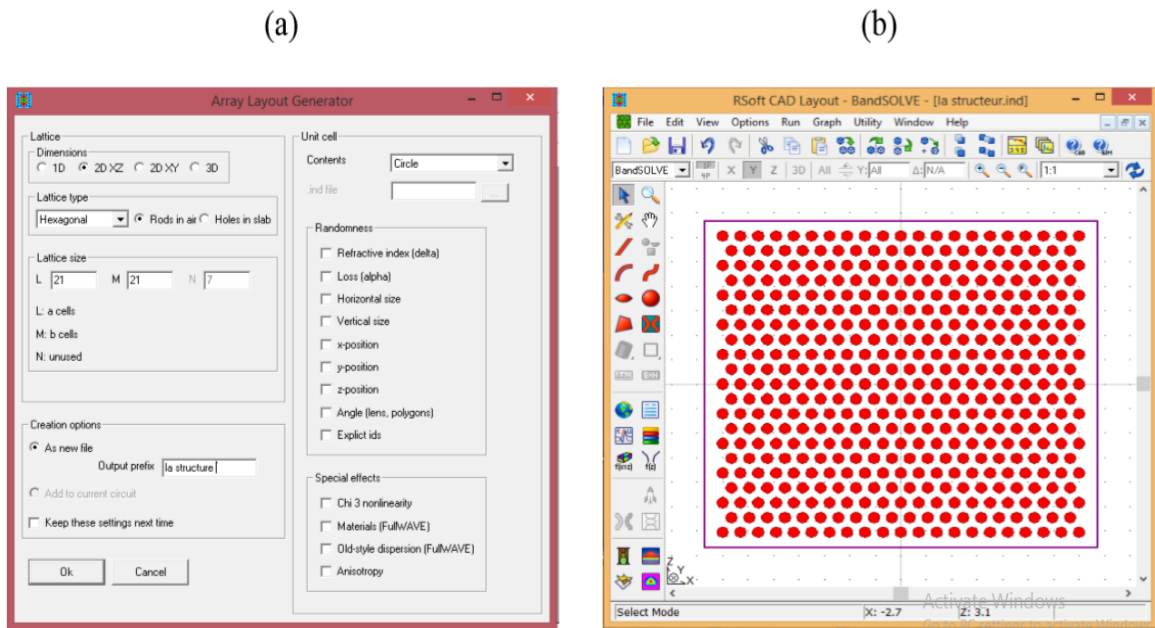


Figure III-2: a) Arrangements de disposition de la rangée XZ. b) Disposition de rangée dans la fenêtre de CAD.

III.3 Présentation des autres applications :



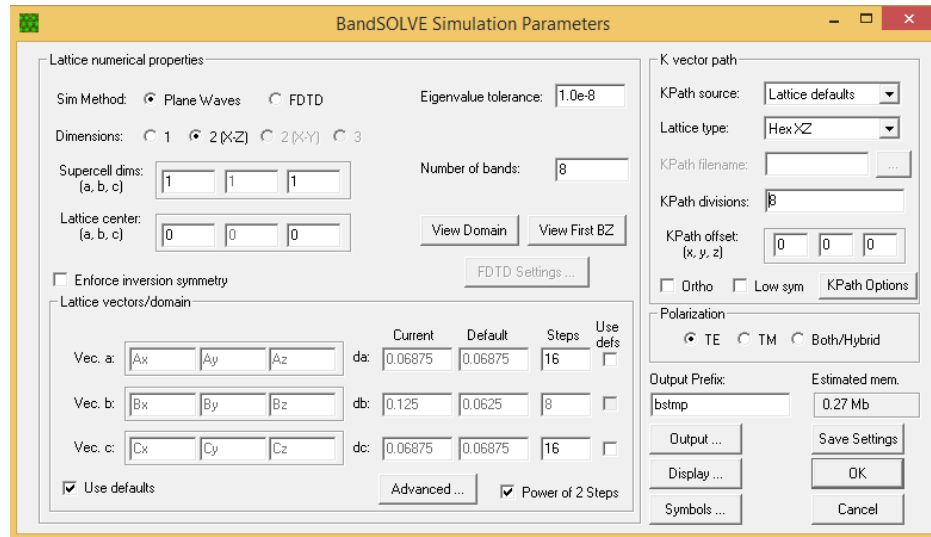
.EDIT LAUNCH FIELD (Editer le champ du guide) où l'utilisateur peut indiquer le champ initial pour une simulation.



.EDIT LAYER TABLE (Editer le tableau du guide) : Cette option ouvre le tableau éditeur des guides, il est utilisé pour définir les structure 3D.



.PERFORME SIMULATION (Effectuer La simulation) : Cette option ouvre la boîte de dialogue du paramètre de simulation (simulation paramètres) où l'utilisateur peut indiquer des paramètres de simulations avant de l'effectuer.



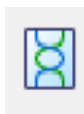
.COMPUTE FUNDAMENTAL MODE (mode fondamentale de calcul)

: Cette option permet à l'utilisateur de calculer le mode fondamentale du circuit. Noté que des modes d'ordre plus supérieur peuvent être calculés par l'intermédiaire de l'option de menu Run.



. EDITE PATHWAYS (Editer les voies) :

Cette option permet à l'utilisateur de définir des voies qui sont utilisé pour définir des positions de lancement pour l'analyse.



.EDITE MONITERS (Editer les moniteurs) :

Cette option permet à l'utilisateur de créer et modifier des moniteurs de Beam PROP. Un moniteur permet à l'utilisateur de mesurer une quantité, telle que la puissance du guide d'onde, pendant une simulation.



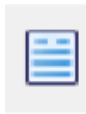
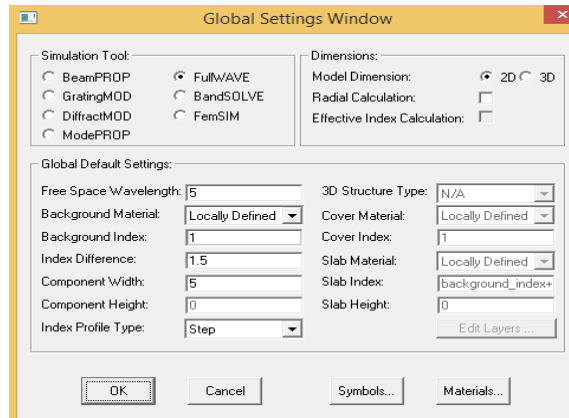
.LAUNCH DATA BROWSER :

Cette option ouvre le RSOFT data browser.



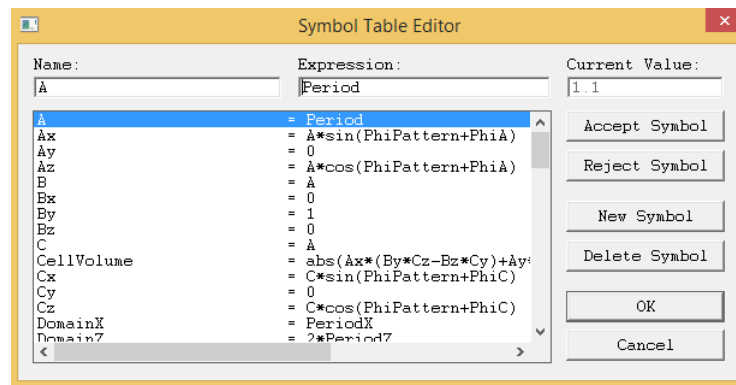
.EDIT GLOBEL SETTINGS : (Editer les arrangements globaux) :

Cette option ouvre la zone de dialogue d'arrangement globale (globale Settings) ou les arrangements par défaut du boite, peuvent être places. Elle est équivalente à la nouvelle boite de dialogue du circuit.



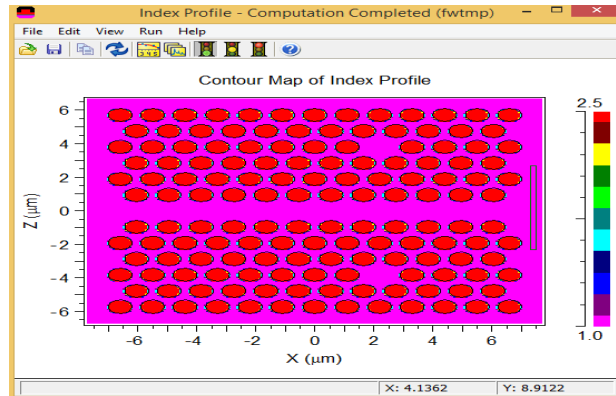
.EDIT SYMBOL TABLE (Editer le tableau du symbole) :

Cette option ouvre le tableau du symbole ou l'utilisateur crée de nouvelles variables et pour modifier des variables existent.



. COMPUTE INDEX PROFILE (Profil d'indice de calcul) :

Cette option ouvre la zone de dialogue de profil d'indice de calcul ou l'utilisateur peut calculer un profil d'indice de circuit.



III.4 Simulation

III.4.1 Structure étudiée :

La structure ici consiste en un cristal photonique de réseau bidimensionnel hexagonal réalisé dans un substrat (slab) en silicium d'indice de réfraction $n_s = 3.48$, cette structure est constituée d'une matrice 21*21 trous d'air (l'indice de réfraction de l'air $n_{air} = 1$) de période de réseau a et de rayon de trou $r=0.35a$, dans notre travail nous allons voir l'influence des paramètres physiques et géométriques sur la bande interdite photonique (BIP).

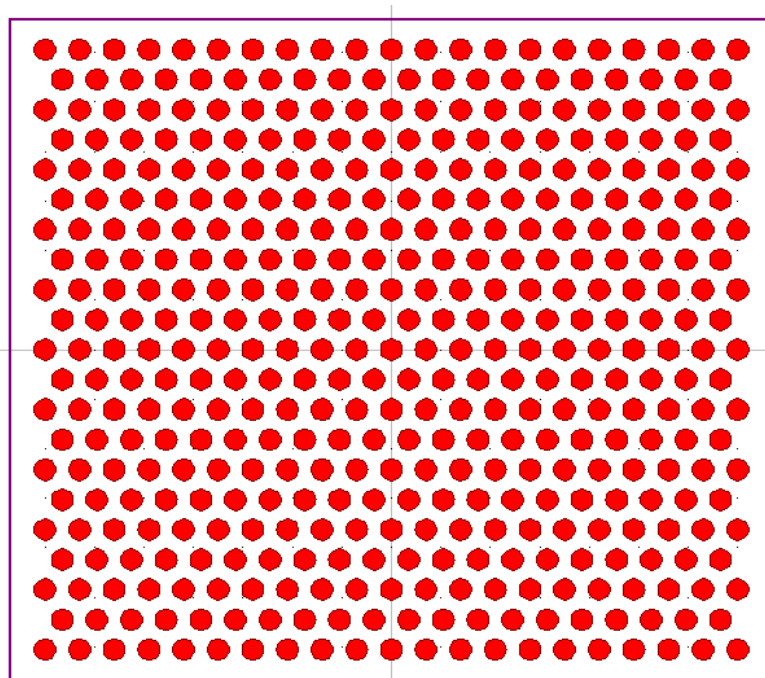


Figure III-3: Structure étudiée d'un Réseau réel pour un motif hexagonal de trous d'air de période $a=0.35$, rayon $r=0.11$, facteur de remplissage $f=0.31$

III.4.2 Etude des BIP en fonction de la variation de l'indice de réfraction des trous :

L'infiltration des autres matériaux dans les trous des cristaux photoniques modifie les propriétés optiques de ces cristaux. La différence $\Delta n_{sh} = n_s - n_h$ entre l'indice de réfraction du semi-conducteur n_s et l'indice de réfraction des trous n_h diminue et la bande interdite devient plus étroite. Les bords de bandes se déplacent vers les basses énergies. Comme pour la bande d'air, le champ électrique est confiné dans les trous, la bande d'air se déplace plus vite que la bande diélectrique.

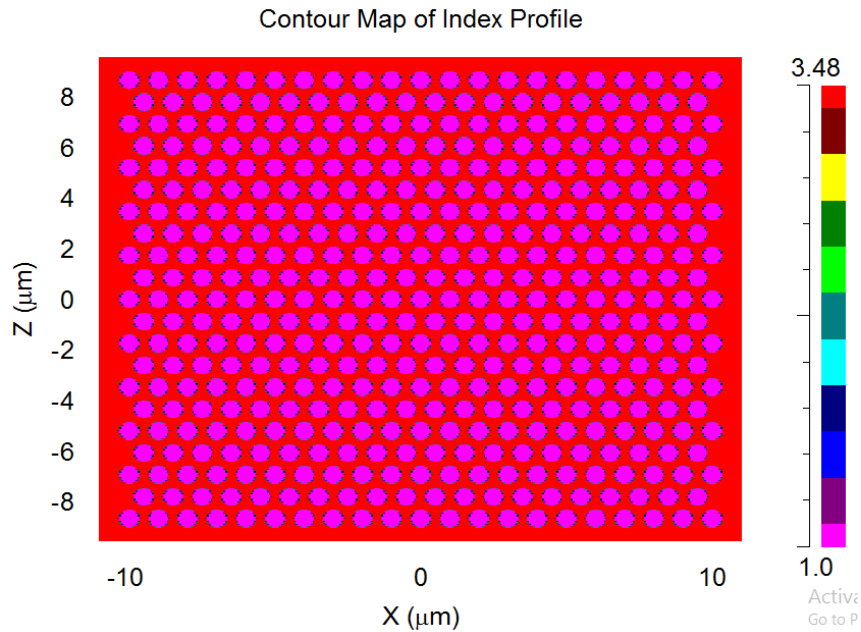


Figure III-4: Carte de contour du profil d'index.

La figure III-5 illustre le diagramme de dispersion de la fréquence normalisée par rapport au vecteur d'onde (de la matrice de trous originale), pour les modes TM et TE du cristal photonique bidimensionnels. Sans défauts, la structure initiale présente un large intervalle de bande interdite située entre $\omega_1=0.208$ (a/λ) et $\omega_2=0.285$ (a/λ), centrée pour la polarisation TM et TE dans les directions T-K-M-T de la zone de Brillouin. Ce résultat est obtenu en utilisant la méthode PWE en deux dimensions intégrée dans la méthode **BANDE SOLVE** du logiciel **RSOFT**.

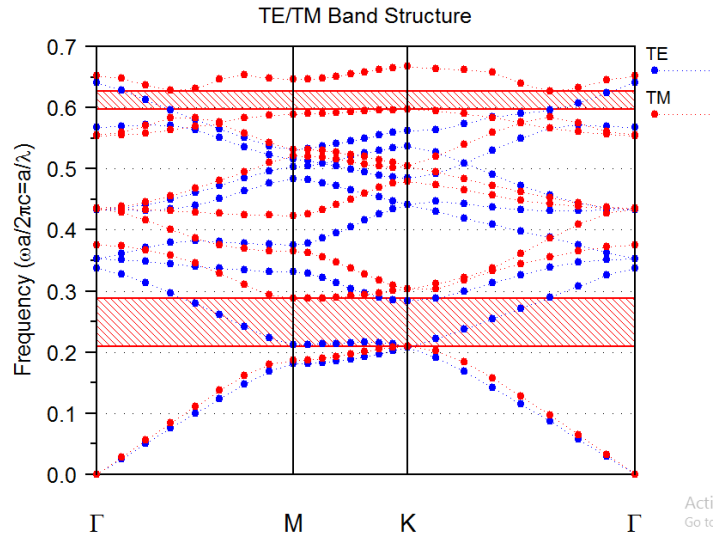


Figure III-5: Diagramme de dispersion d'un réseau hexagonal de trous d'air en mode TE et TM pour des indices de réfraction des trous $n_h = 1$, $n_s = 3.48$.

Pour étudier l'influence de la variation de l'indice de réfraction des trous d'air sur la bande interdite photonique (BIP), nous prenons la même structure que précédemment, puis nous remplaçons l'indice n_h des trous d'air (indice faible) avec celui de l'eau (H_2O , $n = 1,33$) ensuite du sang ($n = 1,5$).

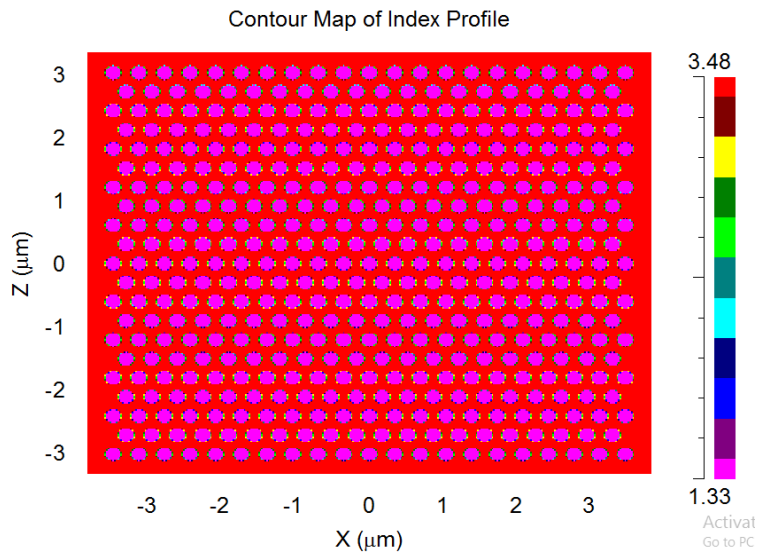


Figure III-6: Carte de contour du profil d'index $n_h = 1.33$

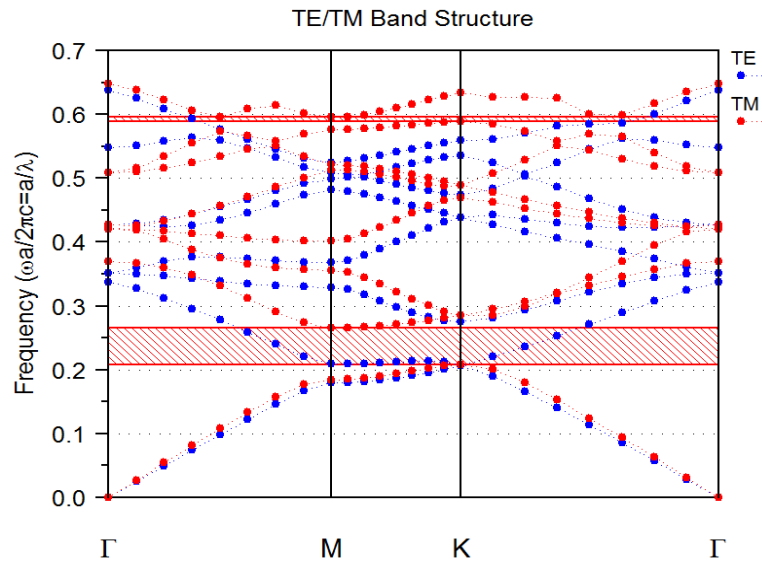


Figure III-7: Diagramme de dispersion d'un réseau hexagonal de trous d'air en mode TE et TM pour des indices de réfraction des trous $n_h = 1.33$, $n_s = 3.48$.

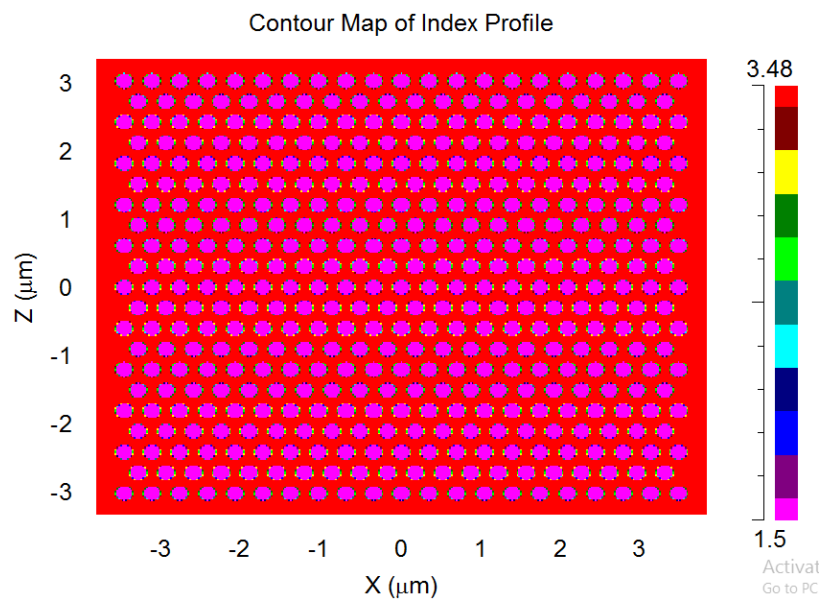


Figure III-8: Carte de contour du profil d'index $n_h = 1.5$.

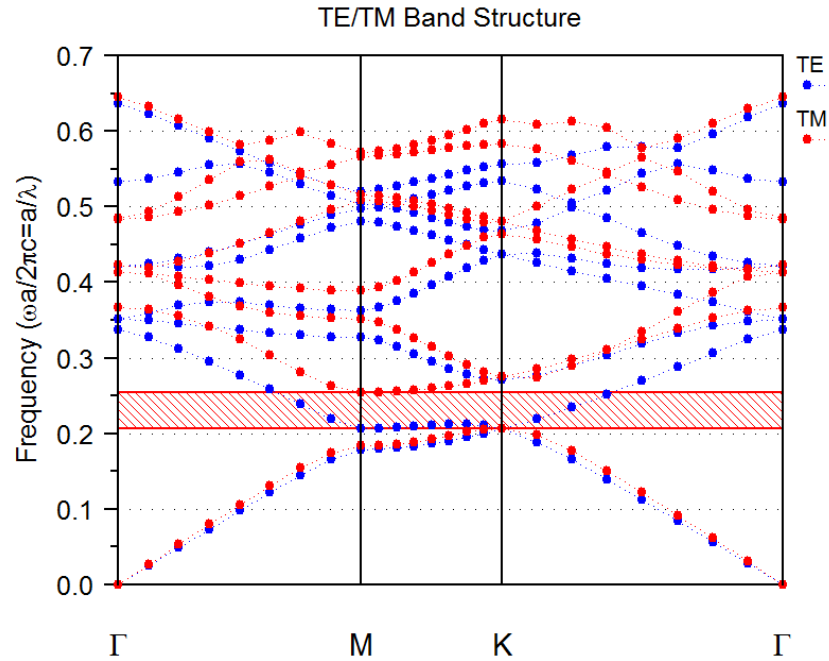


Figure III-9: Diagramme de dispersion d'un réseau hexagonal de trous d'air en mode TE et TM pour des indices de réfraction des trous $n_h= 1.5$, $n_s= 3.48$.

Nous avons calculé le diagramme de bande de la maille hexagonale fonctionnalisée à l'aide de la méthode des ondes planes. La figure représente les diagrammes de dispersion obtenus selon les polarisations TE et TM du cristal photonique pour les indices de réfraction des trous $n_h = 1$ et $n_h = 1.33$ et $n_h = 1.5$ respectivement,

La fréquence réduite, égale à $\omega a/2\pi c$, est exprimée en a/λ où « a » est le paramètre de maille du cristal et λ est la longueur d'onde dans le vide.

D'après les figure ,on voit apparaître une seule bande interdite en polarisation TM qui s'étend entre les fréquences normalisées $\omega_1=0.208 (a/\lambda)$ et $\omega_2=0.285 (a/\lambda)$, ce qui correspond à la gamme de longueur d'onde 1.414- 1.89 μm pour $n_h =1$ et une large BIP apparait en polarisation TM , entre les fréquences normalisées $\omega_1=0.208 (a/\lambda)$ et $\omega_2=0.265 (a/\lambda)$ pour les trous d'air remplis d'eau($n_h =1.33$) et entre les fréquences normalisées $\omega_1=0.206 (a/\lambda)$ et $\omega_2=0.253 (a/\lambda)$ pour les trous d'air remplis de sang ($n_h =1.5$).

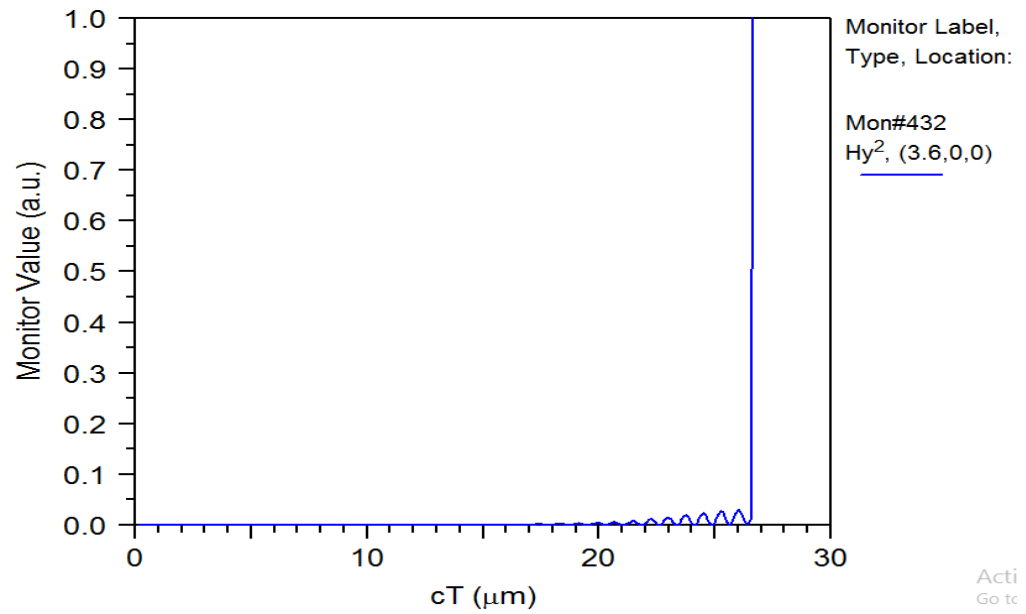


Figure III-10: la présentation du spectre de transmission calculé par la FDTD-2D.

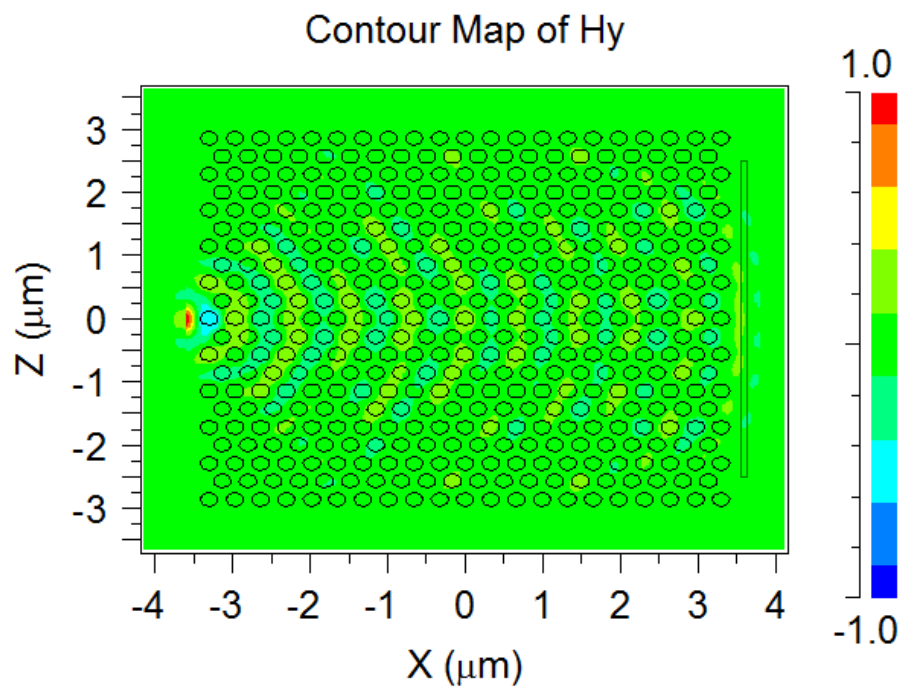


Figure III-11: Intensité du champ sans guide d'onde à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

III.4.3 Etude des BIP en fonction de la variation des paramètres géométriques :

Quand on veut voir l'influence de changement des paramètres géométriques c'est-à-dire le changement des périodes a et des rayons des trous r dans ce travail on va fixer la valeur optimale de période $d=0.36$ et on va changer la valeur du rayon pour différentes valeurs ($r=0.12, r=0.14, r=0.16, r=0.08$) donc le rapport r/a (le facteur de remplissage) change respectivement des valeur des rayons du trou $f=0.33\%$, $f=0.38\%$, $f=0.44\%$, $f=0.22\%$.

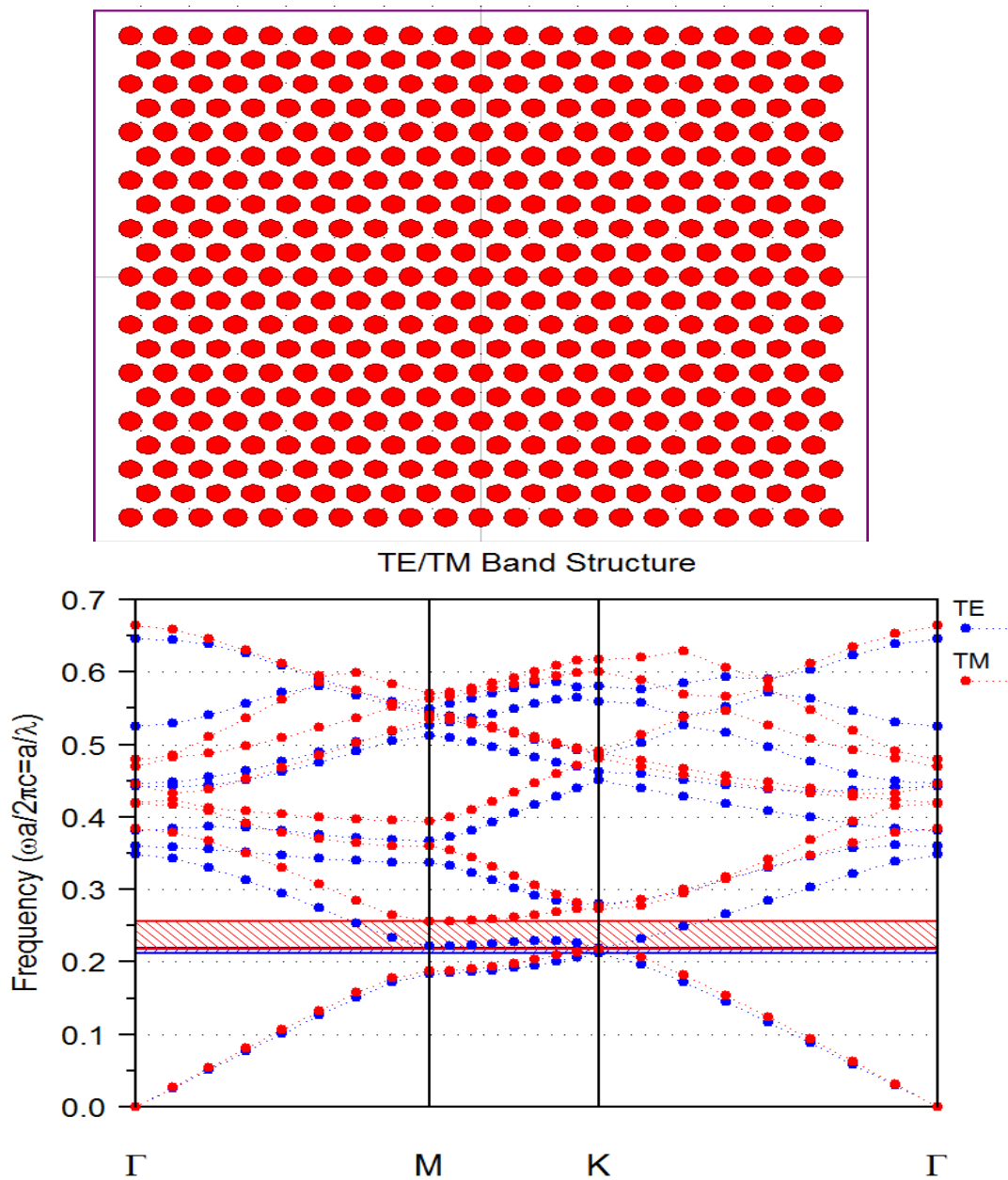


Figure III-12: Diagramme de dispersion pour $a=0.36$ et $r=0.12$, $f=33\%$.

D'après la figure, on voit apparaître une seule bande interdite en polarisation TM qui s'étend entre les fréquences normalisées $\omega_1=0.218(a/\lambda)$ et $\omega_2=0.256 (a/\lambda)$.

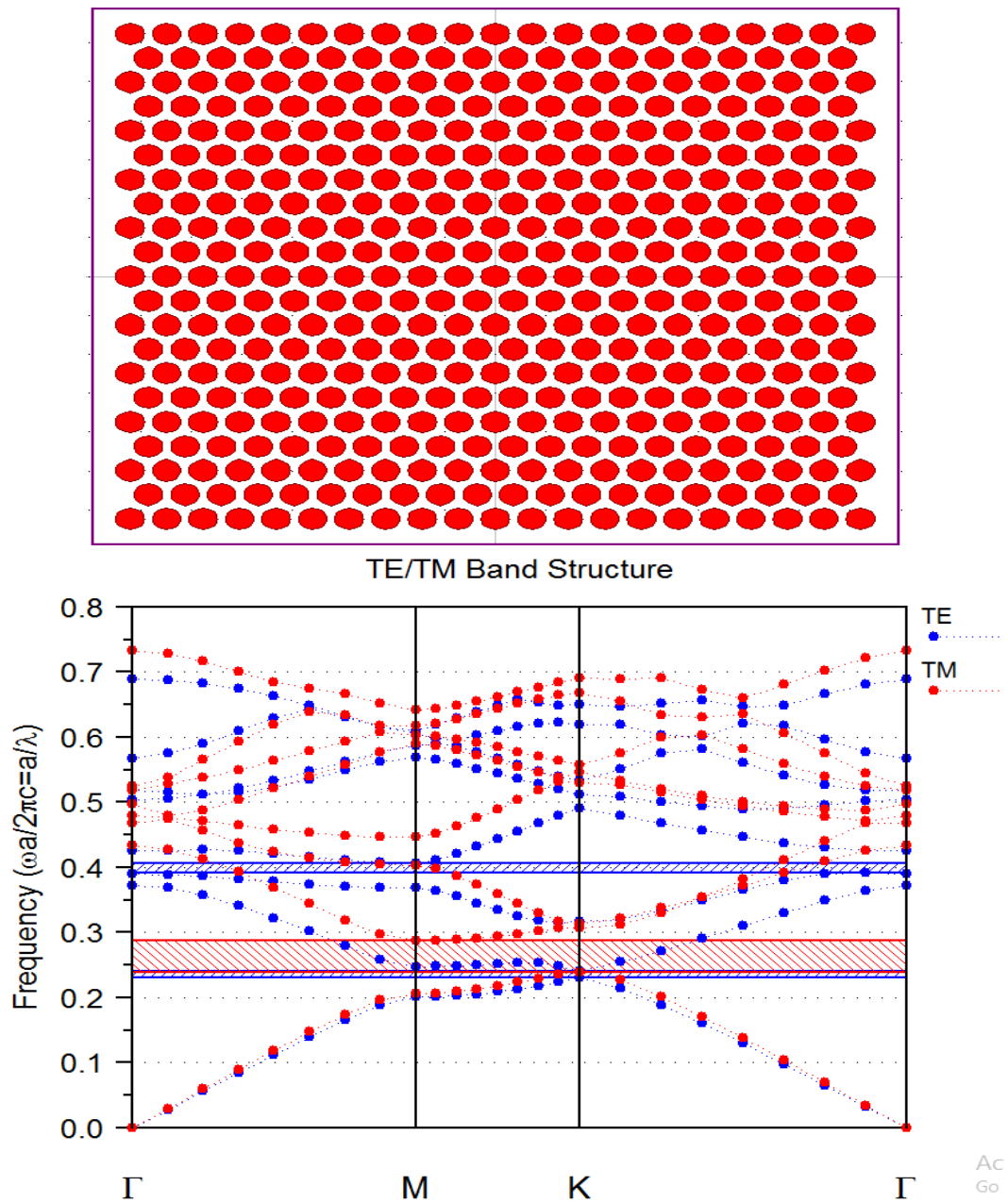


Figure III-13: Diagramme de dispersion pour $a=0.36$ et $r=0.14$, $f=38\%$.

Pour $r=0.14\mu\text{m}$ la bande interdite décaler vers la haute fréquence en polarisation TM qui s'étend entre les fréquences normalisées $\omega_1=0.24(a/\lambda)$ et $\omega_2=0.287 (a/\lambda)$ et on observe une petite bande avec la polarisation TE $\omega_1=0.39(a/\lambda)$ et $\omega_2=0.45 (a/\lambda)$.

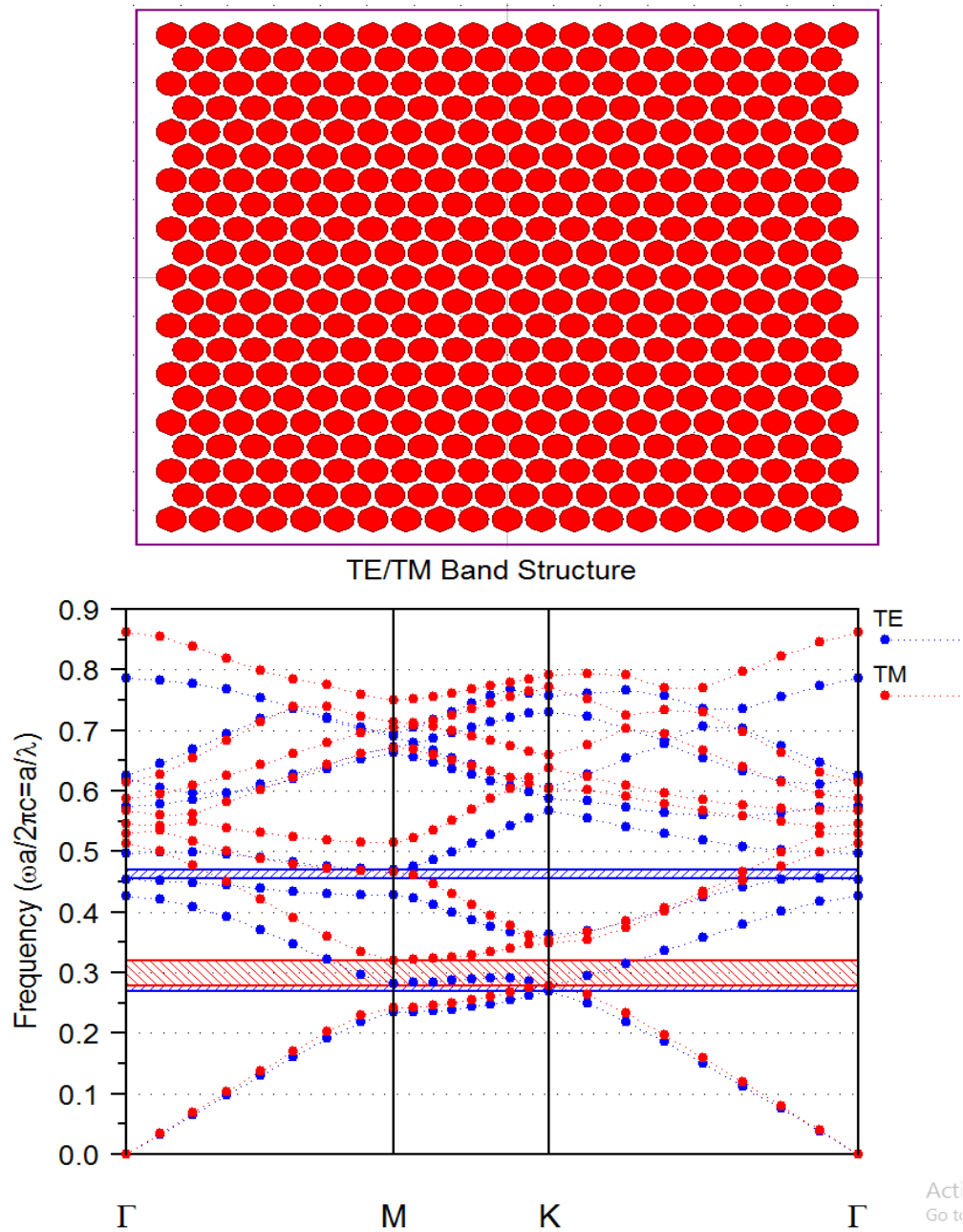


Figure III-14: Diagramme de dispersion pour $a=0.36$ et $r=0.16$, $f=44\%$.

D'après la figure précédente on va voir une gamme de fréquence à décaler vers le haut partir de $\omega_1=0.28(a/\lambda)$ et $\omega_2=0.319(a/\lambda)$ et on observer une petite bande avec la polarisation TE $\omega_1=0.455(a/\lambda)$ et $\omega_2=0.47(a/\lambda)$.

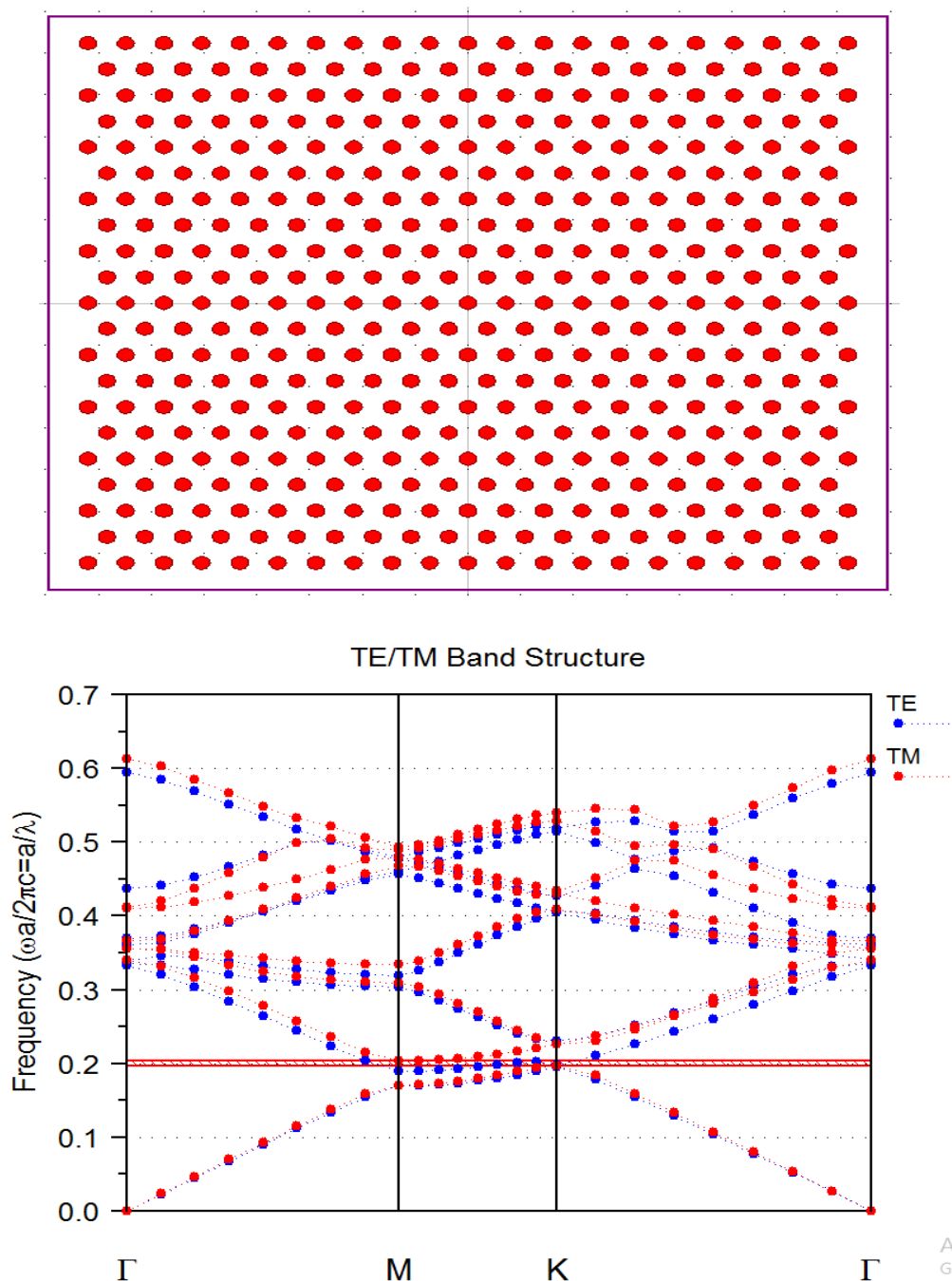


Figure III-15: Diagramme de dispersion pour $a=0.36$ et $r=0.08$, $f=22\%$.

Pour $r=0.08, f=0.22\%$ (faible facteur de remplissage) on a presque n'est pas d'une bande interdite donc il faut atteindre a $r=0.08$.

III.4.4 Guide d'onde :

Nous considérons dans cette section un guide d'onde à cristaux photoniques. Il est formé en enlevant une rangée de trous.

La lumière incidente est placée à l'entrée du guide d'onde et le moniteur de réception (dispositif pour la réception de la réponse) est placé à l'autre bout (à la fin du guide d'onde).

La source de la lumière incidente éclairante est une impulsion de forme gaussienne de longueur d'onde de $1.55\mu\text{m}$ (longueur d'onde utilisée dans le domaine de télécommunication).

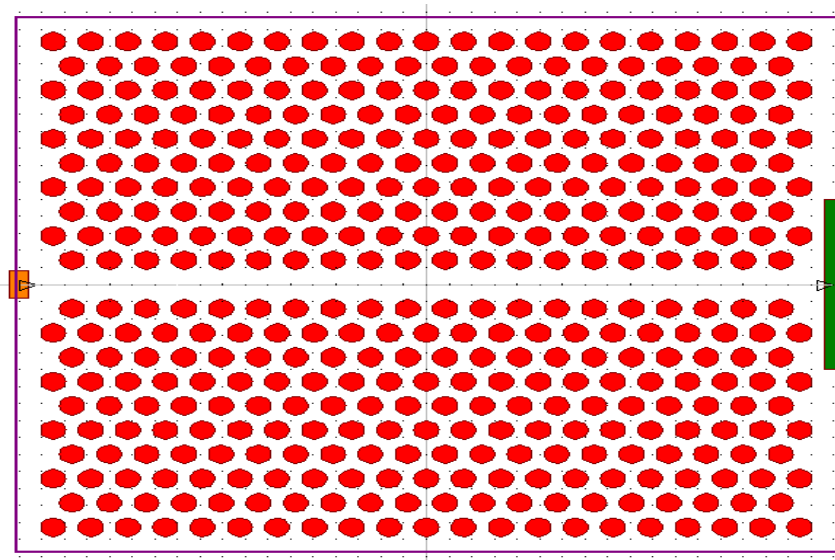


Figure III-16: structure d'une guide w_1 dans un cristal photonique 2D.

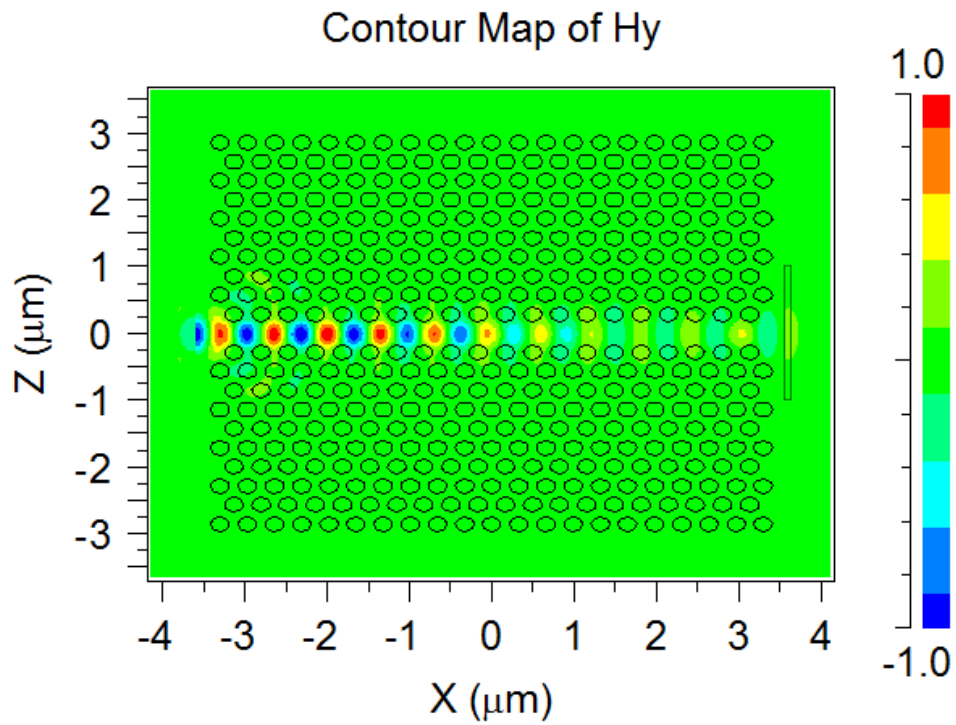


Figure III-17: Intensité du champ avec guide d'onde à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

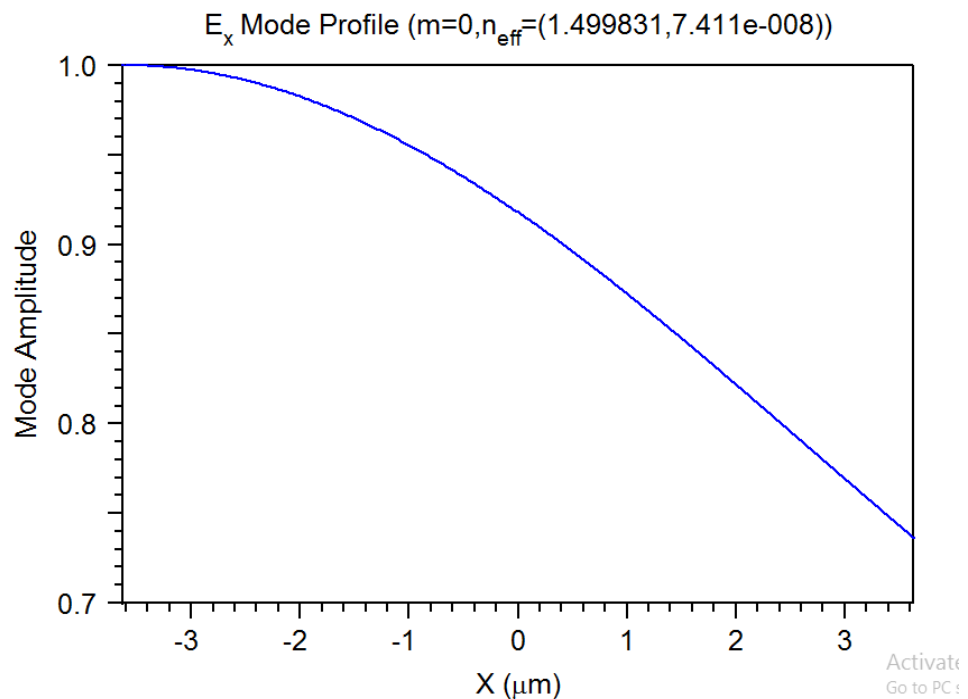


Figure III-18: Spectre de transmission

III.5 Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons fait premièrement une représentation du logiciel R SOFT CAD puis nous avons pu observer l'influence de l'indice de réfraction sur le changement de notre BIP, à chaque changement d'indice de réfraction la BIP changeait. Deuxièmement nous avons fait une étude des BIP en fonction de la variation des paramètres géométriques et on a conclu l'influence de ces paramètres géométriques dans les deux cas sur la largeur et le décalage sur BIP et les valeurs optimales. Enfin on trace une structure guide d'onde leur spectre de transmission et leur intensité de champ.

Conclusion générale

Les études menées depuis cette dernière décennie sur l'utilisation des cristaux photoniques pour la réalisation des circuits intégrés répondant aux exigences des nouveaux systèmes de lab-on-chip ont prouvé que ces structures périodiques constituent des candidats potentiels pouvant offrir de nouvelles perspectives pour le développement et la réalisation d'une future génération de circuits intégrés tous optiques.

Dans ce mémoire nous nous sommes intéressés à l'étude de la variation des BIPs en fonction :

- des paramètres géométriques tels que la période, le rayon et le facteur de remplissage.

- des paramètres physiques en particulier l'indice de réfraction des trous.

Les différents calculs des bandes interdites pour le model d'un cristal photonique 2D démontrent que pour obtenir une bande interdite autour d'une fréquence donnée il est nécessaire de régler les paramètres géométriques, choisir les constituants du cristal et d'autres part, il faut bien choisir la topologie du cristal photonique notamment le type de réseau et la forme. Une structure guide d'onde a été tracée avec calcul du spectre de transmission et de l'intensité de champ.

Finalement, les résultats de notre travail semblent très satisfaisants et la méthode utilisée est fiable et efficace. Les résultats obtenus sont encourageants. Ceci rend la poursuite de ce travail à l'avenir sur cette ligne de recherche très intéressante grâce à l'impact scientifique et technologique de ce sujet qui attire toujours l'attention de nombreux chercheurs scientifiques.

Bibliographie

- [1] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics", Phys. Rev. Lett., 58, 2059-2062, 1987.
- [2] Benmerkhi Ahlem, « influence des paramètres géométriques sur la cavité à cristaux photoniques bidimensionnelle » Mémoire de Magister, Université Mentouri, Constantine, 2008.
- [3] Y. Zhang, Y. Zhao, Q. Wang « Measurement of methane concentration with cryptophane E infiltrated photonic crystal microcavity », Sensors and Actuators B 209, 431–437, 2015.
- [4] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," phys. Rev. Lett., vol. 58, pp. 2059, 1987.
- [5] C. M. Soukoulis, "Photonic Band Gap Materials" Dordrecht, Boston: Kluwer Academic Publishers, 1996.
- [6] S. David, "Étude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques," thèse de Doctorat, Univ. de Paris sud, Mars 2003.
- [7] O. Graydon, G. J. Parker, R. Sambles., "Nature's nanostructures colour wings and stones," Opto and Laser Europe, vol. 51, pp. 31-36, June 1998.
- [8] D. W. Prather, A. Sharkawy, S. Shi, J. Murakowski, G. Schneider, "Photonic crystals, theory, applications and fabrication," John Wiley & Sons, Inc., 2009.
- [9] ABRI née BADAOUÏ Hadjira, "Étude et Conception des Micro - composants à Base des Cristaux Photonique Bidimensionnels", Thèse de Doctorat, Université de Tlemcen, Décembre 2012.
- [10] E. Chow, S. Y. Lin, S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, J. R. Wendt, G. A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman. "Nature 407(6807), 983-986, 2000".
- [11] N. Kawia et al., "Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-

Bibliographie

Dimensional AlGaAs Photonic Crystal ”. Physical Review Letters , 86(11):p.2289,2001.

[12] A.Dahmani , ‘Optimisation des filtres selectifs à base des cristaux photoniques unidimensionnelles par une approche hybride ’,Mémoire de master, Université de Tlemcen ,juin 2017.

[13] Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Win, Photonic Crystal: Molding the Flow of Light, Princeton Univ. Press (1995)

[14] Y.MERLE, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 47-2, Université de Limoges, Novembre 2003.

[15] M. LOURTIOZ, D. MAYSTRE, H. BENISTY, V. BERGER, J. M. GERARD, A. TCHELNOKOV, «Les cristaux photoniques ou la lumière en cage », GET et Lavoisier, Paris, 2003

[16] D. Neel, “Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI,” Thèse de Doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2005.

[17] E. Yablonivitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung, “Photonic band structure: The face centred cubic case employing nonspherical Atoms,” Phy. Rev. Lett., vol. 67, pp. 2295-2298, 1991.

[18] A. Boudissa, “Conception des filtres optiques à base de cristaux photoniques pour application dans les routeurs optiques dans les réseaux de télécommunication optiques, ” thèse de doctorat, Université Mentouri – Constantine, 2013

[19] B. BACITA ,« Etude D’une Antenne Micro-ruban Triangulaire A Bande Interdite Photonique (BIP) 2D ». Mémoire de master, Université de M’sila, 2014

[20] S. MASSAOUDI , « Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels (BIP 2D) en Micro-Ondes: Application à l’ultra réfraction ».Université Paris XI, 2005.

[21] J. LOURTIOZ, « Cristaux photoniques et « gaps » de photons -Propriétés et applications », Techniques de l’Ingénieur, AF 3 711, 07/2004.

Bibliographie

- [22] X. Wang et al, « Bend-resistant large-mode-area photonic crystal fiber with a triangular core », Applied Optics, date de publication le 20 juin 2013
- [23] D. Neel, “Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI,” Thèse de Doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2005.
- [24] A. Benmerkhi, “Influence des paramètres géométriques sur la cavité à cristaux photoniques bidimensionnels,” Mémoire de magister, Univ. Mentouri Constantine, 2008.
- [25] Jérôme Muller. Réalisation et modélisation d’un microscope à sonde locale appliqué à l’étude du rayonnement thermique en champ proche. PhD thesis, Université Henri Poincaré - Nancy université, 2011.]
- [26] K. M. Leung and Y. F. Liu, Photonic Band Structures : the Plane-Wave Method, Phys. Rev. B, 41,p.10188(1990)
- [27] P. R. Villeneuve and M. Piche, Photonic band gap of transverse-electric modes in two dimensionally periodic media, Journal of optical society of America A8, 1296(1991)
- [28] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, and K. M. Ho, Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient, Phys. Rev. B 48, 14121(1993)
- [29] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, Existence of a Photonic Gap in Periodic Dielectric Structures, Phy. Rev. Lett. 65, p.3152(1990)
- [30] E. Yablonivitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung, Photonic Band Structure : The Face-centred-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms, Phy. Rev. Lett.,67,p22952298 (1991)
- [31] S. Guo and S. Albin, A simple plane wave implementation method for photonic crystal calculation, Optc. Society of America(2001)
- [32] J. Garrigues, méthode des éléments finis, Ecole Supérieure de Mécanique de Marseille(2002).
- [33] : J. B. Pendry, Calculating Photonic Band Structure, J. Phys. : Condens Matter8,

Bibliographie

1085(1996).

[34] A. L. Reynolds, Translight Software Manual, University of Glasgow(2000)

[35] Kane Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. Antennas and Propagation, IEEE Transactions on, 14(3) :302–307, May 1966

[36]Kane Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. Antennas and Propagation, IEEE Transactions on, 14(3) :302–307, May 1966.]

[37]Allen Taflove and Susan C. Hagness. Computational Electrodynamics : The FiniteDifference Time-Domain Method. Artech House Publishers, 3rd edition, 2005.].

[38] D. Maystre, Electromagnetic study of photonic band gap, Pure Appl. Opt. 3,pp.975-993(1994).

[39] Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire Yassine Benachour.

[40] Lourtioz (J. M), H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, A. Tcheltnokov, Les cristaux photoniques ou la lumière en cage, collection technique et scientifique des télécommunication, Lavoisier(2003)

[41] A. Ferrando, E. Silvestre, J.J Miret, J. A. Monsoriu, M. V. Andrés and P. St. J. Russell, Designing a photonic crystal fibre with flattened chromatic dispersion, Electro. Lett., Vol. 35, N° 4, p.325 (1999)

[42] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, Member, IEEE, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber, IEEE, Photon. Tech. Lett, 12, N°. 7,p.807 (2000).

[43] A. Ferrando, E. Silvestre, J.J Miret, J. A. Monsoriu, M. V. Andrés and P. St. J. Russell, Designing a photonic crystal fibre with flattened chromatic dispersion, Electro. Lett., Vol. 35, N° 4, p.325 (1999)

Bibliographie

- [44] D. Labilloy, H. Bénisty, C. Weisbush, T. F. Krauss, V. Bardinal and U. Osterle, Demonstration of cavity mode between two-dimensional-crystal mirrors, *Elect. Lett.* 33, p.1978 (1997)
- [45] R. D. Meade, Karl D. Brommer, Andrew M. R, and J. D. Joannopoulos, Photonic bound states in periodic dielectric materials, *Phs. Rev. B*, 44, pp13772-13774(1991)
- [46] M. Tokushama, H. Kadosaka, A. Tomita and H. Yamada, Lightwave propagation through a 120° sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide, *Appl. Phys. Lett.* 76, p.952 (2000).
- [47] D. R. Smith, S. Schultz, N. Kroll, M. Sigalas, K. M. Ho; and M. Soukoulis, Experimental and theoretical results for a two-dimensional metal photonic band-gap cavity, *Appl. Phys. Lett.* 65(1994)

Résumé :

Dans ce mémoire nous nous sommes intéressés à l'étude de la variation des BIPs en fonction :

- des paramètres géométriques tels que la période, le rayon et le facteur de remplissage.
- des paramètres physiques en particulier l'indice de réfraction des trous.

Les différents calculs des bandes interdites pour le model d'un cristal photonique 2D démontrent que pour obtenir une bande interdite autour d'une fréquence donnée il est nécessaire de régler les paramètres géométriques, choisir les constituants du cristal et d'autres part, il faut bien choisir la topologie du cristal photonique notamment le type de réseau et la forme. Une structure guide d'onde a été tracée avec calcul du spectre de transmission et de l'intensité de champ.

Abstract:

In this dissertation we are interested in the study of the variation of BIPs according to:

- Geometric parameters such as period, radius and fill factor.*
- Physical parameters in particular the refractive index of the holes.*

The different calculations of the forbidden bands for the model of a 2D photonic crystal demonstrate that to obtain a forbidden band around a given frequency it is necessary to adjust the geometric parameters, to choose the constituents of the crystal and on the other hand, it is necessary choose the topology of the photonic crystal, in particular the type of network and the shape. A waveguide structure was drawn with calculation of the transmission spectrum and field strength.

الملخص :

في هذه الرسالة، نحن مهتمون بدراسة تنوع BIPs وفقاً لما يلي:

- المعلمات الهندسية مثل الفترة ونصف القطر وعامل التعبئة.
- المعلمات الفيزيائية وخاصة معامل انكسار الثقوب.

توضح الحسابات المختلفة للنطاقات الممنوعة لنموذج البلورة الضوئية ثنائية الأبعاد أنه للحصول على نطاق محظور حول تردد معين ، من الضروري ضبط المعلمات الهندسية ، واختيار مكونات البلورة ، ومن ناحية أخرى ، من الضروري اختر طوبولوجيا البلورة الضوئية ، وخاصة نوع الشبكة والشكل. تم رسم بنية الدليل الموجي بحساب طيف الإرسال وشدة المجال.