

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان -

Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen –

Faculté de TECHNOLOGIE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du **diplôme** de **MASTER**

En : Télécommunications

Spécialité : Systèmes des Télécommunications

Par :

MALACHE Hadjer

MAHI Amel

Sujet

**Nouvelles Structures Des Démultiplexeurs En Cristaux Photoniques
2D Pour Les systèmes Très Hauts Débits**

Soutenu publiquement, le 27 Juin 2018, devant le jury composé de :

| | | | |
|-----------------|------|---------------|--------------|
| BENSEDDIK Leila | MAA | Univ.Tlemcen | Présidente |
| LALLAM Farah | MAA | Univ. Tlemcen | Examinatrice |
| BADAOUI Hadjira | MCA | Univ. Tlemcen | Encadrante |
| ABRI Mehadjji | Prof | Univ. Tlemcen | Co-encadrant |

Année Universitaire : 2018/2019

Résumé

Les cristaux photoniques sont donc des matériaux diélectriques ou métalliques artificiellement structurés dont la constante diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde selon plusieurs directions de l'espace avec un contraste d'indice suffisamment élevé. Pour mieux comprendre le fonctionnement d'un tel matériau, il est possible de faire l'analogie avec la bande d'énergie interdite électronique caractérisant les réseaux cristallins atomiques : les structures photoniques possèdent donc une (ou des) bande(s) de fréquences interdites pour lesquelles aucune onde électromagnétique ne peut se propager, et ce, quelque soit la polarisation et la direction de propagation de cette onde. Cette propriété intéressante offre aux cristaux photoniques la possibilité de contrôler la propagation, sans absorption, des ondes électromagnétiques offrant ainsi de nouvelles perspectives dans la manipulation de la lumière.

Dans ce travail, nous avons abordé des nouvelles topologies de démultiplexeur en longueur d'onde à base de cristaux photoniques bidimensionnels dans le but de séparer les longueurs d'onde très utilisées dans les systèmes de transmission optique. Et les performances du DEMUX conçus en terme de transmission seront effectuées et analysées avec la méthode FDTD-2D.

Mots clés :

Cristaux photoniques 2D, FDTD-2D, DEMUX, optique intégré ,PWE, W_1^k A, virage à 60° , Mailles carrée et triangulaire.

Abstract

The photonic crystals are thus artificially structured dielectric or metal materials whose dielectric constant varies periodically at the wavelength scale in several directions of space with a sufficiently high index contrast. To better understand the functioning of such a material, it is possible to make the analogy with the band of forbidden electronic energy characterizing atomic crystal lattices: the photonic structures thus have one (or more) band (s) of forbidden frequencies for which no electromagnetic wave can propagate, whatever the polarization and the direction of propagation of this wave. This interesting property offers photonic crystals the ability to control the propagation, without absorption, of electromagnetic waves thus providing new perspectives in the manipulation of light.

In this work, we have discussed new wavelength demultiplexer topologies based on two-dimensional photonic crystals in order to separate wavelengths widely used in optical transmission systems. And the performance of the DEMUX designed in terms of transmission will be performed and analyzed with the FDTD-2D method.

Keywords:

photonic crystals 2D, FDTD-2D, DEMUX, integrated optics, PWE, W_1^k , A , 60° turn, Square and triangular mesh.

ملخص

البلورات الضوئية هي عازلة أو معدنية مواد منظم بشكل مصطنع الذي يتغير دوريا عبر الطول الموجي في عدة اتجاهات في الفضاء مع تباين مؤشر سو إسنا عالية بشكل كاف ثابت العزل الكهربائي. لفهم أفضل للتشغيل مثل هذه المواد، فمن الممكن رسم قياسا على فجوة الحزمة الطاقة الإلكترونية التي تميز شعرية الذرية: لذا الهياكل الضوئية لديها واحد (أو أكثر) قطاع من ترددات يحظر التي لا الموجات الكهرومغناطيسية يمكن أن تنتشر، وهذا مهما كانت الاستقطاب وهذا الاتجاه انتشار الموجات. هذا العقار المميز س وما يليها إعادة الكريستال الضوئية يمكن السيطرة على انتشار دون امتصاص الموجات الكهرومغناطيسية س وما يليها خرف وآفاق جديدة في التعامل مع الضوء.

في هذا العمل تناولنا الجديد الطول الموجي طوبولوجيا demultiplexer على أساس الكريستال الضوئية ثنائية الأبعاد من أجل فصل موجات على نطاق واسع المستخدمة في نظم النقل البصرية. و DEMUX الأداء المصممة من حيث انتقال سيتم تنفيذ وتحليلها مع أسلوب FDTD-2D .

الكلمات الرئيسية :

البلورات الضوئية ثنائية الأبعاد , FDTD-2D, DEMUX, البصريات المتكاملة, PWE , $W_1^k A$, دوران 60° درجة مربعة وشبكة الثلاثي.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail et ma profonde gratitude A tous celui qui a sacrifié pour m'offrir les conditions propices à ma réussite :

A mes très chères parents qui sont toujours sacrifiés pour me voir réussir, que dieu leur procure bonne santé et longue vie et garde dans son vaste paradis ;

*A mes chères sœurs, frères ,A ma grand mère et toute ma famille avec tous mes sentiments de respect, d'amour, de gratitude et de reconnaissance pour tous les sacrifices déployés pour m'élever dignement et assurer mon éducation dans les meilleurs conditions pour leurs encouragements et leurs soutiens
Que ce travail soit l'expression de ma grande affection et un témoignage de mon attachement et de mon grand profond amour.*

Hadjer

Dédicace

Je viens de remercier mon Dieu le tout Puissant de m'avoir donné la force et le courage pour terminer mes études.

À mes très chères parents qui sont toujours sacrifiés pour me voir réussir, que dieu leur procure bonne santé et longue vie et garde dans son vaste paradis ;

Aux personnes dont j'ai bien aimé la présence dans ce jour ; mes proches de mes frères et mes sœurs, chacun à son nom ;

À toute la famille ;

À tous mes amis ;

Et à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin pour que ce Projet soit possible, je vous dis merci.

Amel

REMERCIEMENTS

Nous remercions DIEU le tout puissant qui nous a donné durant toutes ces années, la santé, le courage et la foi en nous même pour pouvoir avancer et mener nos études à leurs termes.

La réalisation d'un projet et ce qu'elle nécessite de connaissances théoriques et de savoir faire pratique, est une opportunité intéressante pour apprendre à gérer un travail du début jusqu'à la fin .L'organisation s'avère un élément déterminant pour la bonne conduite du projet et pour les réalisations des différenes phases qui le constituent. Nous tenons à exprimer nos sincères remerciements à nos encadreurs : Madame ABRI Née BADAOUI Hadjira Maitre de conférence classe A à l'université Abou-Bekr Belkaid et Monsieur ABRI Mehadji professeur à l'université Abou-Bekr Belkaid qui n'ont pas épargné le moindre effort dans l'encadrement de ce projet qu'ils trouvent ici l'expression de nos sincères remerciements d'avoir guidé et suivi toute la période de notre travail . Nous sommes très honorés par l'intérêt porté à ce travail par le président et les membres du jury qui ont accepté de l'évaluer.

En premier lieu, nous remercierons Mme BENSEDDIK Leila d'avoir accepté de présider ce jury. Aussi, nous présentons notamment notre profonde gratitude à Mme LALLAM Farah d'avoir examiné ce modeste travail. Pour la même occasion, nous adressons nos remerciements à tous nos enseignants pour leurs efforts épargnés qui ont guidé nos pas et enrichi nos travaux tout le long de nos études universitaires. Nous adressons, enfin, nos sincères remerciements à toute personne qui a contribué de prés ou de loin à la réalisation de notre projet

Sommaire

| | |
|---------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Liste des acronymes..... | i |
| Listes des figures | ii |
| Liste des tableaux | vii |
| Introduction Générale | 1 |
| Chapitre I: Généralités sur les cristaux photoniques | |
| I.1. Introduction..... | 3 |
| I.2. Matériaux à bandes interdites photoniques naturels | 4 |
| I.2.1. Les Papillons | 4 |
| I.2.2. Les oiseaux | 5 |
| I.2.3. Les Opales | 6 |
| I.3. Les cristaux photoniques artificiels..... | 6 |
| I.3.1. Les cristaux photoniques unidimensionnels CPs-1D : Miroirs de Bragg..... | 6 |
| I.3.1.1. Propriétés géométriques et physiques d'un CPs-1D..... | 7 |
| I.3.2. Les cristaux photoniques bidimensionnels (CPs -2D)..... | 9 |
| I.3.2.1. Propriétés physiques et géométriques d'un CP-2D | 10 |
| I.3.2.2. Maille élémentaire | 12 |
| I.3.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels (CPs-3D) | 13 |
| I.4. Zone de Brillouin irréductible | 14 |
| I.4. 1. Réseau carré..... | 14 |
| I.4.2. Le réseau triangulaire | 15 |
| I.5.3. Le réseau hexagonal | 15 |
| I.5. La loi d'échelle | 16 |
| I.6. Polarisation de l'onde électromagnétique (TE et TM)..... | 17 |
| I.7. Diagramme de bande..... | 17 |
| I.8. Type de défauts | 19 |
| I.8.1. Les défauts ponctuels | 19 |
| I.8.2. Les défauts linéaires | 19 |
| I.9. Techniques de modélisation | 20 |
| I.9.1. La méthode d'ondes planes | 20 |
| I.9.2. La méthode FDTD | 22 |
| I.9.3. La méthode des réseaux de diffraction..... | 22 |
| I.9.4. La TMM | 23 |

| | |
|---------------------------------------------------------------------------|----|
| I.9.5. La méthode de faisceau propagé BPM (Beam Propagation Method) | 23 |
| I.10. Applications des cristaux photoniques | 23 |
| I.10.1. Cavity résonante | 24 |
| I.10.2. Guides d'ondes | 26 |
| I.10.3. Phénomène de superprisme | 27 |
| I.10.4. Filtre add / drop | 28 |
| I.10.5 DEMUX-coupler | 29 |
| I.11. Conclusion | 31 |

Chapitre II : Méthode des différences finies temporelles FDTD-2D

| | |
|----------------------------------------------------------------------------|----|
| II.1. Introduction | 32 |
| II.2. les équations de Maxwell | 32 |
| II.2.1 Dans le vide | 32 |
| II.2.2. Dans un milieu | 33 |
| II.3. FDTD à deux dimensions | 34 |
| II.3.1. Développement des équations de Maxwell | 34 |
| II.3.2 Discrétisation par la méthode des différences finies centrées | 36 |
| II.3.3. Critère de stabilité de l'algorithme de Yee | 40 |
| II.4. Condition aux limites | 41 |
| II.4.1. Conditions d'absorption de type Mur | 41 |
| II.4.2. Condition PML | 42 |
| II.4.3. Conditions symétriques et antisymétriques | 44 |
| II.4. Conclusion | 45 |

Chapitre III: Le guidage dans les cristaux photoniques bidimensionnels

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| III.1. Introduction | 46 |
| III.2. Etude des structures des cristaux photoniques bidimensionnelles sans défauts | 46 |
| III. 2. 1. Structure triangulaire sans défaut | 47 |
| III. 2. 2. Structure carrée sans défaut | 49 |
| III. 3. Etude des structures bidimensionnelles avec défaut | 51 |
| III. 3. 1. Conception du guide mono-rangée W1k A | 51 |
| III. 3. 1. 1. Guide W1k A en structure triangulaire | 51 |
| III. 3. 1. 2. Guide W1k A en structure carrée | 53 |
| III.4. Conclusion | 55 |

Chapitre IV: Le démultiplexage dans les cristaux photoniques bidimensionnels

| | |
|--------------------------|----|
| IV.1. Introduction | 56 |
|--------------------------|----|

| | |
|-------------------------------------------------------------------|----|
| IV. 2. Conception d'un guide d'onde de type virage à 60° | 56 |
| IV. 2.1. Conception d'un guide d'onde virage optimisé à 60° | 59 |
| IV. 3. Conception d'un démultiplexeur en longueur d'onde | 62 |
| IV. 3. 1. Principe de fonctionnement de démultiplexeur | 62 |
| IV. 3. 2. Première topologie | 62 |
| IV. 3. 3. Deuxieme topologie | 65 |
| IV.3.4. Troisième topologie | 68 |
| IV.3.5. Quatrième topologie | 70 |
| IV. 4 Conclusion..... | 74 |
| Conclusion générale | 75 |
| Annexe A..... | 77 |
| Références Bibliographiques | 80 |

Liste des acronymes

1D : Unidimensionnel.

2D : Bidimensionnel.

3D : Tridimensionnels

λ : Longueur d'onde.

a : Période du cristal photonique.

r : Rayon du cristal photonique.

f : Facteur de remplissage.

n : Indice de réfraction.

\vec{K} : vecteur d'onde

\vec{G} : Vecteur du réseau réciproque

vg : Vitesse de groupe.

c : Célérité de la lumière dans le vide.

ϵ : Permittivité diélectrique.

μ : Perméabilité magnétique.

v_i : Volume occupé par le matériau de permittivité ϵ_i .

Λ : Volume de la cellule.

BIP : Bande Interdite Photonique.

CP : Cristal Photonique.

MEB : Microscope Electronique à Balayage.

FDTD-2D : Bidimensional Finite Difference Time Domain.

W_1^k **A**: guides d'ondes mono-rangées.

Listes des figures

Chapitre I : Généralités sur les cristaux photoniques

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure I.1 : Schéma montrant le principe des arrangements pour des cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D)..... | 03 |
| Figure I. 2: (a) Aile de papillon,(b) Coupe d'une aile de papillon observée au MEB..... | 04 |
| Figure I.3: Agrandissement d'une plume de paon au microscope montrant la structure des barbules. Chaque barbule est divisée en une série de cuvettes (flèche rouge)..... | 05 |
| Figure I. 4: (a) Bracelet monté d'une opale naturelle quasi-périodiques bille de silice (b) Image au microscope électronique d'une opale naturelle..... | 06 |
| Figure I.5 : Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$) différentes..... | 07 |
| Figure I.6 : Représentation schématique de l'interface des ondes réfléchies par chaque dioptre..... | 07 |
| Figure I.7: Périodes d'un cristal photonique unidimensionnel..... | 08 |
| Figure I.8 : Structures bidimensionnelles : (a) connectée, (b) déconnectée..... | 09 |
| Figure I.9: Image Microscope à Balayage Electronique (MEB) d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure..... | 10 |
| Figure I. 10 : Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical : (a) Membrane suspendue dans l'air d'épaisseur 270 nm, (b) Cristal photonique planaire avec des trous profonds de $\approx 0.5 \mu\text{m}$, gravés partiellement dans la couche Al_xO_y | 11 |
| Figure I. 11: réseau direct 2D : (a) structure carrée,(b)structure triangulaire, (c) structure hexagonale..... | 12 |
| Figure I. 12: La première structure BIP 3D: la Yablonovite | 13 |
| Figure I. 13: Exemples des structures artificiels 3D : Structure cubique(1), tas de bois(2), structure spirale(3), -diamant(4)..... | 13 |
| Figure I.14: Exemple d'un Cristal photonique bidimensionnel dans du silicium macroporeux avec un défaut unidimensionnel..... | 14 |
| Figure I.15: système réseau réciproque et réseau direct, zone de Brillouin pour le réseau carré..... | 14 |

| | |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure I.16 : (a) réseau direct, (b)réseau réciproque, (c) premier zone de Brillouin et la zone de Brillouin irréductible..... | 15 |
| Figure I.17 : Représentation (a) d'un réseau hexagonal,(b) de son réseau réciproque ,(c) et de sa zone de Brillouin..... | 16 |
| Figure I.18: Représentation des polarisations TE et TM dans un BIP 2D..... | 18 |
| Figure I.19: diagramme de bande d'un cristal photonique 2D constitué de trous d'air dans une matrice diélectrique et calculé par la méthode des ondes planes pour la polarisation TE (ligne rouge) et TM (pointillé bleu) ($f=0.3, E_{sub}=11.4, E_{cyl}=1$) : (a) réseau carré, (b) réseau triangulaire..... | 19 |
| Figure I.20 : les défauts ponctuels : (a) défauts lacunaire, (b) et (c) défauts de substitution..... | 20 |
| Figure I.21: Exemple de guide W1 à cristal photonique triangulaire de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant..... | 21 |
| Figure I.22: Images MEB des cavités de type H2 (a), et de type L3 (b) fabriquées dans la salle blanche de l'IEF..... | 24 |
| Figure I.23: Exemple d'ingénierie de défauts. Dans ce cas, il s'agit d'une cavité H1 modifiée: les six trous adjacents au défaut sont réduits de manière à faire rentrer progressivement des modes avec des symétries différentes dans la bande interdite photonique..... | 25 |
| Figure I.24: Distribution de la composante Hz du champ magnétique pour les différents modes de cavité..... | 25 |
| Figure I.25 : Guide d'onde de la structure GaAs dans l'air à motif carrée montrant la distribution du champ Ey autour du défaut en polarisation (a) Rectiligne (b) Courbures à 90° (simulée par le logiciel Rsoft)..... | 25 |
| Figure I.26 : (a) Guide d'onde (b) Guide d'onde à courbures extrêmes..... | 26 |
| Figure I.27 : (a) Guide réfractif : modèles de rayons en zig-zag avec réflexions totales et ondes évanescentes (b) guidage par bande interdite photonique..... | 27 |
| Figure 1.28: Représentation du phénomène de superprisme et de sa sensibilité aux longueurs d'ondes ,(a) propagation de la lumière dans un cristal conventionnel silicium avec une lumière incidente dont la longueur d'onde varie entre 0.99 et 1 μm . La lumière incidente est polarisée TM et inclinée de 15° par rapport à la normale de la tranche du cristal , (b) trajet de la lumière dans un cristal photonique dans les mêmes conditions. Une importante déviation (50°)est observée pour une variation de longueur d'onde de 1 % | 28 |
| Figure 1.29: (a) Représentation d'un filtre add / drop,(b) Principe de fonctionnement. Système à 4 accès constitué d'un résonateur en anneaux et de deux guides d'ondes..... | 28 |

| | |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure I. 30: Exemple de réalisation expérimentale d'un filtre add-drop constitué de deux guides d'onde diffractifs et d'une cavité linéique dans un cristal photonique membranaire. Un peu plus de 80% de la puissance se propageant dans le guide d'onde bus a été transférée dans le guide d'onde drop, vers l'avant, autour de $1.537 \mu\text{m}$ | 28 |
| Figure. I.31: Principe de démultiplexeur spectrographe : le guide PC de largeur proche de «W3 » couple le mode fondamental au mode d'ordre supérieur uniquement dans la section où la diffraction de Bragg entre les deux modes est autorisée. Ce mode est ensuite extrait latéralement à travers les trois rangées de trous..... | 29 |
| Figure I.32: illustration de l'utilisation de la mini-stopband : (a) relation de dispersion locale, le mode fondamental étant le plus raide, le mode d'ordre supérieur le moins raide ; (b) schéma du couplage de mode dans le guide W3, (c) superposition des relations de dispersion pour des guides dont la largeur est modifiée de 0.1 rangée en plus ou moins comparé à W3. On voit que ce changement de largeur de 40 nm, dans un cas typique, conduit à des mini-stop band bien séparées. | 31 |

Chapitre II : Méthode des Différences Finies Temporelles FDTD-2D

| | |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure II.1 : Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée..... | 36 |
| Figure II. 2 : Discrétisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee..... | 38 |
| Figure. II.3 : Représentation d'une cellule élémentaire en trois dimensions. | 38 |
| Figure II. 4 : Discrétisation temporelle..... | 39 |
| Figure II.5 : Présentation du problème..... | 42 |
| Figure II.6: fonctionnement d'un milieu de type PML..... | 43 |
| Figure II.7: utilisation des couches PML dans le cas 2D..... | 44 |
| Figure II. 8: Schéma explicatif des conditions symétriques et antisymétriques..... | 45 |

Chapitre III : Le guidage dans les cristaux photonique bidimensionnels

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure III. 1 : Structure triangulaire sans défaut..... | 47 |
| Figure III. 2 : La réponse spectrale en transmission et réflexion. | 48 |
| Figure III . 4 : Répartition du champ électrique d'une structure triangulaire sans défaut en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3000 itérations, (c) 4000 itérations, et (d) 5000 itérations..... | 49 |

| | |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure III. 5 : Structure carré sans défaut..... | 49 |
| Figure III. 6 : La réponse spectrale en transmission et réflexion. | 50 |
| Figure III. 7 : Répartition du champ électrique d'une structure carré sans défaut en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3000 itérations, (c) 4000 itérations, et (d) 5000 itérations..... | 51 |
| Figure III. 8 : Structure triangulaire d'un guide $W_1^k A$ | 52 |
| Figure III. 9: La réponse spectrale en transmission et réflexion. | 52 |
| Figure III. 10 : Répartition du champ électriques du guide mono-rangée $W_1^k A$ excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 4000 itérations, (c) 5000 itérations, (d) 6000 itérations..... | 54 |
| Figure III. 11 : Structure carrée d'un guide $W_1^k A$ | 55 |
| Figure III. 12 : La réponse spectrale en transmission et réflexion. | 55 |
| Figure III. 13: Répartition du champ électriques du guide mono-rangée $W_1^k A$ excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 4000 itérations, (c) 5000 itérations, (d) 6000 itérations..... | 56 |

Chapitre IV : le démultiplexage dans les cristaux photoniques bidimensionnels

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure IV.1 : Structure d'un Guide virage réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air. Les paramètres sont choisis tel que $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$, $n_{eff} = 3.24$, $f = 52 \%$ et $r/a = 0.38$ | 57 |
| Figure IV.2 : Spectre de transmission normalisé du Guide virage..... | 58 |
| Figure IV.3 : Répartition du champ électrique E_z du guide virage excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 6000 itérations..... | 59 |
| Figure IV.4 : Structure d'un Guide virage optimisé réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air. Les paramètres sont choisis tel que $\Delta x = \Delta y = 0.04, \mu m$, $n_{eff} = 3.24$, $f = 52 \%$ et $r/a = 0.38$ | 60 |
| Figure IV.5 : Spectre de transmission normalisé du Guide virage optimisé..... | 61 |
| Figure IV.6 : Répartition du champ électrique E_z du guide virage optimisé (a) 3000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations..... | 62 |
| Figure IV.7 : Structure d'un démultiplexeur constitué de trois guides d'onde $W_1^K A$ triangulaires. | 63 |
| Figure IV.8 : le coefficient de transmission normalisé de la première topologie du démultiplexeur..... | 64 |
| Figure IV.9 : Répartition du champ électrique E_z excité en mode TE : 3000 itérations, (b) 4000 itérations, (c) 5000 itérations..... | 65 |

| | |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Figure IV.10 : Structure d'un démultiplexeur constitué de trois guides d'onde W_1^K A triangulaires Les paramètres sont choisis tel que $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$, $n_{\text{eff}} = 3.24$. Avec des inclusions de rayons différents..... | 66 |
| Figure IV.11 : Coefficient de transmission de la deuxième topologie de démultiplexeur..... | 66 |
| Figure IV.12 : Les répartitions spatiaux temporelles du champ électrique E_z Obtenues par un calcul FDTD-2D : (a) pour 2000 itérations, (b) pour 4000 itérations, (c) pour 5000 itérations..... | 67 |
| Figure IV.13 : La structure d'un démultiplexeur optimisé est obtenue Par l'augmentation de trous d'air. Le pas de discrétisation spatiale est choisi tel que : $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ | 68 |
| Figure IV.14 : Coefficient de transmission du troisième topologie de démultiplexeur..... | 69 |
| Figure IV.15 : Répartition du champ électrique E_z d'un démultiplexeur optimisé est obtenue Par l'assemblage de quatre trous d'air excité en mode TE : (a)3000 itérations, (b) 4000 itérations, (c) 5000 itérations..... | 70 |
| Figure IV.16 : Carte de bande..... | 71 |
| Figure IV.17 : Structure du démultiplexeur constitué de deux guides virages contenant chacun trois petites cavités identiques circulaires..... | 72 |
| Figure IV.18 : Coefficient de transmission du troisième topologie de démultiplexeur..... | 73 |
| Figure IV.19 : Les répartitions spatiaux temporelles du champ électrique E_z Obtenues par un calcul FDTD-2D : (a) pour 2500 itérations, (b) pour 3500 itérations, (c) pour 10000 itérations..... | 73 |

Liste des tableaux

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Tableau I.1: Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire..... | 12 |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|

Introduction Générale

Depuis quelques années l'avancement de la technologie dans le domaine des semi-conducteurs a permis de contrôler les propriétés conductrices de certains matériaux et parmi ces matériaux on a les cristaux photoniques ou matériaux à bandes interdites photoniques (BIP) dont il existe trois types de cristaux photoniques, unidimensionnels, bidimensionnels et tridimensionnels.

Le cristal photonique présente plusieurs phénomènes intéressants dans le domaine de l'optoélectronique. Par exemple, l'émission spontanée peut être contrôlée puisqu'un atome excité dans un cristal photonique ne pourra passer à un état énergétique inférieur si la fréquence du photon émis se trouve dans la bande interdite. Ils sont des structures dont l'indice diélectrique est modulé de façon périodique. Ces matériaux sont apparus relativement récemment dans la littérature scientifique et ils ont ainsi été baptisés par analogie avec les structures électroniques et leur bande électronique interdite. Dans un cristal atomique, l'énergie des électrons ne peut pas prendre des valeurs comprises dans la bande interdite électronique (ou gap). Dans un cristal photonique, ce sont les photons dont l'énergie (ou de manière équivalente la fréquence) ne peut être dans la bande interdite photonique [1].

L'objet de ce travail est de proposer des nouvelles structures des DEMUX en cristaux photoniques bidimensionnels pour des applications de très haut débit en utilisant la méthode FDTD-2D.

Ce mémoire se compose par quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous allons définir les concepts de base sur les cristaux photoniques et plus particulièrement les cristaux photoniques bidimensionnels planaires. Puis, nous allons énumérer les types de cristaux photoniques naturels et artificiels et les principes de défauts qui existent aux niveaux des CPs-2D. Selon la littérature, ils ont prouvé que les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière en se basant sur la propriété de la bande interdite photonique, afin d'abord quelques techniques de modélisation à CPS-2D et leur applications.

Le deuxième chapitre est concerné à la méthode de calcul FDTD-2D, la simulation par différences finies dans le domaine temporel (Finite Domain Time Difference) qui est une méthode générale qui permet d'étudier une grande variété de systèmes. Cette technique très utilisée en électromagnétisme consiste à discrétiser les équations de Maxwell dans l'espace et dans le temps en utilisant une grille de cellules élémentaires.

Cette méthode permet de résoudre les équations de Maxwell avec précision. Elle permet de simuler la propagation de la lumière dans les structures bidimensionnelles à base de cristaux photoniques. Elle permet notamment d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission de structures à géométrie complexe, ce qui ne s'obtient pas aisément avec d'autres méthodes.

Dans le troisième chapitre, nous allons présenter le principe de guidage à base des CPs-2D. Il s'agit des guides d'ondes mono-rangée W_1^k A en structures triangulaire et carrée. Puis nous exposerons les résultats de simulation en terme de transmission et en réflexion. La répartition du champ sera également présentée et discutée.

Enfin dans le dernier chapitre, nous allons proposer la conception d'une nouvelle topologie de démultiplexeur en longueur d'onde à base de cristaux photoniques bidimensionnels dans le but de séparer des longueurs d'onde $1.31\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$ d'un canal, en se basant sur une simulation numérique par la méthode FDTD-2D

Ce mémoire se terminera par une conclusion générale.

Afin que le lecteur puisse bien s'en servir de ce document, une référence bibliographique et une annexe seront rajoutées à la fin de ce mémoire.

I.1. Introduction

La notion de "cristaux photoniques" a été proposée pour la première fois en 1987[2,3] grâce aux travaux d'E. Yablonovitch et S. John afin d'inhiber l'émission spontanée de la lumière. Le premier cristal photonique a été réalisé en 1991[4]. Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois dimensions. Ce milieu périodique 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 des 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 autorisée correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique. Une bande interdite photonique 'BIP' appelée aussi par le gap correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique.

Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur la dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau à l'échelle du μm (figure I.1). C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications potentielles telle que le démultiplexage en longueur d'onde pour la séparation des ondes ultra-courtes, le filtrage, le guidage de la lumière, coupleurect .

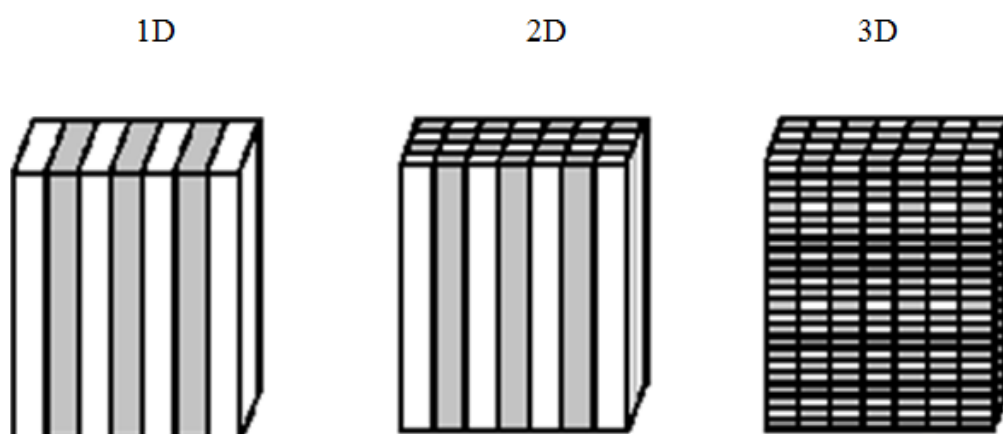


Figure I.1 : Schéma montrant le principe des arrangements pour des cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

I.2. 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.2.1. 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 [5]. Si on effectue une analyse microscopique des ailes, on trouve que les ailes du papillon *Cyanophrysremus* 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 [6].

Sur la figure I.2 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.

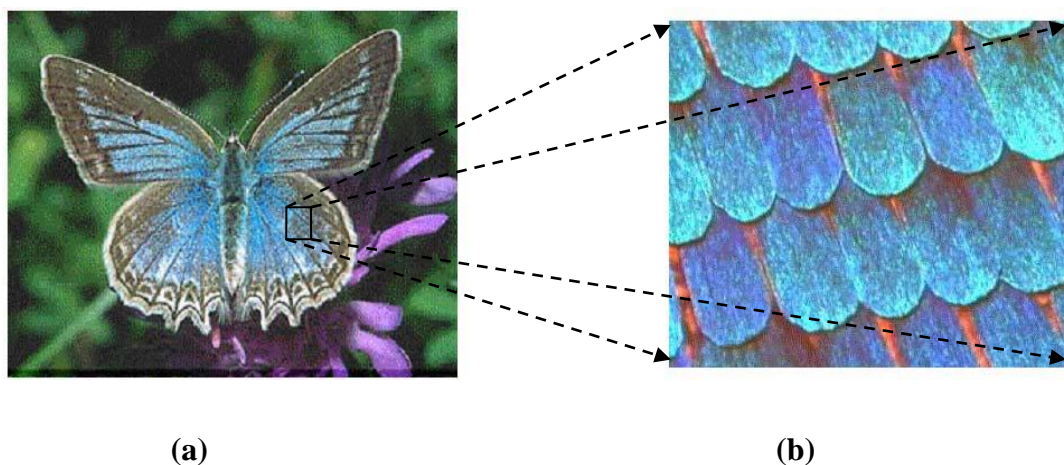
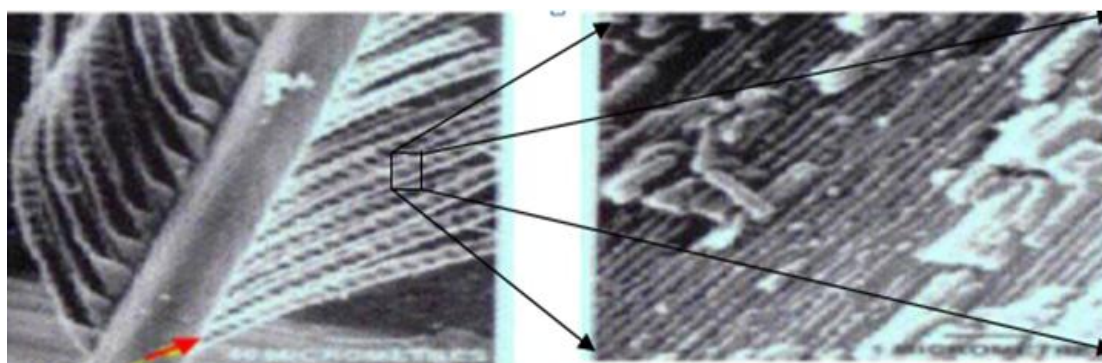


Figure I.2: (a) Aile de papillon, (b) Coupe d'une aile de papillon observée au MEB[8].

I.2.2. 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.3). Les barbules sont des lames étroites faites d'une succession de petites cuvettes séparées par un seuil transversal [7].

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.



(a)

(b)

Figure I.3: Agrandissement d'une plume de paon au microscope montrant la structure des barbules. Chaque barbule est divisée en une série de cuvettes (flèche rouge) [8].

On peut en déduire que l'intensité réfléchiée 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.2.3. 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 [8].

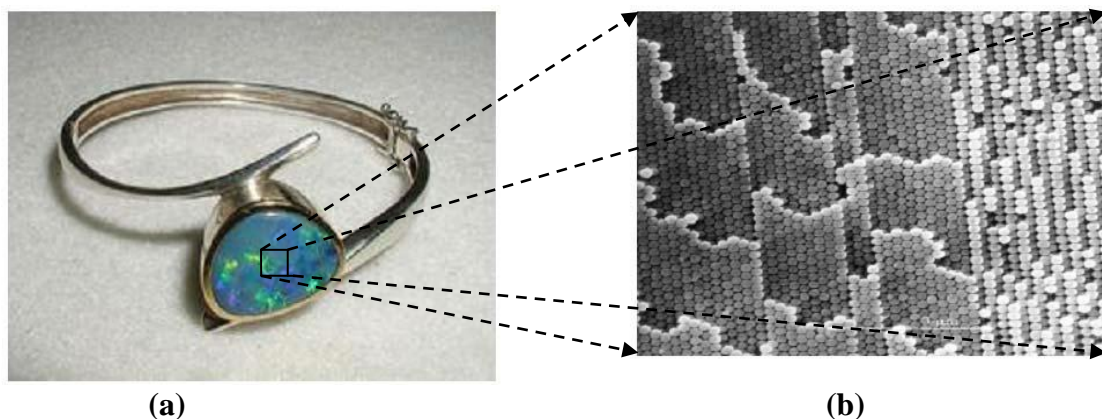


Figure I. 4: (a) Bracelet monté d'une opale naturelle quasi-périodiques bille de silice (b) Image au microscope électronique d'une opale naturelle [5].

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 [8].

I.3. Les cristaux photoniques artificiels

I.3.1. Les cristaux photoniques unidimensionnels CPs-1D : Miroirs de Bragg

Les cristaux photoniques à une dimension CP-1D, appelés aussi « Miroirs de Bragg » sont représentés sur la figure I.5 sont des successions de couches d'indices de réfraction différents, empilées, de manière périodique. Le comportement du réflecteur de Bragg est expliqué à partir du processus d'interférences multiples. Comme le montre la figure I.6 une onde qui se propage dans la succession de couches, subit une réflexion à chaque interface. Cette réflexion s'accompagne d'un changement de phase π si l'onde va d'un milieu de faible

indice vers un milieu de fort indice. Elle s'effectue sans changement de phase dans le cas contraire [5].

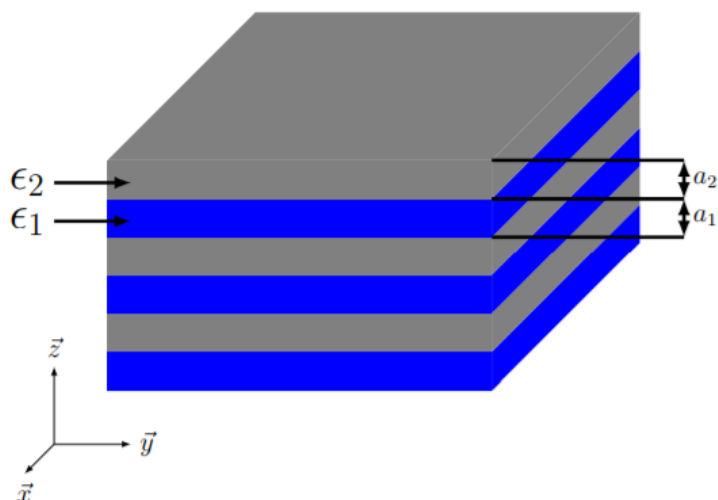


Figure I.5 : Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$) différentes[17].

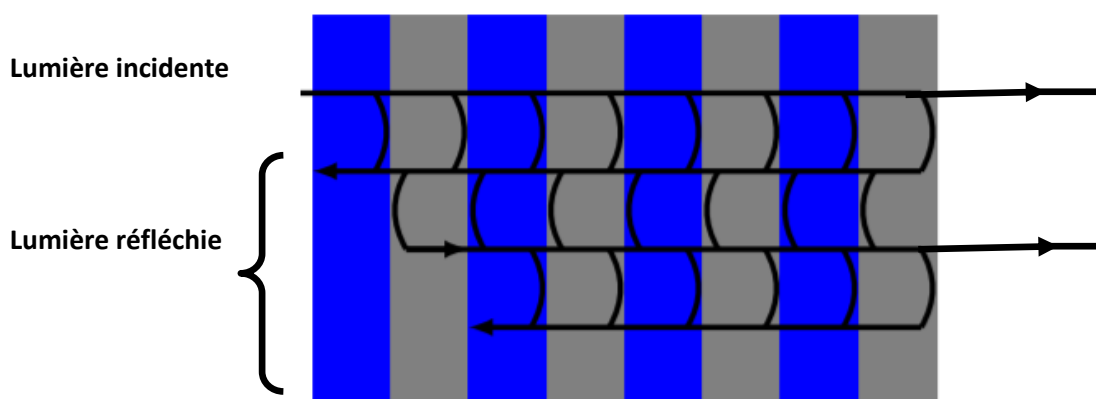


Figure I.6 : Représentation schématique de l'interface des ondes réfléchies par chaque dioptre [17].

I.3.1.1. Propriétés géométriques et physiques d'un CPs-1D [8]

Un cristal photonique unidimensionnel (CP-1D) est caractérisé par les différents matériaux qui le composent, le système selon lequel ces matériaux sont organisés et les volumes relatifs qu'ils occupent dans la cellule élémentaire du cristal. Les quantités représentatives de ces différentes propriétés sont :

A. Contraste d'indice

Rapport entre les indices des deux matériaux, qui peut être comparé à la hauteur de la barrière de potentiel de la physique solide.

$$\delta = \frac{n_h}{n_l} \quad (\text{I.1})$$

Avec :

n_h : L'indice de réfraction du matériau de haut indice.

n_l : L'indice de réfraction du matériau de bas indice.

B. La Période

Ces paramètres géométriques, choisis selon le domaine de fréquence étudié, influent sur les caractéristiques de la bande interdite photonique. La période $a = (a_1 + a_2)$ avec a_1 l'épaisseur de la couche de permittivité ε_1 et a_2 l'épaisseur de la couche de permittivité ε_2 (figure I.7).

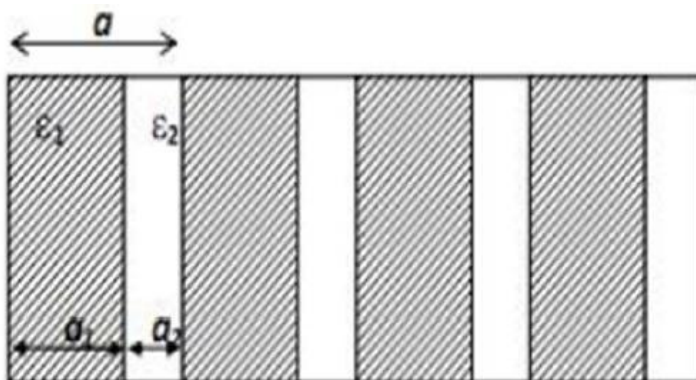


Figure I.7: Périodes d'un cristal photonique unidimensionnel.

C. Facteur de remplissage

Peut être comparé à la largeur du potentiel périodique. S'il est pris pour le matériau de haut indice par exemple, il est défini comme le rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de cellule de cette dernière.

$$f = \frac{v_i}{\Lambda} \quad (\text{I.2})$$

Avec

v_i : Volume occupé par le matériau de permittivité ε_i .

Λ : Volume de la cellule.

I.3.2. Les cristaux photoniques bidimensionnels (CPs -2D)

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles (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 structure déconnectée (isolée) ou encore dans un autre diélectrique structure connectée (figure I.8). Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand [5].

Les réponses optiques de ces structures dépendent de la polarisation de l'onde électromagnétique qui peut être soit de type TE (Transverse Electric) ou bien TM (Transverse magnétique) et peuvent ne pas posséder une bande interdite complète.

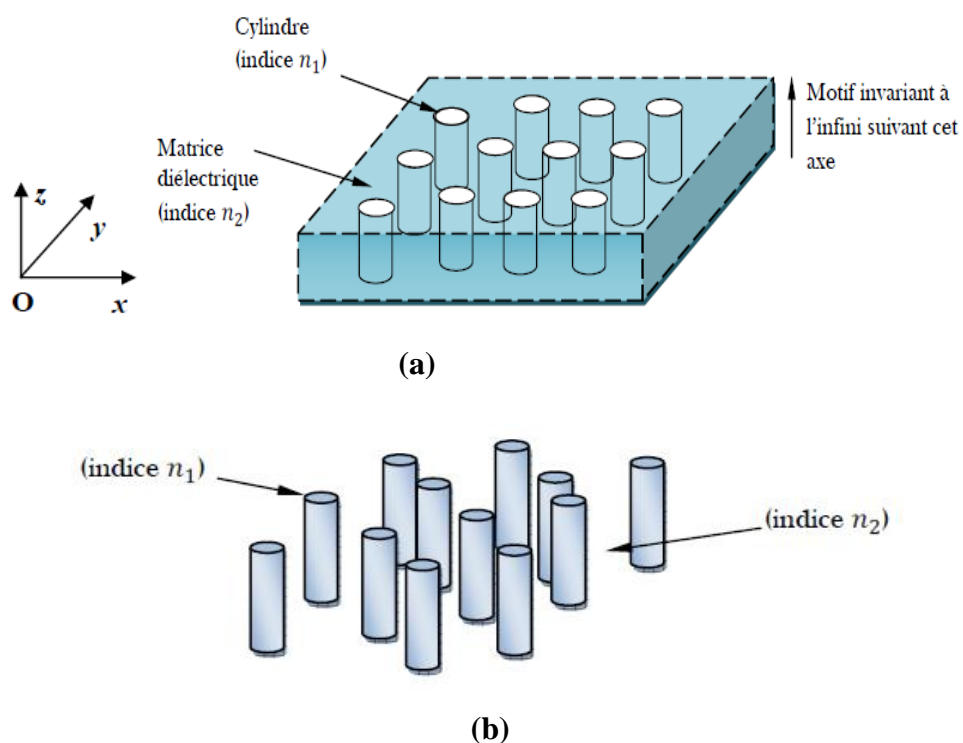


Figure I. 8: Structures bidimensionnelles : (a) connectée, (b) déconnectée [5].

Un cristal photonique 2D parfait est périodique dans le plan (Oxy) et infiniment long dans la direction (Oz). Il possède une bande interdite photonique dans le plan (Oxy). Ces systèmes n'existent pas dans la réalité.

Pour compenser l'absence de bande interdite dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité des cristaux 2D, la lumière peut être confinée dans une hétéro-structure d'indice.

Cette dernière se compose d'une couche diélectrique de fort indice de réfraction (cœur) entourée de deux autres couches diélectriques d'indices de réfraction plus faibles (gaine) (Figure I.8). Ces guides d'ondes planaires sont couramment utilisés en optique intégrée et sont facilement fabriqués par des techniques habituelles d'épitaxie [5].

Les cristaux photoniques obtenus portent le nom des cristaux photoniques bidimensionnels planaires ou des cristaux photoniques en géométrie de guides d'ondes (2D+1D) ou bien CP-2.5D (figure I.9).

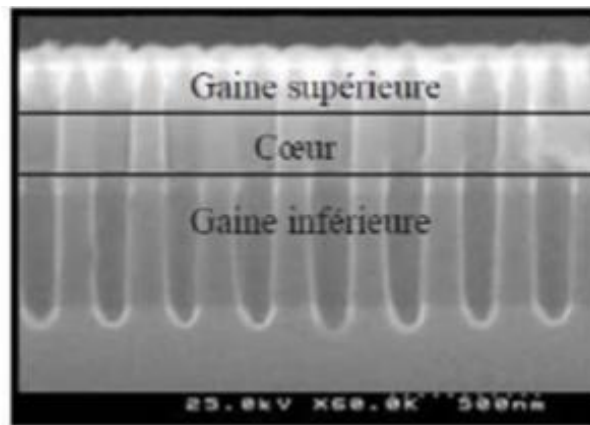


Figure I.9: Image Microscopie à Balayage Electronique (MEB) d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure [6].

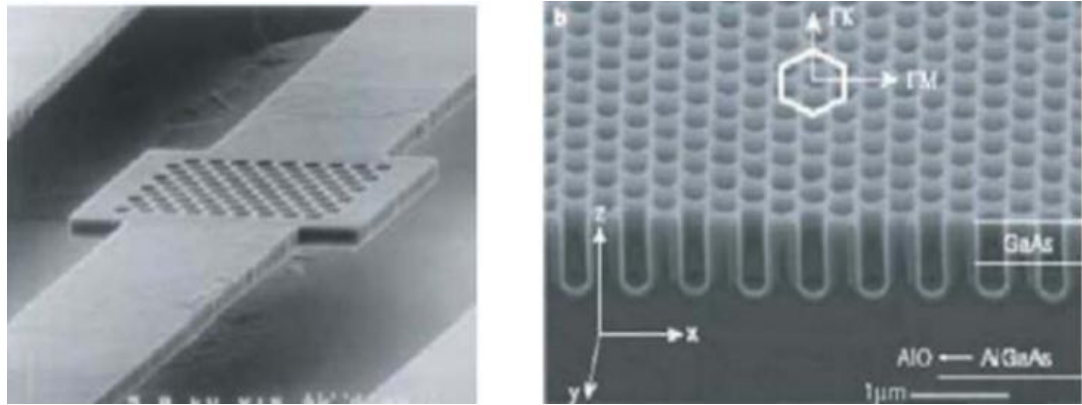
La nécessité de confiner la lumière à trois dimensions pour des applications d'optique intégrée conduit à envisager des systèmes hybrides 2D+1D où le confinement vertical est assuré par le contraste d'indice et le confinement latéral par un cristal photonique bidimensionnel. Ces hétérostructures d'indice sont classées en deux catégories, et se distinguent par l'intensité du contraste d'indice.

I.3.2.1. Propriétés physiques et géométriques d'un CP-2D

A. Contraste d'indice

A.1. Fort contraste d'indice (approche membrane)

Les confinements à fort contraste d'indice sont généralement obtenus à l'aide d'une membrane semi-conductrice suspendue dans l'air, une couche de Si_3N_4 déposée sur SiO_2 ou encore une couche GaAs déposée sur Al_2O_3 (Figure I.10) [5].



(a)

(b)

Figure I.10 : Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical : (a) Membrane suspendue dans l'air d'épaisseur 270 nm, (b) Cristal photonique planaire avec des trous profonds de $\approx 0.5 \mu\text{m}$, gravés partiellement dans la couche Al_xO_y [6,7].

Un fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière et limite les pertes de propagation. De plus, la profondeur nécessaire des trous est plus petite que dans le cas des faibles contrastes d'indice (quelques centaines de nanomètres au lieu de plusieurs micromètres), donc la gravure est plus facile. En revanche, ces structures sont plus fragiles (membranes suspendues dans l'air) et souffrent d'une mauvaise évacuation thermique qui peut poser des problèmes pour certaines applications comme les lasers.

A.2. Faible contraste d'indice (approche substrat)

Si la différence d'indice entre les deux milieux est faible ($\Delta n \approx 0,1 - 0,2$), on parle d'approche substrat. Dans ce cas, le confinement vertical est faible et les pertes de propagation peuvent être importantes dans certaines situations. L'épaisseur de la couche guidante doit être relativement importante (supérieure au micromètre) pour conserver un guidage monomode.

B. Facteur de remplissage f

Pour le réseau bidimensionnel, le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [13], [14].

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{mail élémentaire}}} \quad (\text{I.3})$$

I.3.2.2. Maille élémentaire

Les structures 2D sont des cristaux dont la permittivité diélectrique est périodique dans les deux dimensions et reste invariante dans la troisième dimension. Elles se regroupent principalement suivant trois familles qui sont illustrées sur la figure I.11 [5].

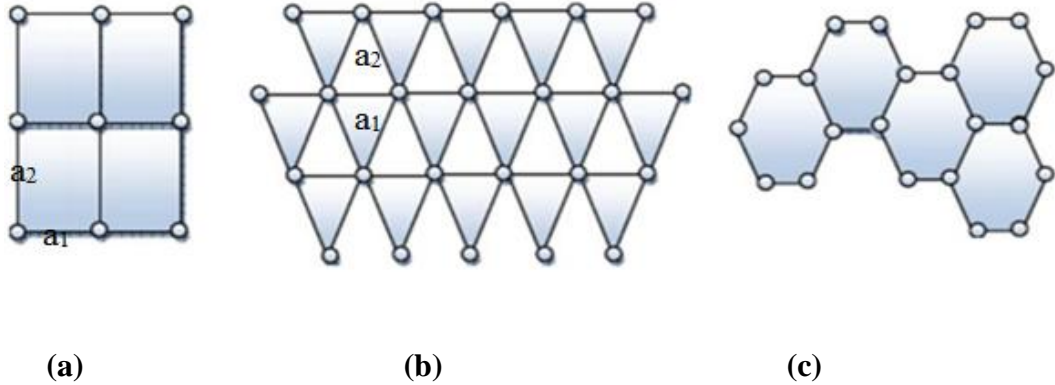


Figure I. 11: réseau direct 2D : (a) structure carrée, (b) structure triangulaire, (c) structure hexagonale.

Les propriétés géométriques élémentaires des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires de trous circulaires sont résumées dans le Tableau I.1. Le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l’aire occupée par le motif (ici un disque) et l’aire de la maille élémentaire du réseau considéré.

| | Réseau carré | Réseau triangulaire |
|-----------------------------------|--------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Vecteur direct (a_1, a_2) | $a_1 = a(1,0), a_2 = a(0,1)$ | $a_1 = a(1,0), a_2 = a\left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$ |
| Vecteur réciproque (b_1, b_2) | $b_1 = \frac{2\pi}{a} (1,0)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a} (0,1)$ | $b_1 = \frac{2\pi}{a} \left(1, \frac{-\sqrt{3}}{3}\right)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a} \left(0, \frac{2\sqrt{3}}{3}\right)$ |
| Facteur de remplissage en air f | $f = \pi \left(\frac{r^2}{a^2}\right)$ | $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r^2}{a^2}\right)$ |

Tableau I.1:Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire [8].

I.3.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels (CPs-3D)

Les cristaux photoniques tridimensionnels (CPs-3D) suscitent encore beaucoup d'intérêts. Ce sont des structures tridimensionnelles périodiques suivant les trois directions de l'espace.

Il existe un grand nombre de structures possibles. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué par S. Y. Lin et al. Il était formé de sphères de silicium arrangées selon une structure diamant. En 1993, E. Yablonovitch fabriquait un cristal photonique 3D en perçant chaque trou dans un bloc de plexiglas selon trois angles azimutaux séparés de 120° (figure I.12) [9]. Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur "la Yablonovite", avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois. De nombreuses méthodes de fabrication des cristaux photoniques tridimensionnels ont été proposées (figure I.13) [9].

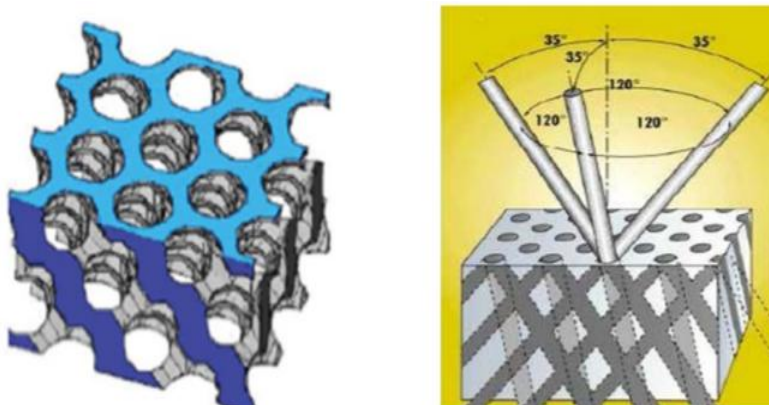


Figure I. 12:La première structure BIP 3D: la Yablonovite [10].

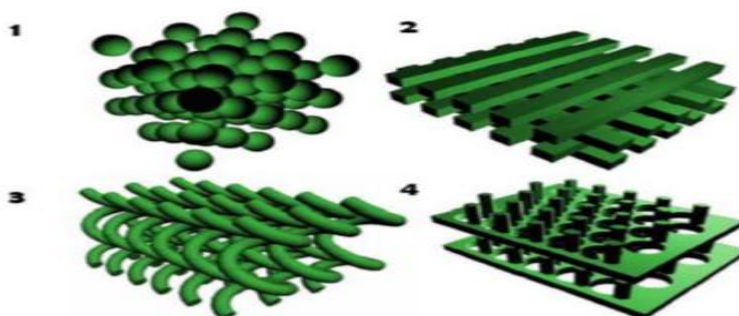


Figure I. 13: Exemples des structures artificielles 3D : Structure cubique(1), tas de bois(2), structure spirale(3), diamant(4) [5].

I.4. Zone de Brillouin irréductible

Les matériaux à Bande Interdite Photonique unidimensionnelle (BIP 1D) ou encore réseau de Bragg, ne contrôlent les radiations lumineuses que dans une certaine ouverture angulaire autour de la normale. Pour permettre le contrôle de la propagation des ondes électromagnétiques avec des angles d'incidences variables, on utilise des matériaux à BIP 2D (Figure I.14) [15], voire à BIP 3D. Notre choix s'oriente vers des matériaux à BIP bidimensionnelles qui ne sont pas aussi performantes que leurs analogues tridimensionnels.

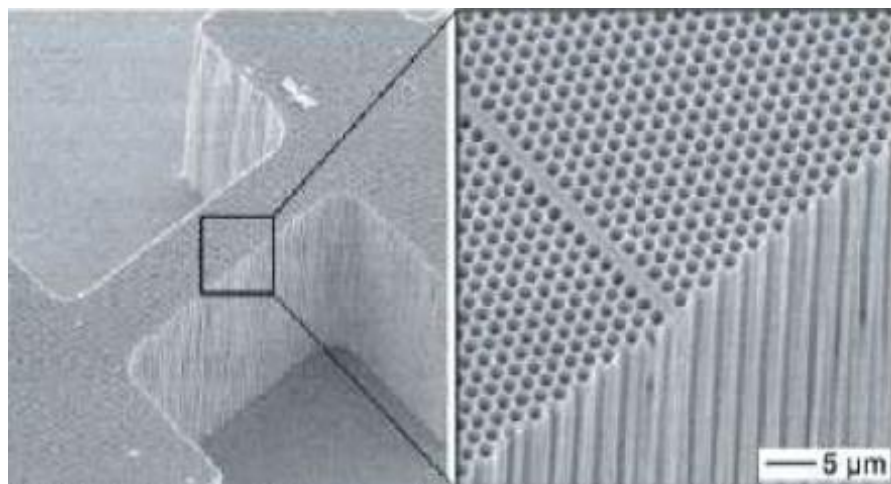


Figure I.14: Exemple d'un Cristal photonique bidimensionnel dans du silicium macroporeux avec un défaut unidimensionnel.

I.4. 1. Réseau carré

La maille primitive est un carré de côté « a ». Ce réseau est très sensible à l'angle d'incidence des ondes électromagnétiques. Sa zone de Brillouin est un triangle isocèle délimité par les points de hauts symétries Γ XM (Figure I.15) [11].

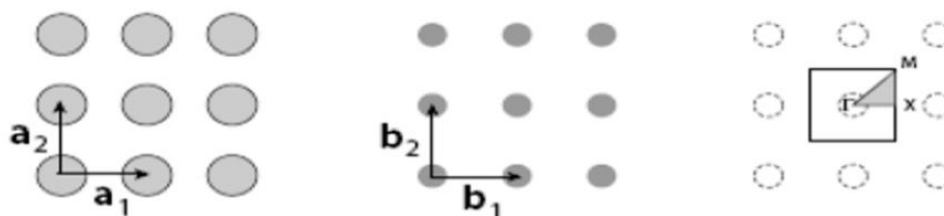


Figure I.15: système réseau réciproque et réseau direct, zone de Brillouin pour le réseau carré [11].

I.4.2. Le réseau triangulaire

Cette structure comme son nom l'indique est un réseau où les mailles sont en forme de triangles symétriques équilatérales distancés de « a ». Contrairement au réseau carré le réseau triangulaire est moins sensible à l'angle d'incidence, tandis que c'est difficile d'obtenir une bande interdite totale.

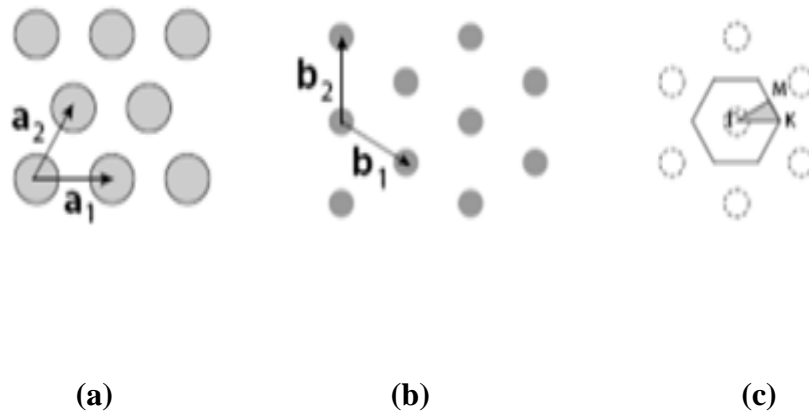


Figure I.16 : (a) réseau direct, (b) réseau réciproque, (c) première zone de Brillouin et la zone de Brillouin irréductible [11].

I.5.3. Le réseau hexagonal

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. 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 $K\Gamma$ et $M\Gamma$ [11]. La possibilité d'une bande interdite complète avait été prédite pour la première fois dans le cas d'un réseau de tiges diélectriques cylindriques.

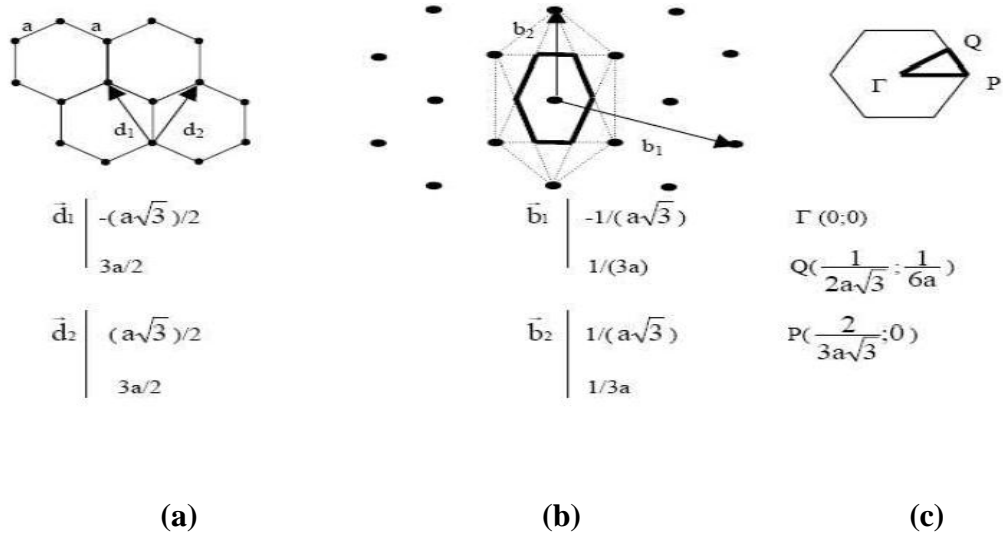


Figure I.17 : Représentation (a) d'un réseau hexagonal, (b) de son réseau réciproque, (c) et de sa zone de Brillouin [11].

I.5.La loi d'échelle [12]

Une propriété intéressante des cristaux photoniques concernent les dimensions de la fréquence ω et du vecteur d'onde k dans la structure de bandes. En effet, si l'on dilate ou si l'on contracte la carte de la fonction diélectrique d'un facteur s (c'est-à-dire si $r \rightarrow r/s$), Il est possible alors de définir des coordonnées réduites (ou normalisées) pour les fréquences et les vecteurs d'onde :

$$\tilde{\omega} = \omega \frac{a}{2\pi c} \tag{I.4}$$

$$\tilde{k} = k \frac{a}{2\pi} \tag{I.5}$$

Où a est le paramètre de maille.

Les cartographies de champ et les fréquences réduites (ou normalisées) sont inchangées si l'on réalise une homothétie spatiale sur la structure. Ce résultat est également valable si l'on effectue une homothétie sur la fonction diélectrique elle-même. Ces propriétés intéressantes permettent d'explorer expérimentalement les propriétés du cristal photonique soit en modifiant la longueur d'onde d'étude, soit en modifiant la période a du cristal photonique. De cette façon, pour une longueur d'onde donnée, il est possible d'accéder à une large gamme de fréquences réduites, simplement en faisant varier le paramètre de maille de la structure.

I.6. Polarisation de l'onde électromagnétique (TE et TM) [17]

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.18).

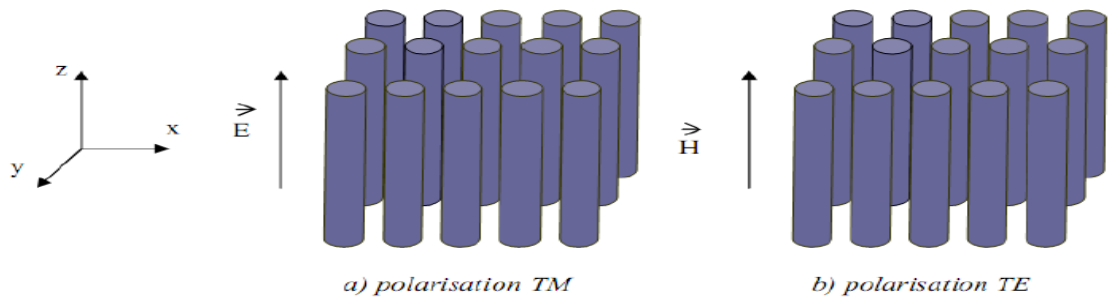
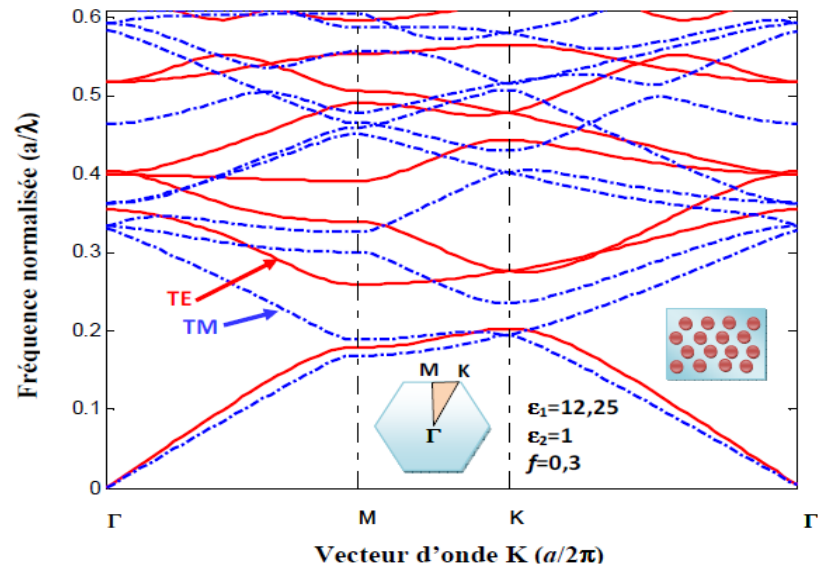


Figure I.18: Représentation des polarisations TE et TM dans un BIP 2D.

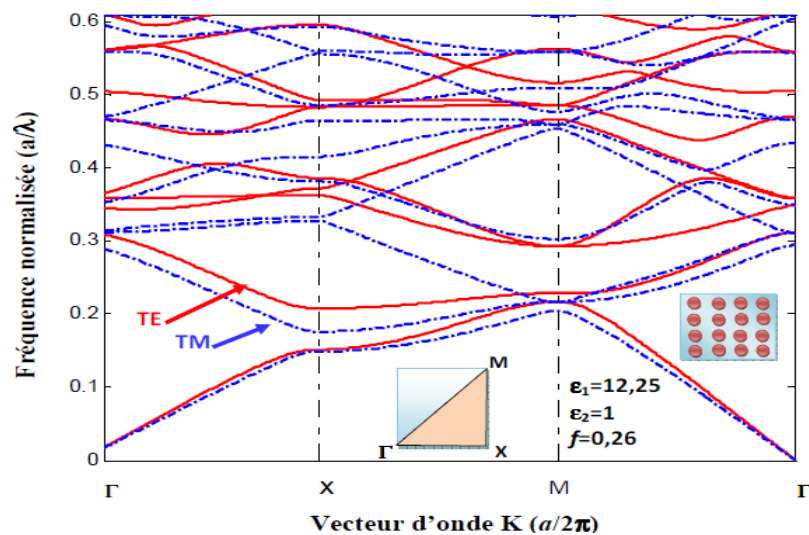
Dans les cristaux 2D, les ondes électromagnétiques se propagent dans le plan perpendiculaire aux tiges et peuvent être séparées en deux polarisations TE ou TM. Les bandes interdites qui apparaissent dans chaque cas doivent se superposer pour former une bande interdite totale.

I.7. Diagramme de bande

Chaque cristal photonique est caractérisé par son diagramme de bandes. La méthode de décomposition en onde plane nous a permis de voir les diagrammes de bandes des modes TE et TM d'un cristal photonique pour un réseau triangulaire gravé dans une hétéro-structure sur un substrat de GaAs dont le facteur de remplissage est $f=30\%$ (figure I.19). Pour la polarisation TE on observe une bande interdite en $u=0.21_0.27$ tandis que pour la polarisation TM on remarque aucune bande interdite [18]. En effet les bandes interdite TE s'ouvrent généralement pour les structures connectés tandis que l'ouverture des bandes interdite TM sont plutôt favorisé pour les structures isolées comme c'est le cas pour les piliers entourés par l'air.



(a)



(b)

Figure I.19: diagramme de bande d'un cristal photonique 2D constitué de trous d'air dans une matrice diélectrique et calculé par la méthode des ondes planes pour la polarisation TE (ligne rouge) et TM (pointillé bleu) ($f=0.3$) : (a) réseau triangulaire (b) réseau carré [5].

Dans le cas du réseau triangulaire, une bande interdite photonique (BIP) est observée pour la polarisation TE pour $a/\lambda=0,21-0,27$. Pour la polarisation TM, aucune bande interdite n'apparaît. Cependant le réseau carré présente l'absence de la bande interdite photonique pour les deux polarisations TE et TM. En effet, la plus grande BIP est obtenue avec un réseau triangulaire de trous d'air dans un diélectrique en polarisation TE [5].

I.8. Type de défauts

On a deux types de défauts :

I.8.1. Les défauts ponctuels

Ces défauts se comportent comme des micro-résonateurs. Les défauts ponctuels sont obtenus en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau. Pour les cristaux photoniques composés de cylindres diélectriques, le constant diélectrique d'un cylindre peut être changé. Le cylindre peut être enlevé, ce qui crée une lacune dans le cristal. Cela correspond à une microcavité à l'intérieur du cristal photonique. Pour les cristaux photoniques constitués de trous dans un matériau diélectrique, ces trous peuvent être modifiés géométriquement [19]. Par suite, on distingue deux types de défauts, lacunaires et de substitution (figure I.20).

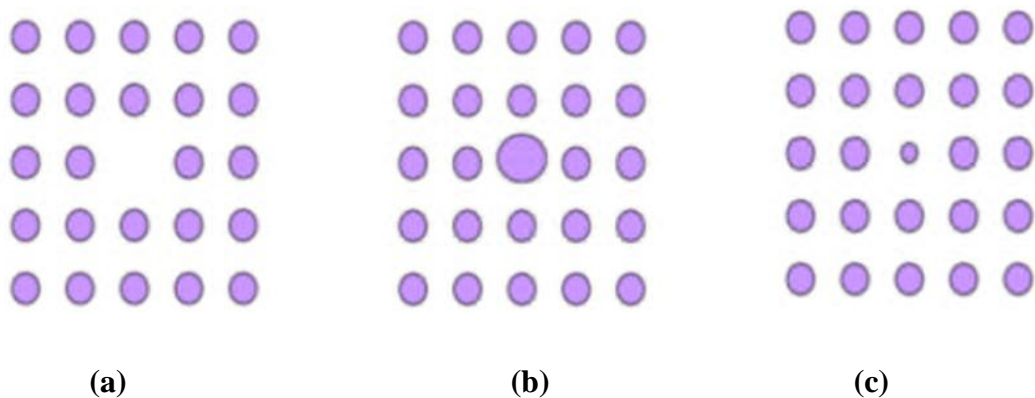


Figure I.20 : les défauts ponctuels : (a) défauts lacunaire, (b) et (c) défauts de substitution.

I.8.2. Les défauts linéaires

Ces défauts permettent de réaliser un guidage diffractif des ondes appelé aussi défauts étendus, de dimension 1,2 ou 3, ne peuvent évidemment être obtenus que dans les cristaux de dimension au moins équivalente. Parmi ces défauts, les défauts 1D (**W1**) (Figure I.21), sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre d'études car ils ont vocation à être utilisés comme guides de lumière au sein d'un cristal donné. On peut d'ailleurs imaginer des défauts 2D (**W2**) ou 3D (**W3**) constitués d'une suite de guides W1, mis bout à bout et orientés dans les directions différentes, de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins possibles à l'intérieur du cristal. L'exemple de base est celui du guide d'onde linéaire W1 dans un cristal

photonique 2D. Une façon de réaliser un tel guide consiste à placer des défauts ponctuels, couplés et régulièrement espacés, dans une direction du cristal 2D. Le couplage entre une infinité de résonateurs conduit à une bande de propagation permise dans la direction de l'alignement. Ce type de guide à résonateurs couplés a été proposé en 1999 [20].

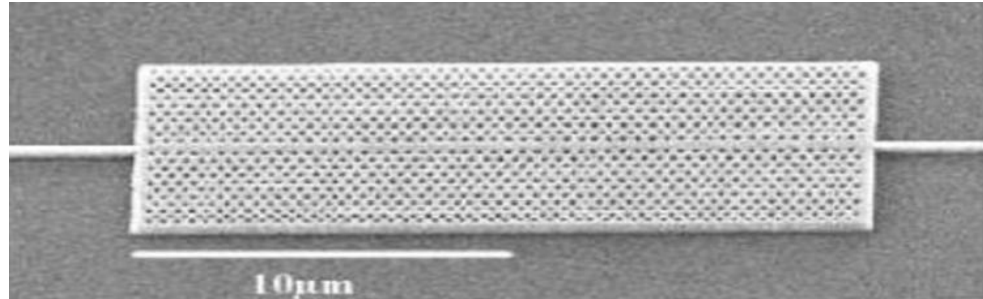


Figure I.21: Exemple de guide W1 à cristal photonique triangulaire de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant.

I.9. Techniques de modélisation

Les différentes méthodes utilisées pour décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans les cristaux photoniques dérivent des méthodes standard utilisées en électromagnétique ou en physique de l'état solide. Les principales techniques utilisées sont la décomposition en ondes planes, la méthode des différences finies dans le domaine temporel, les matrices de transfert, et les théories de diffraction par les réseaux....

I.9.1. La méthode d'ondes planes (PWE)[5]

La technique de décomposition en ondes planes (plane wave expansion, PWE) basée sur la résolution des équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel [21-22], est l'une des méthodes les plus utilisées pour le calcul de structure de bandes photoniques. Pour la décrire, supposons que les composantes électromagnétiques ont une dépendance harmonique en temps de type $e^{-j\omega t}$. Les équations de Maxwell différentielles s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = j\omega\mu_0 \vec{H} \quad (I.6)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -j\omega\varepsilon_r(\vec{r})\varepsilon_0 \vec{E} \quad (I.7)$$

μ_0 et ε_0 sont respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique du vide, $\varepsilon_r(\vec{r})$ étant la fonction diélectrique du cristal photonique. Des deux équations de Maxwell précédentes découle l'équation d'onde suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} \quad (\text{I.8})$$

c est la vitesse de la lumière dans le vide qui est donnée par : $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$

Compte tenu de la périodicité de la permittivité, d'après le théorème de Bloch, le champ électromagnétique peut être développé en ondes planes comme suit :

$$H(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \sum_{\lambda=1,2} h_{G' \lambda} \vec{e}_{G' \lambda} e^{j(\vec{k} + \vec{G}') \cdot \vec{r}} \quad (\text{I.9})$$

De même pour la fonction diélectrique $\varepsilon_r(\vec{r})$:

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}''} \frac{1}{\varepsilon_r}(\vec{G}'') e^{j(\vec{G}'' \cdot \vec{r})} \quad (\text{I.10})$$

Où : \vec{k} est le vecteur d'onde appartenant à la première zone de Brillouin et \vec{G}'' étant un vecteur du réseau réciproque. Notons que $\{ \vec{e}_{1G'}, \vec{e}_{2G'}, \vec{k} + \vec{G}' \}$ forment un trièdre direct.

En posant $\vec{G} = \vec{G}' + \vec{G}''$ et en injectant (I. 9) et (I. 10) dans (I. 8), on arrive à l'équation matricielle suivante :

$$\sum_{\vec{G}'} |\vec{k} + \vec{G}'| |\vec{k} + \vec{G}'| \varepsilon_r^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') \begin{bmatrix} \vec{e}_{2G} \cdot \vec{e}_{2G'} & -\vec{e}_{2G} \cdot \vec{e}_{1G'} \\ -\vec{e}_{1G} \cdot \vec{e}_{2G'} & \vec{e}_{1G} \cdot \vec{e}_{1G'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_{1G'} \\ h_{2G'} \end{bmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} h_{1G} \\ h_{2G} \end{bmatrix} \quad (\text{I.11})$$

La résolution de l'équation (I.11) peut se faire en utilisant la méthode de diagonalisation. Pour différentes valeurs du vecteur d'onde \vec{k} qui sont limités à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin, on peut obtenir une série de fréquences propres w (valeurs propres de la matrice) qui va constituer la structure de bande photonique. Cette méthode est bien adaptée à l'étude de cristaux photoniques infiniment périodiques, elle a été utilisée par plusieurs auteurs pour la détermination de la bande interdite photonique des structures triangulaires bidimensionnelles ainsi que la structure du graphite.

Cependant, elle reste inadaptée pour le calcul de la transmission à travers un cristal fini et à l'étude des structures complexes.

I.9.2. La méthode FDTD (Finite Différence Time Domain)

La méthode FDTD (Finite Differences Time Domain) ou la méthode des différences finies dans le domaine temporel, est une approche numérique permettant la résolution des équations de Maxwell portant sur les variables spatiales et la variable temporelle [5].

Abordons tout de suite la méthode la plus communément utilisée actuellement dans les simulations de structures complexes faces à des ondes électromagnétiques, il s'agit de la FDTD. Issue de l'algorithme présenté par Yee en 1966 cette méthode revient à mailler finement l'intégralité de la structure ainsi qu'une partie du vide qui l'entoure puis à appliquer les équations de Maxwell discrétisées dans le temps et l'espace en chaque point du maillage afin d'obtenir l'évolution temporelle du champ en réponse à une excitation donnée. Les autres points importants de la méthode sont un artefact mathématique se comportant comme la source d'une onde électromagnétique et des conditions sur les bords de l'espace maillé qui empêchent toute réflexion (On utilise couramment la condition de Bérenger, plus connue sous le nom de PML (Perfectly Matched Layer)).

Extrêmement versatile cette méthode peut en théorie traiter tous les problèmes (de l'Airbus complet au coupleur optronique), d'où sa popularité dans les laboratoires de R&D. Elle traite les matériaux linéaires comme non linéaires et fournit les cartes de champ, la transmission et les diagrammes de rayonnement.

Elle souffre toutefois de deux handicaps : le maillage devant être précis nous sommes très vite menés à des occupations mémoires gigantesques. La réponse fournie étant une évolution temporelle, il faut de nombreux cycles de calculs avant d'atteindre le régime permanent qui caractérise par exemple la réponse à une onde monochromatique. La FDTD se prête très bien à une exécution en parallèle sur plusieurs processeurs comme dans un supercalculateur ou dans une grappe, plus couramment appelée « cluster » ce qui devrait encore augmenter sa popularité dans les années à venir car de grands progrès sont actuellement faits dans ce domaine. Mais la FDTD peine à simuler rapidement des cristaux photoniques de forme non triviale non linéaires 2D (et encore moins 3D) sur un ordinateur individuel contemporain [23].

I.9.3. La méthode des réseaux de diffraction

Elle est basée sur une description du cristal photonique comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs. Les champs sont décomposés dans chaque région séparant ces réseaux et la théorie des réseaux est appliquée pour relier les coefficients de cette décomposition d'une région à l'autre. Le système de relations matricielles obtenu permet d'établir la matrice de diffusion qui caractérise le milieu. L'intérêt de cette méthode est qu'elle donne non seulement les modes guidés et les résonances (ce sont les pôles de la matrice de diffusion), mais aussi les pertes intrinsèques de ceux-ci [11].

I.9.4. La TMM (Transfert Matrix Method) [11]

Développée par Pendry et McKinnon c'est une méthode aux différences finies dans le domaine fréquentiel : elle repose sur la discrétisation des équations de Maxwell pour des champs électromagnétiques. Au lieu de passer en espace de Fourier comme dans la FFF ou la RCWA, on reste ici en espace réel et l'on détermine la matrice de transfert de chaque fine « tranche » de notre cristal photonique. Le calcul de la matrice de transfert de l'ensemble se fait via un algorithme récursif : la méthode S. La méthode fournit bien sûr la transmission et la réflexion du cristal mais aussi les modes de Bloch via la détermination des valeurs propres de la matrice de transfert. Le maillage était à l'origine cartésien, mais une méthode de transformation des coordonnées donne aujourd'hui de meilleurs résultats. Le code est disponible librement sous le nom de Translight, et la méthode est largement utilisée.

I.9.5. La méthode de faisceau propagé BPM (Beam Propagation Method)

La BPM est une méthode qui a fait ses preuves dans la simulation des faisceaux optiques. Très peu gourmande en puissance de calcul et simple à mettre en œuvre c'est aujourd'hui un produit commercial très utilisé dans le domaine des fibres optiques.

La théorie se base sur l'approximation d'une enveloppe lentement variable le long de l'axe de propagation. L'étude n'est possible que pour des faisceaux très peu divergents, l'acceptance angulaire de la méthode étant faible.

L'approximation de variations faibles le long de l'axe de propagation s'accommode mal de la géométrie d'un cristal photonique où la permittivité subit des variations très rapides et contrastées. Pourtant, via une approximation de Padé, on a réussi à adapter la méthode à un cristal photonique 2D présentant un guide d'onde « coudé » brutalement [8].

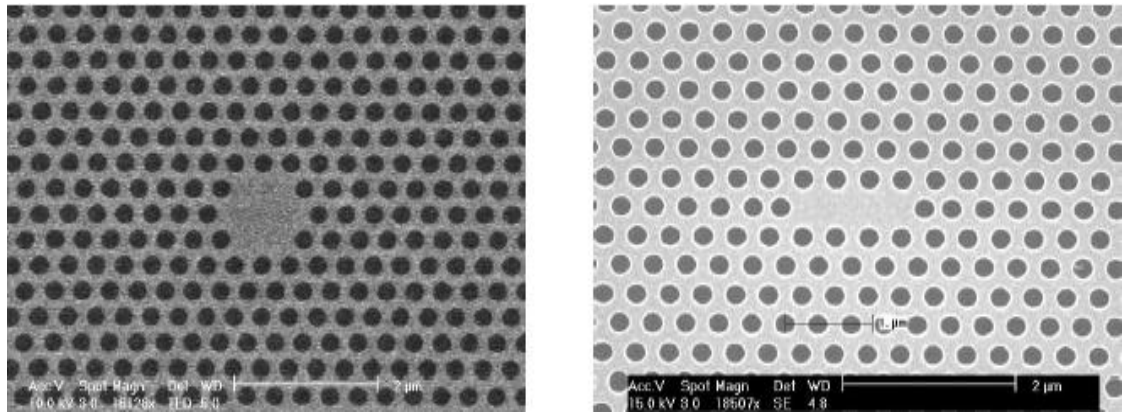
I.10.Applications des cristaux photoniques

Comme nous l'avons vu précédemment, les applications potentielles des matériaux à BIP 2D sont nombreuses : contrôle de l'émission spontanée dans les dispositifs, guides d'ondes rectilignes, à fort rayon de courbure, faces miroir, guidage, démultiplexages, divisions, filtres, microcavités à grand facteur de qualité, effet de superprisme, diffraction, démultiplexages, divisions...etc.[24-45] Nous allons donc exposer brièvement quelques exemples d'utilisation de cristaux photoniques bidimensionnels.

I.10.1. Cavité résonante

La présence de défauts dans un cristal permet l'existence de modes localisés dans une bande de fréquence très étroite, un défaut dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite. Une simple modification d'une des propriétés du matériau (par application d'un champ électrique par exemple) permettra de « libérer » la lumière[46]. Dans le cas de cristaux photoniques bidimensionnels réalisés dans un réseau triangulaire de trous d'air, il y a plusieurs types de cavités à cristaux photoniques et permet ces types en a le Cavité à défaut ponctuel. On peut réaliser une cavité en modifiant les paramètres d'un ou plusieurs trous dans un cristal photonique soit en changeant le rayon des trous, soit en déplaçant des trous de leurs positions originales, soit en remplissant complètement les trous. Ces cavités sont généralement de deux types : le type H_n et le type L_n [47].

La cavité de type H_n est une cavité hexagonale dont chaque coté présente une omission de n trous. La cavité de type L_n est une cavité linéique qui est réalisée par omission de n trous dans la direction ΓK . Les deux images au microscope électronique à balayage (MEB) (Figure I.22) sont des exemples de ces deux types de cavités, une cavité H_2 et une cavité L_3 . Elles ont été fabriquées dans la salle blanche de l'IEF par M. El Kurdi.



(a)

(b)

Figure I.22: Images MEB des cavités de type H2 (a), et de type L3 (b) fabriquées dans la salle blanche de l'IEF [48].

D'autres groupes, comme le KAIST, ont adopté une approche plus intuitive [49,50], Le but restant toujours le même, garder un très faible volume de cavité, de l'ordre de celui de la H1, et aménager l'environnement électromagnétique de façon à augmenter de manière conséquente le facteur Q. Un exemple simple de conception de microcavité à fort coefficient de qualité est présenté (Figure I.23 et 24).

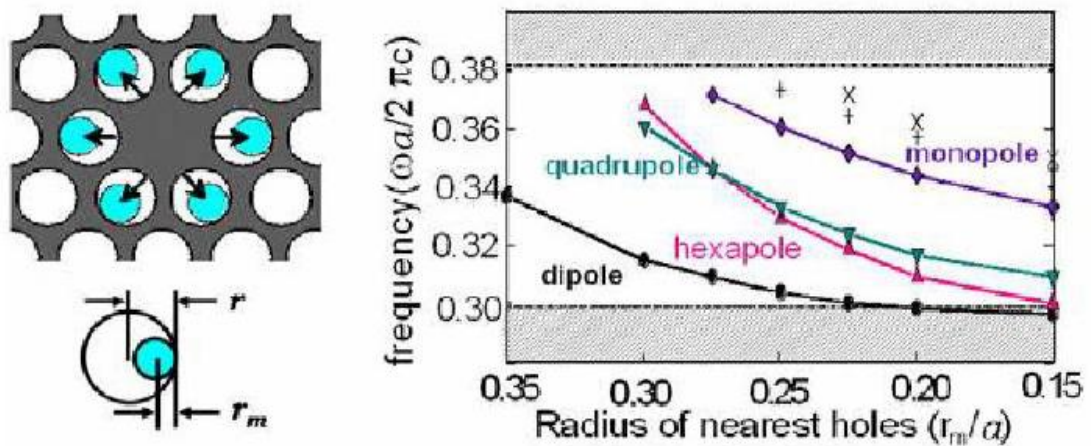


Figure I.23: Exemple d'ingénierie de défauts. Dans ce cas, il s'agit d'une cavité H1 modifiée: les six trous adjacents au défaut sont réduits de manière à faire rentrer progressivement des modes avec des symétries différentes dans la bande interdite photonique [49,50].

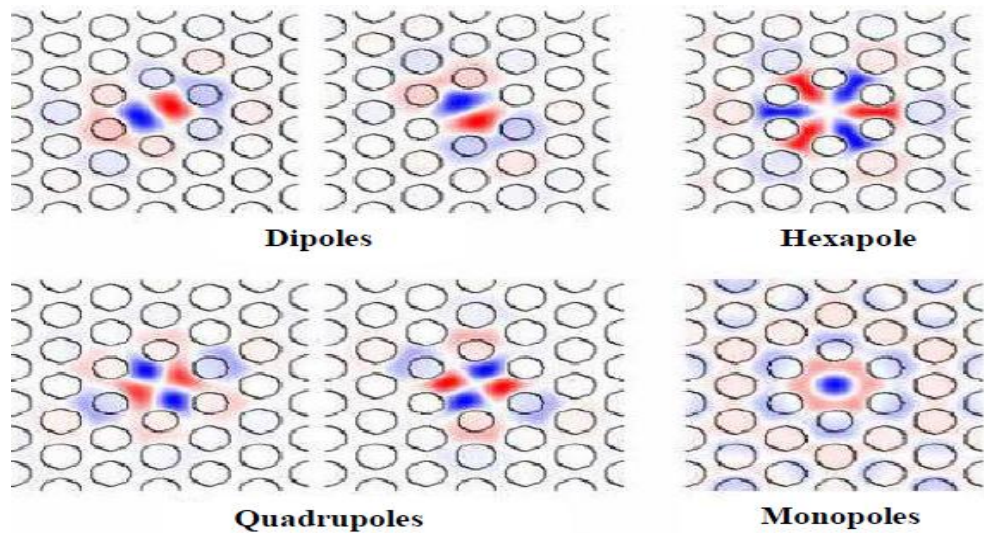


Figure I.24: Distribution de la composante H_z du champ magnétique pour les différents modes de cavité.

I.10.2. Guides d'ondes [51]

En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou plusieurs rangées de motifs élémentaires), il est possible de guider la lumière selon une direction choisie. La lumière va se propager le long de ce guide avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal (figure I.25 a). Des guides d'ondes classiques à base de matériaux diélectriques sont réalisés depuis longtemps. L'onde se propage dans le diélectrique d'indice fort et se réfléchit totalement sur les bords qui sont constitués d'un diélectrique d'indice plus faible. L'intérêt des guides d'ondes BIP par rapport à ceux traditionnels c'est qu'ils présentent de faibles pertes au niveau des courbures (figure I.25 b). Le fait de recourber l'un de ces guides sur lui-même permet d'obtenir un anneau et seuls quelques modes peuvent rester dans cet anneau.

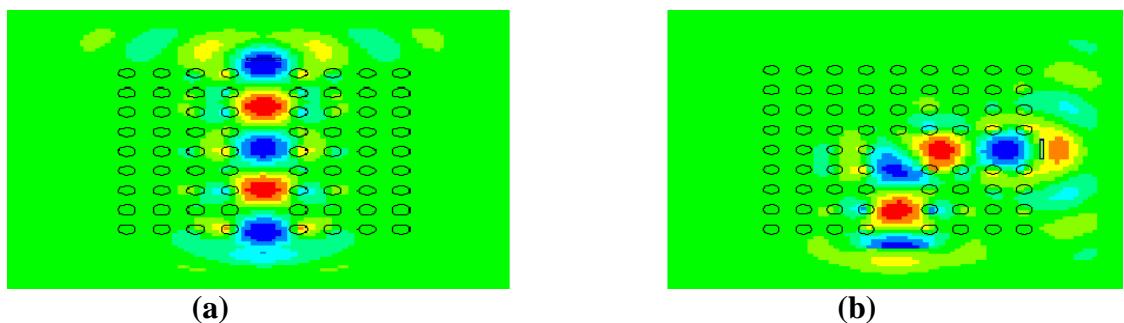


Figure I.25 : Guide d'onde de la structure GaAs dans l'air à motif carré montrant la distribution du champ E_y autour du défaut en polarisation (a) Rectiligne (b) Courbures à 90° (simulée par le logiciel Rsoft).

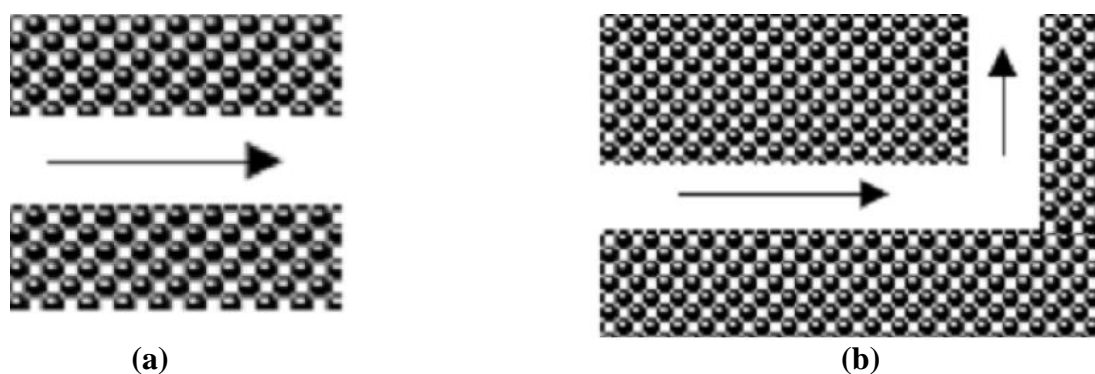


Figure I.26 : (a) Guide d'onde (b) Guide d'onde à courbures extrêmes.

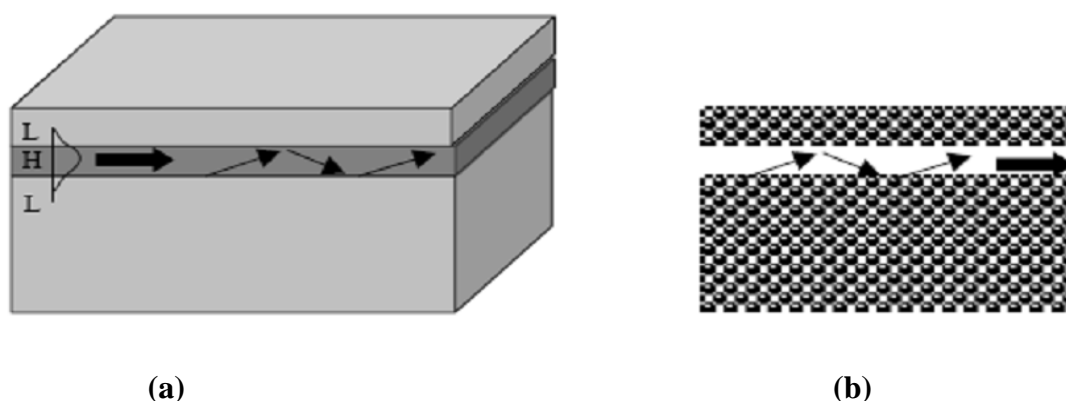


Figure I.27 : (a) Guide réfractif : modèles de rayons en zig-zag avec réflexions totales et ondes évanescentes (b) guidage par bande interdite photonique.

I.10.3. Phénomène de superprisme

Une lumière polarisée TE ou TM est injectée dans un cristal photonique. Si on fait varier la longueur d'onde (autour d'une longueur proche de la bande interdite photonique), une grande déviation du faisceau due à une forte dispersion chromatique du cristal photonique [52,53], est observée. Cette déviation angulaire peut atteindre 50° pour une variation de longueur d'onde de 1% [54] (figure 1.28). Les conditions ont été choisies de façon à exploiter les surfaces équipfréquences là où elles sont le plus déformées. En effet, il suffit d'une légère variation de longueur d'onde pour obtenir un changement radical de la direction de la vitesse de groupe.

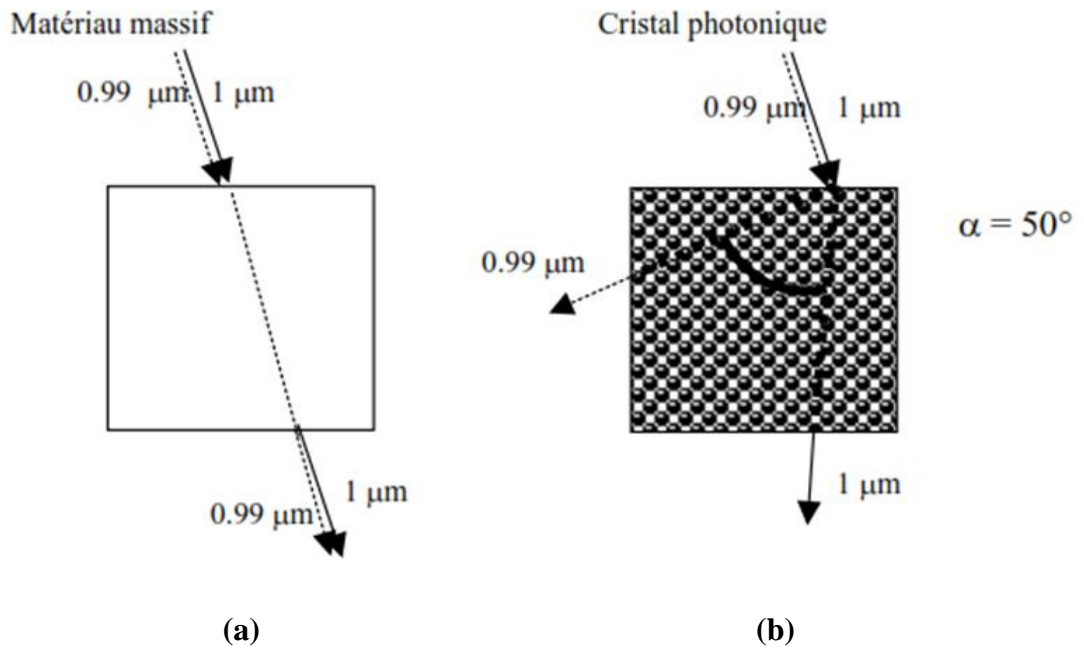


Figure 1.28: Représentation du phénomène de superprisme et de sa sensibilité aux longueurs d'ondes, (a) propagation de la lumière dans un cristal conventionnel silicium avec une lumière incidente dont la longueur d'onde varie entre 0.99 et 1 μm. La lumière incidente est polarisée TM et inclinée de 15° par rapport à la normale de la tranche du cristal, (b) trajet de la lumière dans un cristal photonique dans les mêmes conditions. Une importante déviation (50°) est observée pour une variation de longueur d'onde de 1 % [54].

I.10.4. Filtre add / drop

Le filtre add/drop est composé de 2 guides d'ondes couplés par un ou deux résonateurs (figure 1.29 a et b) [55].

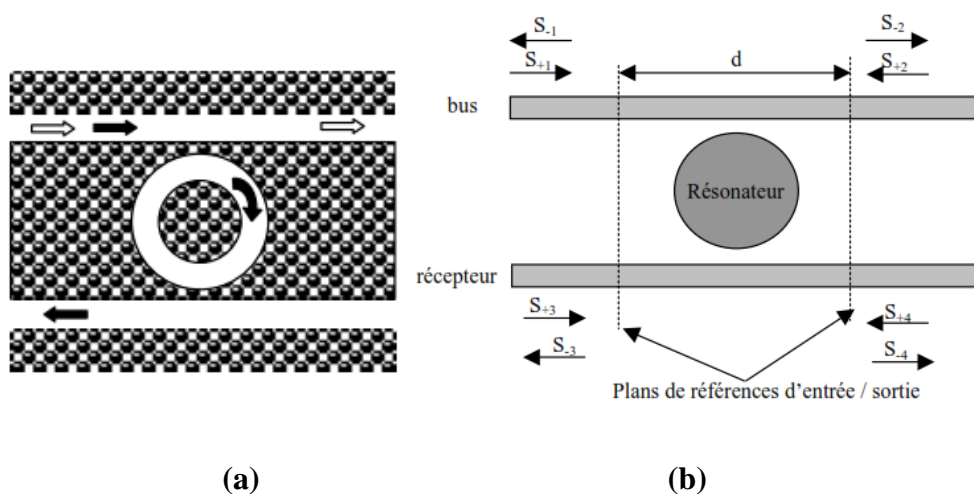


Figure 1.29: (a) Représentation d'un filtre add / drop, (b) Principe de fonctionnement. Système à 4 accès constitué d'un résonateur en anneaux et de deux guides d'ondes [55].

Une réalisation expérimentale, a montrer près de 80% de puissance transférée vers l'avant dans le guide d'onde drop. Le résonateur est une cavité linéique de dix trous manquants (figure I.30) dont la conception fine et l'exploitation de modes optiques lents a permis d'accéder à deux modes dégénérés dans la cavité dont les symétries étaient compatibles pour un fonctionnement de type add-drop [16].

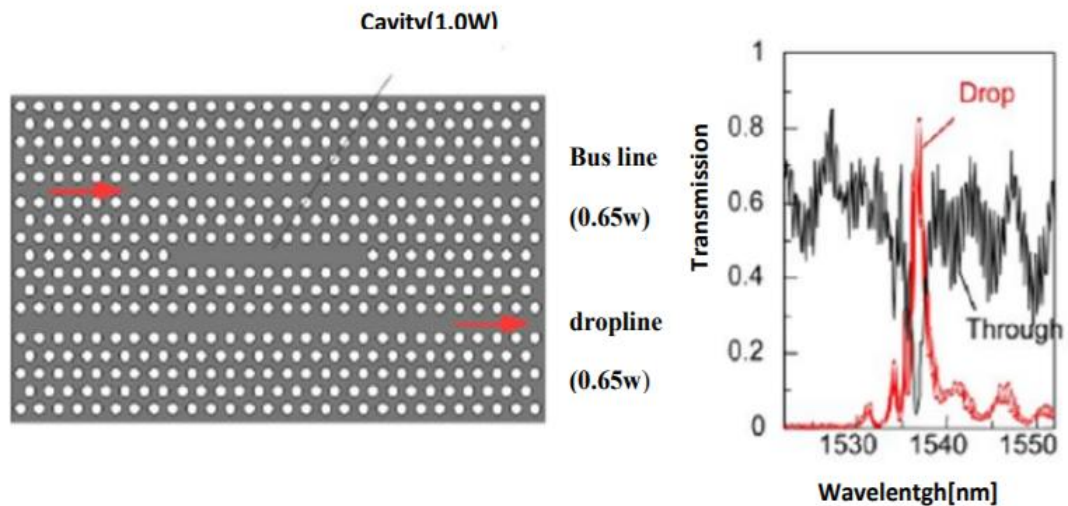


Figure I. 30: Exemple de réalisation expérimentale d'un filtre add-drop constitué de deux guides d'onde diffractifs et d'une cavité linéique dans un cristal photonique membranaire. Un peu plus de 80% de la puissance se propageant dans le guide d'onde bus a été transférée dans le guide d'onde drop, vers l'avant, autour de $1.537 \mu\text{m}$ [16].

I.10.5 DEMUX-coupler

Les propositions de démultiplexeurs à cristaux photoniques tendent à favoriser des cavités très petites (quelques périodes) et la fonctionnalité « add-drop », la plus exigeante [56], Le principe du dispositif proposé est de se servir du couplage par diffraction de Bragg entre un mode fondamental rapide pour la propagation du signal et un mode d'ordre supérieur, lent, pour l'extraction latérale du signal. Pour des guides à cristaux photoniques (CP) "W3" ou "W5", formés de 3 ou 5 rangées manquantes, ce couplage correspond à une mini stop band [57], dont la largeur typique est de 3-20 nanomètres à 1500 nm, tout fait adaptée au coarse WDM (CWDM), et donc aux réseaux métropolitains.

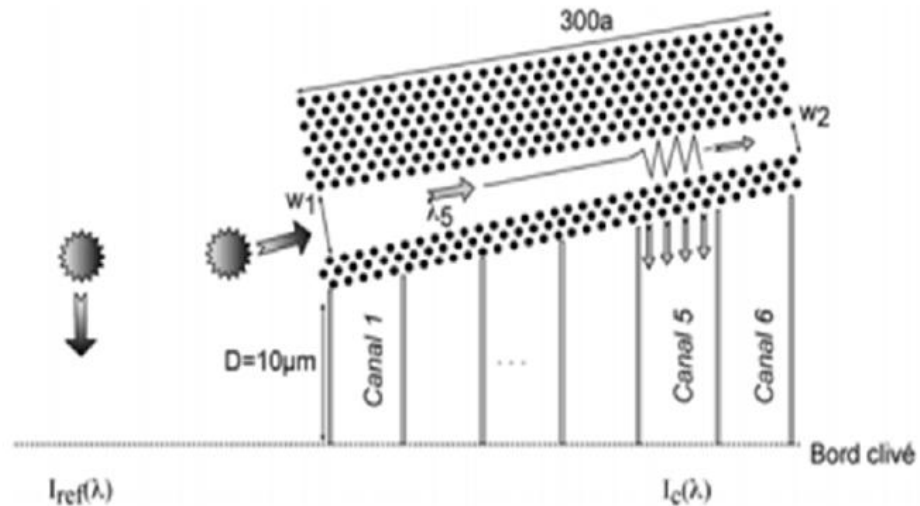


Figure. I.31: Principe de démultiplexeur spectrographe : le guide PC de largeur proche de «W3 » couple le mode fondamental au mode d'ordre supérieur uniquement dans la section où la diffraction de Bragg entre les deux modes est autorisée. Ce mode est ensuite extrait latéralement à travers les trois rangées de trous [8].

Comme le montre la figure I.31, il suffit en première approximation d'affiner une des parois du guide et de varier lentement un de ses paramètres (la largeur dans l'illustration, mais ce pourrait être aussi la période) : une longueur d'onde donnée est alors aiguillée dans une section donnée parce que le couplage au mode d'ordre supérieur n'a lieu que dans cette section là, et la paroi affinée laisse la lumière du mode d'ordre supérieur sortir latéralement, alors que le guidage du mode fondamental reste très robuste à toutes les longueurs d'onde restantes, l'effet tunnel sur ce mode « réfractif » étant très faible. La figure I.32(a), I.32(b), illustre le couplage de mode de W3 de façon générique. Dans le dispositif, la position de la mini-stopband évolue avec la largeur du guide [8].

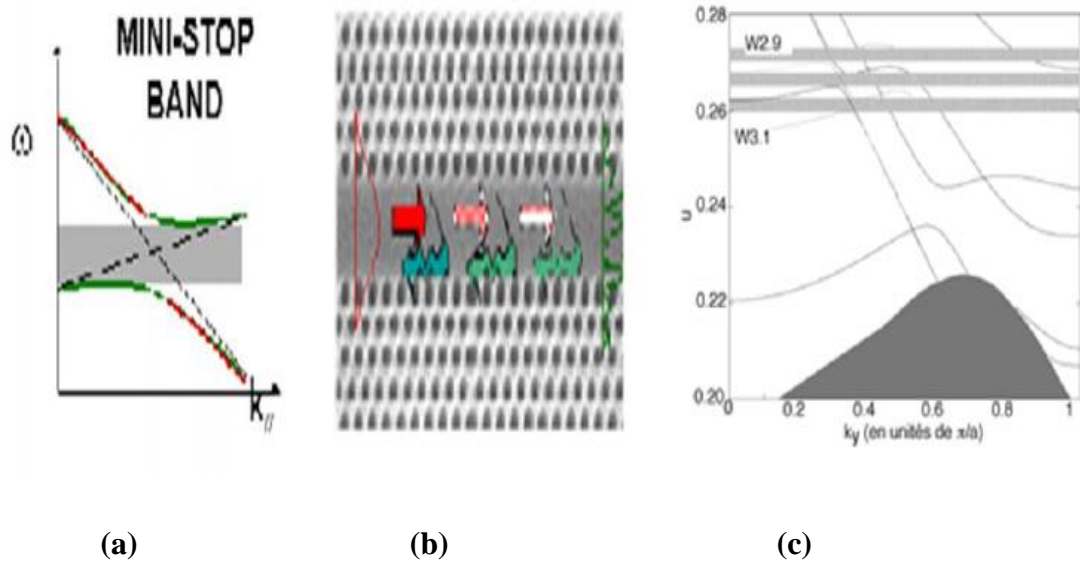


Figure I.32: illustration de l'utilisation de la mini-stopband : **(a)** relation de dispersion locale, le mode fondamental étant le plus raide, le mode d'ordre supérieur le moins raide ; **(b)** schéma du couplage de mode dans le guide W3, **(c)** superposition des relations de dispersion pour des guides dont la largeur est modifiée de 0.1 rangée en plus ou moins comparé à W3. On voit que ce changement de largeur de 40 nm, dans un cas typique, conduit à des mini-stopband bien séparés. [8].

I.11. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons défini les concepts de base sur les cristaux photoniques et plus particulièrement les cristaux photoniques bidimensionnels planaires. En premier lieu, nous avons énuméré les types de cristaux photoniques naturels et artificiels et les principes de défauts qui existent aux niveaux des CPs-2D. Selon la littérature, ils ont prouvé que les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière en se basant sur la propriété de la bande interdite photonique. Nous avons abordé également quelques techniques de modélisation de CPs à savoir la méthode des ondes planes, la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD, méthode des réseaux de diffraction, la méthode TMM, la méthode des faisceaux propagés BPM...ect. Nous avons terminé ce chapitre par de nombreuses applications potentielles telles que la cavité résonante, guide d'onde, phénomène de superprisme, filtre add/drop, et DEMUX qui peuvent en découler de ces matériaux.

Le chapitre suivant sera consacré à une présentation détaillée sur la méthode d'analyse des CPs-2D qui est la méthode FDTD-2D.

II.1.Introduction

Dans ce chapitre consacré au développement des méthodes et des outils numériques utilisés dans le cadre de ce travail, nous abordons dans un premier temps l'étude théorique de la propagation des ondes électromagnétiques dans l'air et dans les matériaux homogènes. Pour ce faire, nous rappelons les équations de Maxwell ainsi que l'équation d'onde.

Une large partie de ce chapitre est ensuite consacrée à la méthode de résolution numérique des équations de Maxwell que nous avons utilisé : il s'agit de la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain), méthode des différences finies dans le domaine temporel basée sur la résolution en temps et en espace des équations différentielles de Maxwell. C'est une méthode générale, robuste et précise de calcul électromagnétique. Elle a pour avantage de donner un accès direct aux composantes de champs, ainsi, nous avons la possibilité d'avoir la cartographie temporelle du champ électromagnétique nous permettant de mieux comprendre le comportement d'une structure à base de cristaux photoniques. Un autre avantage de cette méthode est qu'à partir d'une simple transformée de Fourier, on a accès à la réponse fréquentielle pour une large bande de fréquences. Cette méthode permet l'étude de réseaux de taille finie grâce à l'introduction de conditions aux limites absorbantes.

II.2.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.2.1 Dans le vide

Les équations de Maxwell dans le vide sont [58]

a. Loi de Faraday

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.1})$$

b. Loi d'Ampère

$$\nabla \wedge \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{II.2})$$

c. Loi de Gauss pour le champ électrique

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{II.3})$$

d. Loi de Gauss pour le champ magnétique

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II.4})$$

Pour les équations II.1, II.2, II.3 et II.4, les symboles utilisés ainsi que leurs unités dans le système international sont

- \vec{E} : champ électrique (volts/mètre).
- \vec{B} : densité de flux magnétique (tesla).
- ϵ_0 : permittivité du vide.
- μ_0 : perméabilité du vide $\frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$ F/m.

II.2.2. Dans un milieu

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

a. Loi de Faraday

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.5})$$

b. Loi d'Ampère

$$\nabla \wedge \vec{H} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{j} \quad (\text{II.6})$$

c. Loi de Gauss pour le champ électrique

$$\nabla \cdot \vec{E} = \rho \quad (\text{II.7})$$

d. Loi de Gauss pour le champ magnétique

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II.8})$$

Pour les équations II.6 et II.7, les symboles utilisés ainsi que leurs unités dans le système international sont :

\vec{H} : vecteur excitation magnétique (ampères/mètre).

\vec{D} : vecteur déplacement électrique (coulombs/mètre²).

ρ : densité de charges électriques (coulombs/mètre (1D), coulombs/mètre² (2D) coulombs/mètre³ (3D)).

\vec{J} : vecteur densité de courant (Ampères/ metre²).

II.3. FDTD à deux dimensions

Introduite par K.S. Yee en 1966 [59], la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain), 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 autre 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.

II.3.1. Développement des équations de Maxwell

Le développement de la FDTD découle directement de l'application de la technique de discrétisation vue à la partie suivante. Nous allons dorénavant traiter de la résolution des équations de Maxwell par la méthode FDTD basée sur l'algorithme de Yee. Nous rappelons ici l'équation de Faraday et d'Ampère [5] dans le cas d'un matériau linéaire, isotrope, sans sources et non-dispersif.

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (\text{II. 9})$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H} \quad (\text{II.10})$$

Pour passer en 2D, on considère qu'il n'y a pas de variation suivant la direction (Oz). C'est-à-dire que toutes les dérivées partielles par rapport à z sont nulles. Les deux équations (II.9) et (II.10) deviennent alors :

$$\frac{\partial Hx}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial Ez}{\partial y} \right) \quad (\text{II.11})$$

$$\frac{\partial Hy}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial Ez}{\partial x} \right) \quad (\text{II.12})$$

$$\frac{\partial Hz}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial Ex}{\partial y} - \frac{\partial Ey}{\partial x} \right) \quad (\text{II.13})$$

$$\frac{\partial Ex}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial Hz}{\partial y} \right) \quad (\text{II.14})$$

$$\frac{\partial Ey}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial Hz}{\partial x} \right) \quad (\text{II.15})$$

$$\frac{\partial Ez}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial Hy}{\partial x} - \frac{\partial Hx}{\partial y} \right) \quad (\text{II.16})$$

Remarquons que l'évolution de Ez, Hx et Hy est indépendante de celle Ex, Ey, et Hz. De ce fait résulte deux systèmes d'équations indépendants, l'un décrivant la polarisation TE et l'autre la polarisation TM [60].

A. Polarisation TE (Transverse Electrique)

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

$$\begin{cases} \frac{\partial Hz}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial Ex}{\partial y} - \frac{\partial Ey}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial Ex}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial Hz}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial Ey}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial Hz}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (\text{II.17})$$

B. Polarisation TM (Transverse Magnétique)

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

$$\begin{cases} \frac{\partial Hx}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial Ez}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial Hy}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial Ez}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial Ez}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial Hy}{\partial x} - \frac{\partial Hx}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (\text{II.18})$$

II.3.2 Discrétisation par la méthode des différences finies centrées

La FDTD repose avant tout sur la discrétisation des dérivées partielles par la méthode des différences finies [59]. Pour illustrer notre propos, nous nous intéressons ici à la dérivée partielle d'une fonction quelconque $u = u(x, t)$ par rapport à la variable spatiale x , à savoir :

$$\frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{II.19})$$

Une approximation basée sur le développement limité de Taylor (figure II.1) au second ordre Permet d'obtenir les dérivées temporelles et spatiales des fonctions (Ex, Ey, Hz) et (Hx, Hy, Ez).

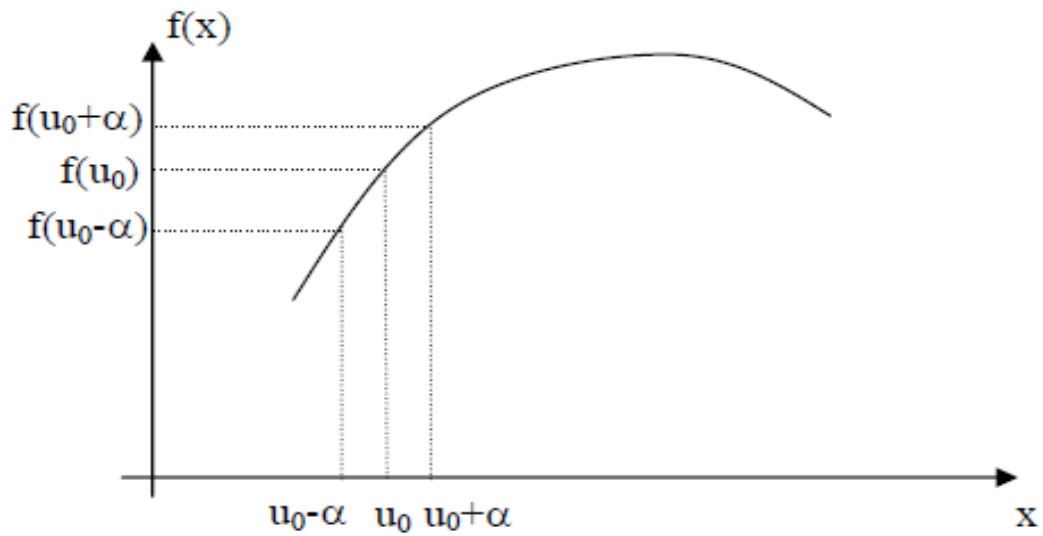


Figure II.1 : Calcul de la dérivée de $f(x)$ en U_0 .

Développement limité de Taylor

Soit une fonction f continue et connue aux points $u_1 = u_0 - \alpha$ et $u_2 = u_0 + \alpha$, il est possible d'évaluer numériquement la dérivée de f en u_0 en utilisant les développements limités de Taylor aux points u_1 et u_2 .

$$f(u_0 - \alpha) = f(u_0) - \alpha \frac{\partial f}{\partial u}(u_0) + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial u^2}(u_0) - \dots \frac{\alpha^i}{i!} \frac{\partial^i f}{\partial u^i}(u_0) \quad (\text{II.20})$$

$$f(u_0 + \alpha) = f(u_0) + \alpha \frac{\partial f}{\partial u}(u_0) + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial u^2}(u_0) + \dots \frac{\alpha^i}{i!} \frac{\partial^i f}{\partial u^i}(u_0) \quad (\text{II.21})$$

La dérivée de f au point u_0 est approchée de manière centrée en calculant la différence de L'équation (II.20) et de l'équation (II.21) à l'ordre 2. Elle est donnée sous la forme suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial u}(u_0) = \frac{f(u_0+\alpha)-f(u_0-\alpha)}{2\alpha} + \theta(\alpha^2) \quad (\text{II.22})$$

Cette solution génère une erreur d'ordre 2(α^2) beaucoup plus intéressante qu'une erreur d'ordre 1. Les équations peuvent être discrétisées dans le temps et dans l'espace (cf. figure 2.1), remarque qui a été à la base de l'algorithme de Yee [59] 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 [61].

La première équation du système (II.17) est complètement discrétisé et devient :

$$\frac{H_X(x,y,z,t+\frac{\Delta t}{2})-H_X(x,y,z,t-\frac{\Delta t}{2})}{\Delta t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{E_X(x,y,z+\frac{\Delta z}{2},t)-E_X(x,y,z-\frac{\Delta z}{2},t)}{\Delta z} - \frac{E_Z(x,y+\frac{\Delta y}{2},t,z)-E_Z(x,y-\frac{\Delta y}{2},t,z)}{\Delta y} \right) \quad (\text{II.23})$$

Où D_x , D_y et D_z représentent les pas de maillage spatial, et D_t le pas de maillage temporel. Il apparaît que, spatialement, la composante H_x est centrée par rapport à E_z suivant la direction y , et centrée par rapport à E_y suivant la direction z . De même, E_y et E_z sont évaluées à un instant d'échantillonnage centré sur celui des deux composantes H_x . Il en découle le schéma de maillage spatial présenté en figure (II. 2) ainsi que le maillage temporel présenté en figure (II. 3). Le volume de calcul est divisé en $N_x \times N_y \times N_z$ cellules élémentaires de dimensions $D_x \times D_y \times D_z$, appelées cellules de Yee [59] (cube de Yee $D_x = D_y = D_z$), où $A^n(i, j, k)$ représente la composante de champ \vec{A} de la cellule (i, j, k) évaluée à l'instant d'échantillonnage $n \times D_t$ [5].

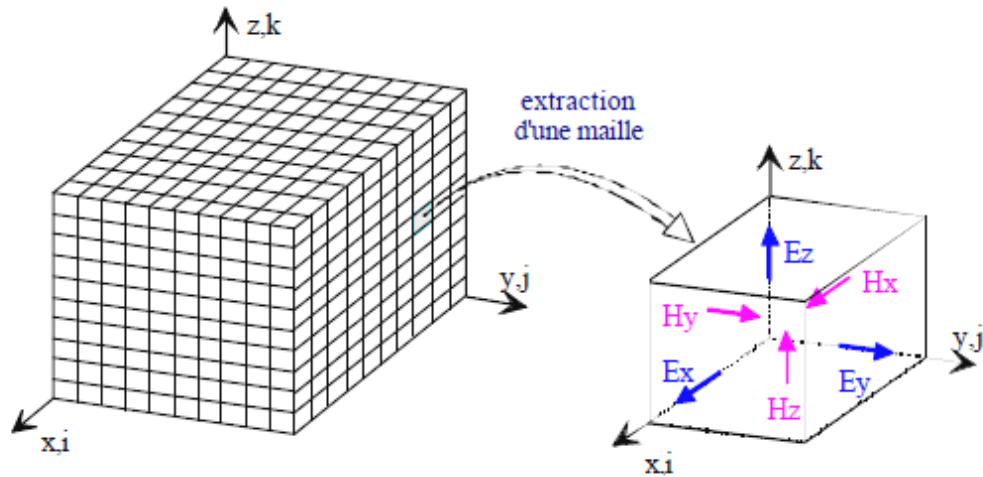


Figure II.2 : Volume de calcul et cellule élémentaire.

Le calcul des composantes électriques et magnétiques se fait en des points particuliers suivant le schéma de Yee (Fig. II.3).

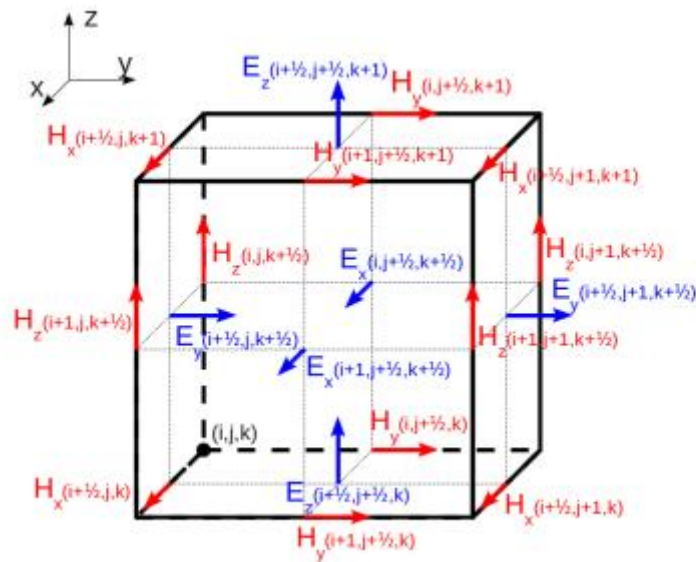


Figure. II.3 : Représentation d'une cellule élémentaire en trois dimensions.

Les composantes du champ E se trouvent au milieu des arêtes et celles du champ H sont au centre des faces. Dans un système 2D (plan xy), on distingue deux polarisations : la polarisation Transverse Magnétique, TM (plan de coupe bleu comprenant les composantes de champ E_z , H_x et H_y) et la polarisation Transverse Électrique, TE (plan de coupe rouge comprenant les composantes de champ H_z , E_x et E_y) [59].

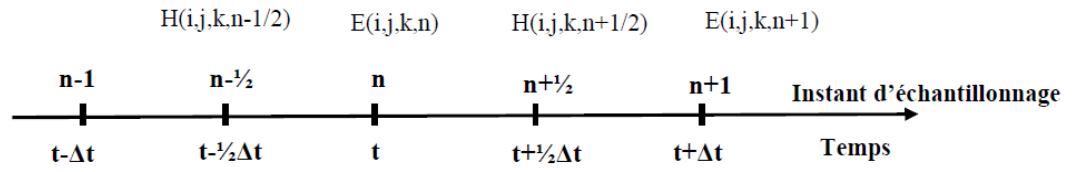


Figure II. 4 : Discrétisation temporelle.

Le schéma temporel permet de calculer les composantes de champ $H^{n+1/2}$ à partir de ($H^{n-1/2}$ et E^n , et E^{n+1} à partir de (E^n et $H^{n+1/2}$).

En appliquant la procédure de discrétisation spatiale et temporelle au système d'équations de Maxwell établies en (II. 2), nous obtenons le système (II.21) au (II. 26) :

$$H_x^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) = H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_z^n \left(i, j+1, k+\frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j, k+\frac{1}{2} \right)}{\Delta y} - \right.$$

$$\left. E_{yn} \left(i, j+1, k+1 \right) - E_{yn} \left(i, j+1, k \right) \right] \Delta z$$

II.24

$$H_x^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) = H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_z^n \left(i, j+1, k+\frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j, k+\frac{1}{2} \right)}{\Delta y} - \right.$$

$$\left. E_{yn} \left(i, j+1, k+1 \right) - E_{yn} \left(i, j+1, k \right) \right] \Delta z$$

II.25

$$\begin{aligned} & H_z^{n+1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \\ &= H_z^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \\ & - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_y^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2}, k \right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right)}{\Delta x} \right. \\ & \left. - \frac{E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j + 1, k \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right)}{\Delta y} \right] \end{aligned} \quad \text{(II. 26)}$$

$$E_x^{n+1} = E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_z^{n+1/2} \left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k \right) - H_z^{n+1/2} \left(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k \right)}{\Delta y} - \right.$$

$$\left. H_{yn+1/2} \left(i+1, j, k+1 \right) - H_{yn+1/2} \left(i+1, j, k \right) \right] \Delta z$$

II.27

$$\begin{aligned}
& E_y^{n+1}(i, j + 1/2, k) \\
& = E_y^n(i, j + 1/2, k) \\
& + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_x^{n+1/2}(i, j + 1/2, k + 1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k - 1/2)}{\Delta z} \right. \\
& \left. - \frac{H_z^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j + 1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i - \frac{1}{2}, j + 1/2, k)}{\Delta x} \right] \tag{II. 28}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& E_z^{n+1}(i, j, k + 1/2) \\
& = E_z^n(i, j, k + 1/2) \\
& + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i + 1/2, j, k + 1/2) - H_y^{n+1/2}(i + 1/2, j, k - 1/2)}{\Delta x} \right. \\
& \left. - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j + 1/2, k + 1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j - 1/2, k + 1/2)}{\Delta y} \right] \tag{II. 29}
\end{aligned}$$

Le système d'équations (II.21) au (II.26) permet de calculer les composantes des champs \vec{E} et \vec{H} en tout point de la structure, tout en respectant le schéma temporel. De plus, la forme de l'algorithme impose la connaissance d'au moins une composante du champ en quatre points autour de points de calcul. Selon la cellule de Yee, les composantes magnétiques sont toujours calculées en des points situés au centre des faces de la cellule appelés nœuds magnétiques et les composantes électriques sont toujours calculées en des points situés au milieu d'une arête, appelés nœuds électriques.

Avec le schéma de discrétisation temporelle (figure II. 3), une variation de champ magnétique entraîne une variation de champ électrique, qui à son tour entraîne une variation de champ magnétique, et ainsi de suite, représentant ainsi très bien les phénomènes de propagation dans le volume de calcul. Cependant, l'algorithme FDTD est dispersif, c'est-à-dire qu'un signal se propageant dans le domaine de calcul FDTD subit des transformations (distorsion, atténuation) dues à la discrétisation. C'est pourquoi une bonne représentation numérique des phénomènes physiques ne peut être obtenue qu'après un choix judicieux des paramètres de discrétisation spatiales Δx , Δy , Δz , et temporelle Δt .

II.3.3. Critère de stabilité de l'algorithme de Yee

Les problèmes de stabilité des méthodes numériques explicites ont été analysés par Courant, Friedrich et Levy (CFL) [59,62]. Taflove a appliqué cette

approche à la méthode FDTD [59,60]. L'algorithme de Yee est intrinsèquement stable si le critère CFL donné par l'inégalité suivante est vérifié :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2}} \quad (\text{II.30})$$

Où :

$\Delta x, \Delta y$: les pas de discrétisation dans l'espace.

c : la vitesse de propagation d'une onde plane dans le milieu .

Δt : le pas d'échantillonnage temporel.

Si $\Delta x = \Delta y = \Delta$, alors cette condition se simplifie à :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta}{c\sqrt{2}} \quad (\text{II.31})$$

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 Optiquement de Δ . Plus le maillage spatial sera fin et plus le nombre d'itérations pour décrire un temps T de propagation sera important.

II.4. Condition aux limites

Dans le but d'implémenter l'algorithme sur machine, il est nécessaire de restreindre le domaine « ouvert » de la résolution des équations de Maxwell à un domaine borné pour limiter la quantité de mémoire utilisée (et par conséquent le temps de calcul). Ce domaine spatial borné que nous nommerons espace de travail devra être suffisamment grand pour contenir toute la structure d'étude et des conditions aux limites simuleront son extension à l'infini [5]. Il existe 3 types de conditions aux limites : les conditions d'absorption, les conditions de symétrie et les conditions de périodicité [5]. Ce travail présente uniquement les conditions d'absorption de type Mur [62] qui simule un domaine infini en recherchant la plus faible réflexion numérique aux interfaces, ainsi que les conditions symétriques et antisymétriques.

II.4.1. Conditions d'absorption de type Mur

La technique utilisée par Mur [61] repose sur un principe posé par Engquist et Madja [63] Qui n'est applicable que dans le cas d'un maillage FDTD cartésien. Ce principe est basé sur la Factorisation des opérateurs aux dérivées partielles dans l'équation de l'onde.

Selon les conditions d'absorption de type Mur, il s'agit d'introduire une interface (Mur fictif) pour limiter le volume de simulation qui laisse passer toute onde électromagnétique

sans aucune réflexion (Γ) (figure II. 5), et produire l'illusion d'un domaine ouvert.

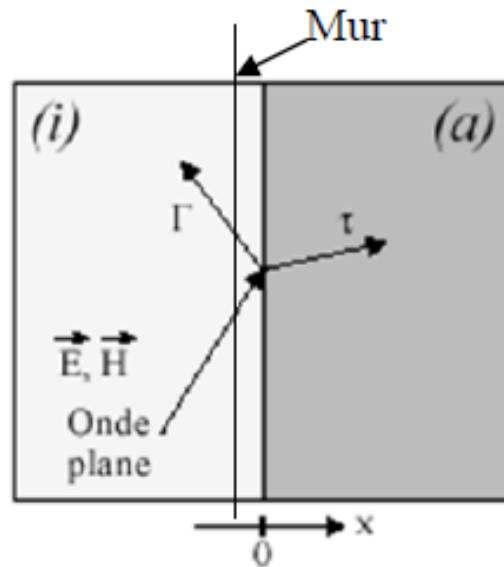


Figure II. 5 : Présentation du problème.

II.4.2. Condition PML (pour « perfectly matched layers »)

La méthode PML (Perfectly Matched Layer), introduite par Berenger [64], est basée sur la séparation du champ électrique ou magnétique (suivant la polarisation) à l'intérieur d'une zone d'absorption où il est possible d'attribuer des pertes aux composantes de champs ainsi séparées.

Ces conditions aux limites sont certainement les conditions absorbantes les plus performantes aujourd'hui. Elles permettent de descendre à des réflexions en amplitude de l'ordre de 10^{-5} (amplitude du champ), sur une très large gamme d'incidences et de fréquences. Ces conditions partent de la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant (présentant une conductivité électrique σ et magnétique σ^*).

Dans le vide, cette condition s'exprime :

$$\sigma/\varepsilon_0 = \sigma^*/\mu_0 \quad (\text{II.32})$$

Où :

- ε_0 désigne la permittivité du vide et
- μ_0 sa perméabilité magnétique.

Dans ce cas l'onde n'est pas réfléchiée à l'interface entre les deux milieux et s'atténue dans la partie absorbante. L'épaisseur de la couche absorbante peut être choisie aussi grande

que l'on veut pour limiter la réflexion en bord de domaine. Cette adaptation d'impédance n'est toutefois possible qu'à incidence normale et une réflexion à l'interface entre les deux milieux réapparaît dès que l'on s'en écarte.

L'astuce introduite par Bérenger dans les années 80 consiste à rendre le milieu absorbant et Artificiellement biaxe [65]. L'absorption n'est alors choisie non nulle que suivant l'axe Normal à l'interface entre les deux milieux (Fig. II.6). À l'interface, l'onde plane incidente est Décomposée fictivement en deux ondes :

- i. Une onde à incidence normale, qui vérifie la condition (II.33) et qui n'est pas donc Réfléchiée à l'interface entre le milieu non absorbant et le milieu absorbant.
- ii. une onde à incidence rasante pour laquelle aucune absorption n'apparaît. Cette Onde ne subit par conséquent aucune réflexion.

Il suffit donc de rajouter des couches de type PML tout autour du domaine de calcul pour absorber sans réflexions une onde incidente arrivant avec une incidence quelconque. L'épaisseur de cette couche peut être choisie aussi grande que nécessaire pour absorber l'onde incidente. Une condition de mur métallique peut alors être imposée en limite de PML sans réflexions conséquentes d'énergie dans le domaine de calcul.

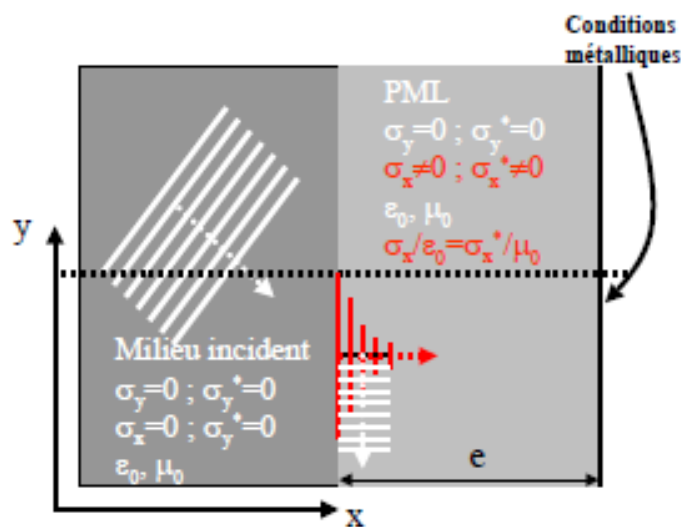


Figure II.6 : fonctionnement d'un milieu de type PML.

La figure II.7 montre l'utilisation des PML pour un système à 2D.

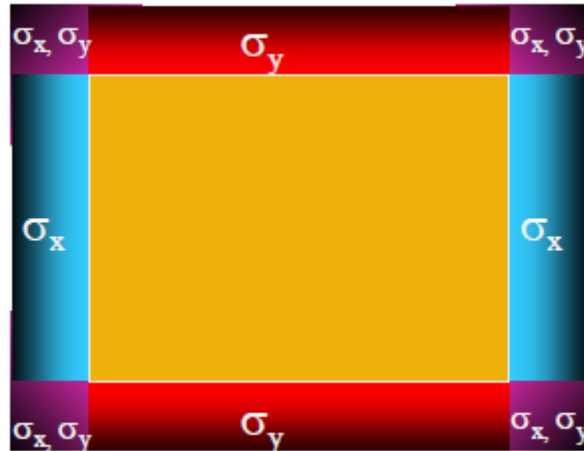


Figure II.7 : utilisation des couches PML dans le cas 2D.

II.4.3. Conditions symétriques et antisymétriques

Pour les conditions aux limites symétriques, ça marche comme dans un miroir, le champ électrique \vec{E} , étant un vecteur, se réfléchit comme dans un miroir, c'est-à-dire que si la surface est le plan $x = 0$, on aura [5] :

$$\begin{cases} E_x(x) = -E_x(-x) \\ E_y(x) = E_y(-x) \\ E_z(x) = E_z(-x) \end{cases} \quad (\text{II.33})$$

Le champ \vec{H} est un pseudo vecteur, donc il obéit aux conditions inverses :

$$\begin{cases} H_x(x) = H_x(-x) \\ H_y(x) = -H_y(-x) \\ H_z(x) = -H_z(-x) \end{cases} \quad (\text{II.34})$$

Pour les conditions aux limites antisymétriques, les règles de vecteurs et pseudo vecteurs sont inverses. C'est-à-dire que si la surface est le plan $x = 0$:

$$\begin{cases} E_x(x) = E_x(-x) \\ E_y(x) = -E_y(-x) \\ E_z(x) = -E_z(-x) \end{cases} \quad (\text{II.35})$$

Le champ H est un pseudo vecteur, donc il obéit aux conditions inverses.

$$\begin{cases} H_x(x) = -H_x(-x) \\ H_y(x) = H_y(-x) \\ H_z(x) = H_z(-x) \end{cases} \quad (\text{II.36})$$

En connaissant ces propriétés de symétrie, il n'est pas nécessaire de simuler le volume au total pour une structure symétrique. On peut donc diviser le volume en deux à la surface $x = 0$ et faire une simulation que du coté $x > 0$, par exemple. Cette explication peut être illustrée par la figure II. 8 ci-dessous:

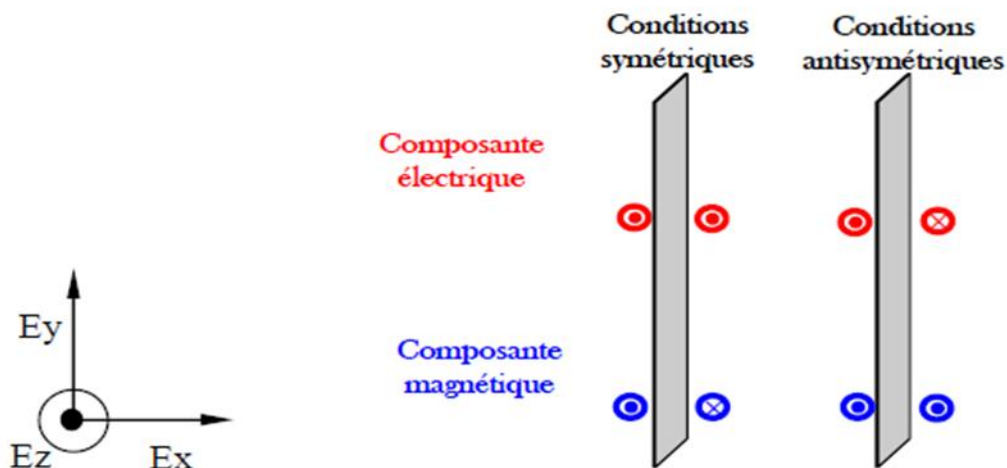


Figure II. 8: Schéma explicatif des conditions symétriques et antisymétriques.

II. 5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un outil puissant et versatile, parfaitement adapté à l'étude de structure à base des cristaux photoniques à deux dimensions. Cette modélisation, basée sur la résolution directe des équations de Maxwell permet en outre d'obtenir, en tenant compte des conditions de validité de la méthode 2D, la réponse rigoureuse de la structure étudiée.

Nous avons détaillé le principe des différences finies centrées et vu comment effectuer la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell, nous avons vu aussi le critère de stabilité et la dispersion numérique et aussi les équations discrétisés et implémentés dans l'algorithme de FDTD 2D.

Cette méthode sera largement utilisée dans la suite de ce travail et plus particulièrement à la conception des guides d'ondes et les démultiplexeurs en longueur d'onde, et nous permettront de percevoir aisément les mécanismes mis en jeu dans ces dispositifs.

III.1. Introduction

L'intérêt des chercheurs vis-à-vis de l'étude et de la synthèse des cristaux photoniques est croissant. Les cristaux photoniques symbolisés par Cps sont des structures périodiques de matériaux diélectriques métalliques ou des semi conducteurs ayant un indice de réfraction périodique suivant une ou plusieurs directions. Ces cristaux sont donc de formidables outils capables de stocker, filtrer ou encore guider la lumière [16].

Un attrait majeur des cristaux photoniques repose sur l'insertion contrôlée de défauts au sein du cristal lors de sa fabrication. Les géométries possibles sont quasi-infinies et peuvent aller de la modification de la taille ou de l'indice d'un seul motif du cristal à des défauts plus étendus comme le retrait de rangées entières de motifs [5].

Dans ce chapitre, nous allons présenter le principe de guidage à base des CPs-2D, car il s'agit des guides d'ondes mono-rangée $W_1^K A$ en structures triangulaire et carrée. Mais avant d'aller aux structures avec défauts on va étudier les structures sans défaut, puis nous exposerons les résultats de simulation obtenus sur des échantillons.

III.2. Etude des structures des cristaux photoniques bidimensionnelles sans défauts

D'après le premier chapitre, nous allons étudier le cas des cristaux photoniques bidimensionnels planaires qui possèdent tous leurs motifs, à réseau de trous d'air dans une matrice hétéro-structure composée de trois couches InP/GaInAsP/InP, d'indice de réfraction effectif $n_{\text{eff}}=3.24$. Deux types de structure seront analysées, il s'agit d'une structure triangulaire et d'une structure carrée, puis nous allons calculer la transmission et la réflexion du champ électromagnétique qui sera faite pour les différentes itérations dans nos structures modélisées, en utilisant la méthode des différences finies temporelles FDTD-2D [5].

III. 2. 1. Structure triangulaire sans défaut

Parmi les différentes structures récemment utilisées, on trouve les structures à maille triangulaire sans défaut, cette structure qui est un réseau de trous d'air de rayon normalisé $\left(\frac{r}{a}\right)$ creusés dans la matrice citée précédemment et possédant les paramètres suivants: paramètre de maille $a=0,3945 \mu\text{m}$, le facteur de remplissage défini par la formule $\left(f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2\right)$ tel que $f=44\%$. Les dimensions de la structure sont illustrées sur la figure III.1.

Comme excitation, on choisit la polarisation TE car elle nous permet d'ouvrir une large bande interdite dans la région $[0.25-0.37] \mu\text{m}$ pour la structure triangulaire. A l'entrée du guide d'onde simulé, une source pulsée gaussienne est placée pour exciter le mode fondamental. Le pas de discrétisation est choisi tel que: $\Delta x=\Delta y=0.04 \mu\text{m}$.

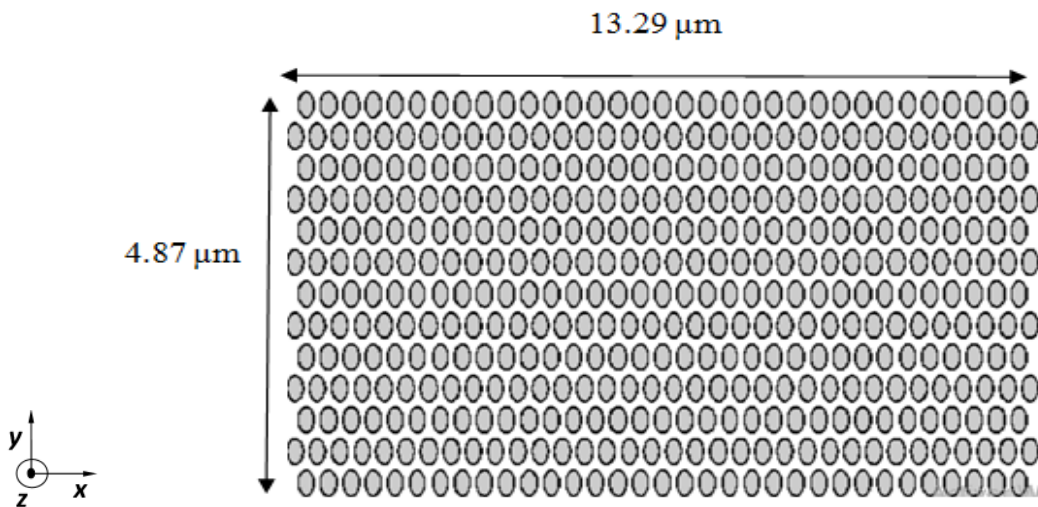


Figure III. 1 : Structure triangulaire sans défaut.

Le résultat de la simulation sous FDTD-2D du coefficient de transmission et de réflexion est représenté sur la figure III.

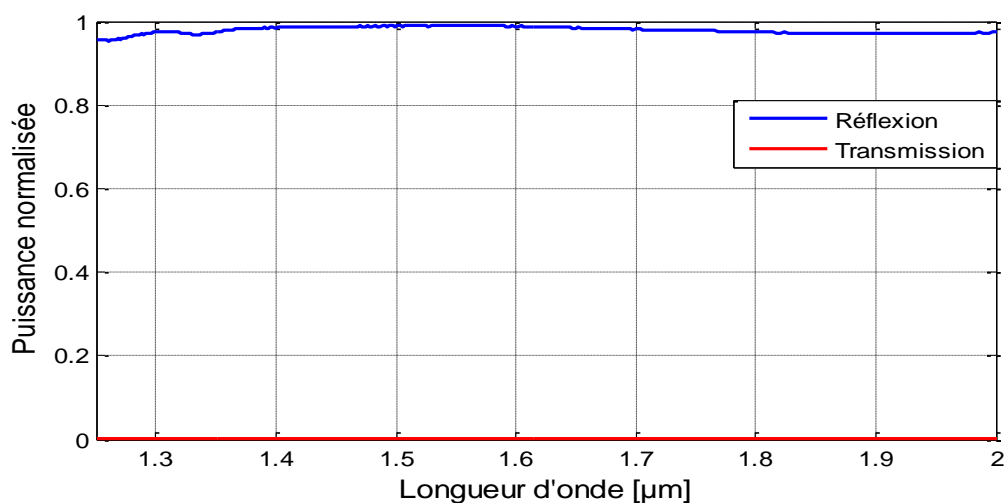
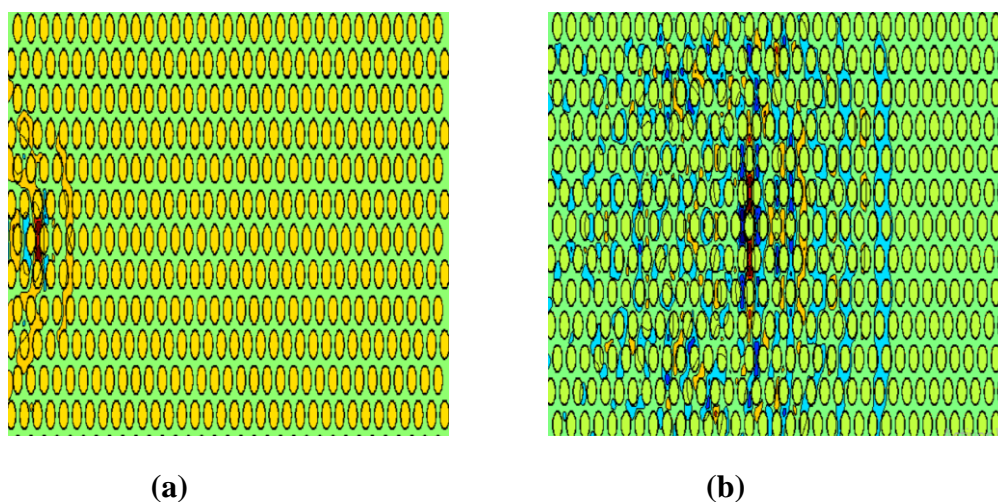


Figure III. 2 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.

D'après la figure III. 2, on remarque que le coefficient de transmission est nul s'étalant sur la bande de longueur d'onde $[1,25-2]$ μm , contrairement au coefficient de réflexion qui est très élevé sur la même gamme de la longueur d'onde. La quantité de réflexion mesurée à la longueur d'onde $1,31 \mu\text{m}$ et de l'ordre 97%. Ceci démontre clairement l'absence du phénomène de guidage dans la structure à maille triangulaire sans défaut.

Sur la figure III. 3, on schématise la répartition de champ électrique E_z pour 2000, 4000, 5000, et 6000 itérations.



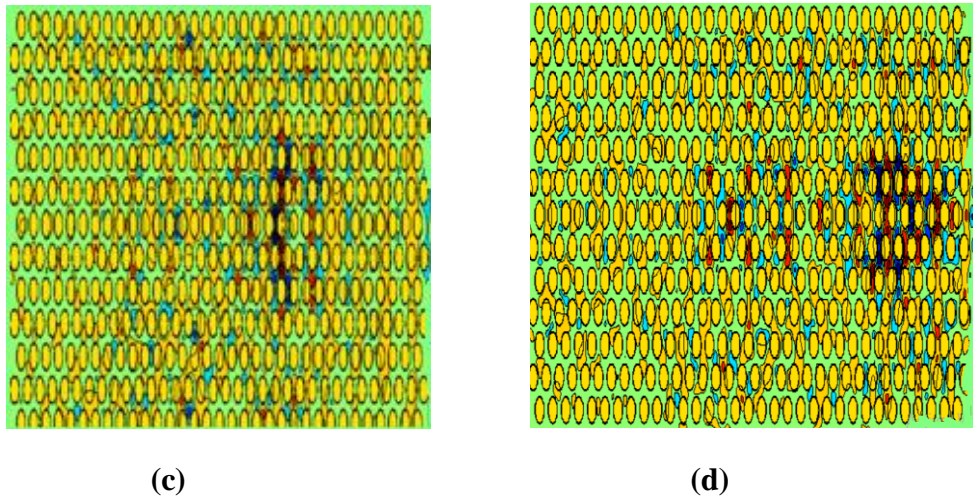


Figure III.3: Répartition du champ électrique d'une structure triangulaire sans défaut en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 3000 itérations, (c) 4000 itérations, et (d) 5000 itérations.

Sur la figure III.3, on observe l'absence de propagation de l'onde électromagnétique dans la structure à maille triangulaire aux différentes itérations dues à dispersion de la lumière dans l'air.

III. 2. 2. Structure carrée sans défaut

La structure carrée est définie par les mêmes paramètres physiques et géométriques que celles de la structure triangulaire.

La structure carrée à simuler est représentée sur la figure III.4.

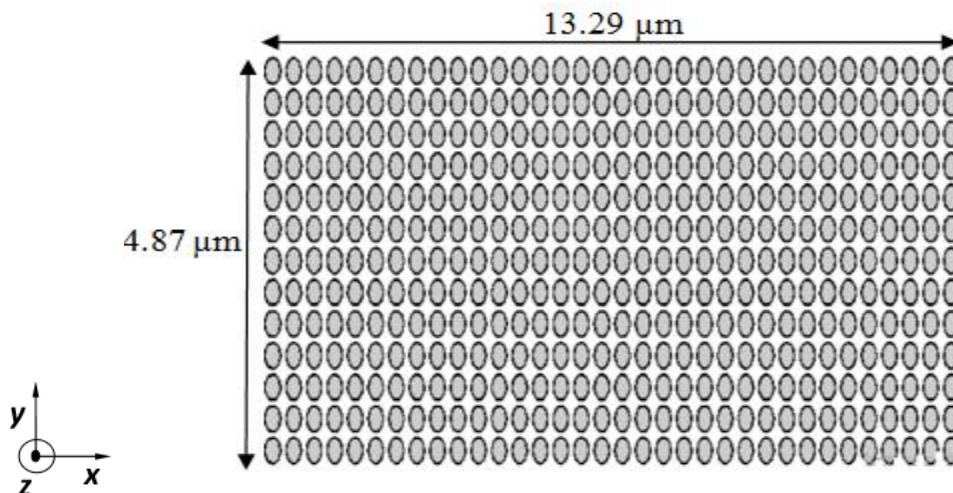


Figure III. 4 : Structure carrée sans défaut.

Le résultat de la simulation sous FDTD-2D du coefficient de transmission et de réflexion est représenté sur la figure III. 5.

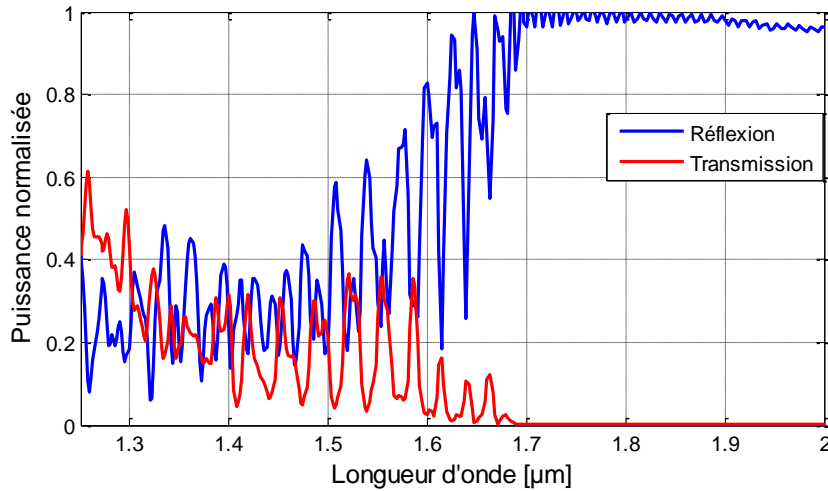
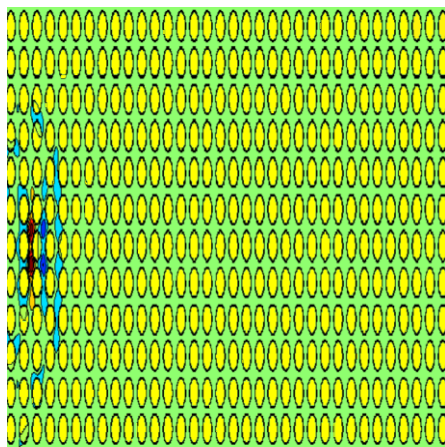


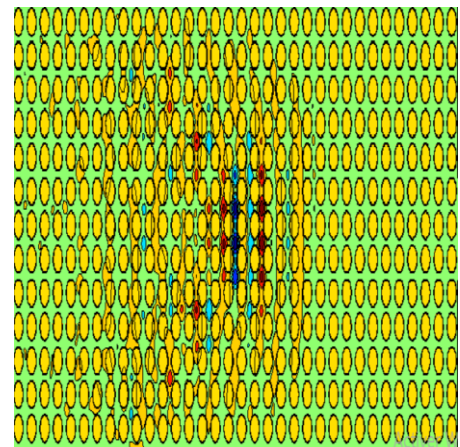
Figure III. 5 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.

D'après la figure III.5, on remarque que la transmission de la structure carrée est presque nulle sur la gamme en longueur d'onde s'étalant de $[1,25-2]$ μm . Le coefficient de transmission normalisé maximale enregistré est de l'ordre de 61% à la longueur d'onde 1,26 μm . Par contre, la réflexion est presque maximale à l'entrée du cristal photonique car on voit très bien que la totalité de la lumière injectée est dispersée dans l'air. Ceci démontre clairement l'absence du phénomène du guidage dans cette structure photonique.

Sur la figure III. 6, on schématise la répartition de champ électrique E_z pour différentes itérations de la structure carrée.



(a)



(b)

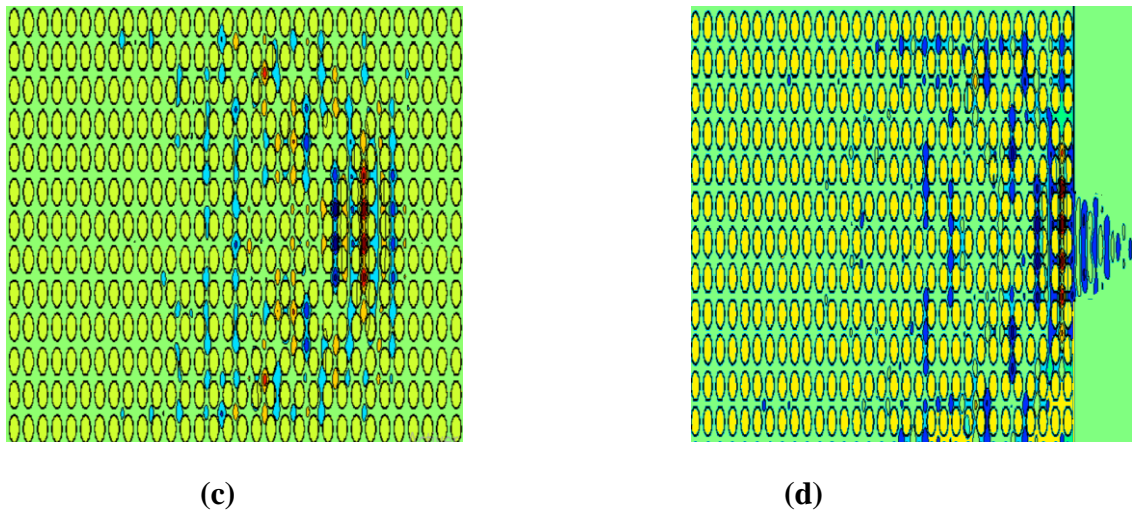


Figure III. 6 : Répartition du champ électrique E_z du CP-2D carré sans défaut excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations, (d) 5000 itérations.

Selon la figure III.6, on observe que le champ électrique est dispersé dans l'air et qui atteint le bord de la structure avec un minimum de transmission.

III .3. Etude des structures bidimensionnelles avec défaut

Dans un cristal photonique bidimensionnel, la création d'un défaut est causée par la rupture de la périodicité diélectrique. 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 générées par les caractéristiques du défaut [16].

III. 3. 1. Conception du guide mono-rangée $W_1^k A$

Le guide d'onde $W_1^k A$, qui est obtenu par le retrait d'une rangée de trous d'air d'un réseau qui peut être soit triangulaire ou carré, Par la suite on va étudier un exemple du guide pour chaque réseau [16].

III. 3. 1. 1. Guide $W_1^k A$ en structure triangulaire

La structure CP-2D du guide $W_1^k A$ mono-rangée et représentée sur la figure III.7.

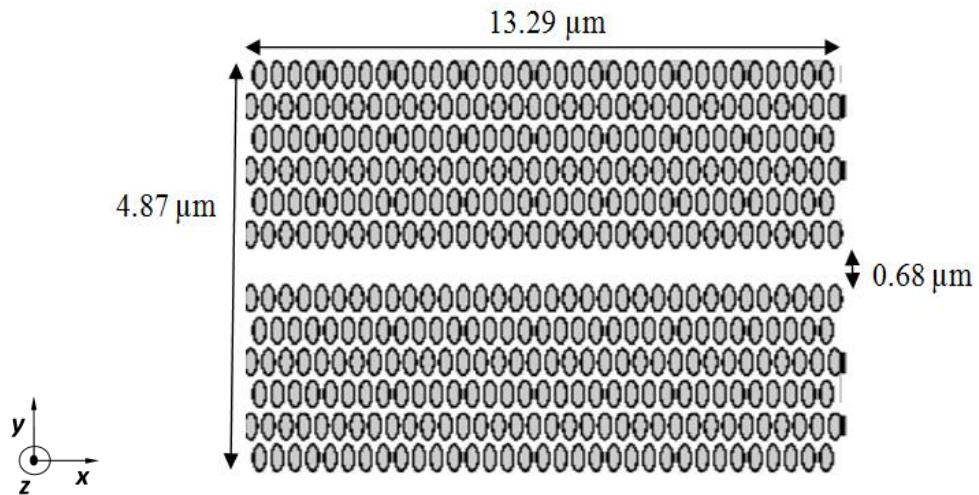


Figure III. 7 : Structure triangulaire d'un guide $W_1^k A$.

La réponse spectrale en transmission et réflexion du guide $W_1^k A$ et présenté sur la figure III. 8.

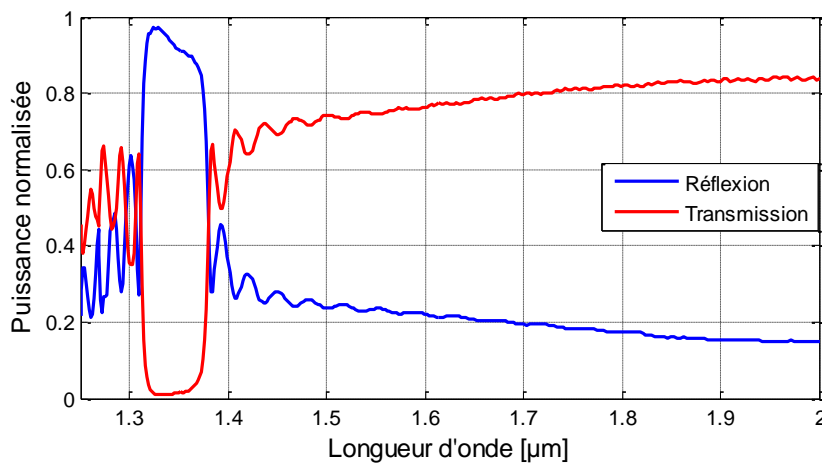


Figure III. 8 : La réponse spectrale en transmission et réflexion.

Selon la figure III. 8, on voit que la transmission s'étend sur la gamme de longueurs d'ondes $[1,25 - 2] \mu\text{m}$ avec un maximum qui plafonne 82 % à $1,90 \mu\text{m}$. La puissance transmise en voisinage de la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ est de l'ordre de 74 % , et la longueur d'onde $1,31 \mu\text{m}$ est de l'ordre de 75 % . Ces maximums sont certainement explicables par la présence du mode guidé sans pertes qui existe à ces longueurs d'ondes, alors que la faible dégradation de la puissance de la transmission est due à la présence des mini-BIPs.

La distribution du champ électrique aux itérations 2000, 4000, 5000 et 6000 est présentée sur la figure III. 9.

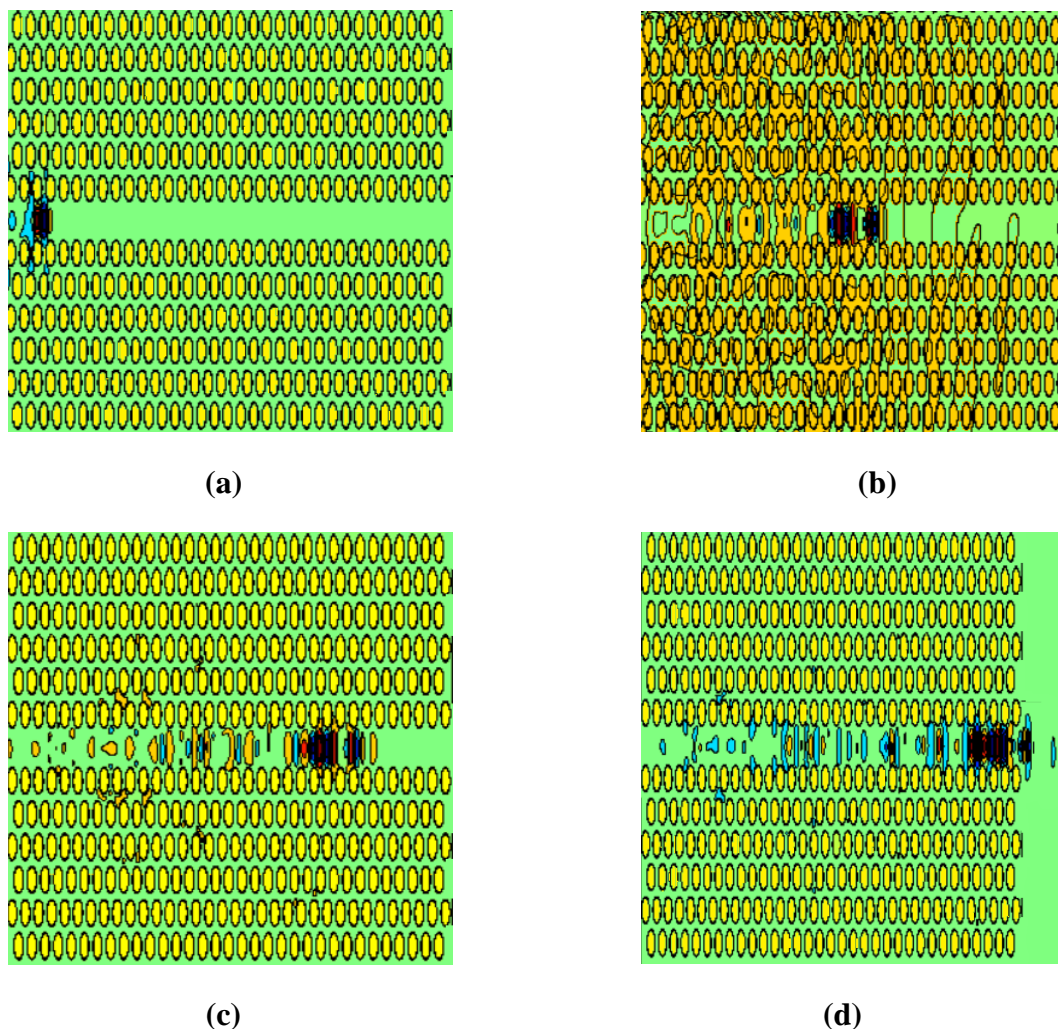


Figure III. 9 : Répartition du champ électrique du guide triangulaire excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 4000 itérations, (c) 5000 itérations, (d) 6000 itérations.

Selon la figure III. 9, on observe la propagation de l'onde à travers le guide et qui atteint le bord du guide. La réflexion étant minimale à l'entrée du guide $W_1^k A$ à maille triangulaire.

III. 3. 1. 2. Guide $W_1^k A$ en structure carrée

Considérons un autre guide $W_1^k A$ d'un réseau carré bidimensionnel présenté par la figure III. 10.

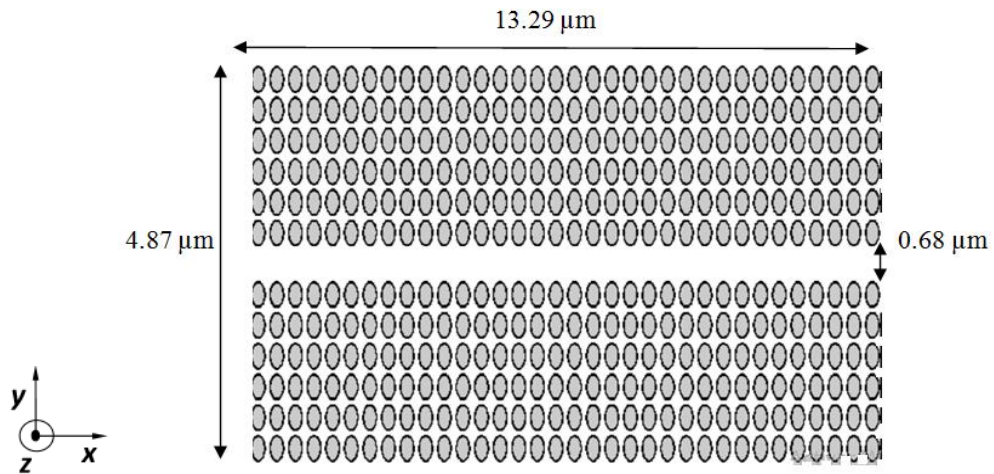


Figure III. 10 : Structure carrée de CPs-2D d'un guide $W_1^k A$.

Sur la figure III. 11, on présente le coefficient de transmission et de réflexion du guide $W_1^k A$ à maille carrée, obtenus par la méthode FDTD-2D.

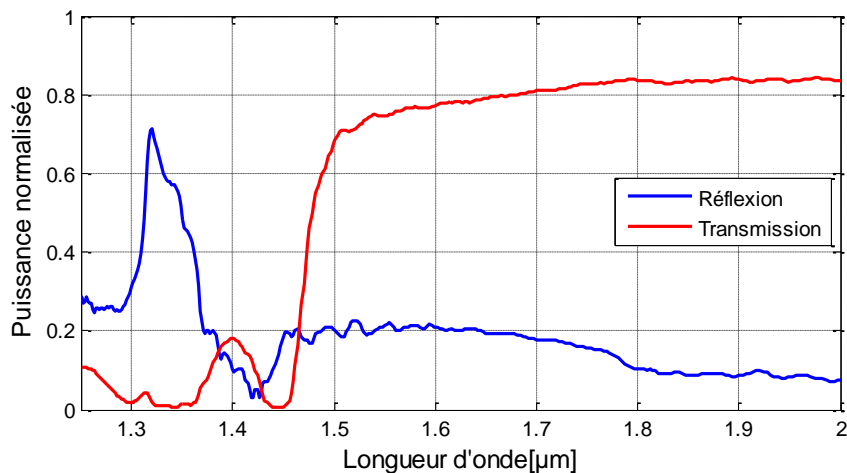


Figure III. 11 : La réponse spectrale en transmission et réflexion du guide $W_1^k A$.

D'après la figure III.11, on remarque que le coefficient de transmission qui s'étend sur la gamme $[1.25-2]$ μm atteint un niveau de l'ordre de 83% à la longueur d'onde $1.8\mu\text{m}$. Cette valeur exprime la présence du mode guidé qui existe à cette longueur d'onde. Alors que la faible dégradation de la valeur de la transmission est probablement due à la présence de BIPs.

La distribution du champ électrique E_x aux itérations 2000, 4000, 5000 et 6000 est présentée sur la figure III.12.

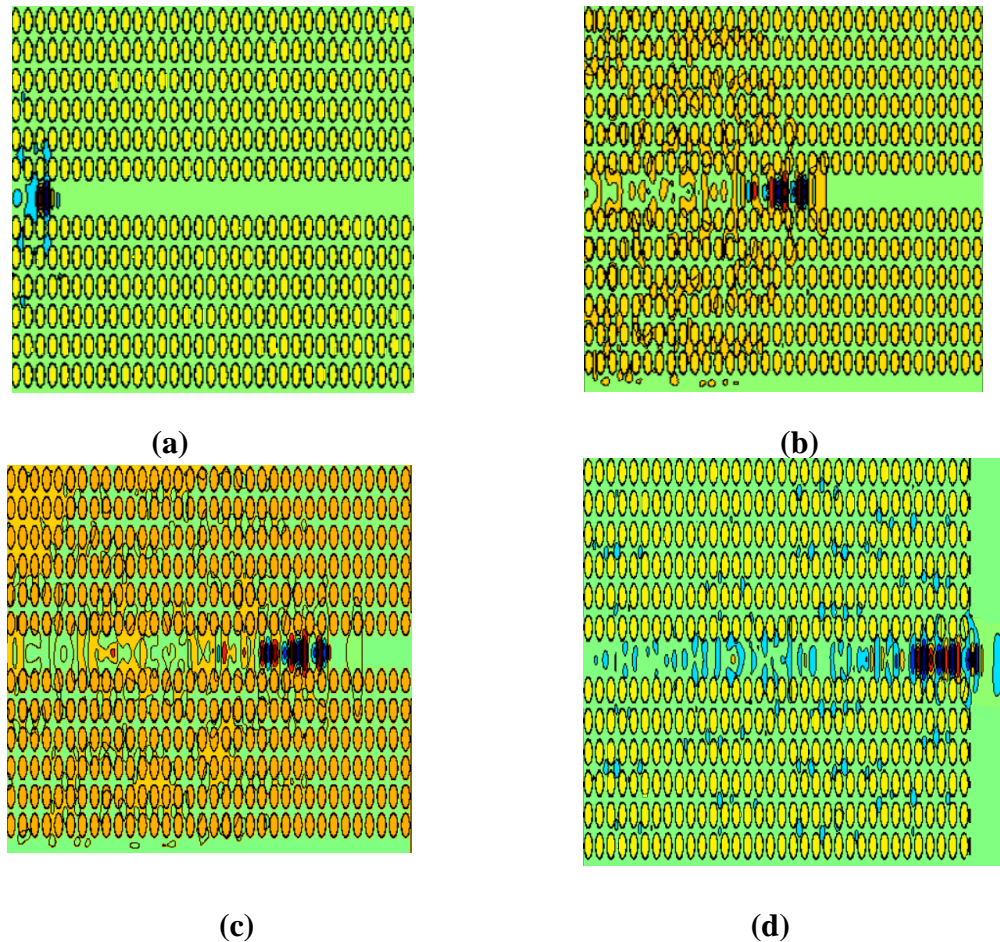


Figure III. 12 : Répartition du champ électriques E_x du guide mono-rangée $W_1^k A$ excité en mode TE : (a) 2000 itérations, (b) 4000 itérations, (c) 5000 itérations, (d) 6000 itérations.

D'après la figure III.12 de l'attribution de champs électriques E_z , on remarque très bien l'existence du phénomène de guidage de la lumière à travers le défaut.

III.4. Conclusion

Dans ce chapitre et en premier lieu, nous avons étudié les structures sans défauts à maille carrée et triangulaire. Nous avons remarqué que la structure à maille triangulaire présente des meilleures performances sur le coefficient de transmission et de réflexion.

Ensuite, et en exploitant les mêmes structures étudiées précédemment nous avons conçu un guide d'onde mono-rangée $W_1^k A$. Nous avons remarqué que l'introduction du défaut linéique engendre l'ouverture d'une certaine bande de transmission contenant à l'intérieur de la BIP.

Enfin, dans le chapitre suivant, nous allons proposer la conception d'une nouvelle structure de démultiplexeur en longueur d'onde à base de CPs-2D dans le but de séparer des longueurs d'onde $1.31\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$ très utilisées dans le monde de télécommunications optiques.

IV.1.Introduction

Actuellement, les cristaux photoniques permettent de réaliser un grand nombre de fonctions optiques, telles que guides d'onde, diviseurs de puissances, filtres, coupleurs, démultiplexeurs,...ect. Cependant, certains points restent à améliorer avant un déploiement industriel des technologies à cristaux photoniques.

Dans ce chapitre, nous proposons la conception d'une nouvelle topologie de démultiplexeur en longueur d'onde à base de cristaux photoniques bidimensionnels dans le but de séparer des longueurs d'onde $1.31\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$ d'un canal ; en se basant sur une simulation numérique par la méthode FDTD-2D.

Il s'agit d'un nouveau type de démultiplexeur réalisé par la combinaison entre deux ou trois guides mono-rangée $W_1^K A$, ayant des rayons normalisés différents.

Les performances du démultiplexeur conçus en termes de transmission seront discutées et la présentation du champ électrique sera faite pour les différentes itérations.

IV. 2. Conception d'un guide d'onde de type virage à 60°

Dans cette partie du travail, on s'intéresse par la conception d'un virage à base de CP-2D qui représente le composant essentiel d'un démultiplexeur. Comme il est illustré sur la figure IV.1, le guide virage est obtenu par la combinaison de deux guides de type $W_1^K A$ de largeur W et qui forment entre eux un angle $\alpha = 60^\circ$, dans une structure de réseau à maille triangulaire formé de trous d'airs de rayons bien choisis assurant un bon fonctionnement de démultiplexeur proposé au voisinage des longueurs d'ondes ciblées qui sont $1.31\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$. Le rayon de trous est égal à $0.18\mu\text{m}$, tandis que le facteur de remplissage en air est de 52%.

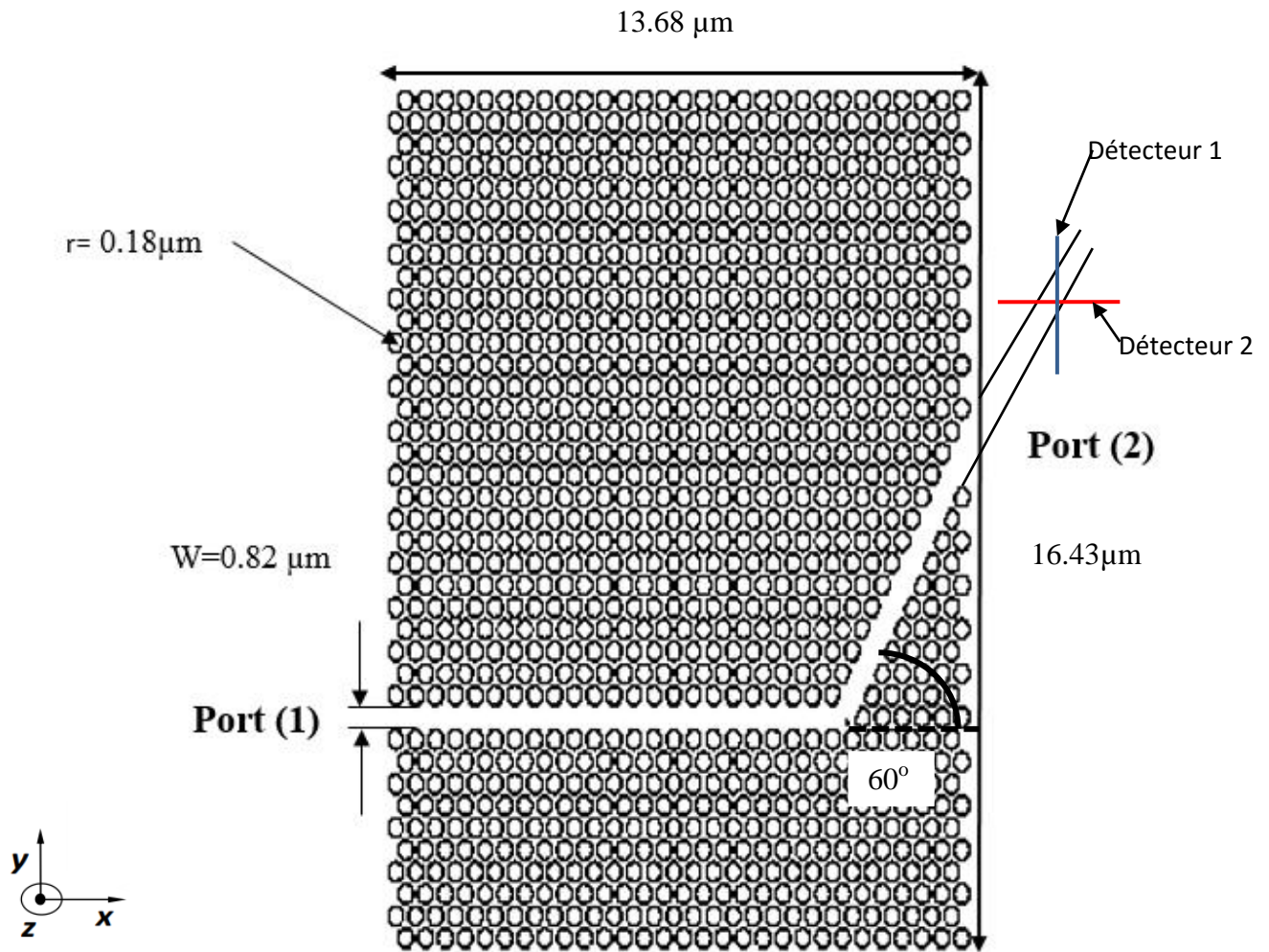


Figure IV.1 : Structure d'un guide virage réalisé dans un cristal photonique bidimensionnel triangulaire de trous d'air. Les paramètres sont choisis tel que $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$, $n_{\text{eff}} = 3.24$, $f = 52 \%$ et $r/a = 0.38$.

Sur la figure IV.2 nous présentons les spectres de transmission normalisés obtenus pour le guide virage par la simulation numérique en utilisant la méthode FDTD-2D.

Les deux tracés (bleu et rouge) correspondent simultanément à la transmission obtenue par les deux détecteurs qui sont placés à la sortie de guide virage (figure IV.1).

Selon ces tracés graphiques, nous constatons l'existence d'une large bande passante appartenant à l'intervalle de longueur d'onde $[1.31_1.41] \mu\text{m}$ et d'une bande passante à partir de $1.49 \mu\text{m}$ jusqu'à $1.6 \mu\text{m}$. Les quantités de transmission mesurées aux longueurs d'ondes $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$ sont de l'ordre de 42%. Donc ceci montre qu'il y a un phénomène de guidage mais qui n'est pas voir uniquement aux longueurs d'ondes souhaitées.

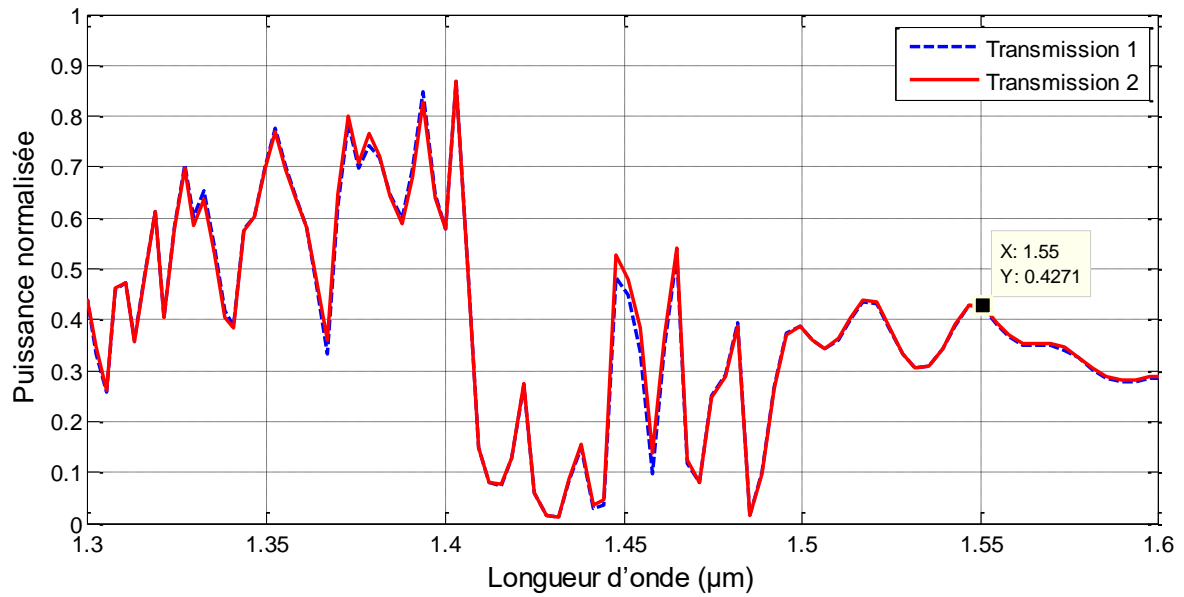
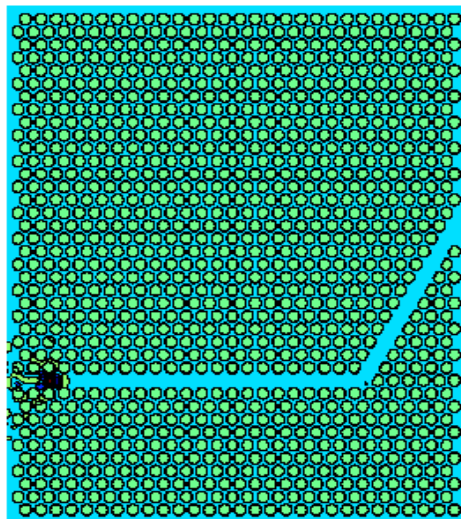
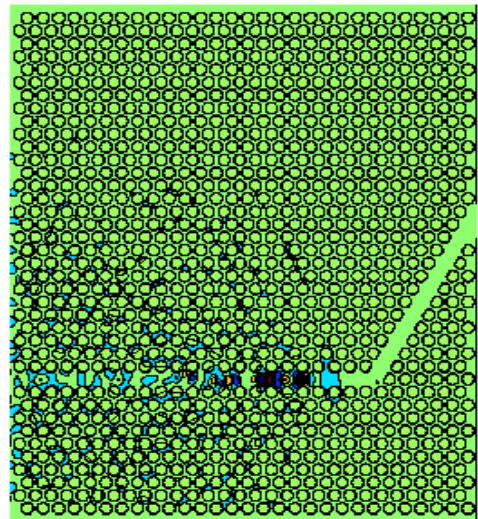


Figure IV.2 : Spectre de transmission normalisé du Guide virage à 60°.

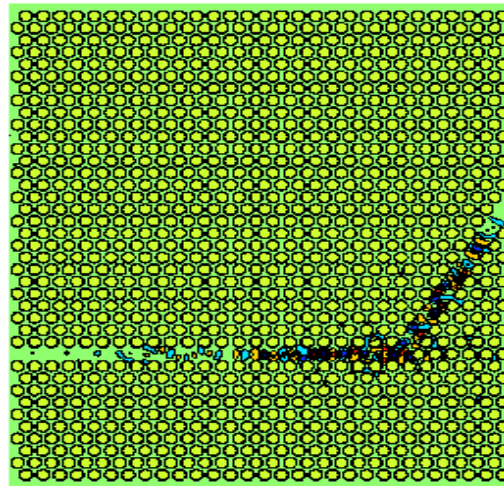
La figure IV.3 schématise la propagation du champ électrique E_z pour différentes itérations. Celle-ci montre clairement qu'une partie de l'énergie électromagnétique retourne à l'entrée du guide, l'autre partie est transmise jusqu'au bout de CP.



(a)



(b)



(c)

Figure IV.3 : Répartition du champ électrique E_z du guide virage à 60° excité en mode TE :
(a) 2000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 6000 itérations.

Pour remédier à ce problème, une autre structure de guide virage est proposée dans la suite de ce chapitre.

IV. 2.1. Conception d'un guide d'onde virage optimisé à 60°

Dans le but d'améliorer les caractéristiques de transmission, nous avons modifié la géométrie de la région du virage. Autrement dit, nous avons appliqué une stratégie qui consiste à placer un miroir à 45° et une cavité faiblement résonnante dans la configuration précédente (structure référence), en insérant un miroir. Ceci est obtenu en creusant une tranchée d'air, orientée suivant les seconds voisins, au niveau de la pointe du coude du virage (structure non optimisée), et en supprimant un seul trou situé en face du miroir. On obtient ainsi une structure du guide virage optimisée (la figure IV.4).

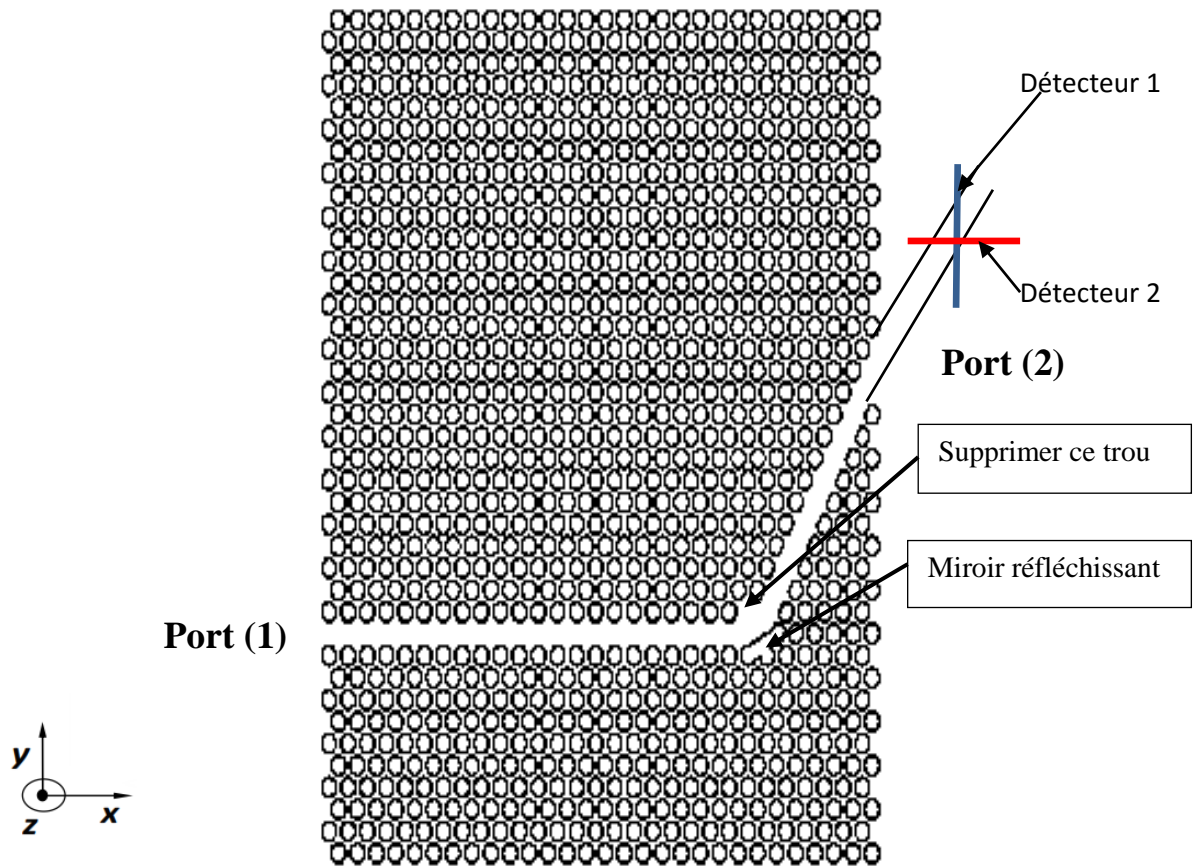


Figure IV.4 : Structure d'un Guide virage optimisé réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air. Les paramètres sont choisis tel que $\Delta x = \Delta y = 0.04, \mu\text{m}$, $n_{\text{eff}} = 3.24$, $f = 52\%$ et $r/a = 0.38$.

La figure IV.5 illustre le spectre de transmission du guide virage optimisé. On observe une amélioration de transmission ayant une valeur de 52% pour la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ par contre le coefficient de transmission correspondant à $1.31 \mu\text{m}$ reste presque identique en comparaison avec le résultat obtenu précédemment (guide virage non optimisé). Cette amélioration est certainement explicable par l'emplacement du miroir réfléchissant est la suppression d'un seul trou d'en face.

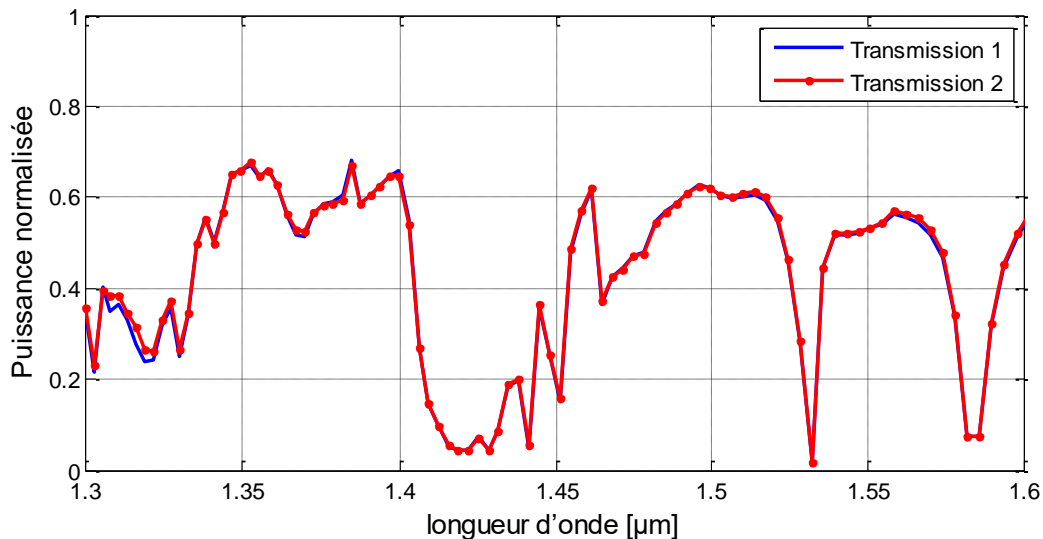
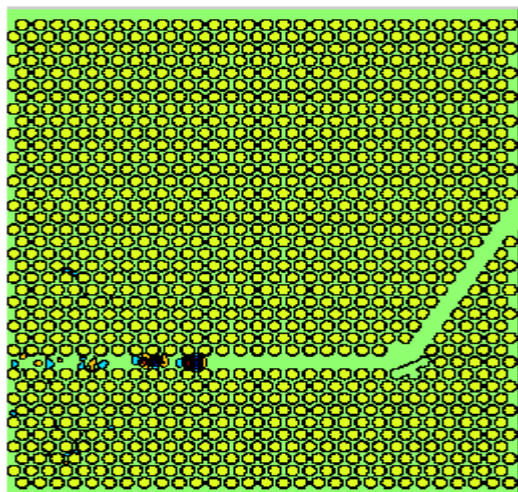
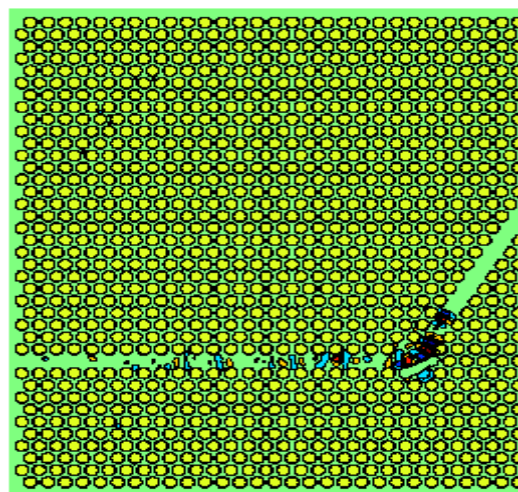


Figure IV.5 : Spectre de transmission normalisé du Guide virage optimisé.

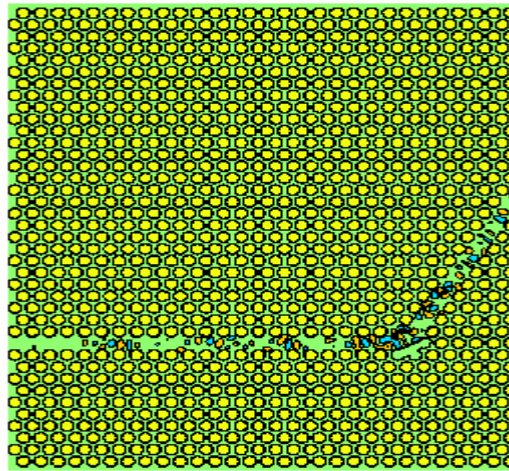
L'allure de la distribution du champ électrique E_z en fonction du temps schématise clairement le phénomène du guidage. D'ailleurs, nous remarquons qu'une grande partie de la puissance arrive à la sortie de guide et le reste est réfléchi par le cristal.



(a)



(b)



(c)

Figure IV.6 : Répartition du champ électrique E_z du guide virage optimisé (a) 3000 itérations, (b) 2500 itérations, (c) 3500 itérations.

IV. 3. Conception d'un démultiplexeur en longueur d'onde

Dans ce qui suit, nous établissons les différentes nouvelles topologies de démultiplexeur à base de CP-2D obtenues par simulation numérique en utilisant la méthode FDTD-2D.

IV. 3. 1. Principe de fonctionnement de démultiplexeur

La large bande passante du canal de transmission optique (guide, fibre optique) permet de transporter plusieurs signaux à des longueurs d'onde différentes dans le même canal via un multiplexeur optique. C'est le multiplexage en longueur d'onde (WDM pour Wavelength Division Multiplexing). Chaque porteuse est transmise indépendamment des autres, dans la mesure où les canaux sont espacés spectralement. À la fin du canal de transmission, avant la détection, les signaux sont séparés à l'aide d'un démultiplexeur. Les équipements de démultiplexage en longueur d'onde sont des éléments passifs, souvent de type réseau de diffraction. Ils agissent comme des filtres en sélectionnant le signal dans une zone de longueur d'onde [66].

IV. 3. 2. Première topologie

Comme proposition d'un nouveau modèle de démultiplexeur à base de CPs-2D, on s'intéresse à une nouvelle topologie basée sur la combinaison de trois guides d'ondes possédant des trous d'air de rayons différents et montés en cascade (figure IV.7).

- Le premier guide est un mono-rangée de type $W_1^K A$ à maille triangulaire et composé de 15 trous d'air selon l'axe(Ox). Selon l'axe(Oy), le nombre total de trous d'air est 42.
- Le deuxième et le troisième guide sont des guides virages à 60° traités dans la première partie de ce chapitre .Ces derniers possèdent des rayons de trous différents.

Les détails géométriques de cette première topologie sont donnés par la figure IV.7.

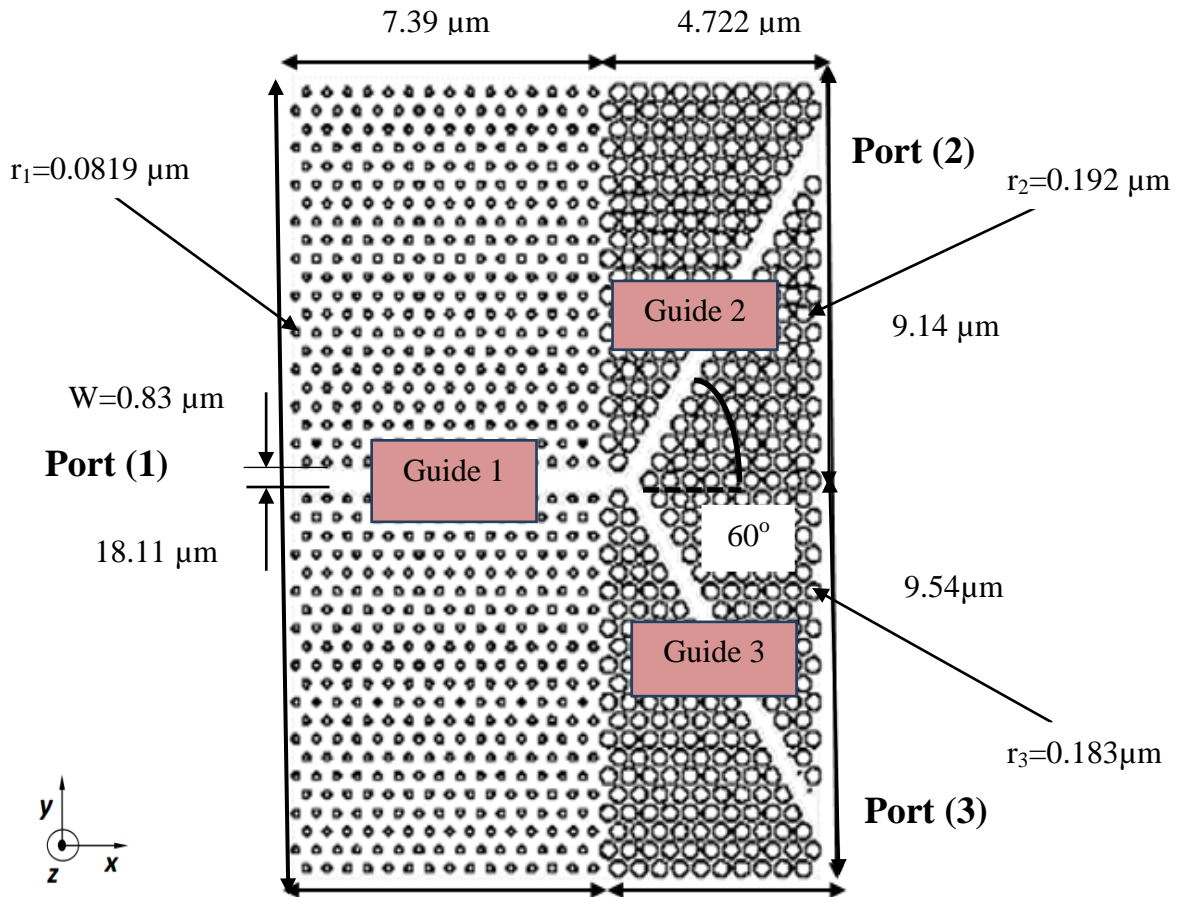


Figure IV.7 : Première structure d'un démultiplexeur constitué de trois guides d'onde $W_1^K A$ triangulaires.

La figure IV.8 représente le coefficient de transmission normalisé correspondant à la première topologie de démultiplexeur proposée excitée en mode TE.

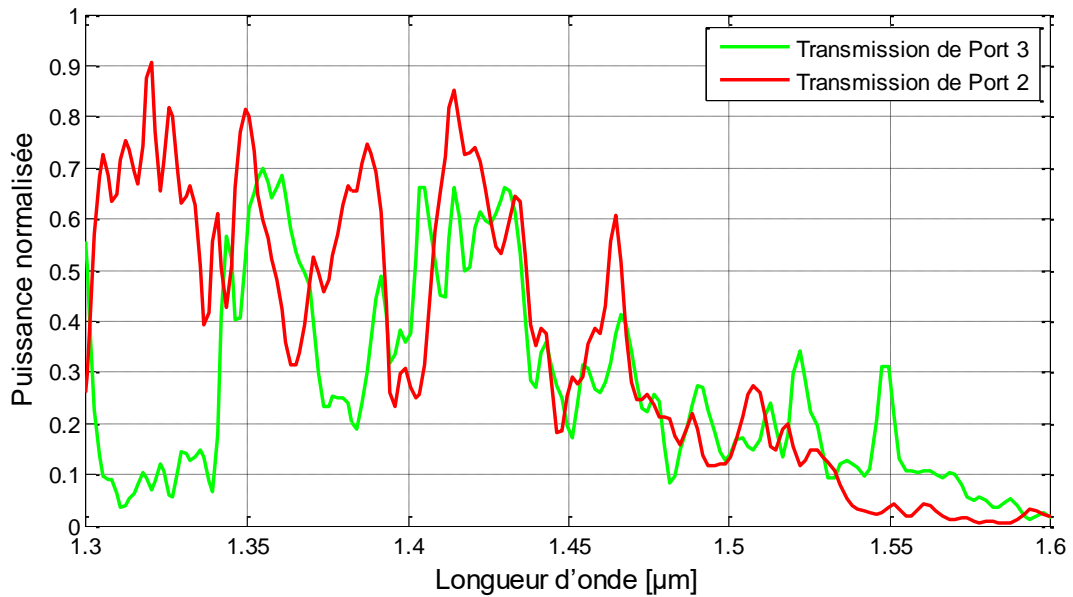
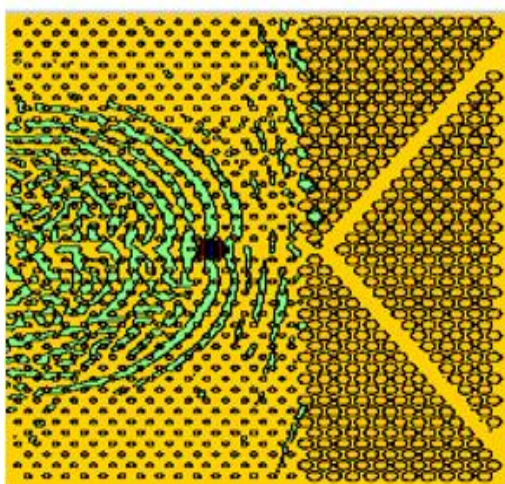


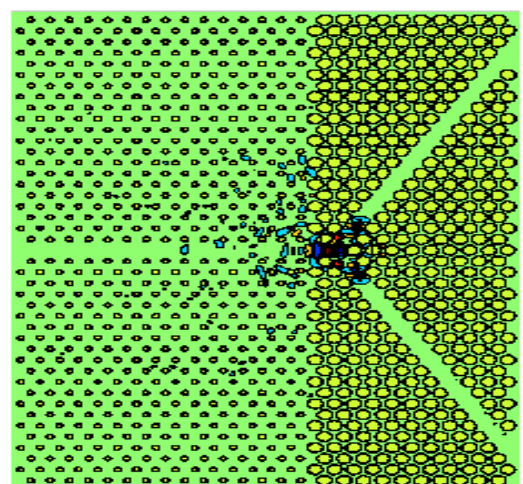
Figure IV.8 : Le coefficient de transmission normalisée de la première topologie du démultiplexeur.

Sur la figure IV.8, on observe que le coefficient de transmission s'étale sur la bande de longueur d'onde [1.3-1.5] μm . La quantité de transmission maximale enregistrée dans cette gamme de longueur d'onde est de l'ordre de 90%. Par contre ce coefficient s'est dégradé à 4% pour la deuxième longueur d'onde détectée à la sortie du guide virage inférieur. Il en résulte qu'il y'a un phénomène de guidage mais sans démultiplexage.

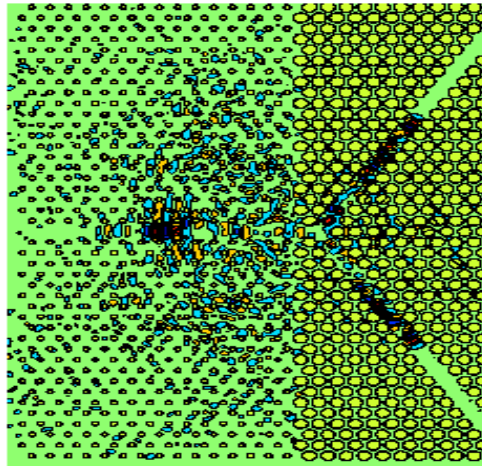
Ce résultat apparait clairement sur la cartographie donnant la distribution spatio-temporelle du champ électrique E_z (figure IV.19).



(a)



(b)



(c)

Figure IV.9 : Répartition du champ électrique E_z excité en mode TE :
(a) 3000 itérations, (b) 4000 itérations, (c) 5000 itérations.

Pour améliorer les performances électromagnétiques du démultiplexeur en termes de transmission, nous proposons une deuxième topologie.

IV. 3. 3. Deuxième topologie

Dans ce qui suit, nous allons changer les paramètres géométriques (rayons des trous d'air) tout en gardant les mêmes caractéristiques physiques (la même hétéro-structure) et la même configuration du premier modèle.

Les dimensions de cette structure sont maintenues constantes ($9.79 \mu\text{m} \times 28.17 \mu\text{m}$), la largeur du canal d'entrée est de valeur $W=0.64 \mu\text{m}$, son rayon du trou $r=0,167 \mu\text{m}$ avec un facteur de remplissage en air $f=72.7\%$. Les rayons des trous d'air sont $0.074 \mu\text{m}$ ($f=14.2\%$) et $0.126 \mu\text{m}$ ($f=41.4\%$) respectivement pour le guide virage supérieur et inférieur (figure IV.10).

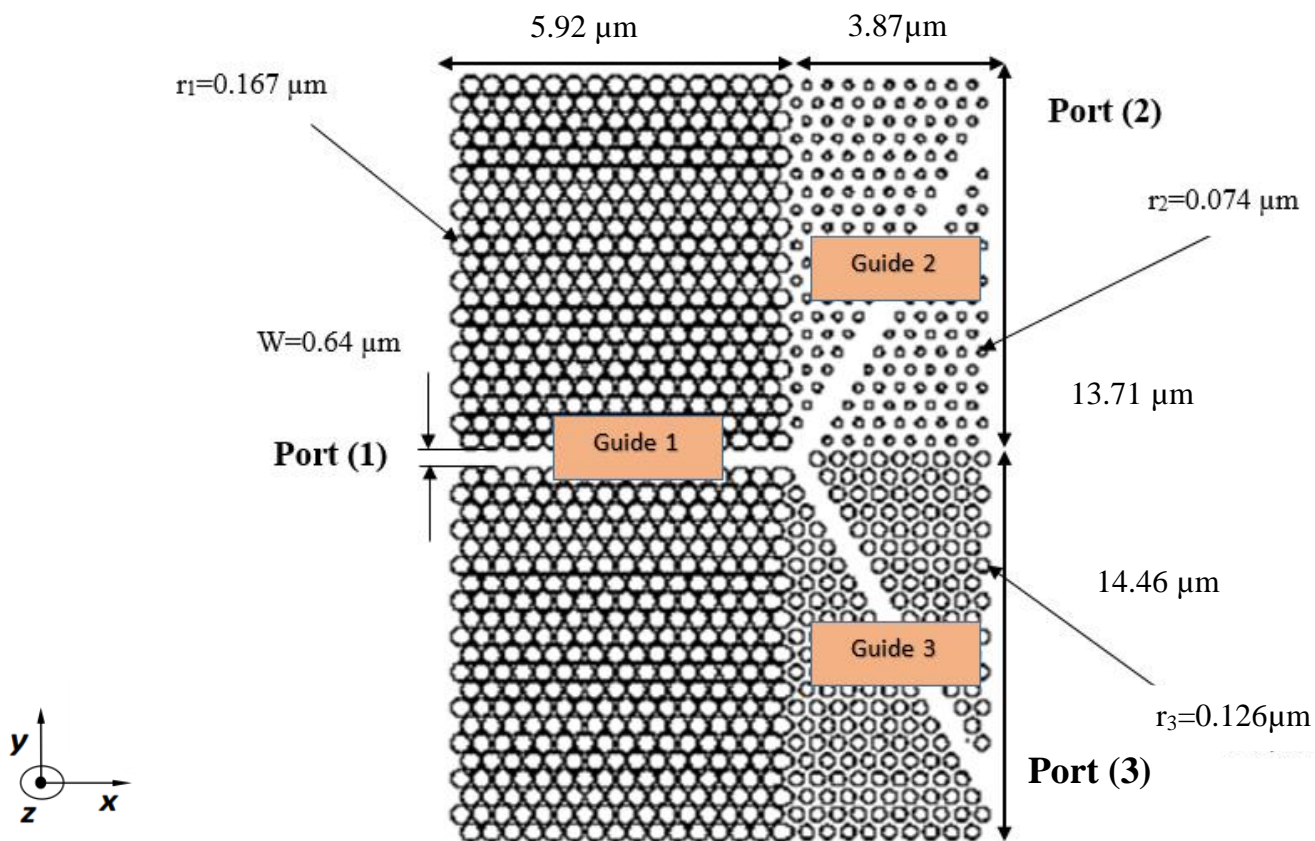


Figure IV.10 : Structure d'un démultiplexeur constitué de trois guides d'onde $W_1^K A$ triangulaires. Les paramètres sont choisis tel que $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$, $n_{\text{eff}} = 3.24$, Avec des inclusions de rayons différents.

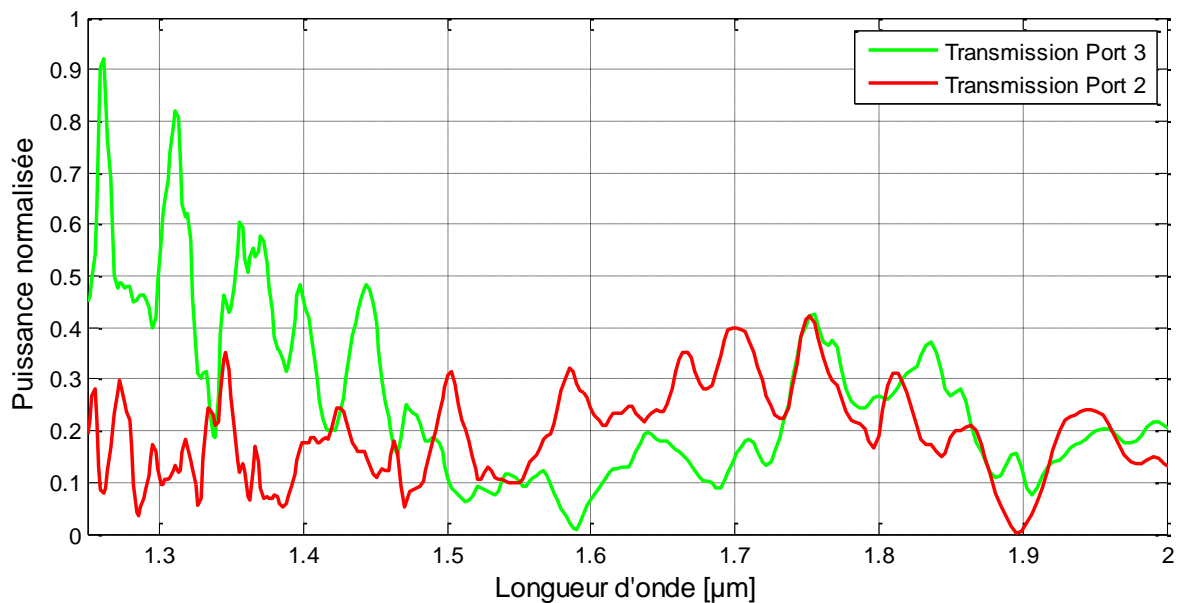


Figure IV.11 : Coefficient de transmission de la deuxième topologie de démultiplexeur.

D'après la figure IV.11 représentant la quantité de transmission en fonction des longueurs d'onde du deuxième topologie qui presque aucune amélioration n'est obtenue car la transmission s'est dégradée encore pour $1.31 \mu\text{m}$ à 80% et à 10% pour $1.55 \mu\text{m}$. Un résultat qui n'est pas satisfaisant .

La figure IV.12 montre que la lumière est guidée en un seul canal mais avec un taux de dispersion dans l'air élevé. Donc on a réalisé un guidage de la lumière sans aspect de démultiplexage.

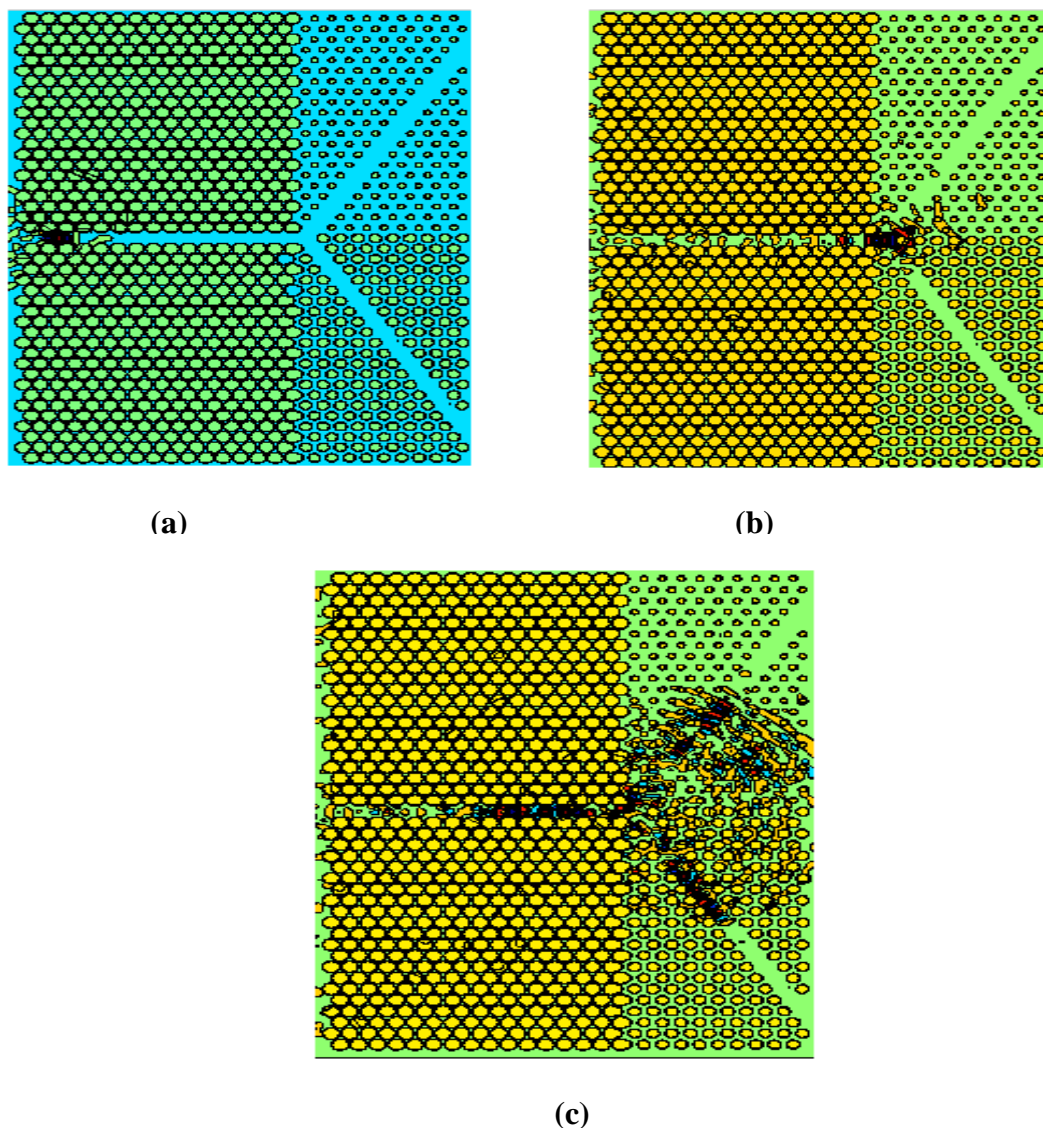


Figure IV.12 : Les répartitions spatiales temporelles du champ électrique E_z Obtenues par un calcul FDTD-2D : (a) pour 2000 itérations, (b) pour 4000 itérations, (c) pour 5000 itérations.

IV.3.4. Troisième topologie

Un troisième démultiplexeur à base du CP-2D CP obtenu à partir de la combinaison de trois $W_1^K A$, et ceci dans le but de séparer nettement les longueurs d'ondes désirées ($1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$). Les paramètres physiques précédents sont inchangés. Comme l'indique la figure IV.13 ; nous avons placé un miroir réfléchissant par l'assemblage des quatre inclusions circulaires d'air au niveau de la pointe des deux coudes des virages situées en face à l'intersection des trois canaux (avec insertion d'un grand trou). Deux inclusions (trous d'air) ont été supprimées du premier guide $W_1^K A$ formant ainsi deux cavités faiblement résonnantes dans le but de contrôler la forme du spectre de transmission.

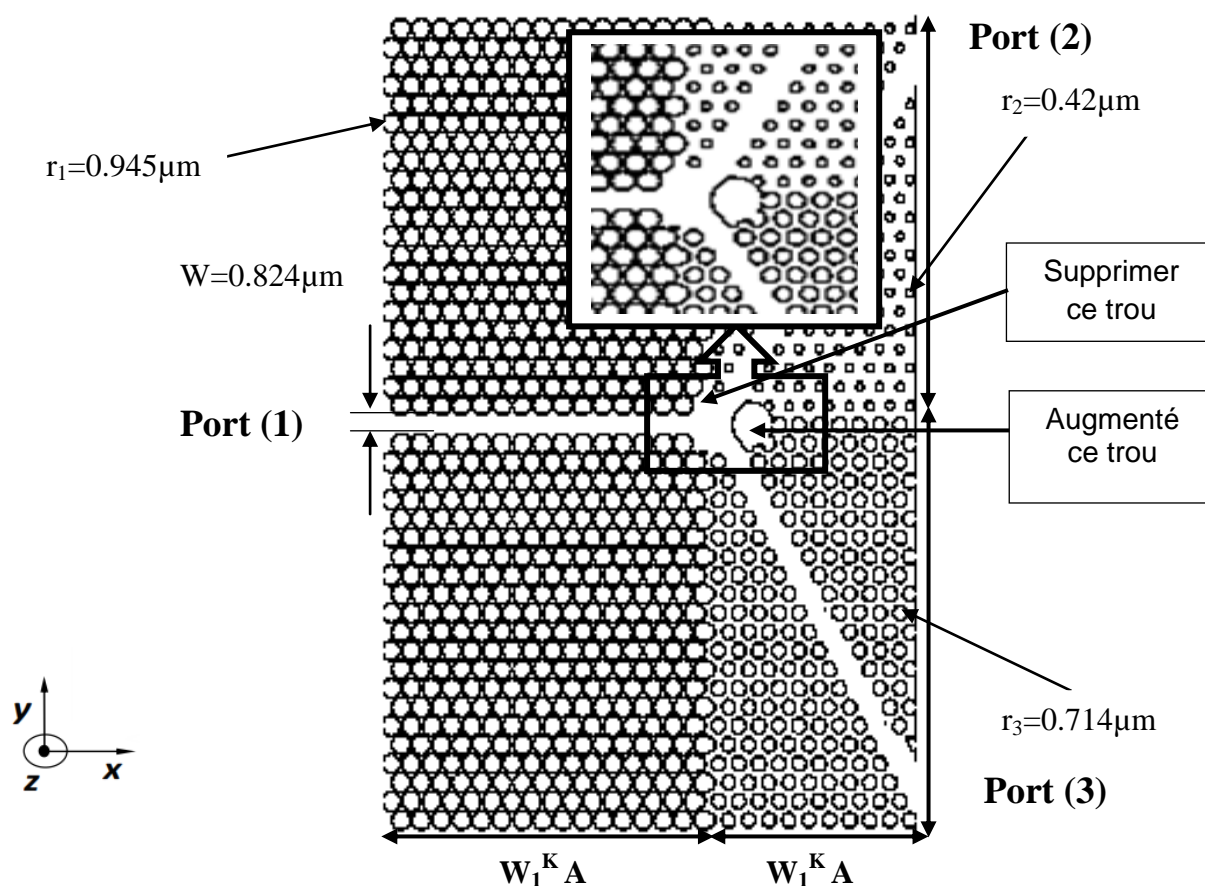


Figure IV.13 : La structure d'un démultiplexeur optimisé est obtenue Par l'augmentation de trous d'air. Le pas de discrétisation spatiale est choisi tel que : $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$.

Les réponses spectrales en transmission, obtenues numériquement pour ce modèle de démultiplexeur en polarisation TE, sont reportées sur la figure IV.14.

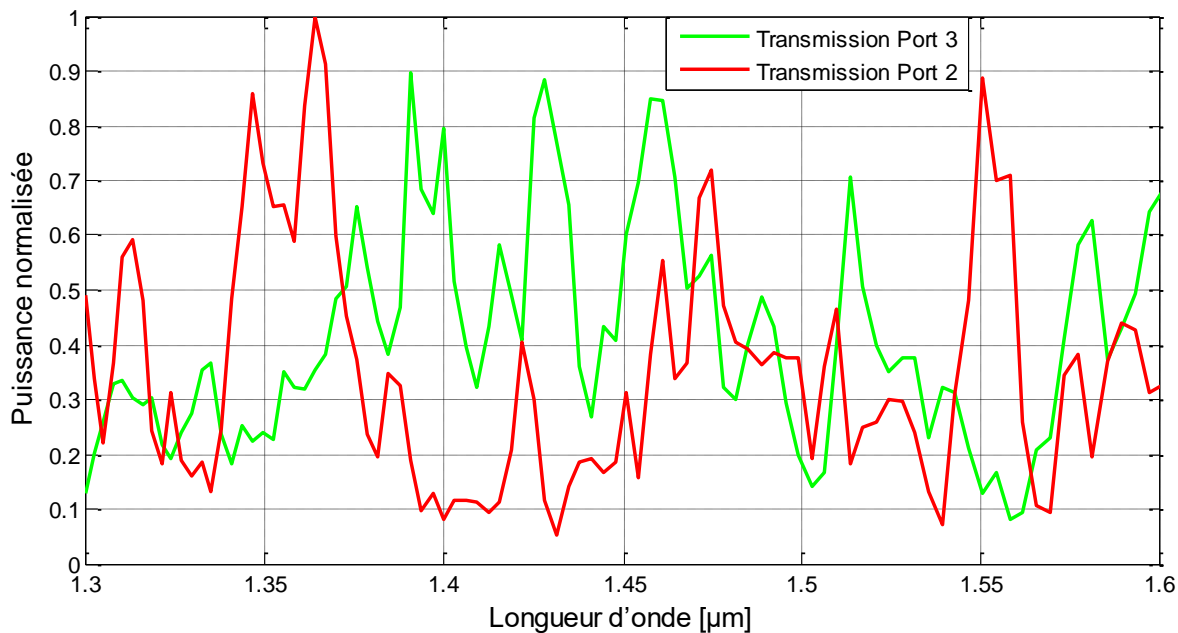
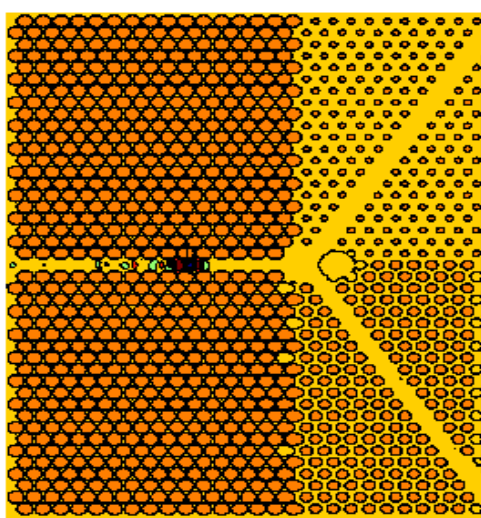


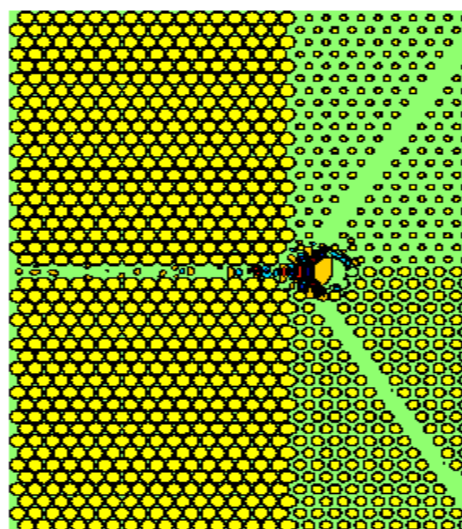
Figure IV.14 : Coefficient de transmission du troisième topologie de démultiplexeur.

D'après la figure IV.14 représentant la quantité de transmission en fonction des longueurs d'onde de la troisième topologie proposée, nous observons l'apparition de plusieurs pics correspondants à des longueurs d'ondes différentes. Ce qui permet au canal supérieur de laisser passer plusieurs fréquences autre que $1.31 \mu\text{m}$ avec un taux de puissance égal à 90%.

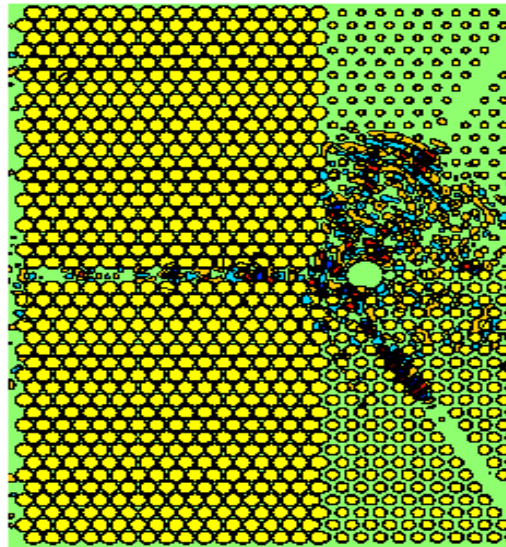
La figure IV.15 montre que la lumière est guidée mais avec un taux dispersion dans l'air élevé. Donc on a réalisé un guidage de la lumière sans aspect de démultiplexage.



(a)



(b)



(c)

Figure IV.15 : Répartition du champ électrique E_z d'un démultiplexeur optimisé est obtenue Par l'assemblage de quatre trous d'air excité en mode TE :
(a) 3000 itérations, (b) 4000 itérations, (c) 5000 itérations.

IV.3.5. Quatrième topologie

Dans cette partie, nous proposons d'étudier un quatrième modèle de démultiplexeur à base de CPs-2D. Pour cela, nous reprendrons le même schéma que les trois premières topologies traitées antérieurement : le réseau triangulaire de trous d'air percés dans la matrice hétéro structure d'indice de réfraction effectif $n_{\text{eff}}=3.24$, les rayons des trous sont ajustés en respectant la carte de bande [5] (la figure IV.16). Nous avons trouvé $r=0.44a$, avec a pas du réseau égal à $0.4729\mu\text{m}$. Le nombre des motifs dans la direction (Ox) reste le même (26 trous) est égal à 44 trous dans la direction (Oy). Ce démultiplexeur est constitué de deux guides virages contenant chacun deux petites cavités identiques circulaires placées de façon alignée dans la ligne de confinement, pour extraire les deux longueurs d'ondes ultra-courtes (1.31 et 1.55) μm très utilisées dans les systèmes de transmission optiques.

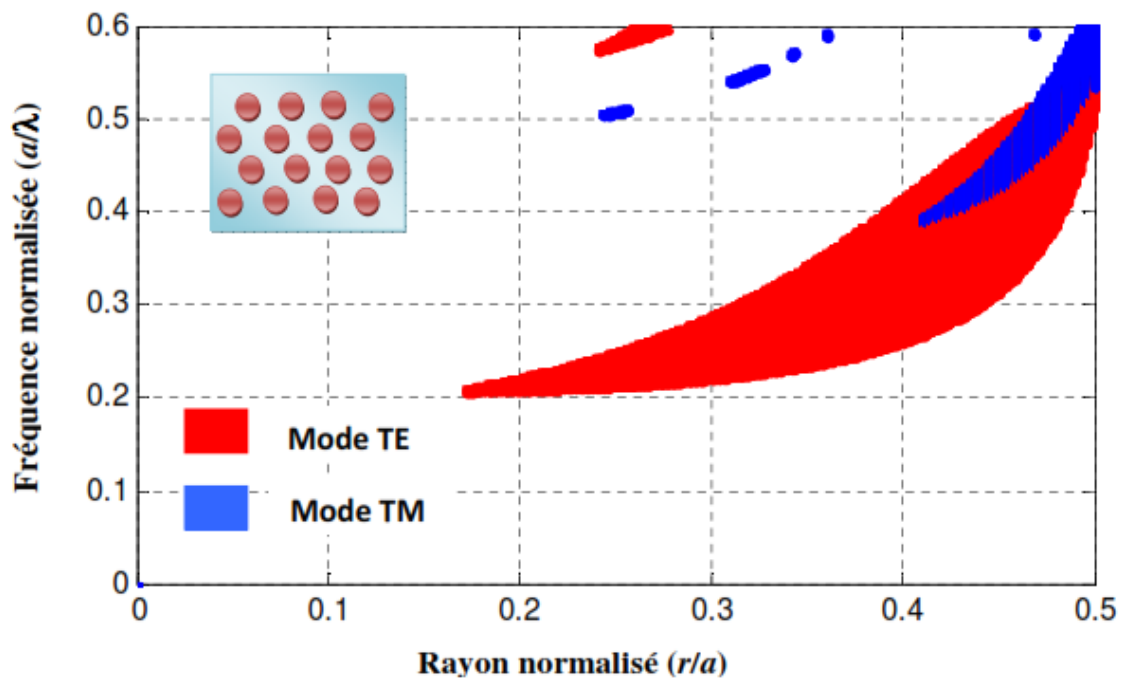


Figure IV.16 : Carte de bande [5]

Les paramètres géométriques de ce démultiplexeur sont mentionnés dans la figure IV.17.

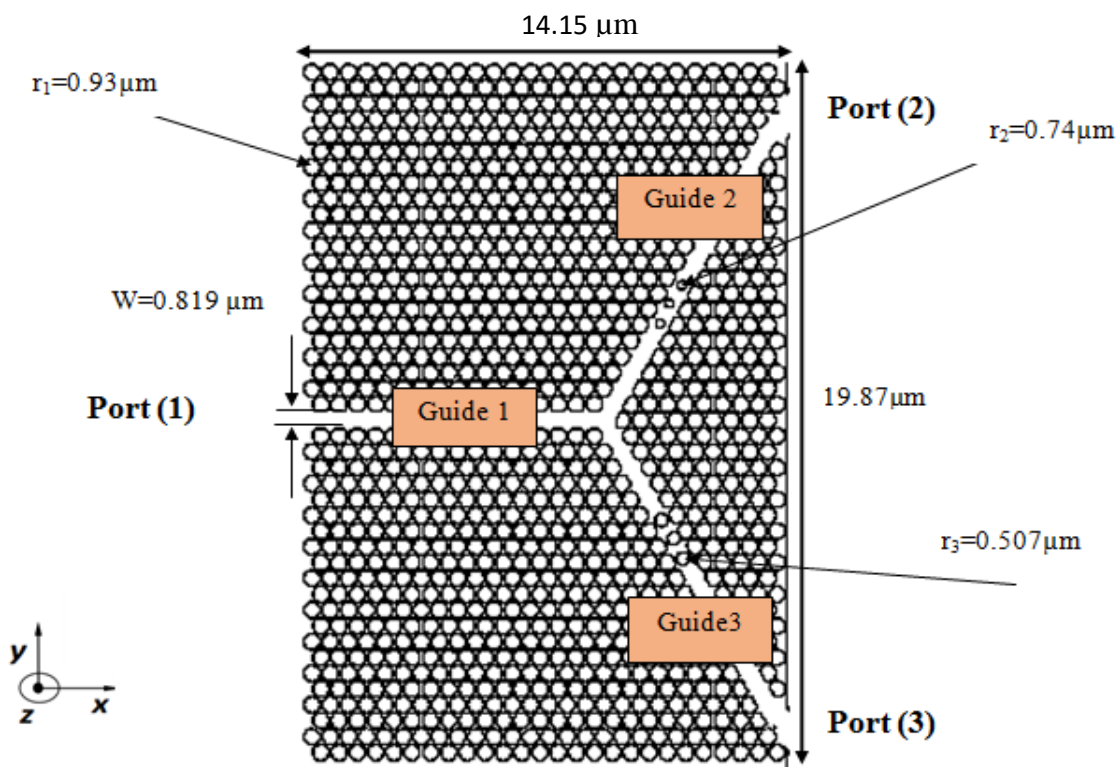


Figure IV.17 : Structure du démultiplexeur constitué de deux guides virages contenant chacun deux petites cavités identiques circulaires.

Le spectre de transmission obtenu par FDTD-2D est uillstré sur la figure IV.18.

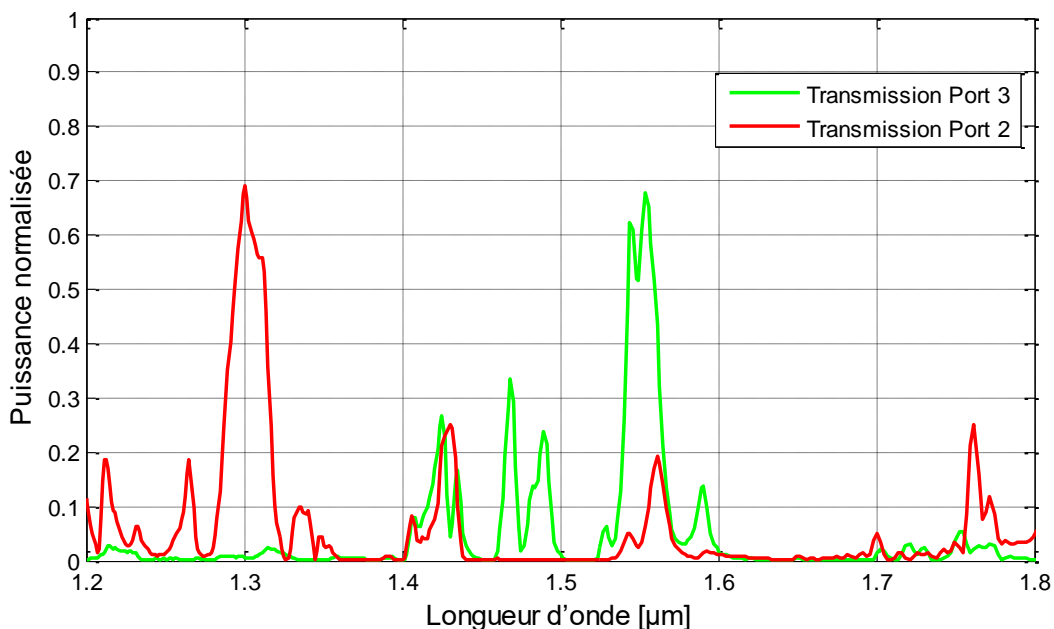


Figure IV.18 : Coefficient de transmission de la quatrième topologie de démultiplexeur.

A partir de la figures IV.18, nous remarquons qu'à la longueur d'onde $1.31 \mu\text{m}$ la transmission atteint 70% pour le canal 2 (supérieur) et 69% au voisinage de longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ pour le canal inférieur.

Donc ces resultats de simulation confirment l'efficacité de ce modèle de démultiplexeur dans la séparation des deux longueurs d'ondes $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$ avec des espacements de canaux de sortie identiques $W=0.819 \mu\text{m}$ et la largeur de bande passante de chaque canal individuel est de $0.02\mu\text{m}$ et $0.017 \mu\text{m}$ correspondant respectivement $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$.

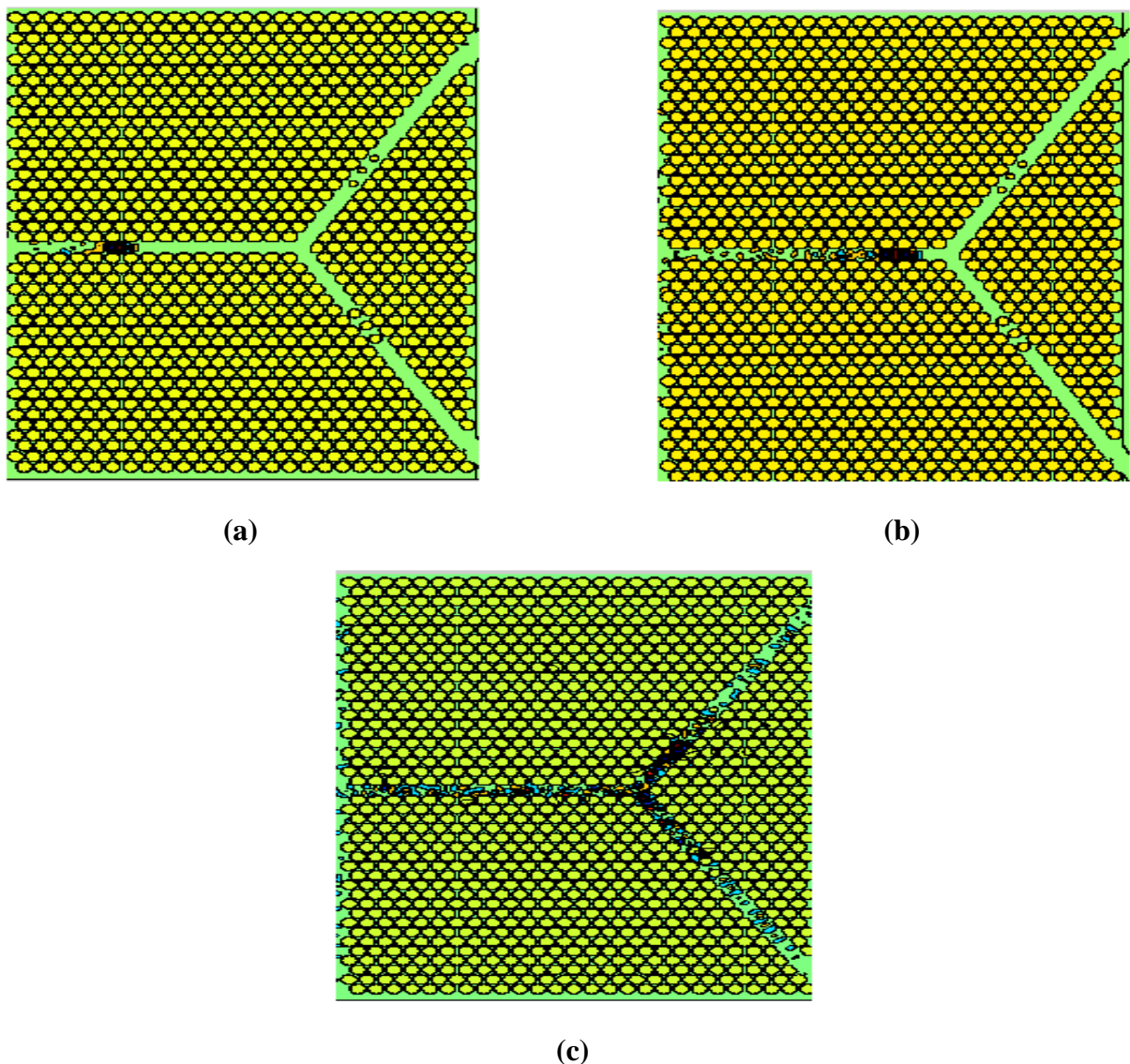


Figure IV.19 : Les répartitions spatiales temporelles du champ électrique E_z Obtenues par un calcul FDTD-2D : (a) pour 2500 itérations, (b) pour 3500 itérations, (c) pour 10000 itérations.

Selon la figure IV.19, l'allure du champ électrique E_z démontre la bonne répartition de la lumière dans les deux canaux du démultiplexeur jusqu'à ce qu'elle atteigne le bord des deux sorties.

IV. 4 Conclusion

L'idée de ce chapitre était d'explorer une nouvelle topologie de démultiplexeur réalisé par la combinaison entre deux ou trois guides mono-rangée $W_1^K A$ en longueur d'onde à base de cristaux photoniques bidimensionnels à maille triangulaire, dans le but de séparer des longueurs d'onde $1.55 \mu\text{m}$ et $1.31 \mu\text{m}$ d'un canal. Ces propriétés ont été étudiées par simulations en utilisant le logiciel f2p qui utilise la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions.

Nous avons d'abord mis en œuvre la conception d'un virage CP-2D qui représente le composant essentiel d'un démultiplexeur avec des modifications géométriques de la région du virage, afin d'avoir une amélioration de transmission séparée dans chaque port de sortie.

L'idée majeure pour la conception du démultiplexeur efficace était dans l'exploitation de la carte de bande.

Conclusion générale

Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes intéressés essentiellement à l'étude théorique des cristaux photoniques et le développement d'un environnement informatique de simulation, basé sur la méthode de différences finies dans le domaine temporel et la méthode de décomposition en ondes planes, pour analyser ces structures.

Ce travail met en relief l'intérêt de l'utilisation des cristaux photoniques pour l'optique guidée. Ces matériaux, dont la constante diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, ont la particularité de présenter des bandes interdites photoniques qui interdisent la propagation de la lumière dans la structure. L'utilisation de cet effet de bande interdite ouvre la voie à la réalisation de nombreuses fonctions optiques telles que le guidage et le démultiplexage en longueur d'onde. La plupart des recherches mettent à profit la bande interdite photonique pour des applications dans le domaine d'optique.

Afin de disposer d'une fréquence permise à l'intérieur de cette bande, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Ces défauts sont réalisés en modifiant localement la géométrie du cristal. Alors, des énergies permises peuvent apparaître dans le gap et les champs associés à ces modes sont localisés sur les défauts.

Habituellement, le guidage dans les cristaux photoniques s'effectue en créant des défauts linéaires dans la périodicité du réseau.

Nous avons dans un premier temps, à l'aide du simulateur FDTD, mis en évidence un processus de guidage le long d'un guide $W_1^K A$ réalisé sur des réseaux de maille carré et triangulaire, précédés par les structures sans défauts. La transmission du guide $W_1^K A$ à maille triangulaire est améliorée par rapport à la même sans défaut de plus de 74% à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, et de plus de 63% à la longueur d'onde $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$.

Pour compléter la fonction de guidage dans les cristaux photoniques, nous avons dans un second temps étendu notre étude à la structure carrée avec défaut qui montre un guide $W_1^K A$, dont la transmission est plus de 18% à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

D'après les résultats de simulation ; nous avons constaté que la structure triangulaire est plus performante que celle carrée.

Nous avons ensuite étudiés les guides aux virages 60° à base des CPs-2D à maille triangulaire. Les réponses spectrales montrent une faible transmission et une forte réflexion.

Les pertes dans les guides aux virages à cristaux photoniques peuvent être minimisées, donc nous avons pensés à optimisé notre structure ; en ajoutant des miroirs aux niveaux des corners pour chaque coude. Suite à cette technique d'optimisation, on remarque une amélioration notable de la qualité du guide ; une forte transmission et une faible réflexion.

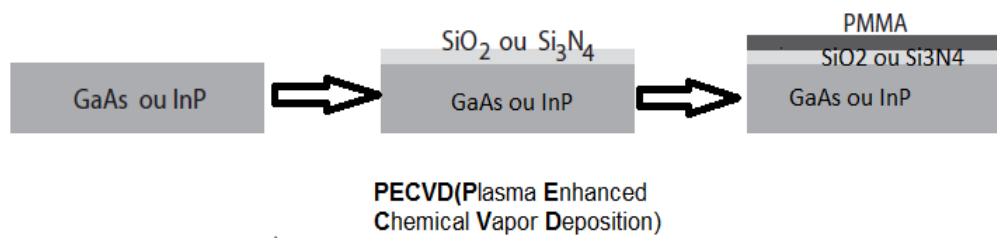
Cette étude est très importante, elle permet d'éviter un piétinement inutile dans la gravure de plusieurs structures, avec ses résultats on cible les caractéristiques adéquates correspondant aux conditions optimales du fonctionnement voulu du cristal photonique. Suite à cette idée, nous avons conçu un démultiplexeur original constitué de trois guides d'onde mono-rangée ayant des rayons normalisés différents. Les résultats de simulation sous FDTD-2D montrent l'efficacité de démultiplexeur en longueur d'onde dont le but de faire transmettre séparément deux longueur d'onde très utilisées dans les systèmes de transmission optique à s'avoir le $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$.

Nous précisons que notre problématique au départ a été achevée.

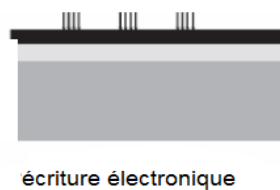
Annexe A

A.1. Etapes du processus de fabrication des cristaux photoniques

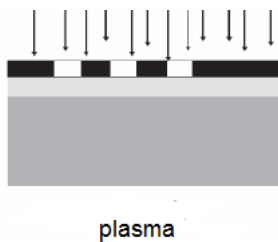
La fabrication des échantillons à cristaux photoniques bidimensionnels sur substrat d'InP ou de GaAs utilise les techniques classiques de la micro-électronique. L'idée est d'écrire les motifs de l'échantillon, dans notre cas un réseau de trous, en utilisant un processus de masquage. Seules les zones non masquées sont exposées et écrites pour une résine positive [4].



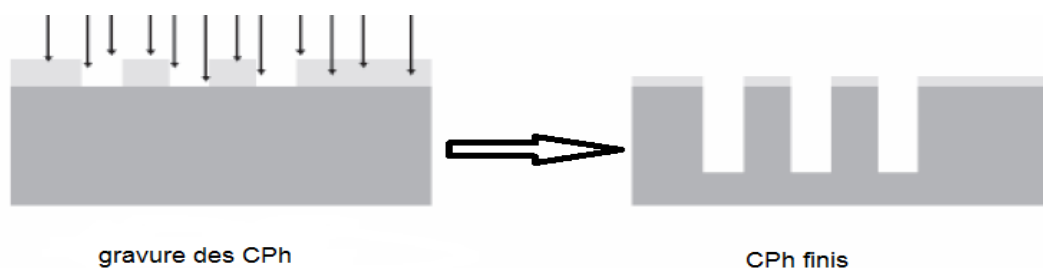
-préparation de l'échantillon



-Lithographie électronique



-Transfert du masque PMMA dans le masque de silice



-Transfert du masque SiO₂ or Si₃N₄ dans le semi-conducteur

Figure A.1 : Schéma des étapes du processus de fabrication des échantillons(CPs)

La fabrication des cristaux photoniques comporte essentiellement quatre étapes qui sont représentées par la figure A.1[67] :

1. Croissance des hétéro structures par épitaxie par jets moléculaires (En anglais: Molecular Beam Epitaxy).
2. Écriture des structures par lithographie par faisceaux d'électrons (En anglais: Electron Beam Lithography).
3. Gravure des trous par gravure sèche par plasma réactif (En anglais: Reactive Ion Etching).
4. Observation des structures par microscopie électronique à balayage (En anglais: Scanning Electron Microscopy) .

A.2.Lithographie électronique[68]

Grâce à une technique dérivée de la microscopie électronique à balayage, la lithographie électronique, ou lithographie "e-beam", permet de dessiner directement le motif souhaité sur une résine photosensible, à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB). Le MEB permet de piloter le faisceau d'électrons en contrôlant sa position et sa vitesse (et donc la durée d'insolation de la résine). Il n'est en conséquence pas nécessaire d'utiliser des masques comme en lithographie optique.

De plus, la longueur d'onde des électrons étant très courte, cette méthode n'est pas limitée par la diffraction qui apparaît en lithographie classique lorsque les dimensions des

motifs deviennent du même ordre de grandeur que la longueur d'onde du rayonnement incident. En contrôlant précisément la tension d'accélération des

électrons, la lithographie électronique permet d'atteindre une résolution théorique de l'ordre du nanomètre.

En pratique, il existe un effet de rétrodiffusion (ou "effet de poire") des électrons dans le silicium ainsi qu'une diffusion des électrons dans la résine (Figure A.2). La zone sensibilisée est donc plus large que la taille du faisceau. Ce phénomène doit être pris en considération lors du tracé des motifs. La résolution limite atteinte en pratique oscille entre 8 et 10 nm.

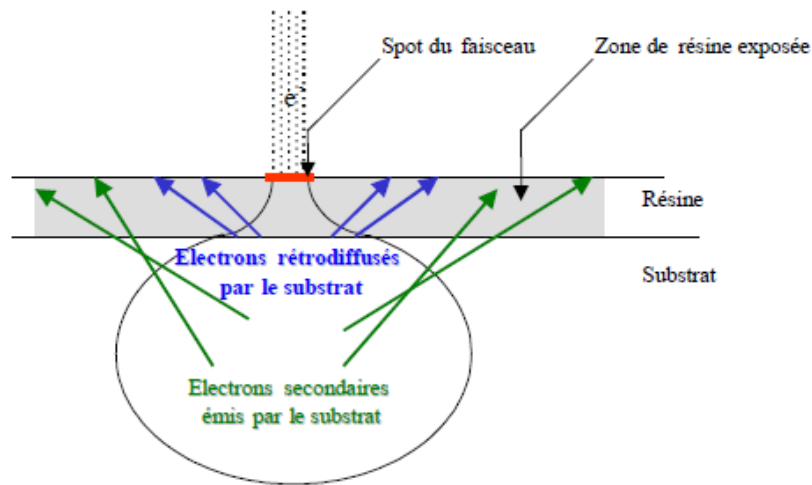


Figure A.2. Influence de la diffusion des électrons dans la résine et le substrat sur la résolution de la lithographie par faisceau d'électrons

La lithographie électronique permet donc de réaliser des motifs avec une haute précision. Cependant, cette technique n'autorise qu'une écriture en série et reste donc lente et inadaptée dans le cadre d'une fabrication de masse.

Références Bibliographiques

- [1] XAVIER CHECOURY, ZHENG HAN, DELPHINE NÉEL, SYLVAIN DAVID, MOUSTAFA EL KURDI, PHILIPPE BOUCAUD « Institut d'Electronique Fondamentale (IEF) (UMR 8622, UPS / CNRS) UFR Sciences, piège du crista ».
- [2] E. Yablonovitch , “Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics’ , Physical Review Letters 58(20), 2059-2062 (1987).
- [3]S. John, ‘Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics’ Physical Review Letters 58, 2059 (1987).
- [4]E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung. “Physical Review Letters 67(17), 2295–2298 ”.
- [5] ABRI née BADAOUI Hadjira, “Etude et Conception des Micro - composants à Base des Cristaux Photonique Bidimensionnels”, Thèse de Doctorat, Université de Tlemcen, Décembre 2012.
- [6] 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 ”.
- [7] N.Kawia et al., “Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional AlGaAs Photonic Crystal ”. Physical Review Letters , 86(11):p.2289,2001.
- [8] A.Dahmani , ‘Optimisation des filtres selectifs à base des cristaux photoniques unidimensionnelles par une approche hybride ’,Mémoire de master, Université de Tlemcen ,juin 2017.
- [9] M.Grillet, « cristaux photoniques et intégration photonique ». Thèse de doctorat de l’université de Lyon (2003).
- [10] C.J.M. Smith t al, “Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal”. Applied physics letters (2001).
- [11] Ahlem.BENMERKHI<<optimisation du confinement de la lumiere dans des cavites a cristaux photoniques>> ,thèse de doctorat, université mentouri – constantine , mai 2012.
- [12] Lydie Ferrier. « Micro-nano structures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière ». Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2008.
- [13] B. Lombardet, « Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l’optique intégrées» Thèse de doctorat n°3254, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2005.
- [14] D. Felbacq, E. Centeno, « Theory of diffraction for 2D photonic crystals with boundary » Optics communications, vol.199, p. 39-45, 2001.

- [15] DESIERES Yohan << Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon>> thèse de doctorat, l'institut national des sciences appliquées de Lyon, 20 décembre 2001.
- [16] Bouanati mohammed, Bellaredj nabil , « conception des filtres à base des cristaux photoniques bidimensionnels par l'analyse de la bip modélisation par la fdtd-2d », mémoire master, université tlemcen , Juin 2013.
- [17] Benoît Lombardet, 'Étude Et Réalisation De Cristaux Photoniques Pour L'optique Intégrée ', Thèse De Doctorat, École Polytechnique Fédérale De Lausann, 2005.
- [18] Barbara WILD « Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité », Thèse de doctorat ,Ecole polytechnique fédérale de Lausanne (2006).
- [19] Yassine Benachour << Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire>> Université de Paris Sud 11, avril 2008.
- [20] j.m.lourtioz, d.mayster, h.benisty, v.berger, j.m.gregerard, a. Techel'nikov « les cristaux photoniques ou la lumière en cage », GET et lavoisier, Paris, 2003.
- [21] J.B.Pendry . "Calculating photonic band structure". J.Phys : Condens .Matter , 1996, vol 8, p 1085.
- [22] R.D. Meade ,K.D. Bommer ,A.M. Rappe , and J.D. Joannopolous , "Photonic bound-states in periodic dielectric materials ", Phys .Rev.B, Vol .44 ,no .24,p.13772-13774, 1991.
- [23] Jean-Jacques BONNEFOIS « modélisation d'effets non linéaires dans les cristaux photoniques, application à la limitation optique ». thèse de doctorat de l'université de Paris ,Nantre.le 30 novembre 2006.
- [24] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, R. M. De La Rue, V. Bardinal, D. Cassagne , and C. Jouanin Phys. Rev. Lett. 79, 4147 (1997)
- [25] H. Badaoui, M. Feham, and M. Abri, "Double bends and y-shaped splitter design for integrated optics," Progress In Electromagnetics Research Letters, Vol. 28, 129-138, 2012.
- [26] H. A. Badaoui, M. Abri, 'New design of integrated 2D photonic crystal narrow band filters using the FDTD-2D method', Frequenz, Vol. 68, pp. (11-12), 511-518, 2014.
- [27] H. A. Badaoui, M. Abri, 'Optimized 1× 8 compact splitter based on photonic crystal using the two-dimensional finite-difference time-domain technique', Optical Engineering 54 (6), 067104, 2015.

- [28] H. Badaoui, M. Feham, M Abri, ‘Photonic-crystal band-pass resonant filters design using the two-dimensional FDTD method’, *International Journal of Computer Science Issues*, Vol. 7, Issue 3, (2011).
- [29] A. Fedouche, H. A. Badaoui, M. Abri, ‘ An ultra-compact 1×5 and 1×10 beam-splitters in photonic crystal slab’, *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, Volume 157, pp. 1300-1305, (2018).
- [30] F. Amal, H. A Badaoui, A. Mehadji, Ultra Highly Efficient 1×3 and 1×6 Splitters for Terahertz Communication Applications, *IEEE Photonics Technology Letters* 28 (13), 1434 – 1437, (2016).
- [31] H. ABRI Badaoui, M. Abri, ‘Optimized 1×8 compact splitter based on photonic crystal using the two-dimensional finite-difference time-domain technique’, *Optical Engineering* 54 (6), 067104, 2015.
- [32] L. Farah, A. B. Hadjira, A. Mehadji, ‘A Novel 1.31 μm Narrow-band TE-Mode filter Design based on PBG Shift in 2D Photonic Crystal Slab’, *Photonics Letters of Poland* 8 (3), 82-84, (2016).
- [33] H. Abri Badaoui and M. Abri, ‘ One-Dimensional Photonic Crystal Selective Filters Design Using Simulated Annealing Optimization Technique’, *Progress In Electromagnetics Research B*, Vol. 53, 107-125, 2013.
- [34] Hadjira Badaoui, Mohammed Feham and Mehadji Abri, ‘Optimized 1×4 Y Shaped Splitter for Integrated Optics’, *AJBAS Australian Journal of Basic and Applied Sciences*, 5(10): pp. 482-488, 2011
- [35] Hadjira Badaoui, Mohammed Feham and MEHADJI ABRI, ‘Exploitation de la Méthode FDTD-2D Pour La Conception Des Filtres Fabry–Pérot Destinés À L’optique Intégrée’, *International Conference on Systems and Processing Information, (ICSIP’13)* May 12-14, 2013, Guelma, Algeria.
- [36] H. adjira Abri Badaoui, Mehadji Abri, “Exploitation de l’Algorithme Génétique et le Recuit Simulé pour la Synthèse des Filtres Sélectifs à base des Cristaux Photoniques 1D », *International Congress on Telecommunication and Application’14*, University of A.MIRA Bejaia, Algeria, 23-24 APRIL 2014.
- [37] Abri Badaoui H., Abri M. (2017) Selective Filters Design Based Two-Dimensional Photonic Crystals: Modeling Using the 2D-FDTD Method. In: Chadli M., Bououden S., Zelinka I. (eds) *Recent Advances in Electrical Engineering and Control Applications. Lecture Notes in Electrical Engineering*, vol 411. Springer, Cham.

- [38] Badaoui, H., Abri, M. & Chaker, H. Optimal Selective Arbitrary-Spaced Filters Optimization Using GA Synthesis in One-Dimensional Silicon Photonic Crystal, SILICON, Vol. 10, Issue.41, May 2018.
- [39] Fedaouche Amal, Abri Badaoui Hadjira, Abri Mehadji, « Ultra compact 1×2 Y-shape power splitter », International Conference Computing Wireless and Communication Systems, November 15-16, 2016, Settat- Morocco.
- [40] Fedaouche Amal, Abri Badaoui Hadjira, Abri Mehadji, Analysis of the 1X3 Splitter with Square Lattice Configuration, 6th PARIS International Conference on "Recent Trends in Engineering and Technology"(RTET-17),Vol.4,pp. 18-20, 2017, Paris.
- [41] Lallam Farah, H. Abri Badaoui et M. Abri, 'Etude Paramétriques des Guide d'ondes à base de cristaux photoniques à maille triangulaire en vue de leurs applications dans le démultiplexage en longueurs d'ondes. Modélisation rigoureuse par la méthode FDTD-2D', 1e congrès national de physique et chimie quantique, CPCQ 2015, 31-03-02 Avril, Tizi Ouzou. 2015.
- [42] Lallam Farah, Badaoui Hadjira, Abri Mehadji, 'Design of a Selective Filter based on 2D Photonic Crystals Materials', International Journal of Electrical and Computer Engineering (IJECE), Vol. 7, N. 4, pp. 1833-1838, 2017.
- [43] H. ABRI BADAOU, M. ABRI et M. Feham, 'Contribution à la Conception d'un Nouveau filtre Sélectif à base des CP-2D par la Méthode FDTD', Conférence national sur les Technologies de l'information et des Télécommunications CNTIT'13, 10-11 décembre, Tlemcen 2013.
- [44] Badaoui Hadjira, Mohammed Feham, Mehadji Abri, 'Compact and integrated routing photonic crystals structures design using the two-dimensional FDTD method', International Journal of Information and Network Security, Vol. 1, N. 3, 181-187, 2012.
- [45] H. ABRI BADAOU et M. ABRI, 'Conception des Filtres Passe Bandes à base des Cristaux Photoniques Unidimensionnels. Optimisation par Le Recuit Simulé', 9ème Conférence sur le Génie Electrique Bordj El Bahri , 14 -15 Avril 2015.
- [46] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan Science, 289, 604-606 (2000).
- [47] H. Benisty, J.M.Lourtioz, A. Chelnokov, S. Combrie, et X.Checoury," Recent advances toward optical devices in semiconductor based photonic crystals," Proceedings Of The IEEE, vol. 94, N°5, p. 997–1023, 2006.
- [48] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, et S. Noda," High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal," Nature, vol.425, N°6961, p.944–947, 2003.

- [49] H-Y. Ryu, H-G. Park, et Y-H. Lee, "Two-dimensional photonic crystal semiconductor lasers: Computational design, fabrication, and characterization," *IEEE Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 8, p. 891-908, 2002.
- [50] H-Y. Ryu, M. Notomi, et Y-H. Lee, "High-quality-factor and small-mode-volume hexapole modes in photonic-crystal-slab nanocavities," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83 , N°21 p. 4294, 2003.
- [51] Benaissa Fatima,' Etude Et Simulation De La Propagation Des Ondes Electromagnétiques Dans Les Guides A Cristaux Photoniques-Application Aux Fibres Optiques',Mémoire De Magister, Université De Tlemcen,2012/2013.
- [52] S.Y. Lin, V.M. Hietala, L. Wang, E.D. Jones *Opt. Lett.*, 21, 1771-1773 (1986).
- [53] B. Gralak, S. Enoch, G. Tayeb *J. Opt.Soc. Am. A*, 17, 6, 1012-1020 (2000).
- [54] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato,S. Kawakami *Journal of lightwave*, vol. 17, pp. 2032 (1999).
- [55] C. Manolotou, M.J. Khan, Shanhui Fan, Pierre R. Villeneuve, H.A. Hauss, Life fellow IEEE, J.D. Joannopolous , *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 35, pp.1322 (1999).
- [56] M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynska, A. Karlsson, M. Kamp, and A. Forchel, "Photonic crystal optical filter based on contra-directional waveguide coupling," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, pp. 5121-5123, 2003
- [57] S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. Smith, T. F. Krauss, and R. Houdré, "Coupled-mode theory and propagation losses in photonic crystal waveguides," *Optics Express*, vol. 11, pp. 1490-1496, 2003 .
- [58]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.
- [59] K. S. YEE, «Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwells Equations in Isotropic media», *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, no. 3, pp, 302-307,1996.
- [60] 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.
- [61] G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations," *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, vol. 23, p. 377-382, 1981.

- [62] Y. Merle, ‘‘Etude de la dispersion électromagnétique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels,’’ thèse de doctorat, université de Limoges, 2003.
- [63] B. Enquist, A. Majda, ‘‘Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves mathematics of computation,’’ vol. 31, p. 629-651, 1977.
- [64] Jean-Pierre Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, 114(2) :185 – 200, 1994.
- [65] J. P. Berenger, ‘‘A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,’’ *J. Computational Physics*, vol.114, N°2, p. 185-200, 1994.
- [66] Kévin LENGLE, ‘‘ Traitement tout optique du signal à base de composants à cristaux photoniques en matériaux semi-conducteurs III-V’’, thèse de doctorat, Université de Rennes le 19 Juin 2013.
- [67] SAIDANI Asma ,’ Application Des methodes Stochastiques Pour L’optimisation Des Filtres Passe-Bande À Base Des Cristaux Photoniques Unidimensionnels’,Mémoire De Master, Université De T Lemcen , Juin 2014 .
- [68] Delphine NEEL , ‘Etude en champ proche optique De guides à cristaux photoniques Sur SOI’, Thèse de doctorat , l’institut national des sciences appliquées de Lyon ,Novembre 2006.

Résumé

Les cristaux photoniques sont donc des matériaux diélectriques ou métalliques artificiellement structurés dont la constante diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde selon plusieurs directions de l'espace avec un contraste d'indice suffisamment élevé. Pour mieux comprendre le fonctionnement d'un tel matériau, il est possible de faire l'analogie avec la bande d'énergie interdite électronique caractérisant les réseaux cristallins atomiques : les structures photoniques possèdent donc une (ou des) bande(s) de fréquences interdites pour lesquelles aucune onde électromagnétique ne peut se propager, et ce, quelque soit la polarisation et la direction de propagation de cette onde. Cette propriété intéressante offre aux cristaux photoniques la possibilité de contrôler la propagation, sans absorption, des ondes électromagnétiques offrant ainsi de nouvelles perspectives dans la manipulation de la lumière.

Dans ce travail, nous avons abordé des nouvelles topologies de démultiplexeur en longueur d'onde à base de cristaux photoniques bidimensionnels dans le but de séparer les longueurs d'onde très utilisées dans les systèmes de transmission optique. Et les performances du DEMUX conçus en terme de transmission seront effectuées et analysées avec la méthode FDTD-2D.

Mots clés :

Cristaux photoniques 2D, FDTD-2D, DEMUX, optique intégré ,PWE, $W_1^k A$, virage à 60° , Mailles carrée et triangulaire.

Abstract

The photonic crystals are thus artificially structured dielectric or metal materials whose dielectric constant varies periodically at the wavelength scale in several directions of space with a sufficiently high index contrast. To better understand the functioning of such a material, it is possible to make the analogy with the band of forbidden electronic energy characterizing atomic crystal lattices: the photonic structures thus have one (or more) band (s) of forbidden frequencies for which no electromagnetic wave can propagate, whatever the polarization and the direction of propagation of this wave. This interesting property offers photonic crystals the ability to control the propagation, without absorption, of electromagnetic waves thus providing new perspectives in the manipulation of light.

In this work, we have discussed new wavelength demultiplexer topologies based on two-dimensional photonic crystals in order to separate wavelengths widely used in optical transmission systems. And the performance of the DEMUX designed in terms of transmission will be performed and analyzed with the FDTD-2D method.

Keywords:

photonic crystals 2D, FDTD-2D, DEMUX, integrated optics, PWE, $W_1^k A$, 60° turn, Square and triangular mesh.

ملخص

البلورات الضوئية هي عازلة أو معدنية مواد منظم بشكل مصطنع الذي يتغير دوريا عبر الطول الموجي في عدة اتجاهات في الفضاء مع تباين مؤشر سو إسنا عالية بشكل كاف ثابت العزل الكهربائي. لفهم أفضل للتشغيل مثل هذه المواد، فمن الممكن رسم قياسا على فجوة الحزمة الطاقة الإلكترونية التي تميز شعيرية الذرية: لذا الهياكل الضوئية لديها واحد (أو أكثر) قطاع من ترددات يحظر التي لا الموجات الكهرومغناطيسية يمكن أن تنتشر، وهذا مهما كانت الاستقطاب وهذا الاتجاه انتشار الموجات. هذا العقار المميز س وما يليها إعادة الكريستال الضوئية يمكن السيطرة على انتشار دون امتصاص الموجات الكهرومغناطيسية س وما يليها خرف وأفاق جديدة في التعامل مع الضوء.

في هذا العمل نتناولنا الجديد الطول الموجي طبولوجيا demultiplexer على أساس الكريستال الضوئية ثنائية الأبعاد من أجل فصل موجات على نطاق واسع المستخدمة في نظم النقل البصرية. و DEMUX الأداء المصممة من حيث انتقال سيتم تنفيذ وتحليلها مع أسلوب FDTD-2D .

الكلمات الرئيسية :

البلورات الضوئية ثنائية الأبعاد ,FDTD-2D,DEMUX, البصريات المتكاملة, PWE, $W_1^k A$, دوران 60° درجة مربعة وشبكة الثلاثي.