

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد- تلمسان -

Université Abou bakr Belkaïd- Tlemcen -



THESE

Présentée pour l'obtention du **grade** de **DOCTEUR EN SCIENCES**

En : Télécommunications

Spécialité : Télécommunications

Par : LALLAM FARAH

Sujet

Conception des Nouvelles Topologies des Démultiplexeurs Sélectifs à plusieurs canaux en Longueurs d'ondes à base de Cristaux Photoniques Bidimensionnels CPs-2D

Soutenue publiquement en Février 2019 devant le jury composé de :

MELIANI Maghnia	Professeur	Univ. Tlemcen	Présidente
BADAOUI Hadjira	MCA	Univ. Tlemcen	Directrice
ABRI Mehadji	Professeur	Univ. Tlemcen	Co- Directeur
MAHDJOUR Zoubir	Professeur	Univ. Sidi Belabbes	Examineur
BENDAOUDI Amina	MCA	Univ. Sidi Belabbes	Examinatrice

RESUME

Les cristaux photoniques (CPs) apparaissent comme des candidats prometteurs pour la réalisation d'interconnexions optiques puisqu'ils permettent de manipuler la lumière à une échelle sub-micronique. Les (CPs) sont des structures diélectriques dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, influant sur la propagation des ondes électromagnétiques à l'intérieur de la structure. Du fait de cette périodicité, les (CPs) présentent une propriété optique unique : la bande interdite photonique (BIP) dans laquelle aucun mode électromagnétique ne peut se propager. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications dans le domaine des ondes électromagnétiques, l'optoélectronique et les télécommunications optiques. Comparés aux dispositifs optiques conventionnels, les dispositifs optiques à base de CPs ont suscité un grand engouement en raison de leur compacité par rapport aux dispositifs classiques, à leur vitesse d'opération élevée, à leur meilleur confinement, à leur intégration et au fait que la performance du dispositif n'est pas affectée par sa miniaturisation. Les filtres sélectifs optiques comptent parmi les composants les plus importants des systèmes de télécommunication. Ils permettent d'extraire une longueur d'onde précise d'un canal particulier, dans un flux de données, sans affecter les autres canaux. Ce sont des candidats avantageux pour la réalisation d'une nouvelle génération de démultiplexeurs. Parmi plusieurs topologies qui ont été étudiées, la structure qui nous a permis d'obtenir les résultats souhaités et encourageants est de type jonction Y 1×2 optimisée, composée de huit filtres sélectifs possédant des inclusions avec des rayons différents. La conception de notre dual démultiplexeur pour les longueurs d'ondes 1.31μm et 1.55 μm a été réalisée en utilisant la méthode FDTD-2D d'une part pour la résolution des équations de Maxwell dans le but d'étudier la propagation des ondes électromagnétiques au sein des CPs et d'autre part, la méthode des Ondes Planes pour la schématisation et l'analyse des diagrammes de bandes dans le but de faire un choix judicieux des paramètres géométriques et physiques des CPs afin de les utiliser dans la composition des filtres sélectifs.

Mots clés: Cristaux photoniques, optique intégrée, guide W_1 KA, Démultiplexeur, jonction Y 1×2, filtre sélectif, FDTD-2D, PWE, réseau triangulaire.

ملخص

البلورات الضوئية (بض) ، (CPS) هي مرشحات واعدة لتحقيق الترابط البصري لأنها تجعل من الممكن التعامل مع الضوء على نطاق ميكرون. (CPS) هي هياكل عازلة يتم تشكيل مؤشر انكسارها بشكل دوري على مقياس الطول الموجي، مما يؤثر على انتشار الموجات الكهرومغناطيسية داخل البنية. بسبب هذه الوتيرة (الدور)، تمتلك (CPS) خاصية بصرية فريدة: فجوة النطاق الضوئي (BIP) التي لا يمكن أن ينتشر فيها أي وضع كهرومغناطيسي. هذه الخاصية تجعلها مثيرة للاهتمام للعديد من التطبيقات في مجال الموجات الكهرومغناطيسية والإلكترونيات البصرية والاتصالات البصرية. بالمقارنة مع الأجهزة البصرية التقليدية، فقد اجتذبت الأجهزة البصرية القائمة على (CPS) الكثير من الاهتمام بسبب الاكتناز مقارنة بالأجهزة التقليدية ، في سرعتها التشغيلية العالية ، أفضل احتواء لها ، تكاملها وحقيقة أن أداء الجهاز لا يتأثر بتصغيره. المرشحات الضوئية الانتقائية (فلتر) هي من بين أهم مكونات أنظمة الاتصالات. أنها تجعل من الممكن استخراج طول موجي دقيق لقناة معينة في دفق بيانات دون التأثير على القنوات الأخرى. مما يجعلها مرجوة لتحقيق جيل جديد من وحدات إزالة تعدد الموجات. من بين العديد من الطوبولوجيا التي تمت دراستها ، فإن الهيكل الذي سمح لنا بالحصول على النتائج المرجوة والمشجعة هو تقاطع $Y 2 \times 1$ المحسن ، ويتكون من ثمانية فلتر انتقائية مكونة من أشكال دائرية ذات أقطار مختلفة. تم تصميم جهاز إزالة تعدد الموجات المزدوج للأطوال الموجية $1.31 \mu\text{m}$ و $1.55 \mu\text{m}$ باستخدام طريقة FDTD-2D من ناحية لحل معادلات ماكسويل من أجل دراسة انتشار الموجات الكهرومغناطيسية بداخل ال (CPS) ومن ناحية أخرى ، طريقة Planes Waves لتخطيط وتحليل مخططات النطاق من أجل اتخاذ خيار حكيم للوسائط الهندسية والفيزيائية ل (CPS) من أجل استخدامها في تكوين المرشحات الانتقائية .

الكلمات المفتاحية: البلورات الضوئية ، البصريات المتكاملة ، دليل $W_1^k A$ ، مزيل الترشيح ، وصلة $Y 2 \times 1$ ، الفلتر الانتقائي ، FDTD-2D ، PWE ، الشبكة الثلاثية.

ABSTRACT

Photonic crystals (PCs) are promising candidates for the realization of optical interconnections since they make it possible to manipulate light on a sub-micron scale. (PCs) are dielectric structures whose refractive index is periodically modulated at the wavelength scale, influencing the propagation of electromagnetic waves within the structure. Because of this periodicity, the (PCs) have a unique optical property: the photonic band gap (BIP) in which no electromagnetic mode can propagate. It is this property that makes them interesting for many applications in the field of electromagnetic waves, optoelectronics and optical telecommunications. Compared to conventional optical devices, PCs-based optical devices have attracted a lot of interest because of their compactness compared to conventional devices, at their high operating speed, their best containment, their integration and the fact that the performance of the device is not affected by its miniaturization. Optical selective filters are among the most important components of telecommunication systems. They make it possible to extract a precise wavelength of a particular channel in a data stream without affecting the other channels. These are advantageous candidates for the realization of a new generation of demultiplexers. Among several topologies that have been studied, the structure that allowed us to obtain the desired and encouraging results is an optimized 1×2 Y-junction, composed of eight selective filters with inclusions with different radii. The design of our dual demultiplexer for $1.31\mu\text{m}$ and $1.55\mu\text{m}$ wavelengths was carried out using the FDTD-2D method on the one hand for solving the maxwell equations in order to study the propagation of electromagnetic waves at within CPs and on the other hand, the Planes Waves method for schematization and analysis of band diagrams in order to make a judicious choice of the geometric and physical parameters of the CPs in order to use them in the composition of the selective filters.

Key words: Photonic crystals, integrated optics, W_1 ^KA guide, Demultiplexer, 1×2 Y junction, selective filter, FDTD-2D, PWE, triangular lattice.

DEDICACES

A la mémoire de mes parents

« و قل رب ارحمهما كما ربياني صغيرا »

Table des matières

Remerciements	i
Liste des acronymes.....	iii
Introduction générale.....	1
Chapitre I : Généralités sur les Cristaux Photoniques	
I. 1 Introduction.....	5
I.2. Présentation des cristaux de type semi-conducteur	5
I.3. Présentation des cristaux photoniques.....	6
I. 3.1 Différents types de Cristaux photoniques.....	8
I. 3.1.1 Cristaux photoniques unidimensionnels (miroirs de Bragg)	8
I.3.1.2 Cristaux photoniques bidimensionnels	9
I.3.1.3 Cristaux photoniques 2.5 D.....	11
I. 3.1.4 Fabrication des Cps 2D	14
I. 3.1.5 Cristaux photoniques tridimensionnels	14
I. 3.2 Maille élémentaire des Cps 2.5 D.....	16
I-4 Formulation théorique	18
I. 4.1 Equations de Maxwell pour les Cristaux photoniques	18
I. 4 2 Analogie Electron-Photon	21
I. 5 Relation de dispersion et diagramme de bandes	24
I.5.1 Théorème de Floquet- Bloch.....	25
I. 5.2 Méthode de décomposition en ondes planes	26
I.5.3 Loi d'échelle.....	28
I.5.4 Réseau direct et réseau réciproque	28
I.5.4.1 La zone de Brillouin.....	29
I.5.5 Facteur de remplissage en air	31
I.5.6 Contrast d'indice.....	32
I.5.7 Exemple de diagrammes de bandes.....	33
I.5.8 Cartes de bandes Interdites	34
I.6 Défauts dans les Cristaux photoniques	36
I. 6 .1. Défauts ponctuels	37
I. 6 .2. Les défauts linéaires.....	38
I.7 Applications des cristaux photoniques.....	39
I.8. Etude d'un démultiplexeur pour la longueur d'onde 1.55 μm	40

I.9. Conclusion	42
------------------------------	----

Chapitre II : Modélisation des Cristaux Photoniques

II.1. Introduction	43
II.2. Méthodologie de la méthode FDTD	43
II.2.1 Principe de la méthode	43
II.2.2 Cellule de Yee : discrétisation en 3D	46
II.2.3 Discrétisation temporelle : Schéma numérique saute-mouton	48
II.2.4 Critère de stabilité de l'algorithme FDTD	50
II.2.5 Troncature du domaine de calcul	50
II.2.5.1 Les conditions PMLs	51
II.2.5.2 Les conditions aux limites périodiques	53
II.2.6 Algorithme pour les matériaux BIP	54
II.3. Source d'excitation	55
II.3.1 Impulsion Gaussienne	55
II.3.2 Excitation sino-gaussienne	57
II.3.3 Excitation par une onde plane	57
II.4. Logiciels utilisés	59
II.5. Conclusion	59

Chapitre III : Conception des Nouvelles Topologies de Filtres Sélectifs pour l'Optique Intégrée

III. 1 Introduction	60
III. 2 Guide mono-rangée $W_1^K A$	61
III.3 Choix des Paramètres de la structure étudiée	62
III.3.1 Etude de diagramme de dispersion des cristaux photoniques 2D	63
III.3.2 Carte de bandes interdites	64
III. 4 Conception d'un nouveau filtre à bande étroite centrée à 1.31 μm excité en mode TE	65
III. 4. 1. Première topologie	65
III. 4. 2. Deuxième et troisième topologie	72

III. 5 Nouvelle Conception d'un nouveau filtre à bande étroite centrée à 1.55 μm excité en mode TE.....	76
III. 5. 1. Première topologie	76
III.5. 2. Deuxième topologie.....	80
III.5. 3. Troisième topologie.....	82
III.6 Conception d'un filtre bi- bandes sélectif 1.31/1.55 μm à base de cristaux photoniques bidimensionnels	86
III. 6. 1. Première topologie	86
III. 6. 2. Deuxième topologie.....	89
III. 7 Conclusion	93

Chapitre IV : Le Démultiplexage dans les Cristaux Photoniques Bidimensionnels

IV.1 Introduction.....	95
IV.2 Généralités sur le démultiplexeur.....	96
IV.3 Schéma du filtre d'extraction à 3 ports.....	97
IV.4 Conception des guides d'ondes courbés	98
IV.4.1 Conception d'un guide virage de 60°.....	99
IV.4.2 Optimisation du guide virage de 60°	101
IV.4.2.1 Les pertes dues à la courbure.....	101
IV.4.2.2 Pertes dues au couplage.....	102
IV.5 Conception de démultiplexeurs en longueurs d'onde	105
IV.5.1 Première topologie: Démultiplexeur de type jonction en Y 1\times2	105
IV.5.2 Deuxième topologie : Démultiplexeur optimisée de type jonction en Y 1\times2.....	107
IV.5.3 Troisième topologie: Démultiplexeur de type jonction en Y 1\times2 optimisée avec l'ajout de deux filtres.....	109
IV.5.4 Quatrième topologie: Démultiplexeur de type jonction en Y1\times2 optimisée avec l'ajout de quatre filtres.	111
IV.5.5 Cinquième topologie: Démultiplexeur de type jonction en Y 1\times2 optimisée avec l'ajout de six filtres	112
IV.5.6 Sixième topologie: Démultiplexeur de type jonction en Y 1\times2 optimisée avec l'ajout de huit filtres	114
IV.6 Conclusion	117
Conclusion générale	119

REMERCIEMENTS

Le présent travail a été effectué au sein du Laboratoire des Systèmes, et Technologies de l'Information et de la Communication (STIC) de l'université Abou Bekr Belkaid, Faculté de Technologie Tlemcen.

J'adresse mes sincères remerciements au docteur HADJIRA BADAOUI ABRI qui a eu la tâche d'être directrice de ma thèse pendant 4 ans. Je lui suis très reconnaissante pour sa patience et son intérêt continuel au bon déroulement de ce travail. Les discussions que nous avons eues ont permis de bien avancer dans la compréhension et l'évolution des idées. Cet aspect du travail a été bénéfique et j'ai beaucoup apprécié sa disponibilité et sa gentillesse.

Je tiens aussi à exprimer ma reconnaissance à mon Co-encadreur le Professeur MEHADJI ABRI pour la confiance qu'il m'a accordée en m'accueillant dans son équipe de recherche. Sa compétence, sa disponibilité et ses conseils précieux m'ont guidé tout au long de cette thèse et aidé à accomplir ma recherche dans les meilleures conditions possibles.

Je souhaite également exprimer ma gratitude à l'ensemble des membres du jury pour avoir consacré du temps à la lecture et à l'évaluation de cet ouvrage. Je tiens à remercier Madame MAGHNIA MELIANI professeur à l'université de Tlemcen, pour avoir bien voulu présider le jury. Sa présence apportera certainement d'autres horizons à mes travaux de recherches.

Monsieur ZOUBIR MAHDJOUR, Professeur de l'université des Sciences et technologies de Sidi Belabbés (USTB), a bien voulu faire parti du jury et a eu la gentillesse d'examiner le travail présent, qu'il accepte mes sincères remerciements pour sa présence et son intérêt.

Mes remerciements vont aussi à Madame AMINA BENDAOUZI, maître de conférences classe A de l'université des Sciences et technologies de Sidi Belabbés (USTB), qui a accepté de participer au jury et d'examiner la présente thèse, qu'elle accepte aussi mes sincères remerciements. Son avis sera certainement enrichissant.

Enfin, un IMMENSE merci, ou plutôt une énorme reconnaissance à tous ceux qui ont pris soin de moi pendant ces quatre années (et bien plus encore). C'est parmi eux que j'ai pu souvent me "ressourcer" et me remettre sur pieds plus d'une fois. Je voudrais donc rendre un

petit hommage à ma défunte mère qui a été ma ressource et ma grande amie, que Dieu la recueille chez lui avec bienséance.

Il m'est très agréable de remercier mon amie Assia SENOUDI, docteur à l'UABB de Tlemcen, elle a été d'un grand soutien pour moi, et sa grande qualité humaine. Je lui présente mes remerciements chaleureux et ma gratitude. Il me tient à cœur également d'exprimer ici ma profonde amitié à Madame Zineb BELHADJ TAHAR. Durant toutes ces années, elles étaient présentes à mes cotés, subissant mes périodes de découragement avec beaucoup de gentillesse. Il n'y a pas de mots pour les remercier pour tout ce qu'elles ont fait.

Je ne saurais oublier tous mes ami(e)s avec qui, ces années ont été rendu très agréables, elles resteront gravées dans mon cœur et le livre de mes souvenirs, je cite entre autres, Amal FEDAOUCHE, Leyla BENSEDDIK, keltoum, fadéla, Souhila, Nadjjet, Ilhem, Zhor, Sarra, Fazia et Nouria la secrétaire du STIC.

Enfin, une dernière pensée particulière aux membres de ma famille frère, sœurs, nièces, neveux et beaux-frères dont le soutien constant n'a jamais fait défaut durant toutes ces années d'études.

Liste des abréviations

Dans ce manuscrit nous avons utilisée quelques abréviations dont nous rappelons la signification ci-dessous.

λ : Longueur d'onde.

a: Période du cristal photonique.

r: Rayon d'inclusion

r/a: Rayon normalisé d'inclusion

f: Facteur de remplissage.

n: Indice de réfraction.

\vec{k} : Vecteur d'onde.

C: Célérité de la lumière dans le vide.

ϵ : Permittivité diélectrique.

μ : Perméabilité magnétique.

Θ : Opérateur Hermitien.

\vec{G} : Vecteur du réseau réciproque.

BIP: Bande Interdite Photonique.

CP: Cristal Photonique.

FDTD-2D: Bi-dimensional Finite Difference Time Domain.

MEB: Microscope Electronique à Balayage.

PBG: Photonic Band Gap.

PC: Photonic Crystal.

PML: Perfectly Matched Layer.

PWE: Plane Wave Expansion.

TE: Transverse Electrique.

TM: Transverse Magnétique.

W_1^{KA} : guides d'ondes mono-rangée.

WDM: Wavelength division multiplexing.

DWDM: Dense Wavelength division multiplexing.

VCSEL: Vertical Cavity Surface Emitting LASER.

MOCVD: Metal Organic Chemical Vapor Deposition.

LPN: Laboratoire de Photonique et de Nanostructures du CNRS.

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

La photonique est une nouvelle branche destinée à la nano optique. L'élément de base est le cristal photonique. Au cours de cette décennie, les cristaux photoniques (CPs) également connus sous le nom de structures à bandes interdites « BIP en français et PBG en anglais » ont suscité un intérêt important dans la communauté scientifique. Cet intérêt pour ces matériaux est dû au fait qu'ils possèdent des propriétés optiques uniques. Ils constituent à l'heure actuelle une nouvelle classe de matériaux artificiels, découverts pour la première fois par E. Yablonovitch [1] et S. John [2] à la fin des années 80.

Les structures périodiques unidimensionnelles ont été utilisées de la même manière que les miroirs de Bragg dans le but de contrôler la propagation de la lumière.

La fabrication et les applications des cristaux photoniques [3-7] ont suscité une recherche approfondie couvrant aujourd'hui de multiples domaines d'application de base tels que le contrôle de l'émission spontanée [1] et les applications de l'optique guidée [9].

Les cristaux photoniques sont des nanostructures composés de matériaux hétérogènes artificiels ou naturels, présentant une variation périodique de leur indice de réfraction de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière dans une ou plusieurs directions de l'espace. Ces cristaux photoniques interdisent la propagation des ondes lumineuses dans une gamme de fréquence située à l'intérieur d'une bande appelée bande interdite et ceci quelque soit l'angle d'incidence. Pour ces longueurs d'onde, le cristal réfléchit totalement la lumière; cette propriété les rend intéressants pour de nombreuses applications en optique intégrée.

La modification de la périodicité de l'indice de réfraction (réalisée par l'insertion de défauts ponctuels ou linéaires ou les deux à l'intérieur de ces nanostructures) permet le control du flux de la lumière. Les modes ayants de fréquences appartenant à la bande interdite peuvent apparaitre grâce à ces défauts.

Les photons sont répartis dans les Cps en bandes de transmission, séparées par des bandes d'énergie interdites en analogie avec la répartition des électrons dans un semi-conducteur. Cette analogie accède l'utilisation des Cps pour stocker, localiser, filtrer ou bien guider la lumière.

Bien que la fabrication des CPs 1D soit bien avancée dans la recherche, celles des CPs bidimensionnels reste un domaine difficile à atteindre. L'obtention des Cps bidimensionnels planaires est basée sur l'insertion d'un CP dans un guide d'onde classique permettant de

contrôler la lumière dans les trois directions de l'espace. Les CPs-2D sont faciles à réaliser dans le domaine des longueurs d'ondes du proche Infrarouge et visible. Leurs outils de fabrication sont issus de la microélectronique, permettant d'effectuer de structures planaires submicroniques à partir de silicium ou de semi-conducteur de type III-V possédant de permittivité diélectrique élevée. Il est à noter que la technologie des membranes a fait des progrès constants depuis ces dernières années. Donc grâce aux développements des techniques de croissance des couches semi conductrices à l'échelle nanométrique, la fabrication des guides cristaux photoniques 2D est devenue possible et contrôlée [18]. Pour cette raison le cristal photonique réalisé à base de semi-conducteur a été jusqu'à présent le plus utilisé [10, 11]. L'ouverture d'une large bande interdite s'adapte au mieux avec la géométrie du réseau triangulaire de trous; ce qui rend les CPs bénéfiques pour la réalisation de composants optiques planaires compacts et originaux.

Les applications potentielles des cristaux photoniques sont très vastes et couvrent plusieurs domaines tels que: réalisation de cavités résonantes de taille très réduite, de guides d'ondes [12], de lasers sans seuil [13], de filtres sélectifs [14], de multiplexeurs [15], de fibres optiques [16], de nouveaux composants optoélectroniques plus performants et compacts et de dispositifs reproduisant les principes opérationnels des différents composants d'un circuit intégré, en utilisant les photons comme porteurs d'information à la place des électrons[17]. On trouve également leurs applications dans le domaine de l'imagerie médical [18], cellules solaires à haut rendement [19], stockage d'information et d'énergie, développement de micro capteurs chimiques et biologiques [20], blindage électromagnétique [21] et spectroscopie [22].

Un grand nombre de fonctions optiques est issue de cristaux photoniques bidimensionnels. Parmi les applications prometteuses des CPs, on cite entre autres les démultiplexeurs en longueurs d'ondes à base des CPs-2D qui servent à séparer des impulsions ultra-courtes. L'objectif est d'utiliser des longueurs d'onde adéquates dans un flux de données WDM. Pour réaliser ce but, l'idée est de coupler de façon sélective une onde guidée à un résonateur, l'énergie n'est transférée dans le résonateur qu'à la fréquence de son mode résonant et pas à une autre. Il faut alors diriger cette énergie vers un autre guide. On parle alors de filtre d'extraction. Divers concepts pour la réalisation de composants WDM utilisant les propriétés des CPs ont été récemment proposés pour les communications optiques et de nombreuses démonstrations sont présentes dans la littérature avec des résultats prometteurs,

tels que des filtres d'insertion-extraction, des filtres d'extraction de canaux, des filtres coupe-bande ou passe-bande [23].

Dans ce travail, nous proposons une nouvelle conception de démultiplexeurs en longueurs d'onde à base de cristaux photoniques 2D pour la séparation des impulsions ultra-courtes du canal. Nous avons analysé des cartes de bandes interdites photoniques complètes afin de sélectionner les paramètres géométriques du démultiplexeur, ceci a permis d'obtenir les canaux de longueurs d'onde de $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$.

Comme élément de base, nous utiliserons le guide d'onde planaire de type $W_1^K A$ qui est très utilisé dans les télécommunications par fibre optique dans lequel une seule rangée de motifs d'air est omise et elle est parallèle au cristal dans la direction ΓK de la première zone de Brillouin.

En s'appuyant sur la méthode des différences finies temporelles en 2D comme outil numérique dans la résolution des équations de Maxwell relatives à la propagation du champ électromagnétique dans le CP, on aboutit aux réponses spectrales et à la répartition du champ électromagnétique. Nous avons obtenu des résultats qui ont certifié l'efficacité de la méthode.

Ce manuscrit comprend quatre chapitres.

Le premier chapitre est consacré à la description générale des cristaux photoniques. Nous donnerons des concepts généraux des cristaux photoniques, leurs caractéristiques géométriques et leurs différentes familles, nous étudierons les notions de bande interdite photonique et de carte des bandes.

Nous traiterons également les principes de défaut ponctuels et étendus qui existent au sein des CPs.

Dans le second chapitre, nous allons décrire le principe de la méthode FDTD-2D (Finite Domain Time Difference). 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 pour simuler la propagation de la lumière dans les structures bidimensionnelles de cristaux photoniques CPs-2D.

Dans notre travail, cette méthode a permis de calculer les coefficients de réflexion et de transmission de structures à géométrie variée.

Dans le troisième chapitre, nous allons étudier les cristaux photoniques 2D planaires gravés sur l'hétéro-structure InP/GaInAsP/InP et qui serviront de support de base à la conception numérique des nouvelles topologies de filtres sélectifs transparents aux longueurs d'ondes 1.31 μm et 1.55 μm .

Nous avons consacré le quatrième chapitre à la conception des démultiplexeurs en longueurs d'onde à base des cristaux photoniques 2D pour la séparation des impulsions ultra-courtes du canal. Ce sont des dispositifs clés de l'optique intégrée qui ont reçu une grande considération pour sélectionner un canal particulier ou de plusieurs canaux multiplexés en longueur d'onde (WDM) pour les systèmes de télécommunications optiques. Plusieurs topologies de démultiplexeurs seront proposées. La cartographie du champ électrique E_z et les réponses spectrales en transmission et en réflexion seront présentées en utilisant la méthode FDTD-2D.

Enfin, Nous allons donner une conclusion générale et des références bibliographiques pour clôturer ce document.

Chapitre I:

Généralités sur les cristaux photoniques

I. 1. Introduction

Le terme « cristal » désigne un matériau qui comprend des motifs répétés de manière régulière. Cet agencement (alvéoles, couches superposées, etc..) est comparable à la structure cristalline d'un diamant.

Généralement, ce matériau est constitué d'un arrangement périodique de briques élémentaires diélectriques ou métallo-diélectriques, d'indice de réfraction n_1 placées dans une matrice d'indice de réfraction n_2 . Le terme photonique étant une indication à la propagation des photons.

Les cristaux photoniques possèdent un indice de réfraction variant de façon périodique à l'échelle de la longueur d'onde de la lumière. Cette périodicité provoque une interdiction de la propagation des photons dans une certaine gamme spectrale, nommée bande interdite photonique (BIP en français, PBG en anglais) [24].

Dans ce chapitre, nous proposons les principes de base du formalisme des cristaux photoniques en régime optique linéaire, afin de comprendre comment ces structures agissent sur la lumière.

I.2. Présentation des cristaux de type semi-conducteur

Un cristal de type semi-conducteur, est constitué par la répartition périodique dans deux ou trois dimensions d'un motif toujours identique, formé d'atomes [25]. La cohésion de cet édifice est assurée par l'ensemble des électrons participant à des liaisons chimiques. Dans l'atome isolé, ceux-ci se répartissent en niveaux d'énergie discrets; dans le cristal, à cause de l'interaction entre atomes, ces niveaux s'élargissent en bandes d'énergie permises, séparées par des bandes interdites (figure I.1).

Afin de briser une des liaisons et créer un électron de conduction, il faudrait fournir de l'énergie puisque tous les électrons de valence sont liés aux atomes. Cette énergie comprise dans ce **gap**, définit une gamme inaccessible pour les électrons.

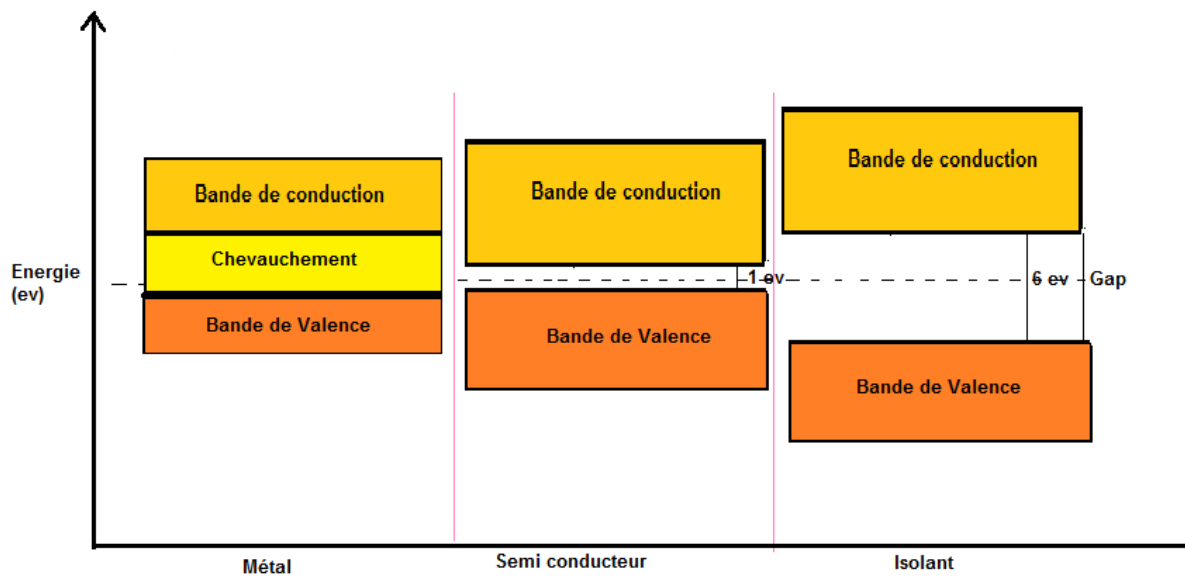


Figure I. 1: Schéma simplifié représentant la position des bandes d'énergie pour un métal, un semi-conducteur et un isolant [25].

La permittivité électrique d'un milieu joue un rôle équivalent pour les photons au potentiel atomique périodique, que subissent les électrons.

I.3. Présentation des cristaux photoniques

Les cristaux photoniques sont des milieux transparents, dans lesquels l'indice optique est périodiquement modulé. Le nombre de directions de la périodicité de l'indice optique indique le type de cristal photonique (voir figure I.2) :

- Si la périodicité est dans une seule direction, le cristal photonique est mono dimensionnel (1D) appelé encore miroir de Bragg.
- Si la périodicité est dans deux directions de l'espace, le cristal photonique sera bidimensionnel (2D).
- Si la périodicité est dans toutes les directions de l'espace, on obtient ainsi un cristal photonique 3D.

Cette variation de l'indice de réfraction entraîne l'apparition d'une bande de fréquences, pour laquelle la lumière ne peut se propager.

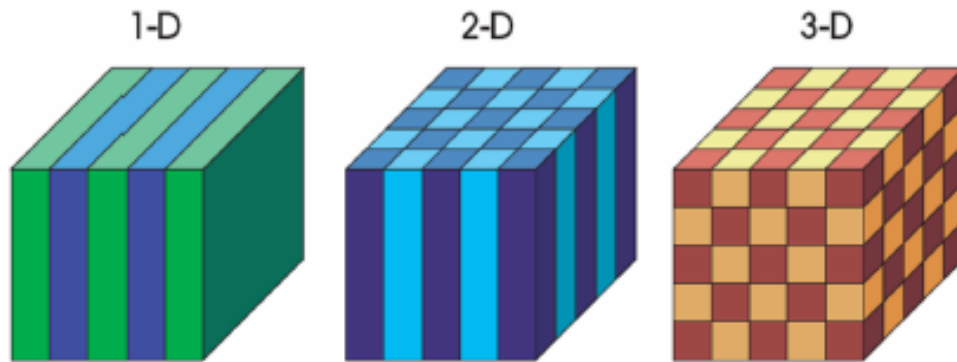


Figure I. 2 : Schéma de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D) et Tridimensionnels (3D) [26].

Ces structures offrent la possibilité:

- D'éviter ou de laisser dans certaines plages de fréquences, la propagation de la lumière;
- de confiner la lumière pour d'autres fréquences.

Il existe une analogie entre les cristaux photoniques et les cristaux solides, elle réside dans la quantification de l'énergie électronique sous potentiel électrique dans le cas du solide et une structuration périodique des Cps à l'échelle nanométrique. Ce qui permet la faisabilité d'une ingénierie des propriétés dispersives de la matière (guidage, résonance, filtrage).

Comme il est illustré sur la figure I.3, on peut rencontrer ces structures périodiques dans la nature sous forme minérale, comme les opales qui sont des minéraux composés d'arrangements de sphères de silice hydratée. Leurs feux sont dus à la diffraction de la lumière par leur structure de cristal photonique tridimensionnel. Les reflets bleu-vert des papillons « *Princeps nireus* » sont dus à l'interaction de la lumière ambiante et de la micro-structuration naturelle de leurs ailes [27].

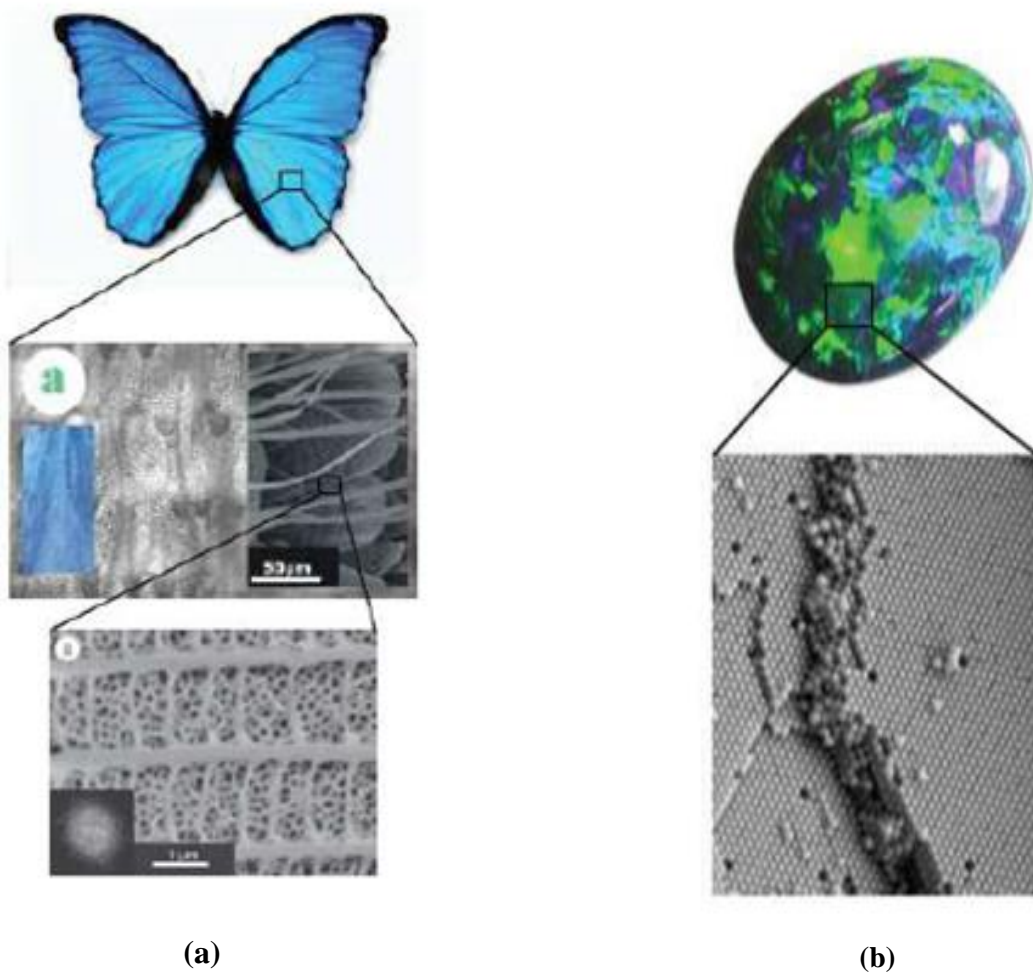


Figure I.3 : Exemples de réalisation naturelle de structures périodiques prise par microscope électronique à balayage (MEB) [28]: **(a)** Ailes d'un papillon accompagnés par son image MEB. **(b)** Opale naturelle quasi-périodique de silice accompagnée par son image MEB.

I. 3.1. Différents types de Cristaux photoniques

I. 3.1.1 Cristaux photoniques unidimensionnels (miroirs de Bragg)

Un milieu composé de l'alternance périodique dans une seule direction de l'espace (exemple direction z sur la Figure I.4) de deux matériaux d'indice optique n_1 et n_2 ($n_1 < n_2$) est un cristal photonique unidimensionnel (1D). Il s'agit en fait d'un empilement de Bragg infini.

Un schéma visualisant cette structure est représenté sur la Figure I.4.

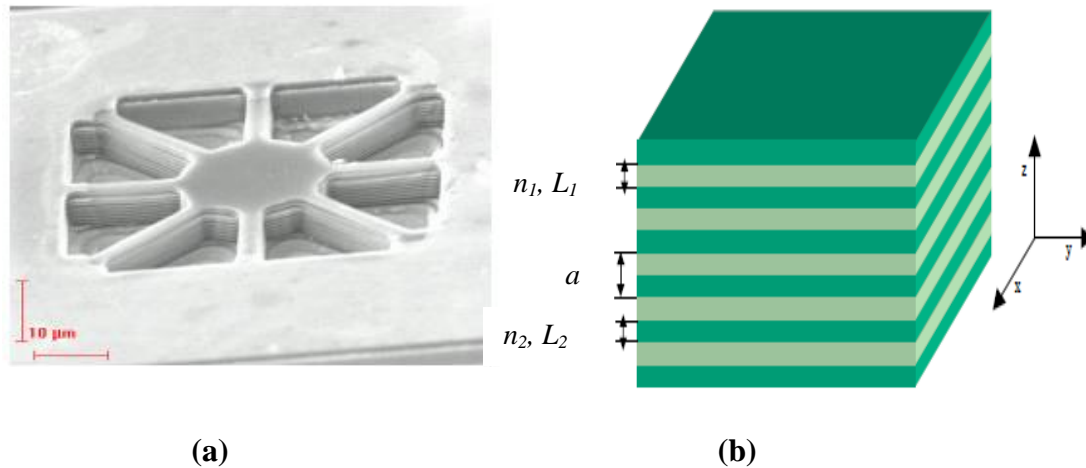


Figure I.4: (a) Structure AlGaAs-air- de 11 périodes fabriquée au LPN vue au MEB. (b) schématisation de la structure.

Le miroir de Bragg est une alternance de couches diélectriques d'indice de réfraction différent utilisé depuis fort longtemps comme miroir optique dans les cavités lasers (VCSEL). C'est ce qui a permis à Eli Yablonovitch de généraliser ce concept de miroir unidimensionnel aux dimensions supérieures.

Les cristaux photoniques à 1D peuvent être utilisés comme filtres. Le miroir de Bragg ne réfléchit que les rayons arrivant dans un certain cône, la bande interdite n'est pas complète; elle n'existe pas quel que soit le vecteur d'onde de l'onde incidente. Afin de créer une bande interdite plus complète, il faut structurer la permittivité du matériau selon plusieurs dimensions de l'espace.

Leurs fabrications peuvent être réalisées par différentes techniques, parmi elles on cite la croissance de couches minces qui se base sur l'épitaxie ou la déposition par phase chimique gazeuse (MOCVD) et la technique de structuration des matériaux massifs comme la lithographie [26,29].

3.1.2 Cristaux photoniques bidimensionnels

Les cristaux photoniques 2D sont des matériaux avec une constante diélectrique périodique dans deux directions de l'espace.

La Figure (I.5(b)) représente un modèle de CP 2D constitué d'un réseau carré de trous d'air cylindriques, de profondeur « infinie », percés dans une matrice diélectrique (structure connectée). Par contre, la structure déconnectée est composée d'un réseau périodique de piliers diélectriques dans l'air.

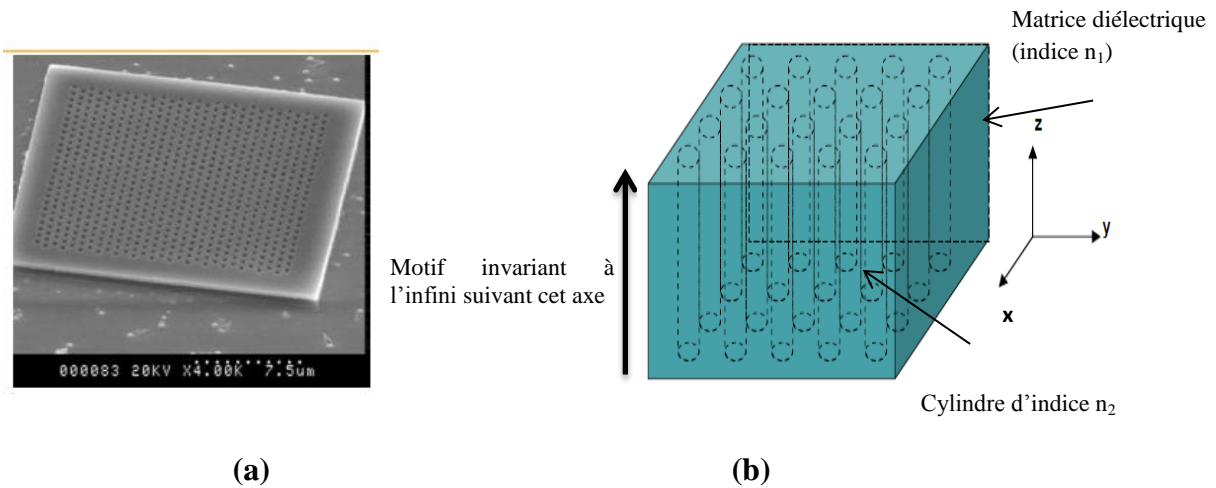


Figure I.5 : (a) CP 2D fabriqué au LPN formé d'un réseau triangulaire de trous d'air percés dans une couche d'AlGaAs vu au MEB. (b) Schéma d'un CP 2D (structure connectée).

Ces trous ou ces cylindres peuvent être arrangés sur différents types de matériaux, suivant différentes configurations : arrangement carré, triangulaire, graphite, etc..., dont dépendent les propriétés dispersives des CPs 2D [30]. Dans notre travail, nous avons traité uniquement le réseau triangulaire de trous d'air cylindriques, percés dans un matériau diélectrique (comme illustré dans la figure I.6).

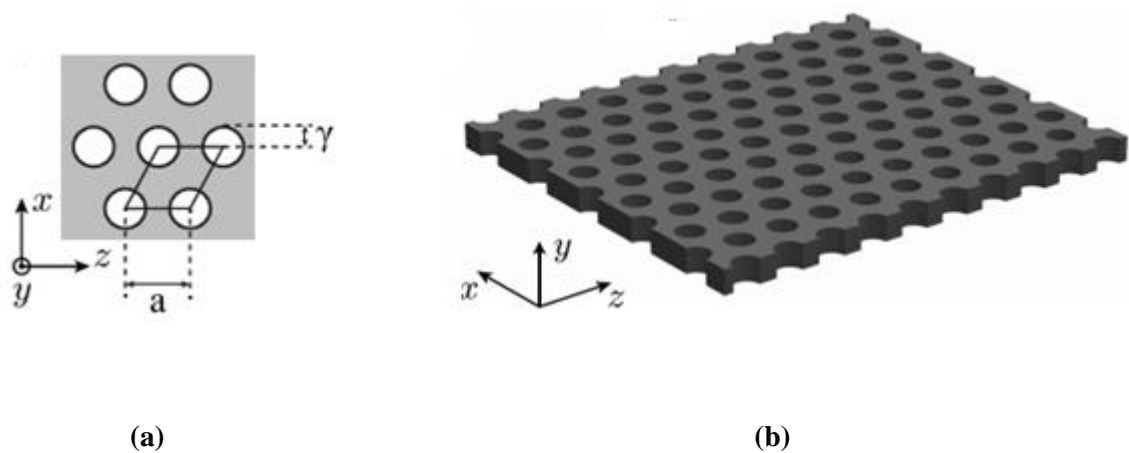


Figure I.6 : Cristal photonique bidimensionnel, composé de trous cylindriques d'air percés dans une matrice diélectrique. (a) Vue de dessus de la matrice de trous à maille triangulaire (Structure avec un paramètre de maille a . le rayon de trous est dénoté γ). (b) Représentation de ce cristal gravé dans une membrane de diélectrique d'épaisseur e .

I. 3.1.3 Cristaux photoniques 2.5 D

Un cristal photonique 2D parfait est supposé être périodique suivant un plan défini (exemple Oxy) et infiniment long dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité (Oz). Il possède donc une bande interdite photonique latérale (dans le plan de périodicité seulement). Or dans la réalité ce type de système n'existe pas puisque les CPs 2D ont une taille déterminée et parallèle à l'axe des trous. Alors pour pallier leur absence de bande interdite (ils possèdent un confinement vertical du champ électromagnétique), les CPs 2D seront insérés entre deux couches de matériaux ayant des indices de réfraction plus faibles, aboutissant à des hétéro-structures (ou bien des CPs planaires (CPP) ou pseudo-2D). La Figure I.7 illustre un réseau de trous cylindriques percés à l'intérieur d'un guide d'onde à saut d'indice et défini par l'empilement de couches d'indices n_1 , n_2 et n_3 tels que $n_2 > (n_1 = n_3)$.

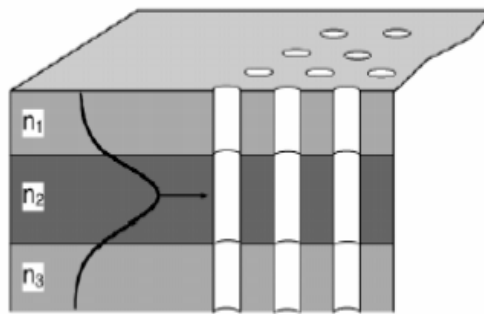


Figure I.7 : Exemple d'un Cristal photonique 2.5 dimension.

Grace à cette technique, on réalise un accroissement de confinement de la lumière dans la direction non périodique par un effet de réflexion interne totale (Figure I.8). La lumière est alors confinée horizontalement par le cristal photonique bidimensionnel et verticalement par un guidage réfractif ; de cette façon on peut simuler des Cps à 3D qui sont difficiles à fabriquer.

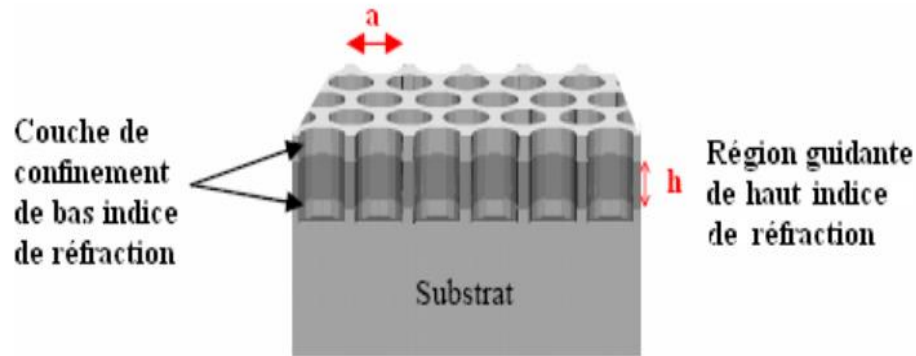


Figure I.8: Représentation schématique d'un cristal photonique planaire composé de trous d'air. Le pas du réseau est « a » et « h » représente l'épaisseur de la couche guidante [31].

Les hétéro-structures d'indice sont classés suivant le contraste d'indice, selon :

A. Approche membranaire (Fort contraste d'indice)

Les confinements à fort contraste d'indice sont généralement obtenus à l'aide :

- d'une membrane semi-conductrice suspendue dans l'air,
- ou une couche de Si déposée sur SiO_2 ,
- ou encore une couche de GaAs déposée sur Al_xO_y [11] (Figure I.9).

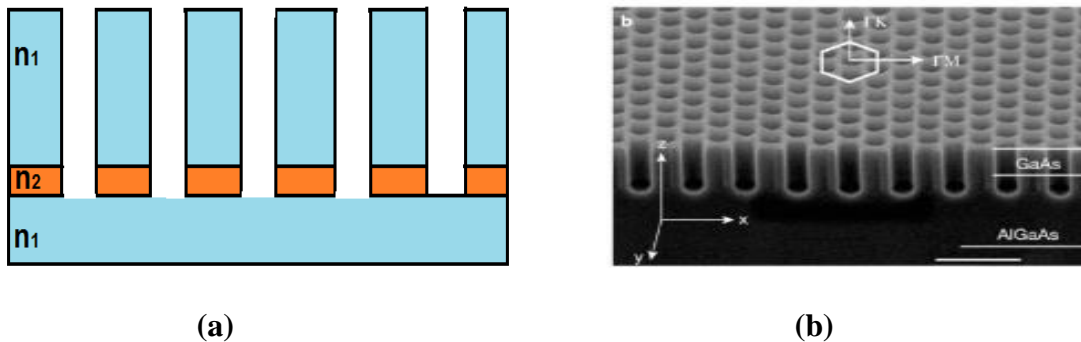


Figure I.9 :(a) Approche membranaire. (b) Image MEB d'une structure photonique à 2D réalisée sur le GaAs [29].

Dans ce cas, le champ reste complètement confiné à l'intérieur de la membrane. Afin d'assurer le caractère monomode, l'épaisseur nécessaire de la membrane est alors de quelques centaines de nanomètres (200 et 400nm) [32]. Il est donc aisé de graver les motifs sur toute l'épaisseur, il n'est pas donc nécessaire de prolonger les motifs dans la profondeur du substrat [32]. Cette technique possède les avantages suivants:

- l'utilisation de structures guidantes de faible épaisseur,
- l'utilisation de techniques de gravure usuelles (Reactive Ion Etching - RIE) [33],
- les contraintes technologiques sont moins drastiques donc aisées à fabriquer (épitaxie de couches minces, lithographie, gravure...).
- compatibles avec les outils de technologies standards issus de la micro-opto-électronique

Elle est aussi adoptée par de nombreux groupes de chercheurs pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée [33, 34, 35, 36].

Par contre, ces structures présentent certains inconvénients tels que:

- le cas de membranes en air sont moins stables mécaniquement
- mauvaise conduction thermique ce qui présente un handicap pour certaines applications notamment celle des lasers.

B. Approche substrat (Faible contraste d'indice)

Si la différence d'indice entre les deux milieux est faible donc $n_2 \approx n_1$ ($\Delta n \approx 0,1-0,2$) [33], la lumière sera alors faiblement confinée dans le guide et les pertes de propagation peuvent être importantes dans certaines situations.

Cette forme est appelée alors une approche substrat et nécessite une gravure profonde afin de conserver un guidage monomode (Figure I.10), l'épaisseur de la couche guidante doit être relativement importante (supérieure au micromètre), malgré ceci, ces structures sont plus solides mécaniquement [11].

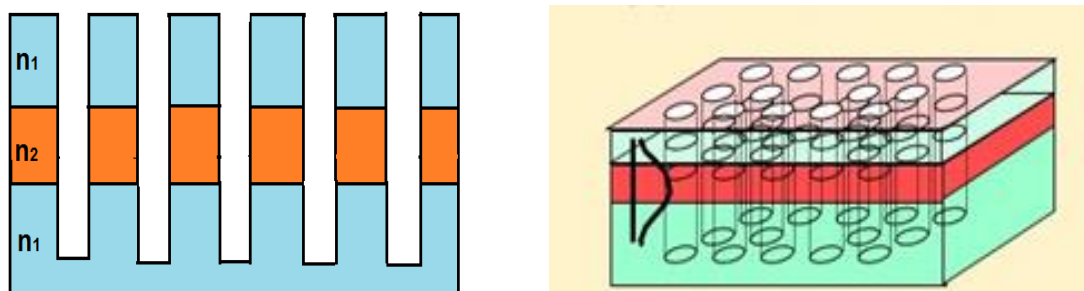


Figure I.10: Approche substrat.

I. 3.1.4 Fabrication des CPs 2D

Il est plus facile de réaliser des cristaux photoniques bidimensionnels dans le domaine des longueurs d'ondes proche de l'Infrarouge ou du visible. Les outils de fabrication issus de la microélectronique permettent de réaliser des structures planaires submicroniques, à partir de semi-conducteur type III-V ou silicium.

Il est à noter que, la technologie des membranes a fait des progrès constants depuis ces dernières années. La fabrication des Cps nécessite des matériaux transparents (dans le domaine du visible ou du proche infrarouge) et de permittivité diélectrique élevée. Alors les semi-conducteurs sont donc les mieux adaptés pour cet usage.

Grace aux développements des techniques de croissance des couches semi conductrices à l'échelle nanométrique, la fabrication des guides à base des cristaux photoniques 2D est devenue possible et contrôlée. En général, le principe de fabrication débute toujours par dessiner le motif périodique dans une résine photoréactive par lithographie électronique, puis de porter ce motif dans une fine couche de semi-conducteur. Enfin le substrat de cette couche est attaqué chimiquement pour ne laisser qu'une membrane. C'est cette approche qui est utilisée par les collaborateurs de l'université de St Andrews.

En pratique, on en distingue deux familles :

- ✓ Les semi-conducteurs de type III-V avec un gap électronique direct procurant de bonnes propriétés optiques, sont financièrement coûteux.
- ✓ les semi-conducteurs IV-IV sont moins coûteux et mieux maîtrisés, mais ils sont peu propices à la fabrication de dispositifs actifs, du fait de leur gap indirect qui leur procure des propriétés médiocres d'émission de lumière [37].

I. 3.1.5 Cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques 3D sont des matériaux avec une constante diélectrique, périodique dans les trois directions de l'espace. Cette structure ouvre une bande interdite photonique dans toutes les directions (omnidirectionnelle), ce qui autorise le contrôle de la propagation de la lumière selon toutes les directions.

Le premier CP-3D réalisé, est formé de sphères de silicium ordonnées sur une structure diamant. Il a été fabriqué par K.M Ho et al. [38]. Mais l'histoire retient la célèbre Ya-blonovite proposée plus tard en 1991 par E.Yablonovitch [39] (Figure I.11). La Ya-blonovite, a été fabriquée en perçant chaque trou dans un bloc de plexiglas suivant trois angles

azimutaux de 120° et faisant un angle de 35° par rapport à la normale [40]. C'est une structure 3D conçue pour opérer en régime micro-ondes, où la périodicité nécessaire est beaucoup plus grande.

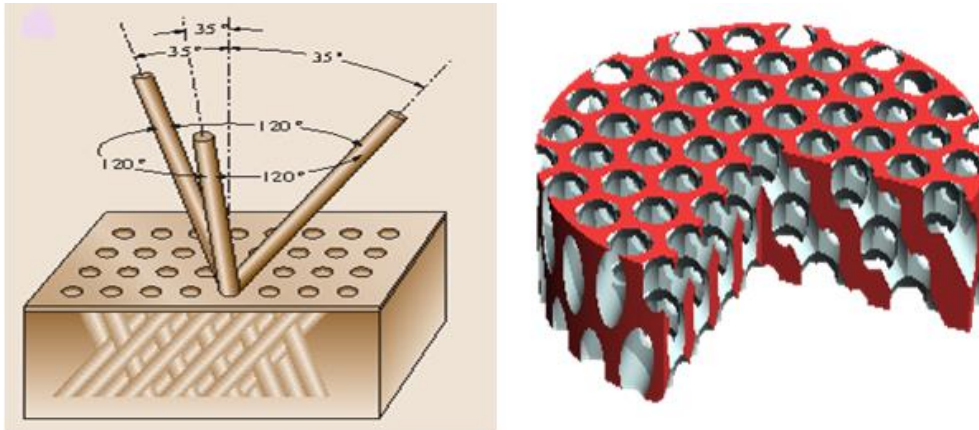


Figure I.11. Structure « La Ya-blonovite ».

Il existe différentes structures 3D, on cite comme exemple :

1. Structures « Tas de bois »

Les structures «tas de bois» sont des CPs 3D à bandes interdites complètes dans le domaine optique [41], [42], [43]. Elles sont obtenues [44], en déposant successivement des rubans de silicium poly cristallin dans des tranchées de silice (Figure I.12). La silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D Si/air après avoir réalisé la structure, avec un contraste d'indice très élevé permettant d'ouvrir une bande interdite photonique omnidirectionnelle.

2. Structures « Opales »

Une autre catégorie de CP 3D, basée sur l'organisation d'atomes sphériques, a été beaucoup étudiée. Il s'agit des structures en opales et opales inversées [45], [46]. La structure la plus intéressante à étudier est l'opale inversée (Figure I.13), car elle présente, contrairement au réseau cubique à face centrée de sphères, des bandes d'énergies interdites complètes.

Le problème majeur de ce type de structure est leur complexité, ce qui rend leurs méthodes de fabrication très délicates malgré des avancées remarquables dans le domaine de la nanotechnologie. Il paraît encore difficile d'envisager leur intégration en tant que composants dans des circuits photoniques intégrés [33].

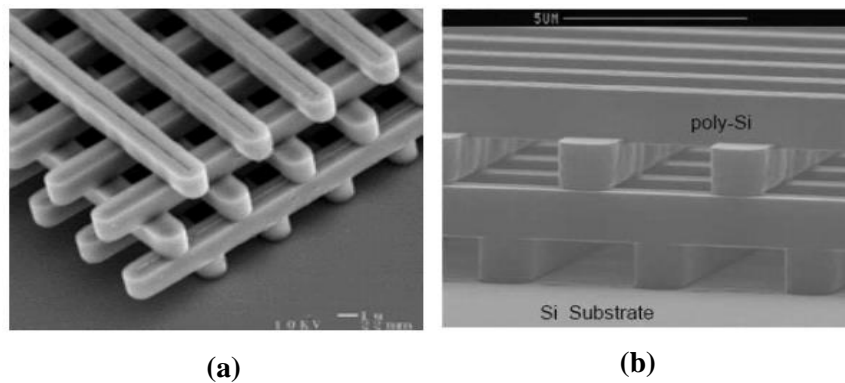


Figure I.12 : (a) Structures « tas de bois ». (b) Images MEB d'une structure fabriquée par lithographie UV dans du silicium [44].

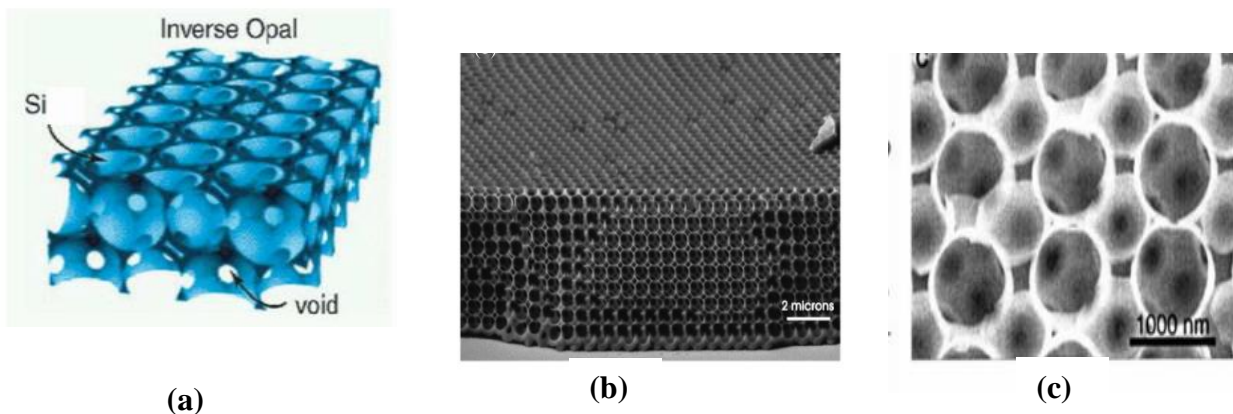


Figure I. 13: (a) Représentation schématique d'une opale inversée à base de Silicium. (b) Image MEB d'une structure en opale inversée en silicium. La bande interdite est centrée autour de la longueur d'onde $1.31\mu\text{m}$ [42- 44]. (c) Image MEB d'un CP 3D de type opale inversée [47].

La recherche sur les cristaux photoniques a été au départ motivée par la recherche d'un tel matériau 3D, mais petit à petit, les cristaux photoniques 2D qui sont plus faciles à réaliser, sont passés au premier plan.

I. 3.2 Maille élémentaire des CPs-2.5 D

Les cristaux photoniques 2D planaires sont formés d'un réseau de trous d'air insérés dans une hétérostructure guidante. Diverses configurations de réseaux de trous ont été rapportées sur différents types de matériaux.

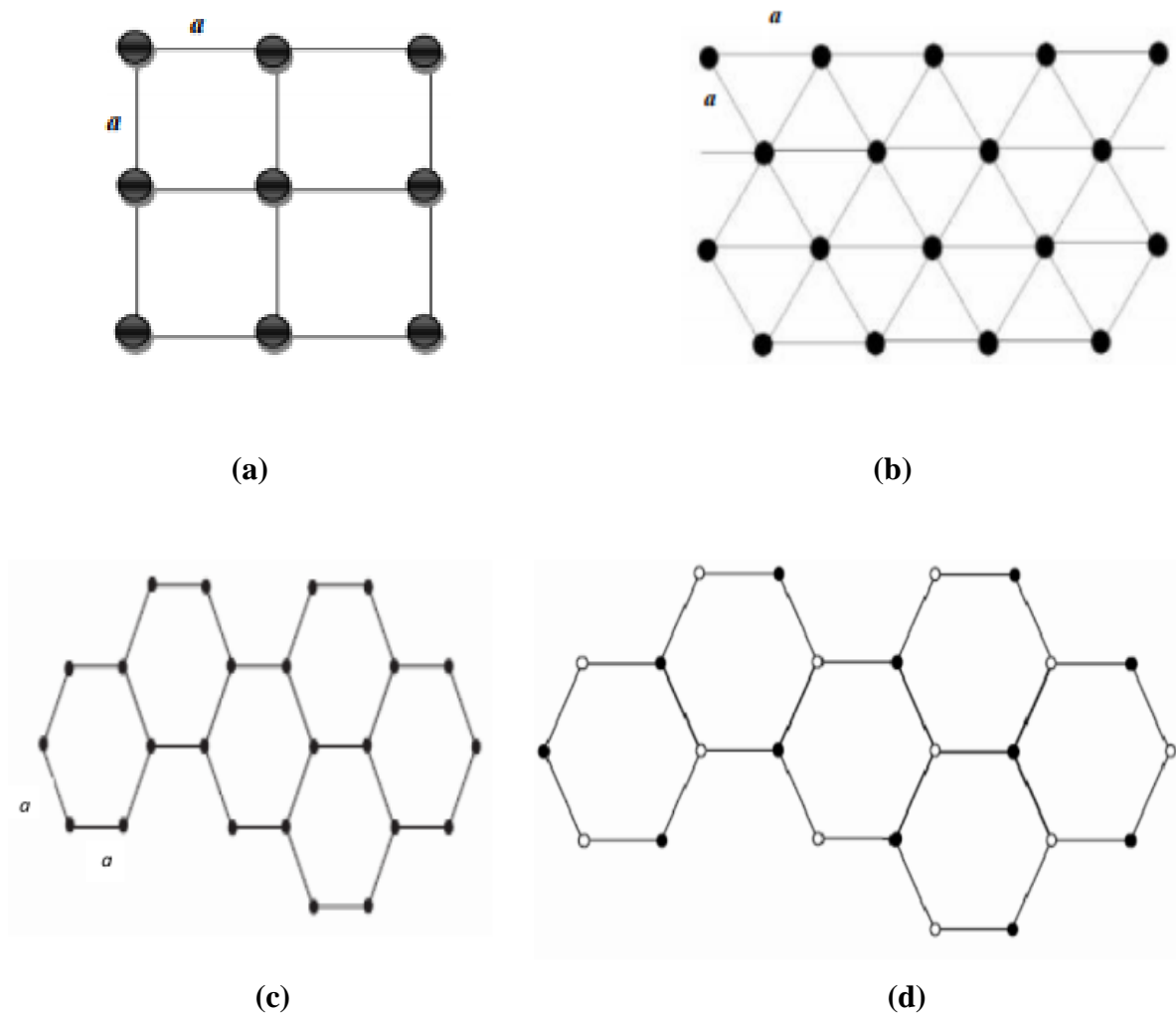


Figure I. 14: Les différentes structures d'un CP 2D : (a) carrée, (b) triangulaire, (c) hexagonale (Graphite), (d) hexagonale (Nitrure de Bore).

La Figure I.14 illustre des structures cristallines 2D périodiques ayant des mailles élémentaires différentes.

La Figure I.14 (a) présente une structure dont les nœuds du réseau direct sont situés sur un carré de côté « a ». Pour ce type de réseau il est difficile d'obtenir une bande interdite totale quelle que soit la polarisation [48].

Selon Figure I.14 (b), les nœuds du réseau direct sont équidistants d'une distance « a ». La bande interdite complète reste difficile à obtenir pour cette structure en comparaison avec le réseau carré.

Si tous les nœuds dans le réseau hexagonal sont identiques (chimiquement) et espacés de « a », cette structure est dite **graphite** (similaire à la structure cristalline du Graphite illustrée sur la Figure I.14 (c)).

Si un nœud diffère de son suivant par sa nature ou sa dimension, on obtient ainsi une structure cristalline du Nitrure de Bore (Figure I.14 (d)). Celle-ci permet d'obtenir de larges bandes interdites.

I.4. Formulation théorique

I. 4.1 Equations de Maxwell pour les Cristaux photoniques

L'étude des cristaux photoniques et leurs propriétés se basent sur la connaissance du comportement de la lumière dans les matériaux à bande interdite photonique. Ces nanostructures périodiques sont régies par les équations de Maxwell, qui modélisent les relations charges, déplacements, champs électrique et magnétique.

Les propriétés optiques d'un matériau dépendent de:

- la fréquence de la lumière
- la polarisation
- la direction de propagation

Dans le domaine de l'optique non linéaire, elles peuvent aussi dépendre de:

- l'amplitude lumineuse forte provoquant ainsi l'apparition de nouvelles fréquences.

Dans les milieux diélectriques, les électrons sont fortement liés entre eux malgré une certaine "élasticité". En présence d'un champ électrique extérieur, ces charges ont un mouvement transitoire qui les éloigne légèrement de leur position d'origine (considéré comme centre fixe). Ces petits déplacements se traduisent par l'apparition dans la matière de moments dipolaires électriques induits, autrement dit polarisation [49].

Pour les ondes planes monochromatiques, la polarisation et le vecteur déplacement sont liés par les relations suivantes:

$$\vec{D}(\omega) = \varepsilon_0 \vec{E}(\omega) + \vec{P} \quad (\text{I. 1})$$

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}(\omega) \quad (\text{I. 2})$$

$$\vec{D}(\omega) = \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E}(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}(\omega) \quad (\text{I. 3})$$

Où \vec{E} représente le champ électrique, \vec{D} le déplacement électrique, \vec{P} le vecteur polarisation, χ susceptibilité électrique, ϵ_0 et ϵ_r respectivement la permittivité diélectrique du vide et permittivité relative du milieu.

Si la réponse du milieu est non linéaire, on généralise la relation par un développement limité en posant:

$$\vec{P} = \vec{P}^1 + \vec{P}^2 + \vec{P}^3 \quad (\text{I. 4})$$

Avec

$$\vec{P}^1 \text{ représente la polarisation linéaire d'ordre 1} \quad \vec{P}^1 = \epsilon_0 \chi \vec{E}$$

$$\vec{P}^2 \text{ représente la polarisation linéaire d'ordre 2} \quad \vec{P}^2 = \epsilon_0 \chi \vec{E}^2$$

$$\vec{P}^3 \text{ représente la polarisation linéaire d'ordre 3} \quad \vec{P}^3 = \epsilon_0 \chi \vec{E}^3$$

L'équation de Maxwell-Faraday est donnée par l'équation (I. 5)

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (\text{I. 5})$$

L'équation de Maxwell-Ampère est donnée par l'équation (I. 6)

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J} \quad (\text{I. 6})$$

L'équation de Maxwell-Gauss est donnée par l'équation (I. 7):

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I. 7})$$

Et l'équation de conservation du flux magnétique est donnée par l'équation (I. 8)

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{I. 8})$$

Où \vec{B} représente l'induction magnétique, \vec{H} le champ magnétique, \vec{J} la densité du courant de conduction (dû aux électrons libres) et ρ la densité de charge électrique.

Le milieu étant diélectrique J et ρ sont supposées nuls.

L'opérateur $\vec{\nabla}$ en coordonnées cartésiennes s'écrit:

$$\vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (\text{I. 9})$$

Après manipulation des équations précédentes, on obtient l'équation de propagation pour le champ électrique donnée par l'équation (I. 10).

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (\text{I. 10})$$

Avec : c étant la célérité de la lumière dans le vide définie comme:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (\text{I. 11})$$

Où : μ_0 est la perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$).

\vec{P} représente la polarisation donnée par l'équation (I. 12).

$$\vec{P} = \vec{P}_l + \vec{P}_{nl} \quad (\text{I. 12})$$

Nous allons effectuer quelques transformations sur l'équation (I. 10) pour mettre en évidence l'effet de la polarisation non linéaire ;

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 (\vec{P}_l + \vec{P}_{nl})}{\partial t^2} \quad (\text{I. 13})$$

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_l}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{nl}}{\partial t^2} \quad (\text{I. 14})$$

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial^2 \vec{P}_l}{\partial t^2} \right) = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{nl}}{\partial t^2} \quad (\text{I. 15})$$

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial^2 \epsilon_0 \chi \vec{E}}{\partial t^2} \right) = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{nl}}{\partial t^2} \quad (\text{I. 16})$$

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} (1 + \chi) = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{nl}}{\partial t^2} \quad (\text{I. 17})$$

On trouve finalement l'expression suivante:

$$\Delta \vec{E} - \frac{\epsilon_r}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{nl}}{\partial t^2} \quad (\text{I. 18})$$

On observe dans l'équation de propagation du champ électrique le terme de la polarisation non linéaire (si la lumière devient plus intense, les propriétés optiques commencent à dépendre de l'intensité), c'est le domaine de l'optique non linéaire. Cependant, en général, les ondes lumineuses sont de faible intensité et n'interagissent pas entre elles lorsqu'elles pénètrent et se propagent dans un milieu, c'est le domaine de l'optique linéaire ce qui nous permet de négliger le terme non linéaire.

Pour de nombreux matériaux diélectriques, il est souvent raisonnable de poser les approximations suivantes :

- ✓ les champs sont assez faibles alors le terme non linéaire disparaît ($\vec{P}_{nl} \rightarrow 0$).

- ✓ la constante diélectrique est supposée indépendante de la fréquence, du moins dans la gamme de fréquence qui nous intéresse pour le système considéré.
- ✓ on s'intéresse uniquement à des matériaux diélectriques à faibles pertes c'est-à-dire on considère que la constante diélectrique est purement réelle.

Par conséquent l'équation (I. 18) devient :

$$\Delta \vec{E} - \frac{\epsilon_r}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I. 19})$$

Etant donné que les équations de Maxwell sont linéaires, il est possible de séparer la dépendance temporelle de la dépendance spatiale :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (\text{I. 20})$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (\text{I. 21})$$

Ces deux grandeurs sont les solutions d'ondulations harmoniques de longueur d'onde λ :

$$\lambda = \frac{2\pi}{c} \quad (\text{I. 22})$$

En injectant l'expression du champ électrique (eq. I. 21) dans l'équation (1.19), on obtient:

$$\Delta \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{I. 23})$$

Cette équation de propagation d'onde (champ électrique) peut s'écrire autrement :

$$\vec{\nabla} \times \left[\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) \right] = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I. 24})$$

I. 4. 2 Analogie Electron-Photon

Un photon qui se propage dans un cristal photonique équivaut à un électron qui se déplace dans un cristal semi-conducteur (SCs) [49]. Cette analogie électron-photon découle de la similitude entre l'équation de Schrödinger modélisant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel électrostatique périodique et les équations de Maxwell, décrivant la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau de constante diélectrique ϵ périodique.

L'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$ d'un électron dans un potentiel V s'écrit [50, 51]:

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) = - \frac{2m}{\hbar^2} (U - V(\vec{r})) \psi(\vec{r}) \quad (\text{1.25})$$

Où :

U est l'énergie de l'électron et m sa masse et h représente la constante de Planck ($h = 6.62607015 \cdot 10^{-34}$ J s).

\hbar représente la constante de Planck réduite qui est égale à $\frac{h}{2\pi}$.

\vec{r} est le vecteur de position.

$V(\vec{r})$ est le potentiel.

De même pour le champ électrique \vec{E} l'équation de propagation d'une onde électromagnétique monochromatique le champ magnétique \vec{H} en régime linéaire dans un matériau avec $\varepsilon_r(\vec{r})$ est donnée par l'équation (I.26).

$$\vec{\nabla} \times [\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})] = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{I.26})$$

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

L'équation (I.26) est analogue à l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal. $\vec{H}(\vec{r})$ (ou $\vec{E}(\vec{r})$) étant l'analogue électromagnétique de la fonction d'onde $\psi(\vec{r})$ et $\varepsilon_r(\vec{r})$ étant l'analogue du potentiel atomique $V(\vec{r})$.

En comparant les équations de Maxwell pour les photons dans un milieu homogène, isotrope non magnétique en l'absence de charges électriques avec l'équation de Schrödinger, nous remarquons que la permittivité diélectrique du milieu $\varepsilon(r)$ joue un rôle analogue pour les photons au potentiel atomique périodique $V(r)$ que subissent les électrons.

Les équations (I.25) et (I.26) aboutissent à des systèmes à vecteurs et valeurs propres. L'équation (I.25) donne les valeurs possibles de l'énergie U d'un électron se déplaçant librement dans un potentiel ainsi que les fonctions d'onde associées. L'équation (I.26) donne les valeurs probables d'une fréquence ω d'une onde se propageant dans un matériau en l'absence d'excitation extérieure et les amplitudes des champs associés.

L'analogie entre l'électron dans un réseau cristallin et le photon dans un cristal photonique est résumée dans le tableau I.1. De cette similitude découle des propriétés similaires pour les deux systèmes. De même, des bandes interdites en énergie pour les électrons apparaissent entraînés par la périodicité du potentiel cristallin d'un semi-conducteur.

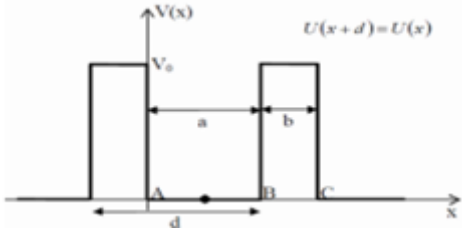
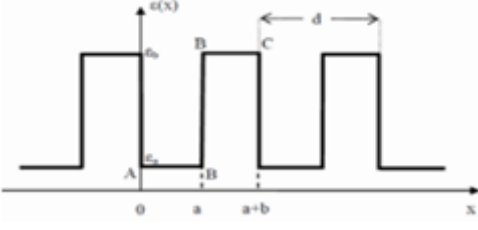
	Equation de Schrödinger (électron)	Equation de Maxwell (photon)
Champ	$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r})e^{i\omega t}$	$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t}$
Grandeur Caractéristique e	$V(\vec{r})$	$\epsilon(\vec{r})$
Opérateur Hermitien	$H = \frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\vec{r})$	$\theta = \vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \right)$
Equation aux Valeurs propres	$H\psi = E\psi$	$\theta \vec{H} = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \right) \vec{H}$
Périodicité	 <p>Puits de potentiel électrique carré périodique</p>	 <p>permittivité diélectrique périodique</p>

Tableau I.1 Résumé de l’analogie électron-photon

La variation périodique de $\epsilon(\mathbf{r})$ permettrait l’apparition des bandes interdites pour les photons appelées « Bandes Interdites Photoniques (BIPs) ». Ces bandes interdisent la propagation de la lumière dans le cristal photonique, raisonnement déjà connu pour les bandes interdites électroniques dans les SCs où l’énergie de l’électron ne peut pas être incluse dans ces bandes interdites [52]. De même qu’en dopant un semi-conducteur en ajoutant des impuretés, on rompt la périodicité du potentiel et on peut faire apparaître des niveaux d’énergie permis dans la bande interdite, en introduisant un défaut dans la périodicité d’un cristal photonique, on peut faire apparaître un mode localisé dans la bande interdite, c’est-à-dire une fréquence de propagation permise dans la bande interdite photonique [53].

L'analogie électron-photon nous permet d'appliquer les outils et les concepts développés en physique du solide (notions de réseau réciproque, de zone de Brillouin et le théorème de Bloch) pour la résolution de l'équation d'onde.

I. 5. Relation de dispersion et diagramme de bandes

La dispersion est définie à partir de la relation mathématique entre la pulsation ω et le vecteur d'onde \vec{k} , elle est représentée comme la fonction $\omega(\vec{k})$. Elle caractérise le milieu de propagation d'onde et donne des informations sur la propagation de la lumière.

Pour les Cps bidimensionnels, la relation de dispersion dépend de la polarisation de la lumière. Il existe deux types de propagation:

- ✓ dans le plan (in-plane avec $k_z=0$)
- ✓ hors plan (off-plane avec $k_z \neq 0$),

Avec : z et k_z sont respectivement l'axe parallèle aux cylindres (trous) et la constante de propagation suivant cet axe (Figure I.15).

En propagation in-plane, on distingue deux modes de polarisation pour les ondes électromagnétiques:

- ✓ Polarisation Transverse Electric TE où le champ magnétique et le champ électrique sont respectivement dans le plan de propagation et perpendiculaires au plan de propagation, (\vec{H} est orienté dans le plan de périodicité et le champ \vec{E} n'a qu'une composante normale au plan. Le champ est de la forme (H_x, H_y, E_z)).
- ✓ Polarisation Transverse Magnétique TM où le champ électrique et le champ magnétique sont respectivement dans le plan de propagation et perpendiculaires au plan de propagation. Le champ est de la forme (E_x, E_y, H_z)

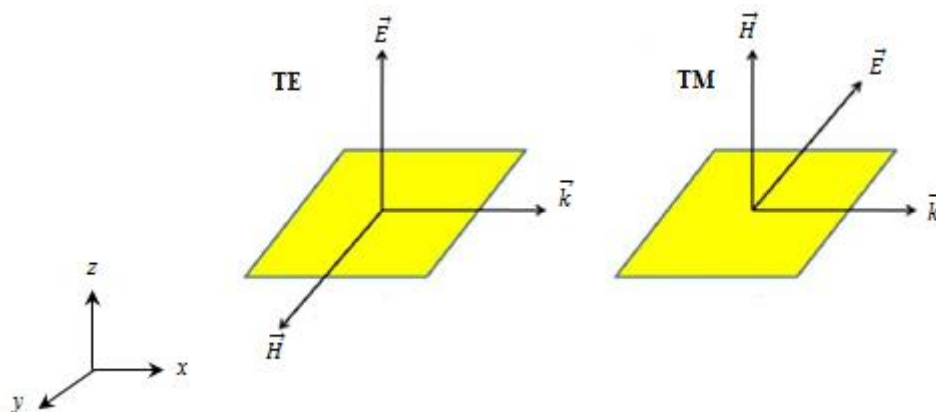


Figure I.15 : Représentation de deux modes de polarisation TE et TM pour les Cps bidimensionnel, propagation selon x .

Le comportement fréquentiel peut être différent, selon la polarisation. Le taux de remplissage de la structure, le motif élémentaire et le contraste d'indice Δn des deux milieux qui composent le CP-2D sont responsables de l'apparition de bandes interdites, de leur largeur et de leur position.

L'analyse et étude des matériaux à BIP 2D est possible à partir du calcul des paramètres des structures (période et rayon des trous) grâce aux diagrammes des bandes photoniques bidimensionnels.

I. 5.1 Théorème de Floquet- Bloch

Énoncé en 1928, le théorème de Bloch est initialement utilisé pour décrire les fonctions d'ondes électroniques dans un potentiel périodique. Le théorème est énoncé de la façon suivante [41, 42] : les fonctions d'ondes $\psi(\vec{r})$ au sein d'un potentiel périodique de période r_0 s'écrivent

$$\psi(\vec{r}) = u_k(\vec{r})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (\text{I. 29})$$

Avec : u_k représente une fonction périodique de période r_0 telle que :

$$u_k(\vec{r}) = u_k(\vec{r} + r_0) \quad (\text{I. 30})$$

Les fonctions d'ondes des électrons dans un cristal parfait (périodique, infini, sans défaut...) sont donc simplement le produit entre une onde plane et une fonction périodique. L'intérêt majeur de ce théorème est que seules les valeurs se reproduisant dans les autres mailles sont nécessaires pour la maille élémentaire du cristal. Les vecteurs \vec{k} sont appelés vecteurs de Bloch et les fonctions d'ondes sont appelées fonctions de Bloch.

La fonction d'onde s'écrit alors comme le produit d'une fonction périodique dans l'espace direct de période r_0 et d'un vecteur d'onde \vec{k} , appartenant à la première zone de Brillouin. On peut donc obtenir la réponse d'un cristal infini en ayant uniquement calculé le comportement du cristal dans sa première zone de Brillouin.

Comme nous avons cité précédemment par analogie à l'équation de Schrödinger, les valeurs propres de la constante diélectrique ε jouent mathématiquement le rôle d'un potentiel. Ce qui nous permet de dire que la constante diélectrique est une fonction périodique suivant une, deux ou trois directions de l'espace, et elle est invariante selon les autres directions. On peut donc associer à un cristal photonique suivant la dimensionnalité de la structure, une fonction diélectrique périodique :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{R}) \quad (\text{I. 31})$$

Le vecteur \vec{R} est une combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau direct \vec{a}_l (vecteur du réseau direct).

$$\vec{R} = l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 + n\vec{a}_3 \quad (\text{I. 32})$$

Avec : l, m, n : entiers.

Cette grandeur étant invariante par translation d'un vecteur du réseau direct, $\varepsilon(\vec{r})$ peut se décomposer en séries de Fourier [33].

I.5.2 Méthode de décomposition en ondes planes

Compte tenu de la périodicité de $\varepsilon_r(\vec{r})$, les équations (I.24) et (I.26) se résolvent en décomposant la norme complexe $\vec{E}(\vec{r})$, $\vec{H}(\vec{r})$ et $\varepsilon(\vec{r})$ en ondes planes (série de Fourier spatiale) [8], [41] de la forme:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t} = \vec{E}_{k_n}(\vec{r}) e^{i\omega t} \quad (\text{I. 33})$$

Et

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t} = \vec{H}_{k_n}(\vec{r}) e^{i\omega t} \quad (\text{I. 34})$$

Compte tenu de la périodicité de la constante diélectrique $\varepsilon_r(\vec{r})$, les champs électrique et magnétique satisfont le théorème de Bloch et s'écrivent de la forme décomposée suivante :

$$\vec{E}_{k_n}(\vec{r}) = \vec{u}_{k_n}(\vec{r})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (\text{I. 35})$$

$$\vec{H}_{k_n}(\vec{r}) = \vec{v}_{k_n}(\vec{r})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (\text{I. 36})$$

Avec : $\vec{u}_{k_n}(\vec{r})$ et $\vec{v}_{k_n}(\vec{r})$ sont des fonctions vectorielles périodiques.

Après avoir développé $\varepsilon_r(\vec{r})$, $\vec{u}_k(\vec{r})$, $\vec{v}_k(\vec{r})$ en série de Fourier, il vient :

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}} (\varepsilon_r)^{-1}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \quad (\text{I. 37})$$

$$\vec{E}_{k_n}(\vec{r}) = \vec{u}_{k_n}(\vec{r})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} \vec{u}_k(\vec{G}) e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} \vec{u}_{k_n}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G}+\vec{k})\cdot\vec{r}} \quad (\text{I. 38})$$

$$\vec{H}_{k_n}(\vec{r}) = \vec{v}_{k_n}(\vec{r})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} \vec{v}_k(\vec{G}) e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} \vec{v}_{k_n}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G}+\vec{k})\cdot\vec{r}} \quad (\text{I. 39})$$

Où :

\vec{G} est le vecteur du réseau réciproque :

$$\vec{G} = l_1\vec{b}_1 + l_2\vec{b}_2 + l_3\vec{b}_3 \quad (\text{I. 40})$$

Avec : l_i sont des entiers ($i=1, 2, 3$).

$\{b_i\}$ est la base du réseau réciproque.

$\vec{u}_{k_n}(\vec{G}), \vec{v}_{k_n}(\vec{G})$ sont les coefficients de Fourier de $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$.

On peut remarquer que le développement de $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ peut s'écrire comme une somme d'ondes planes (d'où le nom de la méthode).

En injectant les équations (I.38) et (I.39) dans les équations de propagation (I.24) et (I.26), nous obtenons les égalités suivantes :

$$(\vec{k} + \vec{G}') \cdot ((\vec{k} + \vec{G}') \cdot \vec{E}_{k_n}(\vec{G})) = \frac{\omega_n(\vec{k})^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon_r^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') \cdot \vec{E}_{k_n}(\vec{G}') \quad (I.41)$$

$$(\vec{k} + \vec{G}') \cdot ((\vec{k} + \vec{G}') \cdot \vec{H}_{k_n}(\vec{G})) = \frac{\omega_n(\vec{k})^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon_r^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') \cdot \vec{H}_{k_n}(\vec{G}') \quad (I.42)$$

La résolution de ces équations permet d'obtenir une série de fréquences propres ω_k pour chaque valeur du vecteur d'onde \vec{k} , limités à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin. Les courbes de dispersion du cristal photonique sont alors obtenues.

D'une manière générale, quand les vecteurs \vec{k} décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences $\omega_n(\vec{k})$ (n servant à numéroter les valeurs propres) recouvrent en continu le spectre d'énergie. Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode $\omega_n(\vec{k})$ n'est accessible ce sont les bandes interdites photoniques(BIP).

Les modes propres du champ électromagnétiques se propagent dans les CPs sont appelés les modes du Bloch également par analogie qu'avec la physique du solide.

Les valeurs propres $\lambda_n(\vec{k})$ sont reliées aux fréquences propres du cristal par la relation :

$$\lambda_n(\vec{k}) = \left(\frac{\omega_n(\vec{k})}{c} \right)^2 \quad (I.43)$$

Donc la structure de bandes du cristal photonique étudié (diagramme de bandes) est constituée par le tracé graphique des courbes de dispersion des fréquences propres $\omega_n(\vec{k})$ des modes optiques du CP. Cette structure de bande donne une « cartographie » de tous les états électromagnétiques existants dans la structure photonique [39].

I.5.3 Loi d'échelle

Une des propriétés des cristaux photoniques est qu'ils obéissent à une loi d'échelle qui simplifie leur étude [30], [31]. Cette propriété concerne les dimensions de la fréquence ω et du vecteur \vec{k} dans la structure de bandes. En effet, si l'on réduit d'un facteur d'échelle s les distances caractéristiques \vec{r} de la constante diélectrique $\varepsilon(\vec{r})$, les solutions des équations de propagation (I.24) et (I.26) sont réduites de ce même facteur s . Par conséquent les relations de dispersion des cristaux photoniques sont ainsi représentées en unités normalisées par la période « a » du réseau réel.

Les coordonnées réduites (ou normalisées) pour les fréquences et les vecteurs d'onde sont définies par :

$$f_{réduite} = \omega \frac{a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} \quad (\text{I. 44})$$

$$k_{réduite} = k \frac{a}{2\pi} \quad (\text{I. 45})$$

Où : $\omega_{réduite}$ et $k_{réduite}$ représentent respectivement la pulsation et le vecteur d'onde normalisés.

C est la célérité de la lumière dans le vide ($C=3.10^8$ m/s).

Dans ce qui suit nous rappelons la notion du réseau réciproque et de la zone de Brillouin.

I.5.4 Réseau direct et réseau réciproque

Un réseau cristallin est constitué par la répétition périodique dans les trois dimensions de l'espace d'une maille élémentaire. Les vecteurs primitifs de la maille élémentaire définissent une base $\{a_i\}$ qui engendre l'espace réel. Cependant, il a été établi que l'étude de telles structures est largement simplifiée si l'on se projette dans l'espace réciproque [39, 48], où la manière de décrire le cristal est analogue à celle utilisée dans l'espace réel. Donc, on utilise une base réciproque définie à partir des vecteurs de base du réseau direct, correspondant au réseau du cristal photonique dans l'espace physique, grâce à la transformation:

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi \delta_{ij} \quad (\text{I. 46})$$

Avec : \vec{a}_i et \vec{b}_j représentent respectivement les vecteurs de base du réseau direct et réciproque.

δ_{ij} : le symbole de Kronecker.

Cette base définira la zone de Brillouin dans l'espace des vecteurs d'onde (réseau réciproque) afin de représenter les courbes de dispersion.

I.5.4.1 La zone de Brillouin

C'est une région divisant l'espace réciproque associé au cristal. Il en existe une infinité et peuvent être définies à l'aide des plans de Bragg qui sont les plans médiateurs de l'ensemble des vecteurs formés par des combinaisons linéaires des vecteurs du réseau réciproque [39, 54]. La première zone de Brillouin est le plus petit volume entièrement compris entre les plans médiateurs des segments (lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins) du réseau réciproque tracés à partir de l'origine.

Elle peut être obtenue de la manière suivante:

- Joindre un nœud du réseau à ses voisins les plus proches (premiers voisins).
- Tracer les plans médiateurs de ces segments.

Alors la plus petite aire saisie par ces médiatrices représente la zone de Brillouin (figure I.16) [39, 55], et la première zone de Brillouin est la cellule élémentaire de l'espace réciproque où les points sont les plus proches de l'origine que tous les autres points du réseau périodique.

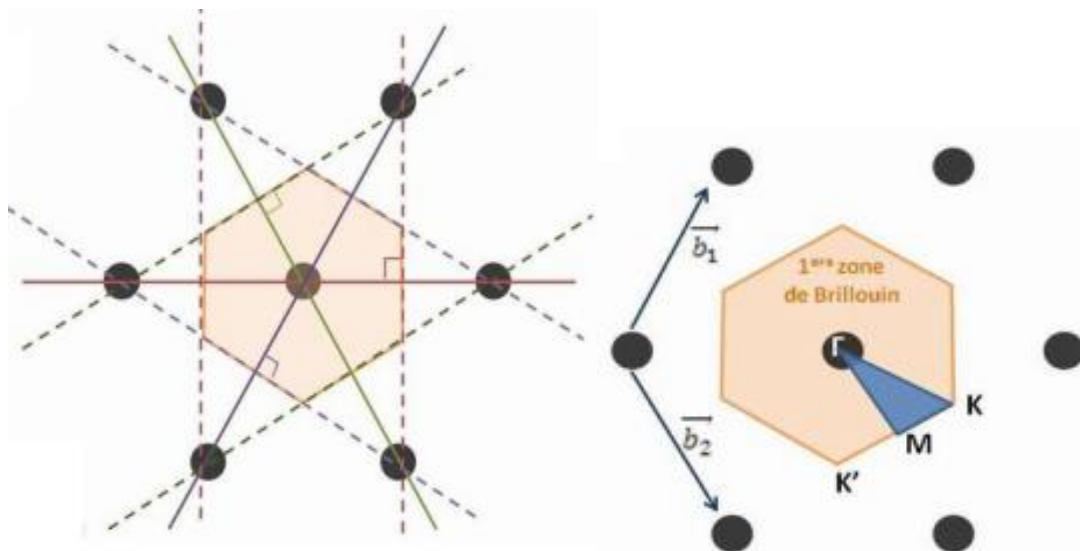


Figure I. 16: Construction de la zone de Brillouin pour un cristal photonique de réseau triangulaire, et représentation des points de hautes symétries de la première zone de Brillouin irréductible (Γ , M, K).

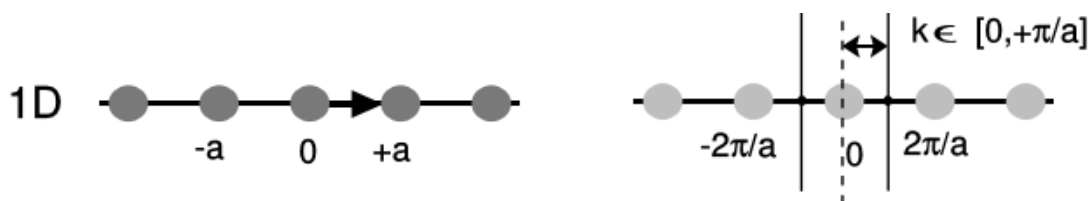
Parcourir cette zone par les points de haute symétrie équivaut à se déplacer dans toute la structure périodique et dans toutes les directions.

Pour telle structure périodique 2D, la définition du diagramme de bandes consistera à tracer les courbes de dispersion $\omega_n(k)$ qui représente la variation de la fréquence des modes en fonction du module du vecteur d'onde \vec{k} qui parcourt le périmètre du triangle de la zone de Brillouin irréductible. Donc Il est possible de réduire la zone d'étude de l'espace réciproque : on définit en effet la zone de Brillouin irréductible qui est la zone de Brillouin réduite par les symétries du groupe ponctuel auquel appartient la maille. Dans le cas du réseau carré, un triangle représente la zone de Brillouin irréductible avec comme sommets les points de haute symétrie de l'espace réciproque Γ , M et X (Figure I.17 (b)). Dans le cas du réseau triangulaire, un triangle représente la zone de Brillouin irréductible avec comme sommets les points de haute symétrie de l'espace réciproque Γ , M et K (Figure I.17 (c)). Le vecteur d'onde parcourt ainsi les directions de plus haute symétrie: ΓM , ΓX et XM pour le réseau carré, et ΓM , ΓK et KM pour le réseau triangulaire.

Pour obtenir les fréquences autorisées qui se propagent dans le cristal photonique, nous balayons un vecteur d'onde (k_x, k_y) à la bordure de la première zone de Brillouin pour chaque type de réseau. Le passage de l'espace direct vers l'espace réciproque dans le cas des réseaux (1D) et (2D) (cristal planaire à maille carré ou triangulaire) est bien illustré sur la figure I. 17

Afin de représenter l'ensemble des courbes de dispersion du cristal, il suffit de faire évoluer \vec{k} dans un domaine réduit appelé zone de Brillouin irréductible. Pour mieux comprendre, nous prenons l'exemple du cas monodimensionnel de la figure I.17. (a). La première zone de Brillouin est l'intervalle $[-\pi/a, +\pi/a]$, mais on peut remarquer que si une onde de vecteur \vec{k} et de fréquence ω est solution du problème, la symétrie du système nous dit que l'onde se propageant en sens opposé, de vecteur $-\vec{k}$ l'est aussi. On peut donc restreindre l'étude à un intervalle $[0, +\pi/a]$. C'est cette zone que nous l'avons nommé zone de Brillouin irréductible.

L'intérêt majeur de cette simplification du domaine d'étude pour les structures périodiques allège l'appel aux ressources mémoire et le temps de calcul.



(a)

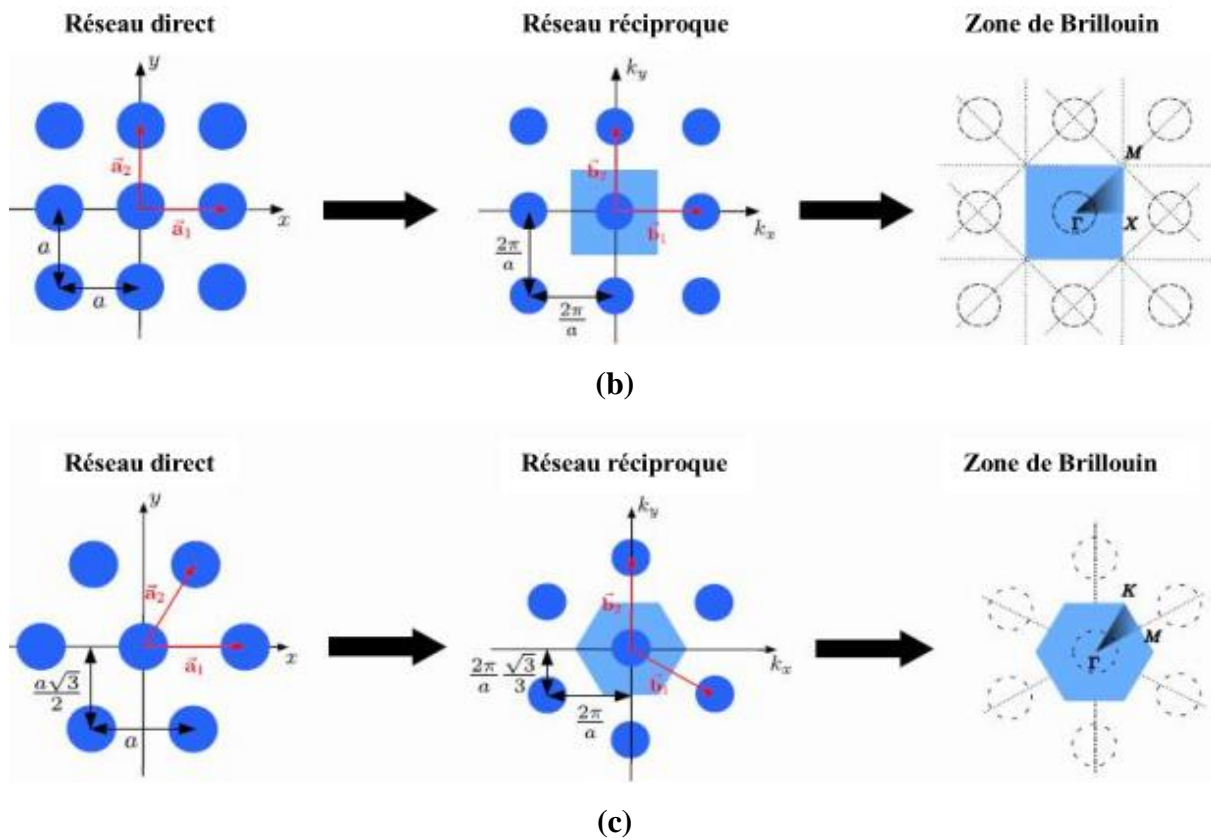


Figure I. 17: Schéma représentant le passage du réseau réel vers le réseau réciproque avec la première zone de Brillouin associée pour un cristal photonique. (a) réseau unidimensionnel, (b) réseau bidimensionnel à maille carrée, (c) réseau bidimensionnel à maille triangulaire.

I.5.5 Facteur de remplissage en air

Le facteur de remplissage en air f d'un CP-2D est : le rapport entre l'aire occupée par le motif et la surface de la maille élémentaire du réseau considéré [56, 57], il est donné par la relation suivante (I. 40) :

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{maille élémentaire}}} \tag{I. 47}$$

Le facteur de remplissage en air dans un cristal carré de période a et à motifs circulaires de rayon r est donné par :

$$f = \frac{\pi r^2}{a^2} \tag{I. 48}$$

Dans le cas de motifs circulaires de rayon r dans un cristal 2D triangulaire de période a , le facteur de remplissage dans l'air est :

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \tag{I. 49}$$

Les propriétés géométriques élémentaires des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires à motifs circulaires sont résumées dans le Tableau I. 2.

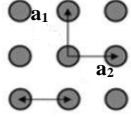
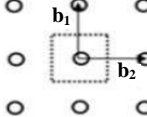
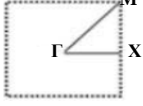
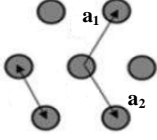
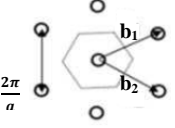

	Vecteurs directs	Vecteurs réciproques	Zone de Brillouin
Réseau carré	 $a_1 = a(0,1)$ $a_2 = a(1,0)$	 $b_1 = \frac{2\pi}{a}(0,1)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(1,0)$	 $\Gamma = (0,0)$ $X = \left(\frac{\pi}{a}, 0\right)$ $M = \left(\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right)$
Réseau triangulaire	 $a_1 = a\left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$ $a_2 = a\left(\frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{2}\right)$	 $b_1 = \frac{2\pi}{a}\left(\frac{\sqrt{3}}{2}, \frac{1}{2}\right)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}\left(\frac{\sqrt{3}}{2}, -\frac{1}{2}\right)$	 $\Gamma = (0,0)$ $M = \left(0, \frac{2\pi}{a\sqrt{3}}\right)$ $K = \left(\frac{2\pi}{3a}, \frac{2\pi}{a\sqrt{3}}\right)$

Tableau I.2 : Tableau Récapitulatif des espaces directs et réciproques pour un réseau carré et triangulaire.

I.5.6 Contrast d'indice δ

Le contraste d'indice est le rapport entre l'indice de réfraction de la matrice diélectrique et indice de réfraction des motifs constituant le réseau [44]. Pour une structure unidimensionnelle, le contraste d'indice δ est donné par :

$$\delta = \frac{n_H}{n_b} \tag{I. 50}$$

Avec :

n_H : L'indice de réfraction de la couche diélectrique de haut indice.

n_b : L'indice de réfraction de la couche diélectrique de bas indice.

Pour une structure bidimensionnelle, le contraste d'indice δ est la différence entre les indices de la matrice diélectrique et des motifs.

I.5.7 Exemple de diagrammes de bandes

Afin de calculer et d'étudier les diagrammes de bandes, nous devons tenir en compte de toutes les directions de propagation possibles pour chaque cristal photonique. D'ailleurs, dans chaque CP, les surfaces de dispersion ont des symétries et des périodes qui proviennent de celles du réseau direct, donc, l'étude sera limitée aux vecteurs d'ondes \vec{k} situés à l'intérieur de la zone de Brillouin irréductible.

Chaque cristal photonique est caractérisé par son diagramme de bandes. Sur les figure I.18(a) et I.18(b) nous présentons respectivement les diagrammes de bandes ceux d'un CP-2D carré déconnecté, constitué de tiges diélectriques placées dans l'air et d'un CP-2D triangulaire connecté constitué de cylindres gravés sur un substrat diélectrique respectivement en polarisation TE et TM. Ces diagrammes ont été calculés par la méthode de décomposition en ondes planes. On voit apparaître une plage de fréquences dans laquelle aucun mode TM ne peut se propager dans la structure, c'est la bande interdite photonique en polarisation TM située entre $u = \frac{a}{\lambda} = 0.32 - 0.45$ (figure I.18 a). Par contre pour les modes TE aucune bande interdite ne s'ouvre. Par conséquent, il n'y a pas de bande interdite complète pour ce réseau carré. Pour le réseau triangulaire (figure I.18 b), une large BIP située entre $u = \frac{a}{\lambda} = 0.35 - 0.52$ est observée pour la polarisation TE, par contre, pour la polarisation TM le gap obtenu est réduit.

Selon la littérature, il en résulte une ouverture de bandes interdites photoniques TE plus favorisée si des zones de fort indice de réfraction sont connectées. Dans le cas contraire (piliers diélectriques dans l'air), c'est l'ouverture d'une bande interdite en polarisation TM qui est favorisée [11], [52], [58].

Pour le réseau triangulaire, le recouvrement des deux bandes omnidirectionnelles TE et TM donne naissance à une bande interdite complète.

Comme conclusion avec un réseau triangulaire de trous d'air dans un diélectrique en polarisation TE nous pouvons obtenir une grande BIP, c'est la raison pour laquelle nous allons utiliser cette structure tout au long de cette thèse.

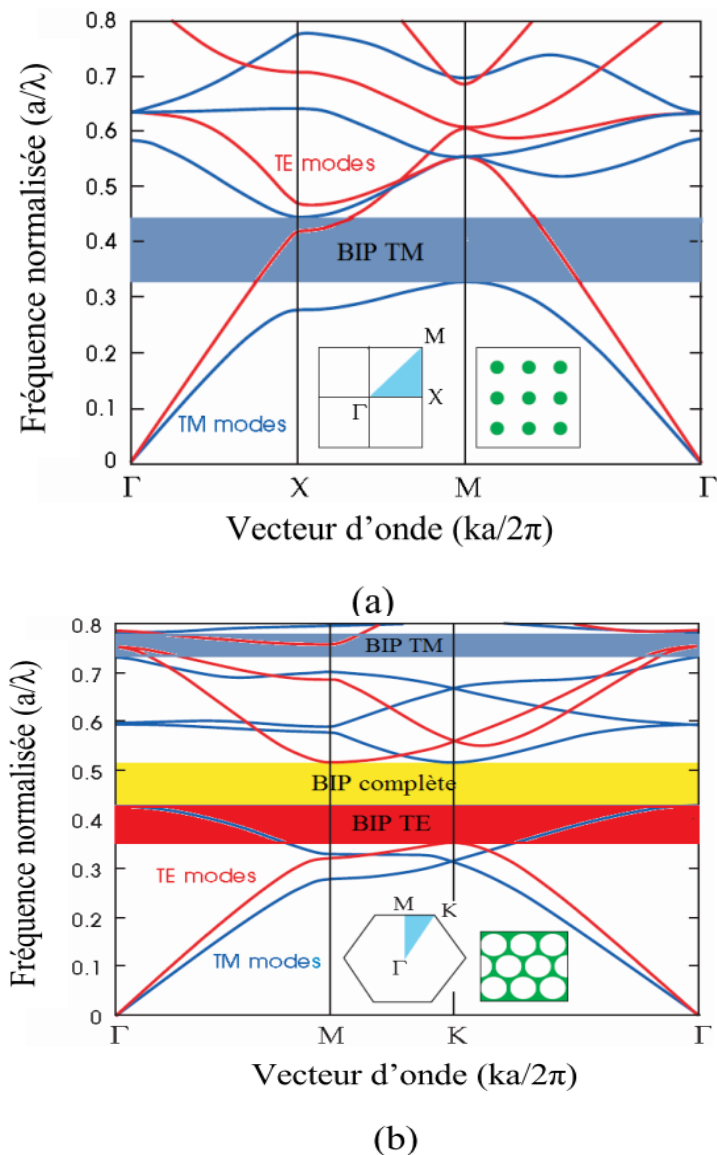


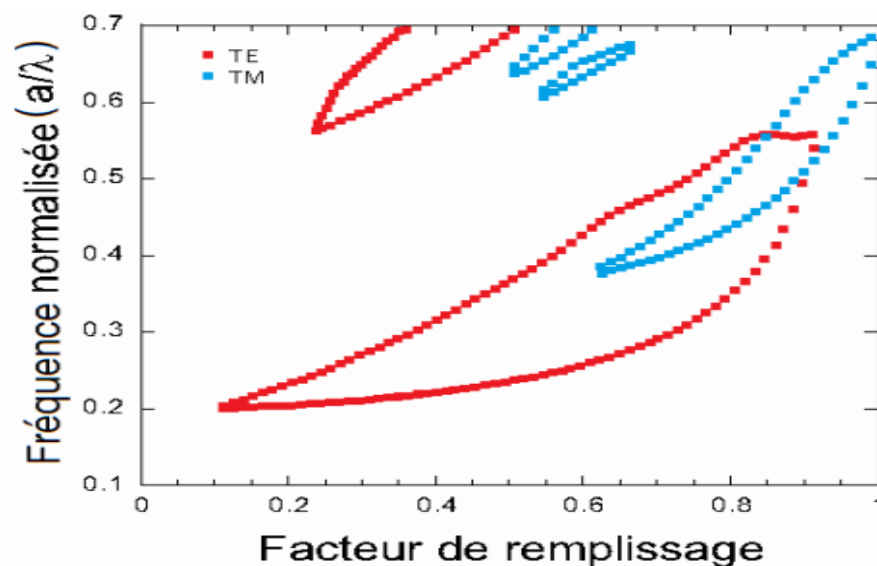
Figure I. 18: Diagramme de bandes d'une structure bidimensionnelle : (a) un réseau carré ($\epsilon_{tiges} = 8.9$, $\epsilon_{air} = 1$) avec un diamètre de tiges égal à $0.2 a$, (b) un réseau triangulaire, ($\epsilon_{tsubstrat} = 13$, $\epsilon_{trou} = 1$) où le diamètre des trous est égal à $0.48 a$ [52].

I.5.8 Cartes de bandes Interdites

Le calcul du diagramme de bande nous informe sur les propriétés des bandes interdites photoniques pour chaque polarisation (la position et la largeur). Alors qu'une carte des bandes interdites donne leurs position en fonction du facteur de remplissage en air (ou le rapport r/a) et l'indice de réfraction de la matrice, elle donne aussi un aperçu sur les possibilités de confinement de la lumière. Pour un matériau donné (indice de réfraction donné), il serait judicieux de connaître l'influence du facteur r/a sur la position et la largeur des gaps photoniques.

La figure I.19 illustre un exemple de calcul des cartes des bandes interdites (en polarisation TE et TM) pour les deux types de réseaux carré et triangulaire d'un cristal photonique 2D constitué de trous d'air gravés dans une matrice diélectrique de substrat GaAs ($\epsilon_{t\text{substrat}} = 11.4$) [11]. Nous remarquons l'absence de bande interdite pour de faibles facteurs de remplissage en air, car le système est peu perturbé. Il faudrait atteindre $r/a = 0.11$ pour voir apparaître la bande interdite TE de plus basse énergie pour le réseau triangulaire, aussi les bandes interdites s'ouvrent pour $f = 0.63$ en polarisation TM.

Pour le réseau carré, les bandes interdites s'ouvrent respectivement à $f = 0.35$ et $f = 0.5$ en polarisation TE et TM. Donc pour un rayon de trous importants, on peut obtenir la bande interdite complète correspondant à l'intersection des bandes interdites TE et TM appelée aussi « recouvrement des gaps » pour les deux polarisations (Figure I. 19 (b)). Ce recouvrement se situe dans la fenêtre d'énergie $u = 0.42-0.56$.



(a)

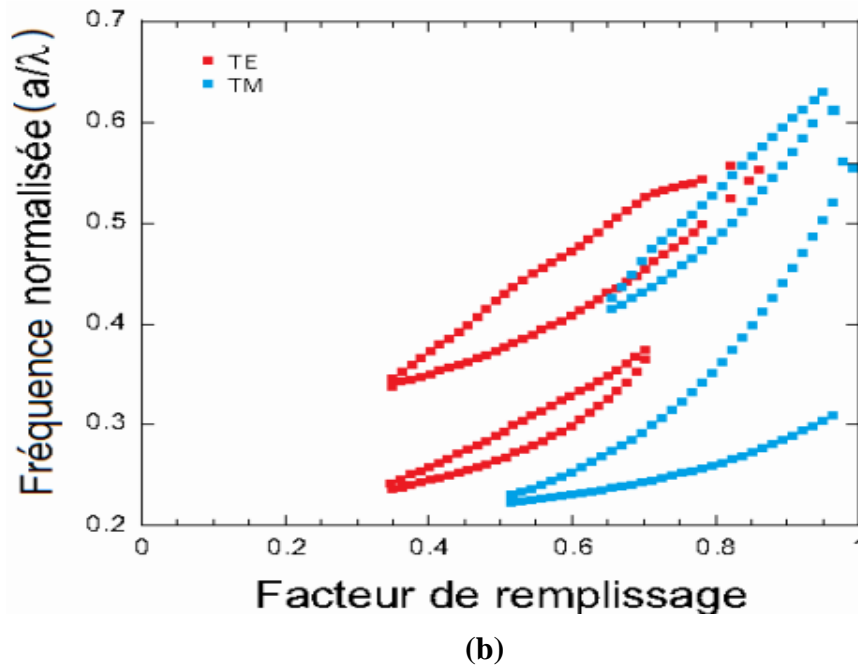


Figure I. 19: Cartes des bandes interdites en polarisation TE et TM d'un cristal photonique bidimensionnel constitué de trous d'air gravés dans un milieu diélectrique de substrat GaAs pour : (a) un réseau triangulaire et (b) Un réseau carré.

A partir de la structure de bande qui présente les relations de dispersions de différents modes, on peut synthétiser notre structure photonique en vue d'une application. Alors une simple lecture comparative entre les figure I. 19 (a) et (b), nous permet de conclure que :

- Le réseau triangulaire est généralement préféré au réseau carré parce qu'il permet l'ouverture de bandes interdites plus larges pour les modes TE.

I.6. Défauts dans les Cristaux photoniques

Nous avons déjà mentionné au début de ce chapitre que la propriété principale des cristaux photoniques était l'existence de la bande interdite photonique dans laquelle la lumière ne peut se propager dans la structure. L'introduction de défauts dans la périodicité du cristal permet d'obtenir des fréquences de propagation permises, appelées modes de défauts, dans la bande interdite photonique [31], [52]. Ces défauts sont associés à une rupture locale de la périodicité du cristal.

Dans les cristaux photoniques à deux dimensions, deux types de défauts sont réalisables. On peut considérer les défauts ponctuels et les défauts linéaires.

I.6 .1. Défauts ponctuels

Le défaut ponctuel le plus répandu est créé en omettant ou en modifiant un ou plusieurs motifs (trous ou tiges) du cristal photonique (Figure I.20). Par conséquent, un mode de défaut localisé peut apparaître dans la bande interdite photonique. Un exemple de défaut ponctuel est illustré sur la figure I.20 (b). Sur cette figure, on peut voir que la lumière est piégée à l'intérieur du défaut ponctuel, vu que le matériau est réfléchissant à cette longueur d'onde. Dans le spectre de transmission du cristal photonique, ce mode de défaut se traduit par l'apparition d'un pic fin dans la bande interdite comme représenté sur la figure I.21 (a). Un défaut ponctuel dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite [59].

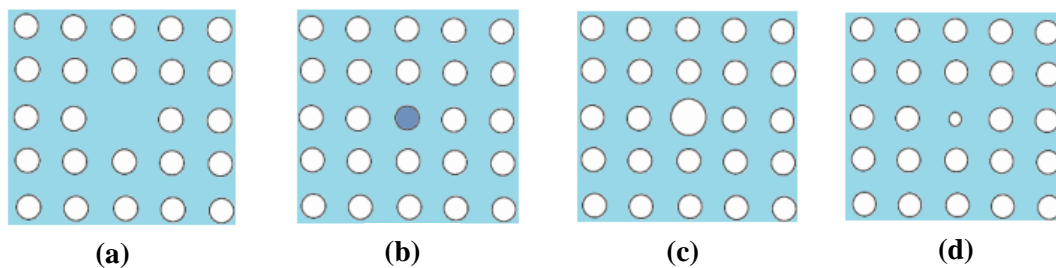


Figure 1. 20: Défauts ponctuels : (a) Défaut lacunaire, (b) en modifiant l'indice de réfraction d'un seul motif et (c) et (d) Défauts de substitutions.

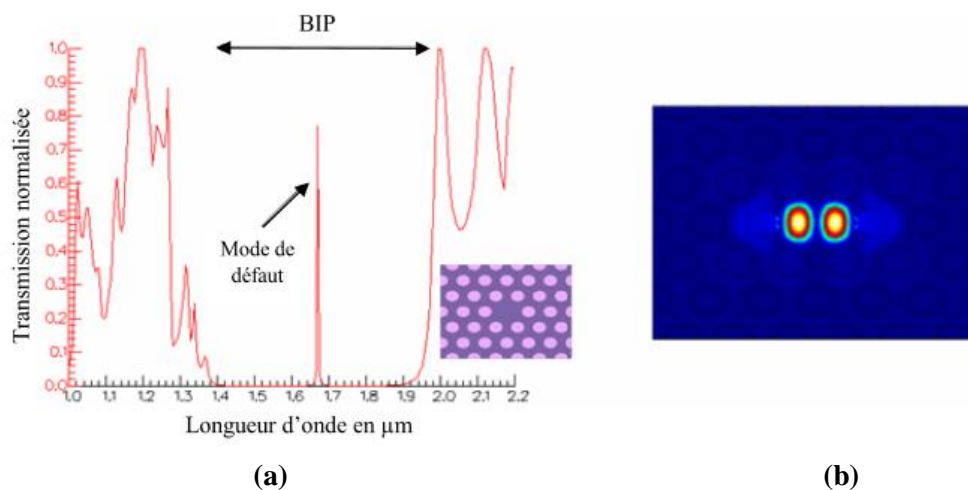


Figure 1. 21: (a) Spectre de transmission d'un CP -2D triangulaire avec un motif manquant($r= 0.32 a$, $n=3.42$, $a=0.42 \mu m$), (b) Intensité du champ dans la cavité pour $\lambda=1.67 \mu m$ [59].

Sur la figure I.21 (b), on voit bien que la lumière est piégée à l'intérieur du défaut lacunaire, donc une quantité de la lumière est réfléchiée par les motifs de trous encerclant la lacune. Ceci se traduit par l'apparition d'un pic de longueur d'onde $\lambda=1.67\mu\text{m}$ dans la bande interdite (BIP) appelé mode de défaut (Figure I.21 (a)). Un défaut ponctuel dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite [59].

I.6 .2. Les défauts linéaires

En introduisant un défaut linéaire au sein d'un cristal photonique, il est possible d'orienter la propagation de la lumière dans une direction choisie. Ce type de défauts peut être créé soit par :

- Vacuité qui correspond à l'élimination de motifs élémentaires remplacés par la permittivité du substrat (Figure I. 22 a),
- Modification de l'indice de réfraction d'une seule rangée de motifs (Figure I. 21 (b)),
- Variation de la taille du motif élémentaire composant le cristal photonique (Figure I. 22 (c)).
- Modification de l'espace existant entre les motifs élémentaires des réseaux cristallins (figure I. 22 d).

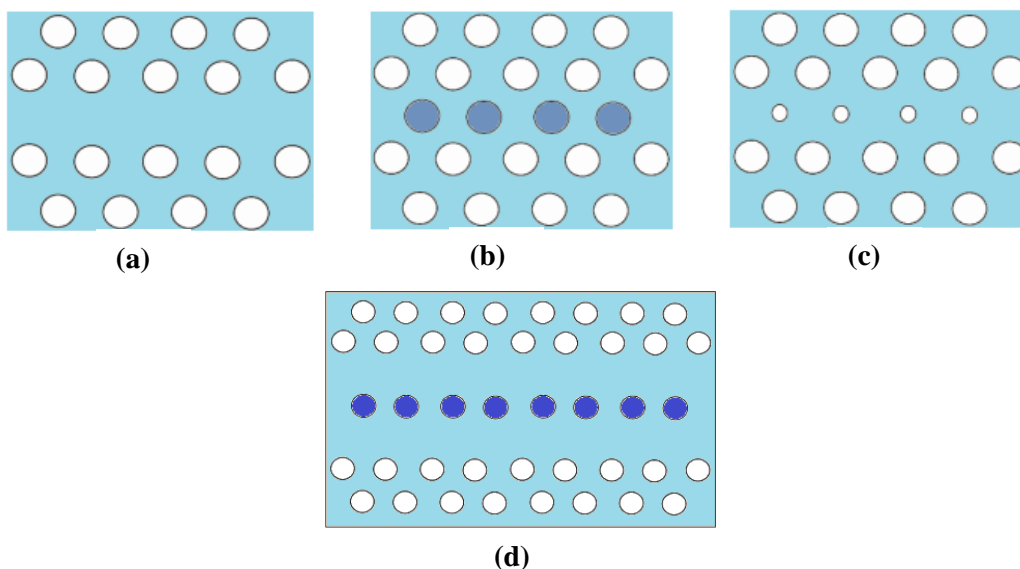


Figure I. 22: Exemples de défauts linéaires dans un cristal photonique 2D créés : (a) en omettant une seule rangée de motifs, (b) en modifiant l'indice de réfraction d'une seule rangée de motifs, (c) en variant le rayon d'une seule rangée de motifs de la structure et (d) Défaut de distance entre motifs élémentaires.

Les défauts linéaires sont appelés aussi défauts étendus peuvent servir de guides d'ondes. Au sein de ces défauts, des modes ayant une fréquence appartenant à la BIP peuvent exister. Ces modes électromagnétiques associés aux guides d'onde sont des modes confinés et peuvent se propager le long de ce guide et avec les parois parfaitement réfléchives. De cette façon on peut dévier le chemin de la lumière. Le phénomène de guidage est bien illustré sur la figure I.23 pour un cristal 2D, dont on a enlevé quelques tiges, en formant un virage à 90°.

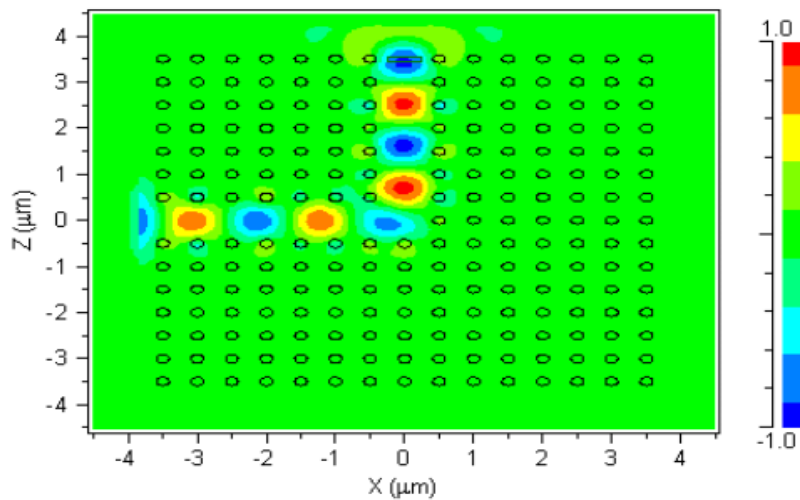


Figure I. 23: Illustration de la propagation du champ dans un cristal 2D carré à défaut linéaire [61].

I.7 Applications des cristaux photoniques

Les applications potentielles des cristaux photoniques sont très vastes et couvrent plusieurs domaines, tels que : les composants à facteur de qualité très élevé, les coupleurs directionnels, les doubles virages, les filtres, les démultiplexeurs, les diviseurs de puissance, les capteurs et biocapteurs. Ces nouveaux dispositifs optoélectroniques reproduisant les caractéristiques d'un circuit intégré, utilisant les photons comme porteurs d'information au lieu des électrons. La lumière a en effet plusieurs avantages par rapport aux électrons. Elle peut voyager dans un matériau diélectrique plus rapidement qu'un électron dans un fil métallique ; elle peut porter une grande quantité d'information par seconde ; les interactions entre photons et matériau diélectrique sont moins importantes que celles entre électrons et matériau métallique, ce qui réduit les pertes d'énergie [60]. Parmi les différentes applications des cristaux photoniques, nous présentons dans ce travail deux applications qui présentent un

intérêt certain dans le domaine d'optique: les filtres sélectifs et les démultiplexeurs en longueur d'onde.

I.8 Etude d'un démultiplexeur pour la longueur d'onde 1.55 μm

Dans ce travail, un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Demultiplexing) à base de résonateurs en anneaux à CPs en forme de 'plus' a été conçu pour la séparation des longueurs d'ondes 1.55 μm [61]. L'étude est portée sur une structure 2D déconnectée constituée d'un réseau carré de tiges en Silicium d'indice de réfraction $n_{\text{Si}} = 3.48$, rayon des tiges $r = 0.1*a$, pas du réseau $a = 0.72 \mu\text{m}$. Le nombre des motifs dans la direction «X» égal à 59, et est de 23 tiges dans la direction «Z», contenant trois régions d'indices de réfraction différents (Figure I.24) Les indices de réfraction des régions 1, 2 et 3 sont $n_1 = 3.58$, $n_2 = 3.48$, $n_3 = 3.38$, respectivement. Cette structure a été polarisée en mode TM et excitée par une source gaussienne capable de générer des impulsions multi longueurs d'onde sur la gamme de longueurs d'onde autour de 1.55 μm . Les simulations sont basées sur l'utilisation de la méthode FDTD-2D pour la résolution des équations différentielles de Maxwell dans le domaine temps. Les réponses spectrales obtenues montrent que le dispositif arrive à demultiplexer trois longueurs d'onde $\lambda = 1.541 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, et $\lambda = 1.5589 \mu\text{m}$ (obtenues à la sortie des canaux C, D et E, respectivement) (Figure I.25).

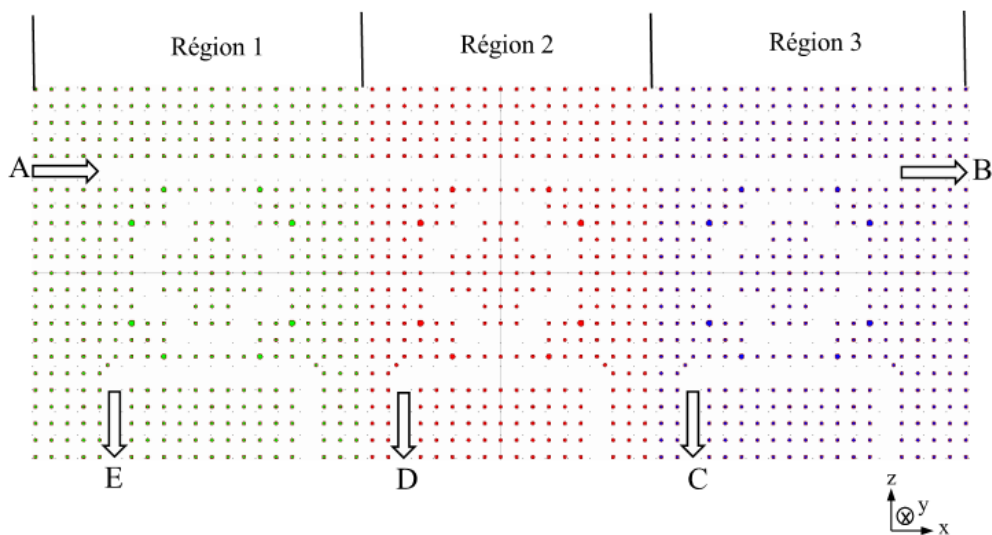


Figure I. 24: Structure schématique du démultiplexeur à base de CPS

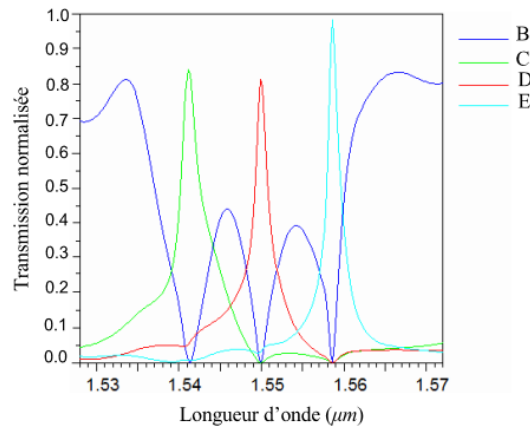


Figure I. 25: Spectre de transmission du démultiplexeur proposé.

La distribution du champ dans le démultiplexeur correspondant aux longueurs d'onde à la sortie des ports B, C, D et E, est représentée sur la figure I.26. Sur cette figure, il est clairement visible que les longueurs d'onde $\lambda = 1.541 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, et $\lambda = 1.5589 \mu\text{m}$ (voir figures I.26.a, I.26.b et I.26.c) sont extraites du guide d'onde d'entrée et transférées aux guides d'onde de sortie par l'intermédiaire des trois PCRRs. La longueur d'onde $\lambda = 1.565 \mu\text{m}$ ne correspond à aucun mode résonant des trois résonateurs, elle ne sera donc transférée à aucun guide de sortie et continue de se propager à travers le guide bus et le quitte par le port B (figure I.26.d).

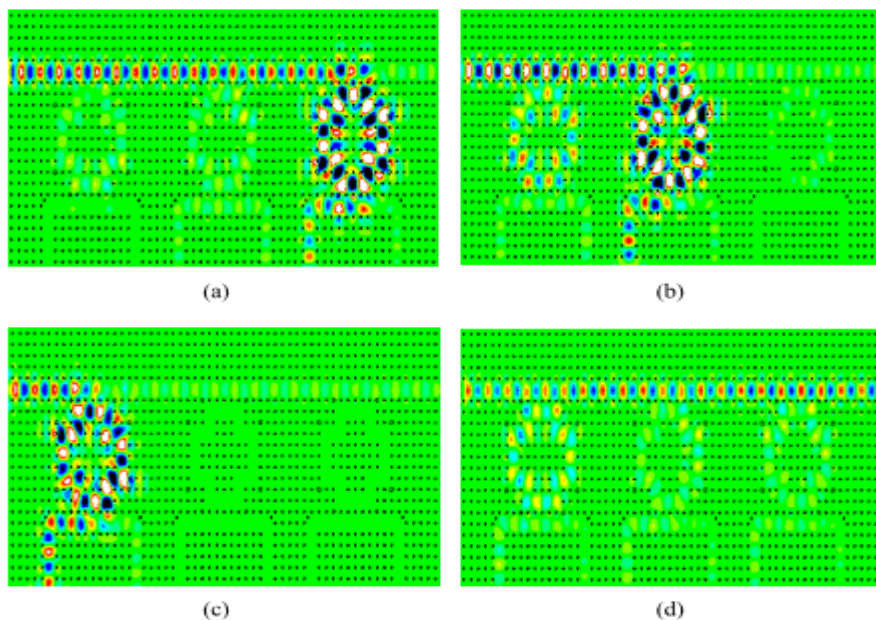


Figure I. 26: Répartition du champ dans le démultiplexeur aux longueurs d'onde : (a) $\lambda = 1.541 \mu\text{m}$, (b) $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, (c) $\lambda = 1.5589 \mu\text{m}$ et (d) $\lambda = 1.565 \mu\text{m}$.

I.9. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons défini les concepts de base des cristaux photoniques appelés bidimensionnels planaires. En premier lieu, nous avons présenté le formalisme mathématique pour décrire la propagation des ondes dans les cristaux photoniques grâce aux équations de Maxwell.

Nous savons que ces dernières ne dépendent pas de l'échelle cela signifie que le tracé de la structure de bande obtenu par la méthode des ondes planes reste similaire que ce soit dans le domaine millimétrique (fréquence de l'ordre de GHz) ou dans le domaine du visible ou du proche infra-rouge (fréquence de l'ordre de THZ). Comme pour les SC, l'existence d'un défaut dans la périodicité du cristal va entraîner l'apparition des niveaux permis appelés "modes du défaut" à l'intérieur de la BIP.

Ce chapitre se termine par une présentation succincte de quelques exemples d'applications dans lesquels sont utilisées les structures périodiques.

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

Chapitre II :

Modélisation des Cristaux Photoniques

II.1. Introduction

Avec l'évolution des moyens informatiques et des logiciels de calcul scientifique, des progrès considérables ont été réalisés dans la modélisation et l'électromagnétisme numérique en 2D et 3D. Le développement des méthodes numériques a ouvert des champs d'applications très divers, plus particulièrement celui de la caractérisation des matériaux hétérogènes. L'efficacité de ces méthodes numériques n'est plus à démontrer. La méthode des différences finies temporelle (FDTD) [62] et la méthode des ondes planes (PWE) [63] sont parmi les méthodes numériques les plus répandues pour la résolution des équations aux dérivées partielles décrivant les structures électromagnétiques.

La FDTD est une méthode qui peut s'appliquer à la majorité des problèmes non stationnaires, linéaires ou non linéaires, homogènes ou hétérogènes, à géométries simples ou complexes et en toutes dimensions. Cette méthode numérique fut introduite par Yee en 1966 [63] pour la première fois afin de résoudre les équations de Maxwell.

Dans ce chapitre, nous décrivons les principes de l'algorithme proposé pour la première fois par Yee [63] afin de résoudre les équations de Maxwell et calculer les spectres optiques d'un cristal photonique en 2D en réponse à une excitation lumineuse de type Laser.

II.2. Méthodologie de la méthode FDTD

II.2.1 Principe de la méthode

On considère que le milieu étudié dans ce travail est isotrope, homogène, linéaire, sans charges et sans pertes. Les deux premières équations de Maxwell sont :

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (\text{II.1})$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \vec{\nabla} \times \vec{H} \quad (\text{II.2})$$

Dans un système de coordonnées cartésiennes, ces équations se développent comme suit :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{II.5})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (\text{II.6})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (\text{II.8})$$

A partir de deux équations vectorielles, on aboutit à un système à six équations aux dérivées partielles. Ce système peut être découpé en deux sous-systèmes indépendants :

- Dans le cas du mode Transverse Magnétique (TM) les composantes qui interviennent sont les composantes électriques (E_x, E_y) et H_z normale au plan :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (\text{II.9})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (\text{II.10})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{II.11})$$

- Dans le cas du mode Transverse électrique (TE), les composantes qui interviennent sont (H_x, H_y) et E_z normal au plan :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{II.12})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (\text{II.13})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (\text{II.14})$$

Comme illustration, on considère une fonction $f(x)$ continue et dérivable (Figure II.1). Grace au développement limité de Taylor à droite et à gauche du point , on peut faire une approximation centrée de $f(x)$ au voisinage de x_0 :

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) + \left(\frac{\Delta x}{2}\right) f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + \dots \quad (\text{II.15})$$

$$f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) - \left(\frac{\Delta x}{2}\right) f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) - \dots \quad (\text{II.16})$$

Avec : Δx est la variation selon x . En faisant la soustraction de ces deux équations et en divisant par la grandeur Δx , on obtient :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (\text{II.17})$$

Où : $\theta(\Delta x^2)$ représente l'erreur d'ordre 2.

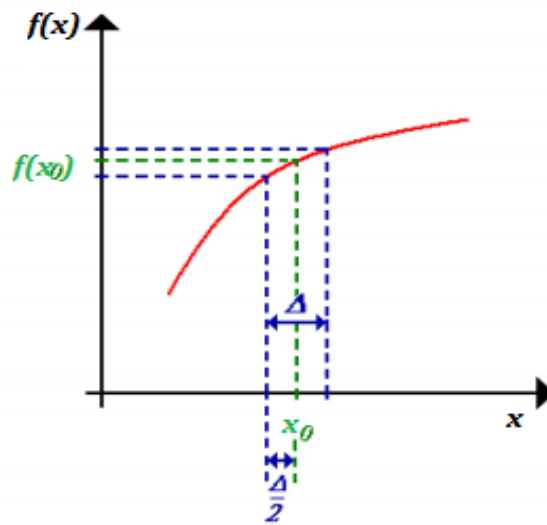


Figure 2.II : Principe de l'approximation de $f'(x)$ au voisinage d'un point x_0 .

Alors la méthode FDTD est basée sur une discrétisation temporelle et spatiale. L'espace est subdivisé par un maillage uniforme tel que : $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ et l'espace des temps est discrétisé avec un pas Δt .

Chaque dérivée partielle dans le système des équations donnant l'évolution des composantes des champs magnétique électrique (on prend comme illustration l'équation II.3) est remplacée par une expression approximative discrète grâce au développement de Taylor au second ordre. Ainsi, l'équation II.3 s'écrit :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{E_y\left(x, y, z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) - E_y\left(x, y, z - \frac{\Delta z}{2}, t\right)}{\Delta z} - \frac{E_z\left(x, y + \frac{\Delta y}{2}, z, t\right) - E_z\left(x, y - \frac{\Delta y}{2}, z, t\right)}{\Delta y} \right) \quad (\text{II.18})$$

Nous avons montré comment on peut passer simplement d'une équation continue à un schéma numérique discret centré, cependant il existe d'autres schémas numériques.

II.2.2 Cellule de Yee : discrétisation en 3D

Une des étapes essentielles consiste à subdiviser la structure en éléments réguliers dans les trois directions de l'espace (x, y, z). Si les pas de maillage sont pris égaux ($\Delta x = \Delta y = \Delta z$), alors les cellules sont dites cubiques.

Nous obtenons ainsi un volume de calcul composé de (n_x, n_y, n_z) cellules repérées par leur indices (i, j, k) entiers. Les indices (i, j, k) varient respectivement de 1 à n_x , 1 à n_y et 1 à n_z .

Les composantes encadrées en bleu sur la figure II.2 appartiennent à la cellule élémentaire de Yee repérée par les indices (i, j, k) . Les autres composantes restantes et illustrées sur la même figure appartiennent aux cellules de Yee adjacentes à la cellule (i, j, k) .

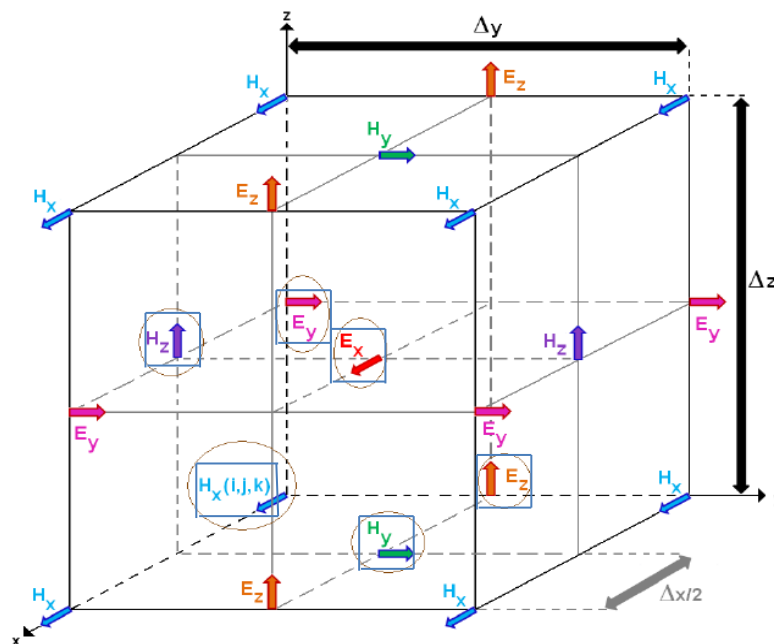


Figure II. 2 : Composantes des champs électrique et magnétique dans l'espace 3D discrétisé suivant le schéma de Yee [64].

En prenant l'équation (II.3), le calcul de la composante H_x fait intervenir la dérivée partielle de E_z par rapport y et la dérivée de E_y par rapport z . L'approximation centrée de la dérivée première impose que le point où l'on calcule H_x soit situé à la fois :

- Au milieu d'un segment parallèle à Oz dont les deux extrémités sont des points où E_y est connu et,
- Au milieu d'un segment parallèle à Oy dont les deux extrémités sont des points où E_z est connu.

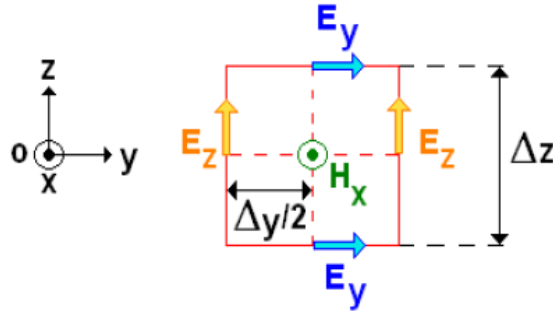


Figure II. 3 : Circulation du champ \vec{E} autour du champ \vec{H} .

De même, en reprenant l'équation (II.6), le point où l'on calcule E_x soit situé à la fois :

- Au milieu d'un segment parallèle à Oz dont les deux extrémités sont des points où H_y est connu et,
- Au milieu d'un segment parallèle à Oy dont les deux extrémités sont des points où H_z est connu.

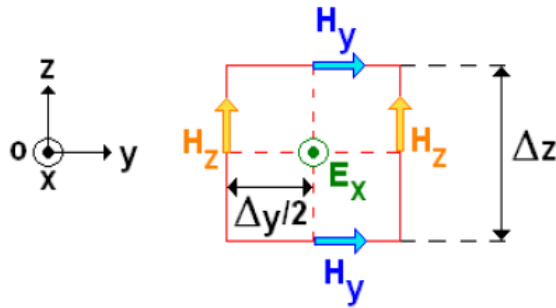


Figure II. 4 : Circulation du champ \vec{H} autour du champ \vec{E} .

Par conséquent l'équation II.18 devient :

$$\frac{\partial H_x(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2})}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{E_y(i, j + \frac{1}{2}, k + 1) - E_y(i, j + \frac{1}{2}, k)}{\Delta z} - \frac{E_z(i, j + 1, k + \frac{1}{2}) - E_z(i, j, k + \frac{1}{2})}{\Delta y} \right) \quad (\text{II. 19})$$

II.2.3 Discrétisation temporelle : Schéma numérique saute-mouton

On considère toujours l'équation II.3, le membre de gauche fait intervenir la dérivée temporelle de H_x , le membre de droite est considéré à l'instant t . Le principe de la dérivée centrée n'impose pas que les composantes E_y et E_z soient calculées entre deux instants successifs où l'on calcule H_x .

En tenant compte des cinq autres équations de Maxwell (Equation II.4 à II.8) on en arrive à la conclusion que le champ électrique et le champ magnétique ne peuvent pas être calculés au même instant mais à des instant décalés. En posant Δt le pas d'échantillonnage temporel, on calculera donc le champ électrique pour des multiples entiers de Δt et le champ magnétique pour des multiples demi-entiers Δt (Figure II.5).

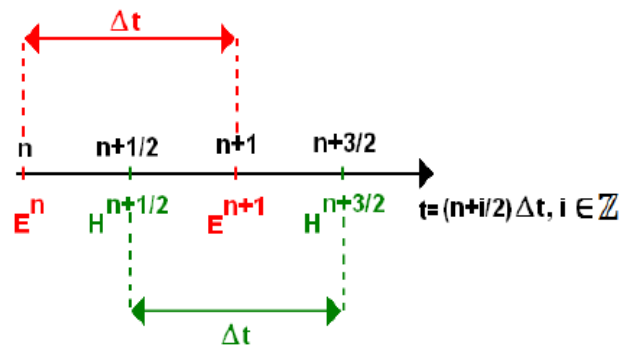


Figure 2. II : Discrétisation temporelle du schéma « saute-mouton » (Leapfrog)

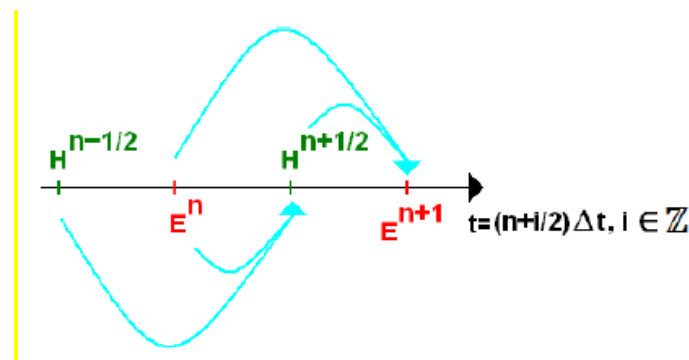


Figure 2. II : Principe du calcul itératif du schéma « saute-mouton » (Leapfrog)

L'algorithme de Yee basé sur l'approximation centrée de la dérivée première et sur le schéma de saute-mouton (Figure II. 6) aboutit au système d'équations suivant :

$$\begin{aligned}
H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) &= H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) \\
-\frac{\Delta t}{\mu_0} &\left[\frac{E_z^n\left(i, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} - \frac{E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) - E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta z} \right]
\end{aligned} \tag{II.20}$$

$$\begin{aligned}
H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) &= H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) \\
-\frac{\Delta t}{\mu_0} &\left[\frac{E_z^n\left(i, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} - \frac{E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) - E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta z} \right]
\end{aligned} \tag{II.21}$$

$$\begin{aligned}
H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) &= H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) \\
-\frac{\Delta t}{\mu_0} &\left[\frac{E_z^n\left(i, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} - \frac{E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) - E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta z} \right]
\end{aligned} \tag{II.22}$$

$$\begin{aligned}
E_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) &= E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) \\
-\frac{\Delta t}{\varepsilon_0} &\left[\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}\right)}{\Delta z} \right]
\end{aligned} \tag{II.23}$$

$$\begin{aligned}
E_y^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) &= E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) \\
-\frac{\Delta t}{\varepsilon_0} &\left[\frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2}\right)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta y} \right]
\end{aligned} \tag{II.24}$$

$$E_z^{n+1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) = E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left[\frac{H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II.25})$$

A partir de ces équations, nous concluons que le calcul par exemple du champ électrique à l'instant $(n+1) \Delta t$ dépend du champ électrique à l'instant $(n \Delta t)$, il dépend aussi des quatre plus proches composantes du champ magnétique qui l'entourent à l'instant $(n+1/2) \Delta t$.

II.2.4 Critère de stabilité et de dispersion de l'algorithme FDTD

Le critère de stabilité numérique impose une condition sur le choix des pas de discrétisation afin de ne pas amplifier les erreurs au cours du déroulement de l'algorithme itératif. Donc pour minimiser l'amplification des erreurs et assurer la stabilité numérique de l'algorithme de Yee, les pas de discrétisations spatio-temporels doivent satisfaire la relation :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (\text{II.26})$$

Cette condition est appelée critère de Courant-Friedrich-Lévy (CFL) [64] [65]. Dans le cas d'un maillage uniforme avec : $\Delta x = \Delta y = \Delta z$, l'inégalité (II.26) se simplifie et devient :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta}{c\sqrt{3}} \quad (\text{II.27})$$

Le maillage doit être aussi suffisamment fin, la dimension de la cellule doit être inférieure à la plus petite longueur d'onde présente dans la grille FDTD [67] [68] :

$$\max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \leq \frac{\lambda_{\min}}{10}; \quad (\lambda_{\min} = \frac{\lambda_0}{n}) \quad (\text{II.28})$$

II.2.5 Troncature du domaine de calcul

Le domaine de calcul par FDTD est de dimension fini et nécessite une frontière géométrique pour borner le domaine, hors un CP se présente comme un système ouvert où les ondes peuvent se propager à l'infini, Il est donc nécessaire de poser correctement les conditions aux limites (aux bords).

Pour résoudre les problèmes aux frontières ouvertes, il existe 2 classes de méthodes :

- Méthode où les Conditions aux limites sont dites absorbantes (absorbing boundary conditions ABCs) [69]; cette méthode permet d'exprimer le champ électromagnétique sur une frontière (généralement un cercle englobant la géométrie étudiée) uniquement en fonction du champ déjà calculé à l'intérieur du domaine étudié.
- Méthode qui ajoute autour du domaine d'étude une couche fictive possédant des propriétés physiques permettant une réflexion nulle et absorbant quasi totalement tout champ électromagnétique qui s'y propage (perfectly matched layers ou PMLs) [69].

II.2.5.1 Les conditions PMLs

Le principe des PMLs est de placer une couche absorbante (non réelle ou fictive) à la frontière du domaine de calcul. La condition aux limites repose sur le principe d'adaptation d'impédance à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant avec des conductivités électrique σ et magnétique σ^* non nulle. Cette condition s'exprime comme suit :

$$\frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (\text{II.29})$$

Dans une telle situation, si la condition précédente est respectée aucune réflexion ne se produit lorsqu'une onde plane se propage dans la direction perpendiculaire à l'interface entre le milieu de propagation et le vide. Cependant, dans le cas d'une onde incidente oblique (incidence quelconque), cela n'est pas vrai, on observe d'importantes réflexions parasites. Pour remédier à ce problème, Berenger a proposé un milieu absorbant biaxe [68]. Nous allons expliquer ici le principe en deux dimensions. Soit un milieu de permittivité ϵ , de perméabilité μ , des conductivités électrique σ et magnétique σ^* respectivement. Dans ce milieu quelconque les équations de Maxwell s'écrivent:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \sigma^* \vec{H} \quad (\text{II.30})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad (\text{II.31})$$

En mode TM par rapport à l'axe (Oz), on écrit les composantes du champ électromagnétique comme suit:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (\text{II.32})$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y = \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (\text{II.33})$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + \sigma^* H_z = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (\text{II.34})$$

Dans le milieu PML, Berenger décompose la composante du champ magnétique suivant l'axe (Oz), H_z en deux sous-composantes que Berenger appelle H_{zx} et H_{zy} , nous avons donc :

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_y E_x = \frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (\text{II.35})$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_x E_y = \frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (\text{II.36})$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (\text{II.37})$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (\text{II.38})$$

Pour une implémentation numérique, Berenger a proposé le principe donné dans la figure II.7. Cette figure représente une grille FDTD entourée de couches PML qui se terminent elles-mêmes par un conducteur parfait :

- Sur les côtés gauche et droit, les PML sont telles que σ_x et $\sigma_x^* \neq 0$ et σ_y et $\sigma_y^* = 0$ et respectant la condition (II.29) afin de permettre une transmission sans réflexion parasite à l'interface entre le domaine de simulation et la zone PML.
- Le raisonnement est similaire pour les côtés haut et bas en inversant les rôles des couples (σ_x, σ_x^*) et (σ_y, σ_y^*) .
- Aux quatre coins, où il y a superposition de deux zones PML $\sigma_x, \sigma_x^*, \sigma_y$ et $\sigma_y^* \neq 0$. Leurs valeurs sont égales à celles des zones PML qui se superposent.

Berenger a également suggéré une dégradation progressive en loi de puissance de l'absorption dans la couche PML où les pertes devaient augmenter proportionnellement avec la profondeur :

$$\sigma(\rho) = \sigma_{max} \times \left(\frac{\rho}{\delta}\right)^n \quad (\text{II. 39})$$

Où : σ_{max} est la conductivité maximale, ρ est la profondeur à l'intérieur de la région PML, δ est l'épaisseur de la zone PML et n représente l'ordre de la PML (généralement compris entre 2 et 5).

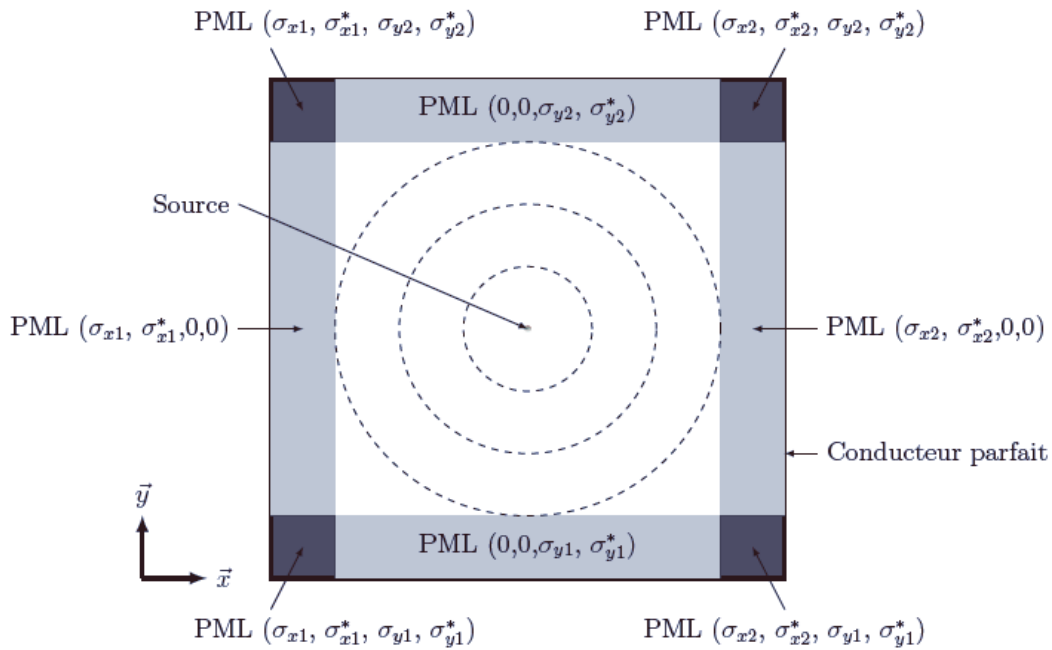


Figure II.7 : Description de la grille FDTD incluant des couches PML proposées par Berenger. $\sigma_{x1}, \sigma_{x2}, \sigma_{y1}$ et σ_{y2} symbolisent des conductivités. $\sigma_{x1}^*, \sigma_{x2}^*, \sigma_{y1}^*$ et σ_{y2}^* symbolisent les pertes magnétiques [70].

II.2.5.2 Les conditions aux limites périodiques

Une structure périodique est définie comme une reproduction d'un motif de base suivant une ou plusieurs directions. On utilise cette propriété pour restreindre la modélisation à une seule période. Sur les bords du domaine, on utilise la condition qui traduit cette périodicité issue de théorème de Floquet-Bloch. Cette condition, appliquée aux composantes de champ magnétique ou électrique dans une structure de période a s'écrit sous la forme:

$$\vec{E}(\vec{r} + \vec{a}t) = \vec{E}(\vec{r}, t)e^{i\vec{k}\vec{a}} \quad (\text{II. 40})$$

II.2.6 Algorithme pour les matériaux BIPs

On peut résumer l'algorithme de calcul par la méthode FDTD selon le schéma suivant (figure II.8) :

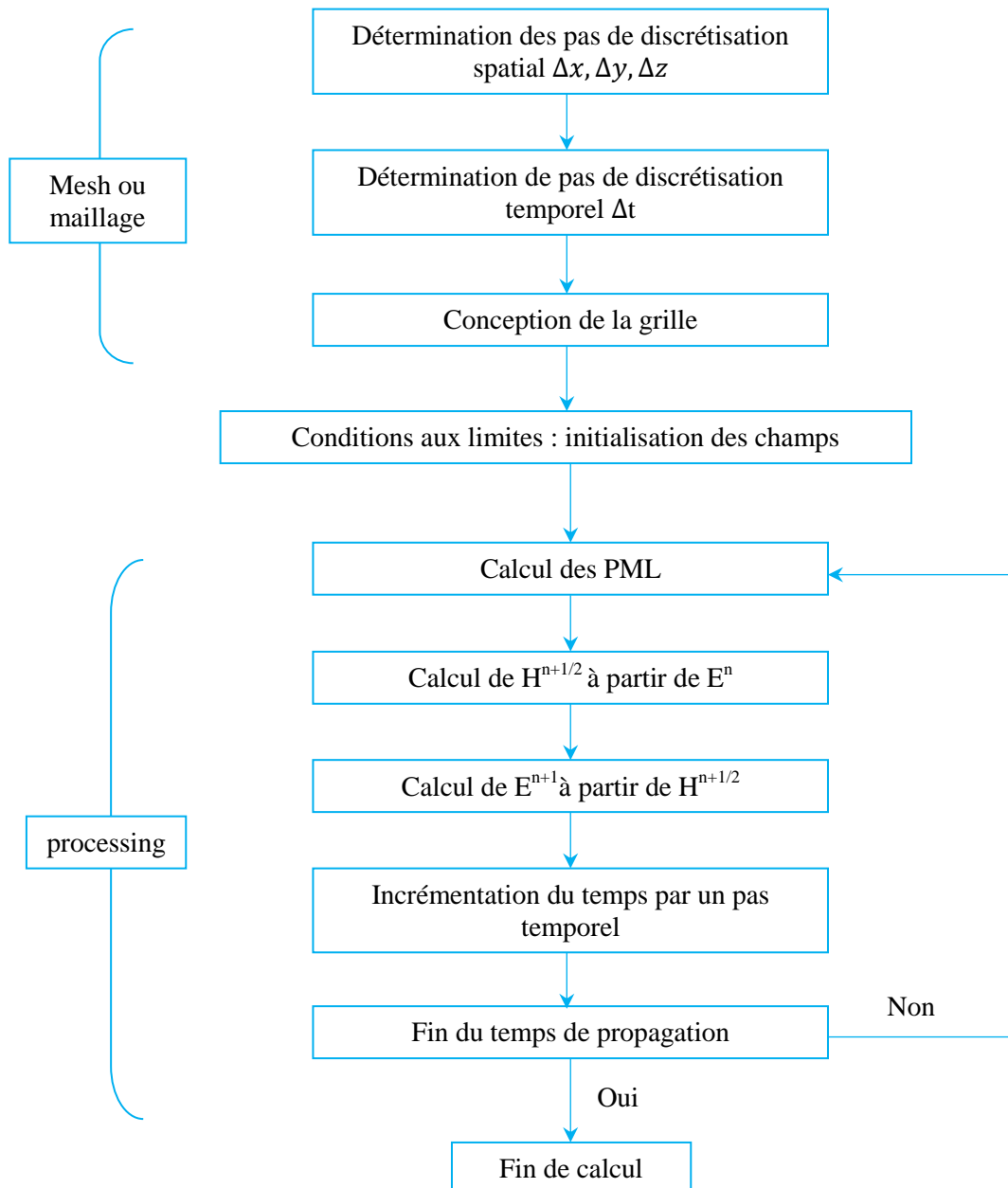


Figure II.8 : Organigramme simplifié du programme FDTD.

Il est également possible de commencer par le calcul des composantes du champ \vec{E} ensuite procéder à celui des composantes du champ \vec{H} [71].

II.3. Source d'excitation

Le choix de l'excitation dépend de plusieurs facteurs parmi lesquels, le type de la structure à étudier et la bande de fréquences ciblée. L'excitation se traduira par un signal numérique qui va se propager dans la structure. Cette excitation imposée à un endroit approprié du maillage, a une forme, une durée et un emplacement particulier.

Numériquement, on peut choisir une forme arbitraire pour l'excitation. On a toutefois intérêt pour des problèmes de convergence des résultats à choisir une excitation proche de la forme du champ réel dans la structure.

II.3.1 Impulsion Gaussienne

Il est souhaitable d'utiliser une excitation capable de remplir certaines conditions, comme une étude sur une large bande spectrale, d'une durée temporelle raisonnable, continue, et facilement interprétable. A partir de toutes ces données, on peut dire que l'excitation la mieux adaptée est une gaussienne dont l'équivalent fréquentiel est une « demi-gaussienne » [72].

En effet, son expression analytique est simple; le spectre en fréquence est facilement contrôlable. Le signal est borné dans le temps, son évolution est lisse et ne présente pas de variations trop rapides qui pourraient générer des erreurs de calcul. Le fait d'utiliser la gaussienne permet en une simulation de connaître, en faisant une transformée de Fourier, la réponse sur une large bande de fréquence. Il est difficile, dans la réalité, de reproduire une telle excitation de façon expérimentale. Mais la forme choisie n'intervient que pour la simulation, comme un intermédiaire de calcul qui permet de connaître la réponse du système sur une large bande de fréquence.

Une source gaussienne sera définie de la façon suivante :

$$e(t) = A_0 \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}\right) \quad (\text{II.41})$$

Où : A_0 représente l'amplitude de la gaussienne, $t = n\Delta t$ avec n est le nombre d'itérations et Δt est le nombre temporel, T_0 désigne le retard par rapport à l'instant $t = 0$, T est proportionnelle à la largeur à mi-hauteur de la gaussienne donnée par la relation ($T \approx \frac{1}{2f_{max}}$). f_{max} est la fréquence maximale de la bande étudiée.

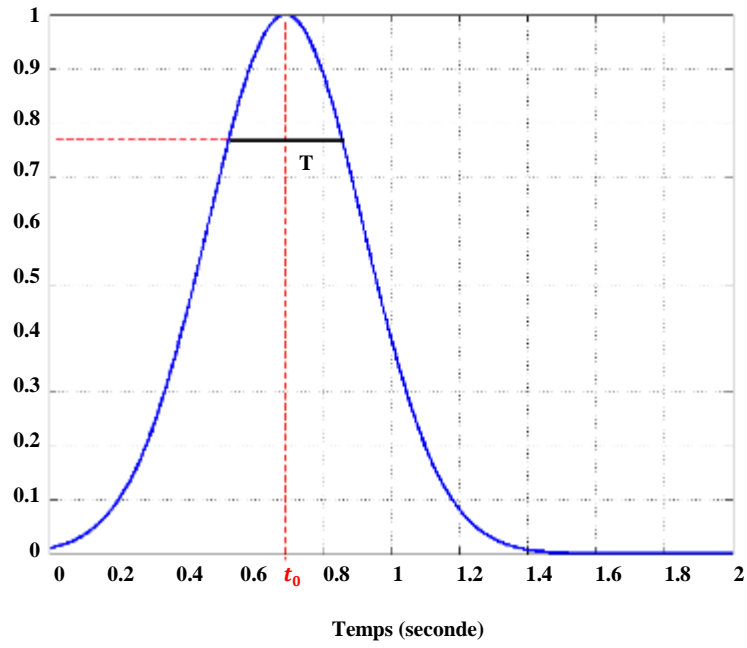


Figure II.9 : Allure temporelle de la gaussienne [72].

La dérivée gaussienne est aussi une forme d'excitation connue, son expression temporelle $e(t)$ se définit par :

$$e(t) = -2A_0 \left(\frac{t-t_0}{T} \right) \exp \left(-\frac{(t-t_0)^2}{T^2} \right) \quad (\text{II.42})$$

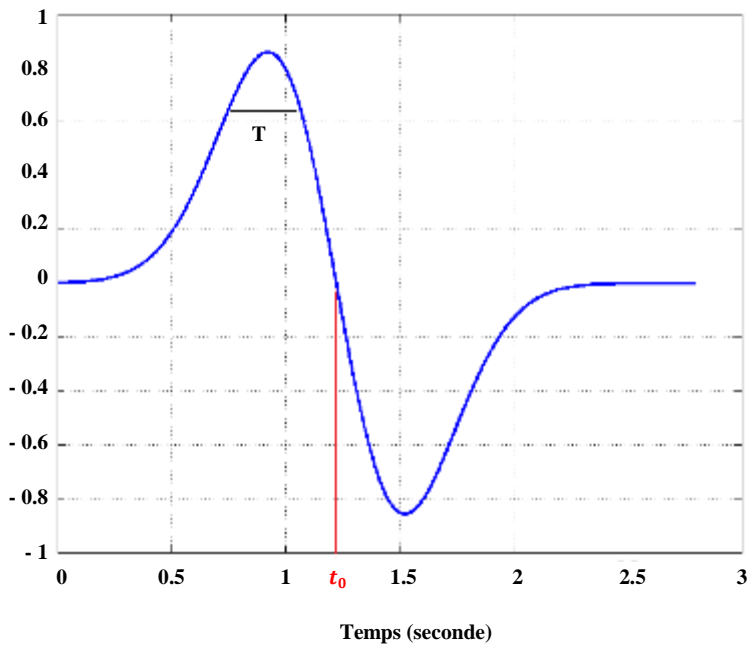


Figure II.10 : Allure temporelle de la dérivée gaussienne [72].

II.3.2 Excitation sino-gaussienne

L'excitation sino-gaussienne permet une modélisation du continu jusqu'à une fréquence maximale [72]. Pour ce faire, il suffit de multiplier la gaussienne par une sinusoïde dont la fréquence va correspondre à la fréquence centrale de la bande spectrale à étudier.

$$S(n) = \sin(2\pi f_0 n \Delta t) \exp\left(-\frac{(n\Delta t - T_0)^2}{T^2}\right) \quad (\text{II.43})$$

Avec : f_0 représente la fréquence centrale de la bande étudiée. La largeur de la bande de fréquence étudiée est environ égale à $1/T$.

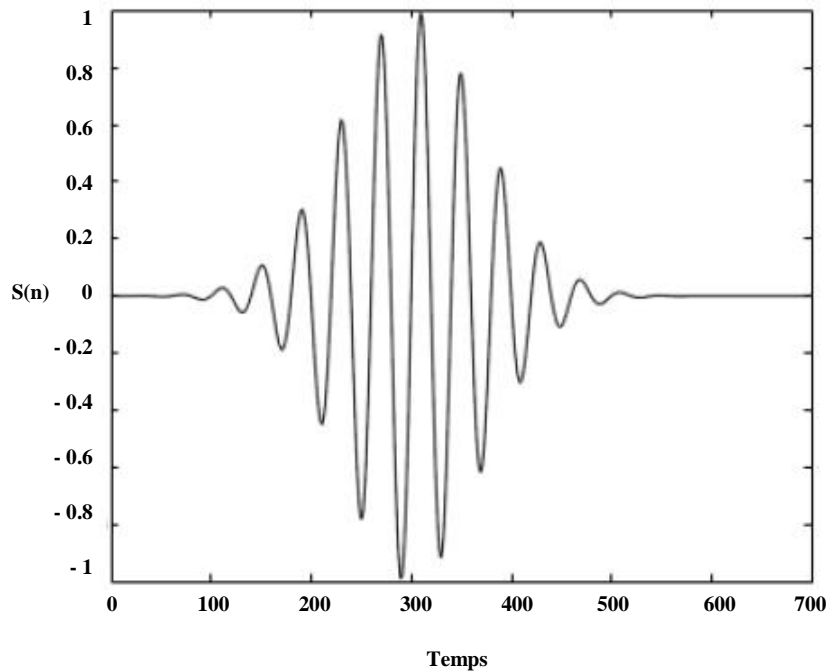


Figure II.11 : Forme temporelle d'une source sinusoïdale modulée par une gaussienne [72].

II.3.3 Excitation par une onde plane

L'utilisation d'une onde plane est très courante dans les modélisations électromagnétiques et son implémentation dans les logiciels est indispensable au traitement des problèmes liés à l'illumination de structures. La méthode FDTD utilise une formulation champ total/champ réfléchi [73] qui se base sur l'utilisation du concept des surfaces de d'Huygens [74]. Le domaine de calcul est divisé en deux parties (figure II.12).

Les champs incidents de l'onde plane sont introduits sur une surface virtuelle séparant les deux zones (TF/SF), de manière à ce qu'ils soient confinés dans la zone de champ total.

Dans ce dernier, la FDTD prend en compte la somme du champ incident de l'onde plane et du champ réfléchi par les objets, alors que seul ce dernier est propagé dans la zone de champ réfléchi. Le champ source tient compte de la lumière réfléchie dans le reste de la zone étudiée. Cela évite l'apparition de réflexions non-physiques au niveau de la source.

La zone associée au champ réfléchi seule n'a pas de réalité physique. Pour rendre opérationnelle ce type de source, des corrections du champ calculé par l'algorithme de Yee sont nécessaires au niveau des frontières entre le champ total et le champ réfléchi. On appelle champ total, la somme du champ réfléchi par la structure et du champ incident dû à la source. Dans ce cas, la source est introduite à la transition entre zone de champ total et de champ réfléchi. La séparation du volume de calcul en deux zones distinctes utilise la propriété de linéarité des équations de Maxwell.

$$\vec{E}_{tot} = \vec{E}_{inc} + \vec{E}_{ref} \quad (\text{II.44})$$

$$\vec{H}_{tot} = \vec{H}_{inc} + \vec{H}_{ref} \quad (\text{II.45})$$

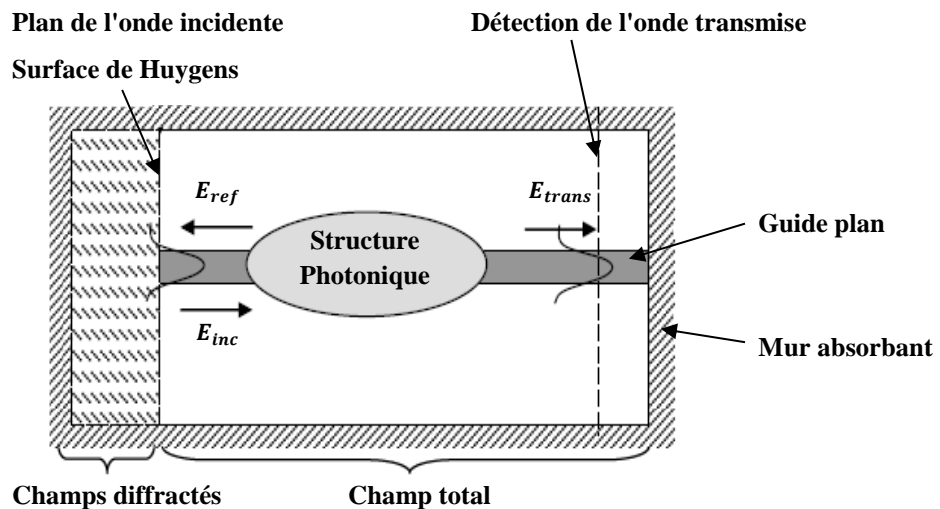


Figure II.12 : Plan de travail utilisé par la FDTD [75].

Où \vec{E}_{inc} et \vec{H}_{inc} représentent les valeurs champs incidents qui sont supposées connu en tout point de l'espace de travail. \vec{E}_{ref} et \vec{H}_{ref} sont les valeurs des champs réfléchis; ces champs sont des inconnus du système puisqu'ils résultent de l'interaction de l'onde incidente avec la structure à simuler.

II.4. Logiciels utilisés

Il existe plusieurs logiciels dédiés à la modélisation des cristaux photoniques. Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé deux simulateurs : Programme implémenté sous MATLAB de la méthode (PWE) et F2P (FDTD-2D Simulator for Photonic Devices) conçu par Min Qiu [76], [77].

Le premier logiciel permet d'obtenir les diagrammes de dispersion à partir des équations de dispersion des ondes électromagnétiques afin d'extraire les bandes interdites photoniques que nous utiliserons pour décrire les propriétés générales de nos CPs-2D. Cet outil de simulation est basé sur la technique de décomposition en ondes planes (PWE) pour les structures périodiques sans défauts.

Le deuxième logiciel utilise la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD-2D) pour simuler la propagation de la lumière dans les structures à base de cristaux photoniques. Il permet notamment d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission de structures à géométrie complexe suivis par la cartographie du champ électromagnétique.

II.5. Conclusion

Etant donné le vif intérêt suscité par les matériaux à bandes interdites photoniques, des études se sont orientées sur la modélisation de ce type des structures périodiques. Dans ce contexte, nous avons décrit dans ce chapitre l'ensemble des concepts et fondements théoriques nécessaires à la méthode de calcul utilisée à savoir la FDTD, choisi pour simuler nos structures.

Ensuite nous avons donné un aperçu sur le type de conditions aux limites que l'on peut utiliser, telles que les conditions d'absorption de type PML, les plus souvent utilisées dans la méthode FDTD.

Cette méthode sera largement utilisée dans la suite de ce travail et plus particulièrement à la conception des nouvelles topologies de Demux sélectifs en longueurs d'ondes à base des CPs-2D.

Chapitre III :

Conception des Nouvelles Topologies de Filtres Sélectifs pour l'Optique Intégrée

III. 1 Introduction

Ce chapitre est consacré aux résultats numériques obtenus pour des CPs bidimensionnels fonctionnant comme filtres, à partir d'un logiciel F2P (FDTD-2D Simulator for Photonic Devices) conçu par Min Qiu [76], [77].

Nous proposons des filtres sélectifs [54] conçus à partir d'un assemblage en cascade ou superposition de deux ou trois guides d'ondes de type $W_1^K A$ (dans lequel une seule rangée de motifs d'air est omise, et elle est parallèle au cristal dans la direction Γ -K de la première zone de Brillouin). Chaque guide contient des inclusions d'air circulaires, placées dans un réseau triangulaire et possédant des rayons normalisés différents. On peut ajouter à ces nanostructures un ou plusieurs défauts (sous forme des cavités circulaires).

A l'entrée de la structure, on place (virtuellement) une source Gaussienne pulsée afin d'exciter le mode TE fondamental.

Différentes simulations FDTD-2D sont effectuées dans un système de coordonnées cartésiennes pour déterminer les diagrammes de dispersion du mode transverse électrique (TE), et les profils spatio-temporels du champ magnétique E_z aux différentes itérations.

Il est indispensable aussi de visualiser le diagramme de bande de la structure étudiée, pour cela, et à partir de la méthode des ondes planes (PWE), l'équation de dispersion des ondes est implémentée sous MATLAB.

En première étape, nous simulerons un filtre transparent fonctionnant à $1.31\mu\text{m}$ et nous donnerons les résultats de la simulation notamment, la réponse spectrale en transmission et la distribution spatio-temporelle du champ magnétique transverse correspondant.

De manière similaire, un second filtre transparent à $1.55\mu\text{m}$ est modélisé et une dernière nanostructure que nous exposerons consiste en dual filtre ou bi-filtre $1.31/1.55\mu\text{m}$.

Il faut rappeler que, le mécanisme de guidage dans les CPs diffère de celui des guides d'ondes classiques à cause des défauts introduits à ces structures périodiques. Le guidage est assuré par la bande interdite photonique (le guidage classique se fait par réflexion interne totale), par conséquent on peut ainsi fabriquer des guides optiques avec des courbures importantes.

En premier lieu, nous allons présenter le principe de guidage dans les CPs-2D et en particulier le guide droit mono-rangée $W_1^K A$.

III. 2 Guide mono-rangée $W_1^K A$

Si on supprime une rangée de trous d'air dans un CP-2D dans la direction Γ -K de la première zone de Brillouin, un phénomène de guidage le long de ce défaut linéaire se produit, on obtient ainsi un guide droit mono-rangée $W_1^K A$.

Ce type de guide sera utilisé ultérieurement pour réaliser d'autres systèmes cascades, filtres sélectifs, les doubles virages et les démultiplexeurs.

La figure III.1, schématise un guide $W_1^K A$ créé dans un réseau bi-dimensionnel périodique de trous d'air gravés dans une matrice diélectrique avec suppression d'une rangée entière de trous. La largeur du défaut linéaire est notée par w .

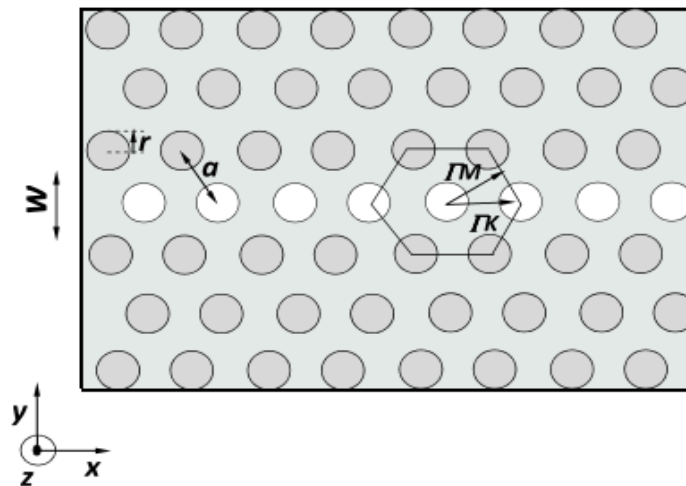


Figure III. 1: Schéma d'un guide d'onde $W_1^K A$ défini dans un réseau bi-dimensionnel triangulaire de trous d'air.

La figure III.2 illustre une image MEB d'un $W_1^K A$. La longueur du guide vaut 50 fois le paramètre de maille du cristal. Il est connecté à l'extérieur par des guides ruban mono-mode de 280 nm de largeur [78].

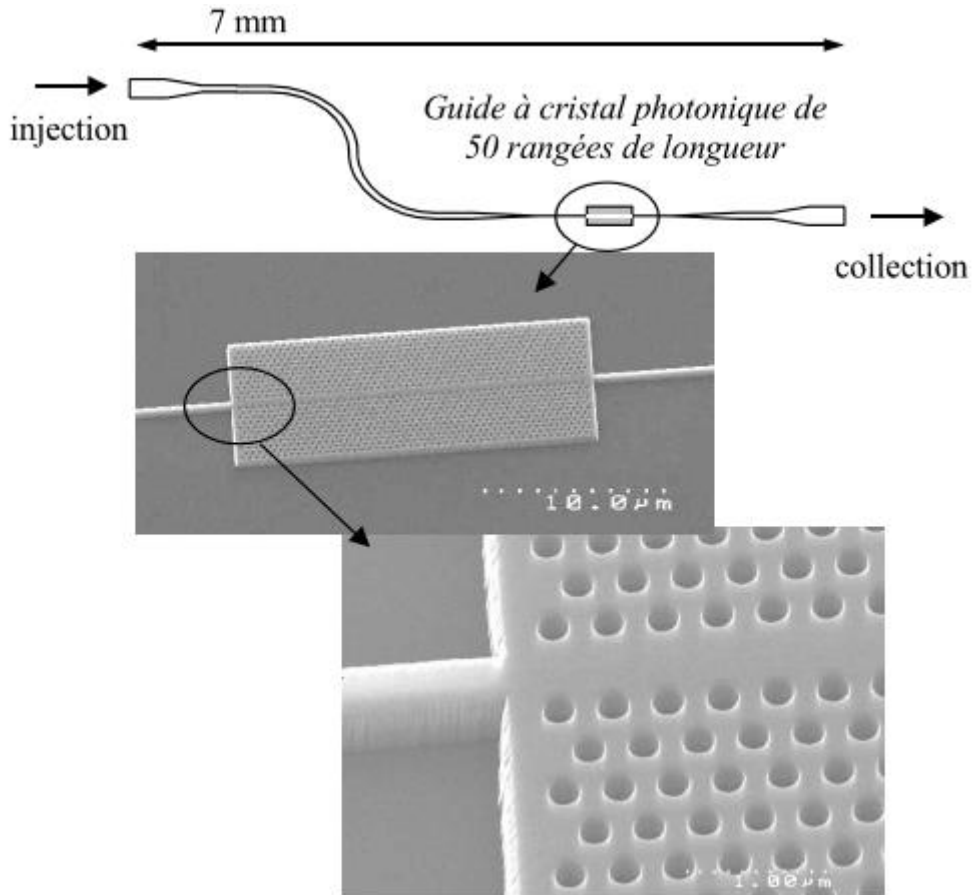


Figure III. 2: Photographie de microscopie électronique à balayage d'un guide d'onde $W_1^K A$ défini dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air gravés au travers d'une hétérostructure $SiO_2/Si/SiO_2$ [78].

III.3 Choix des Paramètres de la structure étudiée

Le choix d'une structure cristalline doit vérifier certain critères de base :

- Le matériau du CP doit ouvrir une bande interdite photonique suffisamment large. Celle-ci n'existe que pour des contrastes d'indice suffisamment élevés entre les matériaux qui composent le cristal photonique. Le cœur est constitué du quaternaire (InP/GaInAsP/InP), matériau très prometteur dans le domaine de la photonique [11]. D'après la littérature, cette hétérostructure possède un indice de réfraction effectif élevé ($n=3.24$). Cette matrice est transparente aux longueurs d'onde des télécommunications et permet la création de guides d'ondes à fort confinement du champ électromagnétique.
- Il existe plusieurs types de motifs élémentaires tels que les réseaux périodiques de bâtonnets diélectriques dans l'air (structure déconnectée) ou de trous d'air percés dans une

matrice diélectrique (structure connectée). Selon la littérature, un gap TE s'ouvre pour une structure connectée. A l'inverse, un gap TM s'ouvre pour une structure déconnectée (isolée). Avant de concevoir n'importe quelle structure cristalline, il est judicieux d'analyser la carte de bande [80] qui décrit la relation de dispersion pour les différents modes possibles. A partir du tracé de la carte de bande on peut choisir convenablement les paramètres géométriques de la structure désirée. D'autre part, une matrice de trous d'air à maille triangulaire reste la géométrie standard qui permet d'obtenir une large bande interdite [79].

III.3.1 Etude de diagramme de dispersion des cristaux photoniques 2D

Dans cette partie, en s'inspirant et se basant sur les résultats des travaux existants [81], nous allons analyser une structure cristalline planaire qui possède :

- Un même motif de trous d'air infiniment longs de rayon $r=0.36.a$, disposés périodiquement suivant les deux directions x et y de l'espace et placés dans une hétéro-structure de matériau diélectrique de fort indice de réfraction ($n_{eff}=3.24$).
- Le taux de remplissage en air est fixé à : $f=47\%$.

A partir d'un code Matlab, basé sur la méthode des ondes planes (PWE) [54], on a pu tracer le diagramme des bandes interdites photoniques de la structure triangulaire pour le mode TE (Figure III.3). Ce diagramme possède:

- Sur l'axe des abscisses, la variation du vecteur d'onde sur le circuit Γ -M-K- Γ (directions de haute symétrie de la première zone de Brillouin).
- Sur l'axe des ordonnées, la fréquence normalisée des modes optiques calculés.

Comme il est illustré sur le diagramme de bande de la figure III.3, une large bande interdite TE s'ouvre pour des fréquences normalisées entre de $0.25 < a/\lambda < 0.38$ correspondant aux longueurs d'onde $1.2631 \mu\text{m} < \lambda < 1.920 \mu\text{m}$. Une onde électromagnétique incidente dans le plan perpendiculaire au réseau des cylindres en air, sera donc réfléchi si sa fréquence est comprise dans l'intervalle spectral précédent.

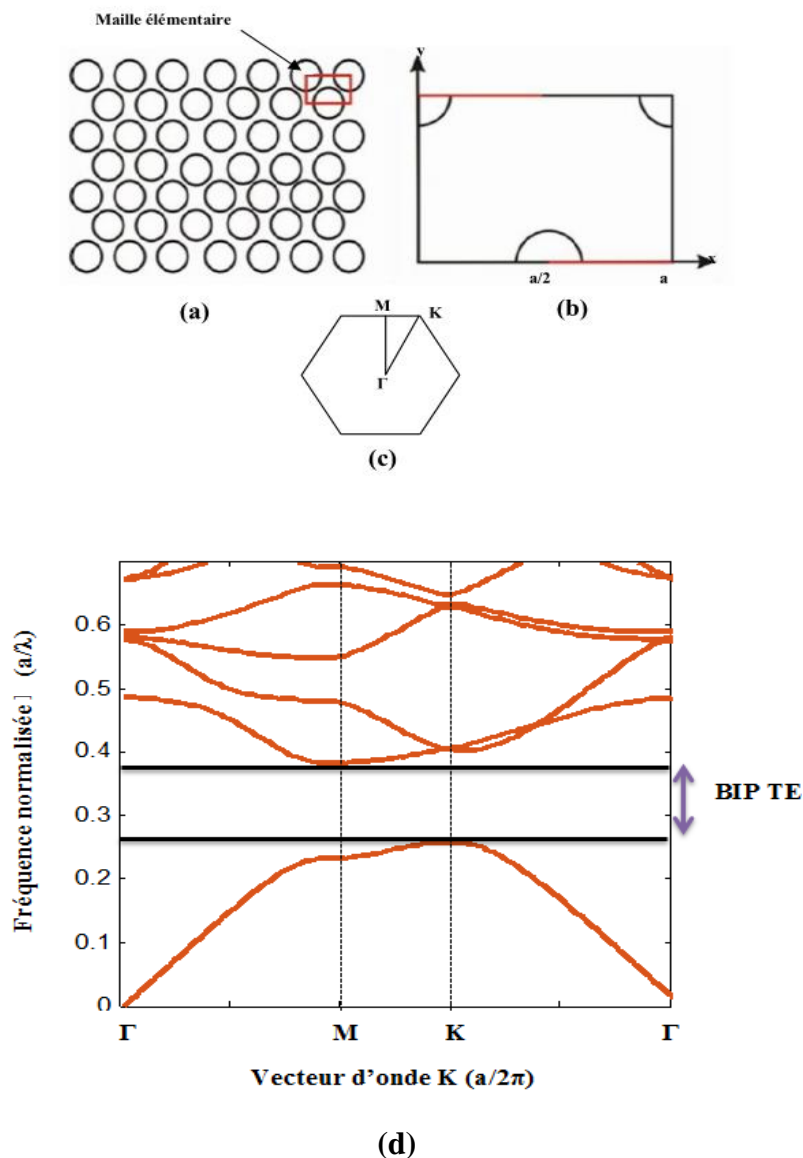


Figure III.3: (a) Structure triangulaire, (b) Zoom sur la maille élémentaire, (c) le circuit Γ -M-K- Γ (directions de haute symétrie de la première zone de Brillouin). (d) Diagramme de bandes d'un Cp-2D constitué par un réseau triangulaire de trous d'air ($a = 0.48 \mu\text{m}$ et $r = 0.1728 \mu\text{m}$) gravés dans un diélectrique ($\epsilon_r = 10.5$) pour un facteur de remplissage en air 47%.

A partir de ce résultat, nous concluons que la structure triangulaire de trous d'air ouvre une large bande interdite photonique en polarisation TE. Pour cela, nous l'utiliserons dans l'ensemble de ce travail.

III.3.2 Carte des bandes interdites

Le calcul du diagramme de bande nous renseigne entre autres, sur la position et la largeur des bandes interdites photoniques pour la polarisation TE. Deux autres paramètres peuvent être ajustés afin de jouer sur celles-ci :

- ✓ le facteur de remplissage en air (ou le rapport r/a)
- ✓ et l'indice de réfraction de la matrice.

Comme un premier calcul, nous avons choisis un matériau d'indice fixé à $n_{\text{eff}}=3.24$, et nous voulons étudier l'influence du facteur r/a sur la position et la largeur des gaps photoniques, afin de sélectionner les paramètres géométriques des filtres sélectifs proposés pour la conception du démultiplexeur.

Nous avons obtenu la carte des bandes interdites indiquée sur la figure III.4 [54].

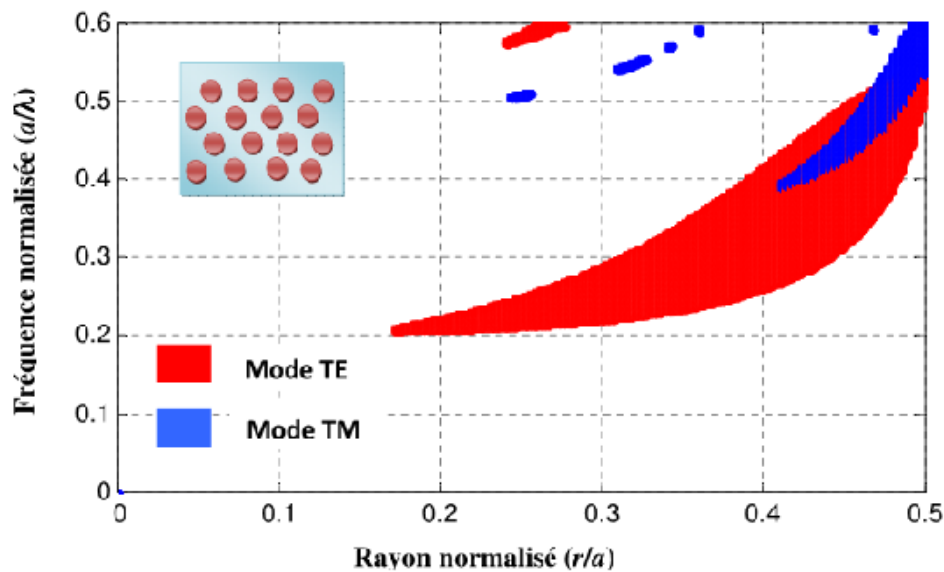


Figure III.4: Cartes des bandes interdites pour la polarisation TE dans le cas d'un cristal photonique de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique $\epsilon_r = 10.5$ pour un réseau triangulaire [54].

La figure III.4 montre bien qu'il faut atteindre $r/a = 0.18$ pour voir apparaître la bande interdite pour le mode TE car pour de faibles facteurs de remplissage en air, il n'y a pas de bande interdite.

III. 4 Conception d'un nouveau filtre à bande étroite centrée à $1.31 \mu\text{m}$ excité en mode TE

III. 4. 1. Première topologie

La première structure proposée est constituée d'un réseau de trous de rayon r , placé dans une matrice d'indice de réfraction $n_{\text{eff}}= 3.24$. Ces cylindres sont disposés dans les directions (Ox) et (Oy) d'une façon finie; cependant ils sont «infiniment longs» dans la direction (Oz).

Chapitre III: Conception des Nouvelles Topologies de Filtrés Sélectifs pour l'Optique Intégrée

Toutes les structures qui seront traitées dans ce chapitre posséderont 13 rangées d'inclusions parallèles selon la direction (Oy), autrement dit on maintient le nombre de rangées selon (Oy) invariant. Ainsi la variation du nombre de trous dans la matrice dépendra des changements effectués suivant l'axe (Ox). Les dimensions du CP sont (14.265×5.334) μm .

En variant les paramètres géométriques des inclusions (rayon, nombre), on peut obtenir différents facteurs de remplissage en air pour une structure triangulaire.

Comme excitation, on choisit la polarisation TE qui permet l'ouverture d'une large bande interdite pour une structure à maille triangulaire.

Par un choix judicieux du rayon, de la période et de la forme du motif, il est possible de faire apparaître une BIP dans le spectre de transmission à travers la structure. Tous les diamètres des trous que nous proposons dans cette partie du chapitre permettent d'ouvrir une BIP dans la région de $0.25 < a/\lambda < 0.38$ en polarisation TE.

Premièrement, comme illustration, nous allons vérifier que la structure sans défauts, donnée dans la figure III.4 avec 49 rangées selon l'axe (Ox) et 13 rangées selon l'axe (Oy) permet l'ouverture d'une bande photonique interdite dans l'intervalle de fréquences incluant $1.31 \mu\text{m}$.

Le pas de discrétisation spatiale est $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$ et le pas de discrétisation temporelle est $\Delta t = 9.5 \text{ms}$. Le choix de ces valeurs garantit et satisfait le critère de dispersion et de stabilité numérique. Dans cette simulation, le calcul est réalisé pour un nombre d'itérations total égal à 50000.

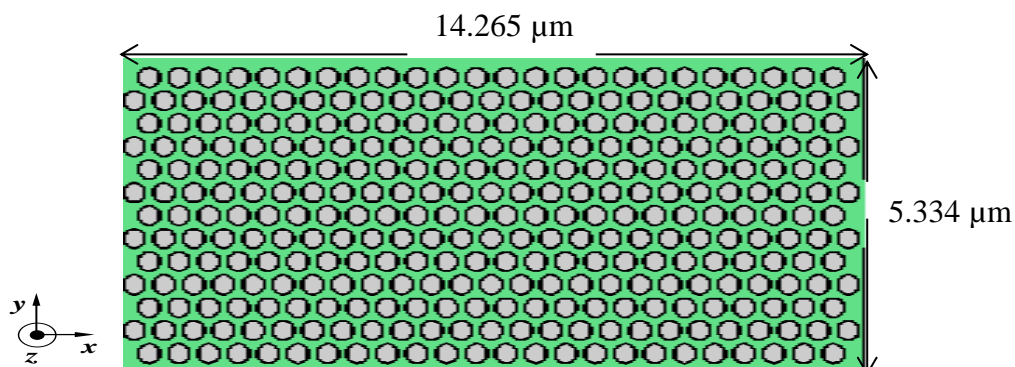


Figure III.5: Structure triangulaire sans défaut avec : $\epsilon_{\text{eff}} = 10.5$, $f = 47\%$, $a = 0.48 \mu\text{m}$ et $r = 0.1728 \mu\text{m}$.

Sur la figure III.6, nous présentons le coefficient de transmission et de réflexion normalisés pour le mode TE obtenus par la méthode FDTD-2D relatif à la structure donnée dans la figure III.5.

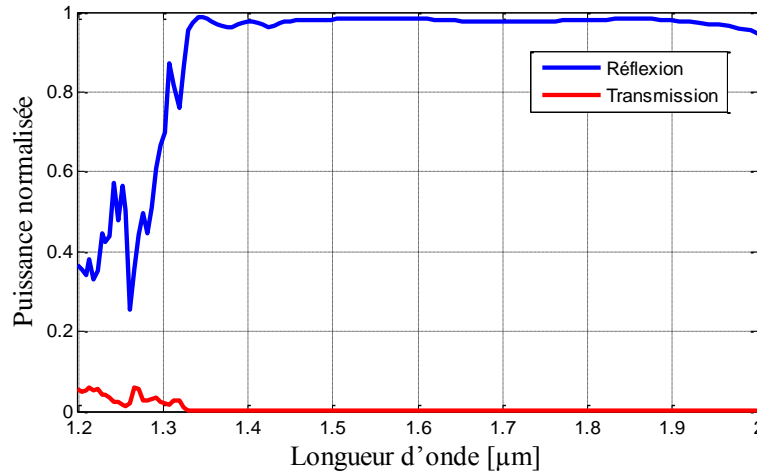


Figure III.6: Spectres de transmission et de réflexion.

On remarque que le coefficient de transmission couvrant la bande de longueur d'onde [1.2-2] μm est nul, contrairement au coefficient de réflexion qui est élevé sur le même intervalle de longueur d'onde. La quantité de réflexion mesurée à la longueur d'onde 1.31 μm est de 76%. Ceci justifie l'absence du phénomène de guidage dans la structure à maille triangulaire sans défauts à cause de la présence de la bande interdite (BIP) s'étalant entre 1.2 et 2 μm pour le mode TE.

Pour mettre en évidence le phénomène de guidage dans la structure précédente (Figure III.4), nous allons créer un défaut au sein du CP-2D en supprimant une rangée entière de trous, parallèle à l'axe (Ox), obtenant ainsi une mono rangée de type $W_1^K A$ (Figure III.7.a). Les dimensions de cette structure sont maintenues les mêmes ($14.26 \times 5.334 \mu\text{m}$), la largeur du canal du guide est de valeur $w=1.012 \mu\text{m}$, le rayon du trou $r=0.1728 \mu\text{m}$ (correspondant à $r/a = 0.36$) et le facteur de remplissage en air $f=47\%$.

Sur la figure III.7.b, nous donnons le spectre de transmission correspondant au guide $W_1^K A$. Il est facile d'observer l'apparition d'une large bande de transmission incluant la longueur d'onde 1.31 μm . A cette dernière, on enregistre une transmission de l'ordre de 60%.

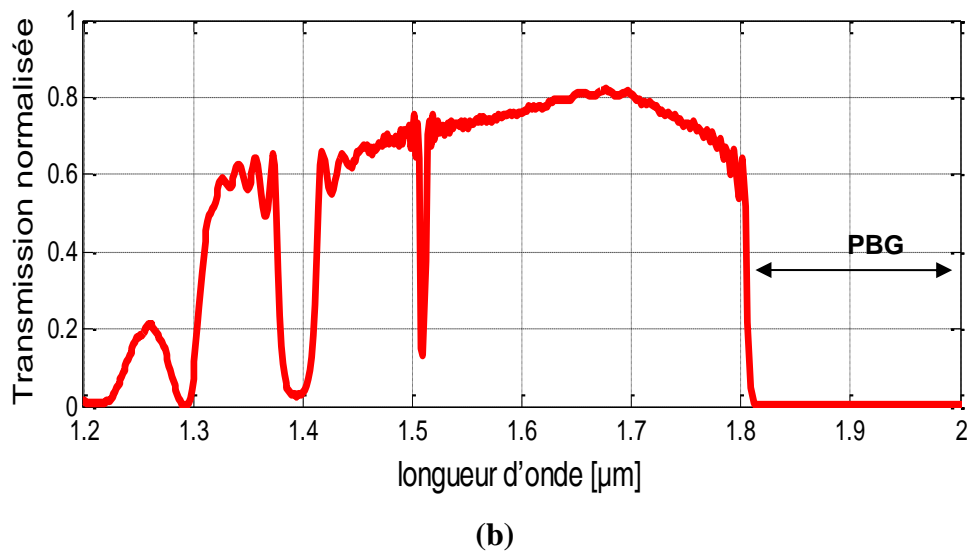
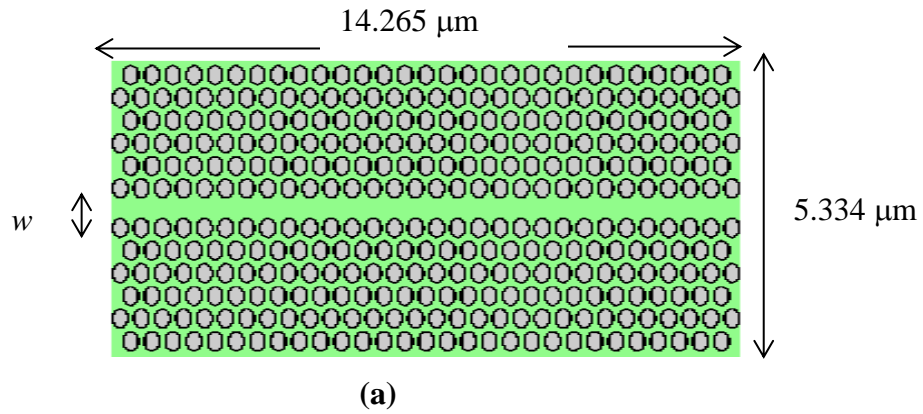


Figure III.7 : (a) Guide mono- rangée $W_1^K A$ ($\epsilon_{\text{eff}} = 10.5$, $f = 47\%$, $a = 0.48 \mu\text{m}$ et $r = 0.1728 \mu\text{m}$). (b) Coefficient de transmission calculé de $W_1^K A$.

Pour permettre à une étude comparative, on propose trois guides $W_1^K A$ ayant les paramètres donnés dans le tableau III.1.

Guide	1	2	3
rayon de trou d'air (μm)	0.1728	0.1848	2.418
rayon normalisé r/a	0.36	0.385	0.48
nombre de trous selon (ox)	30	30	30
facteur de remplissage (%)	47	53.7	83

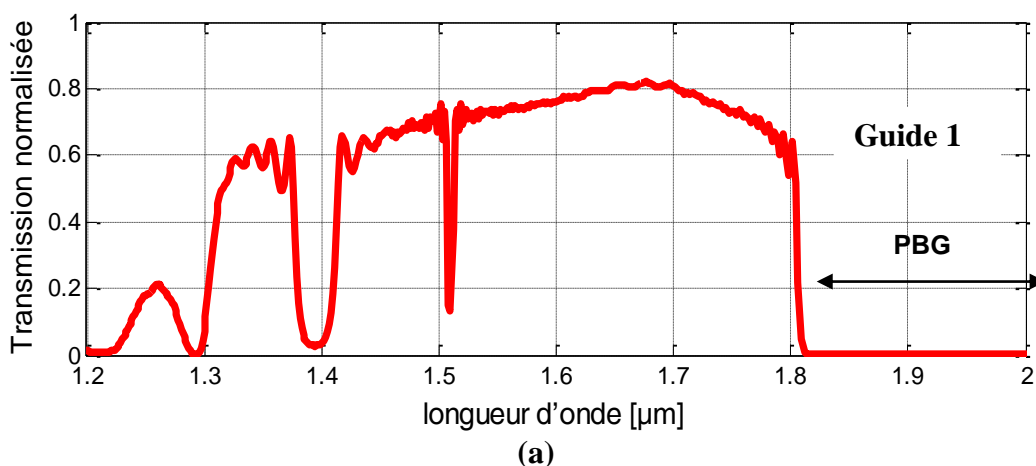
longueur du CP (μm)	14.265	14.2896	14.380
Largeur du CP (μm)	5.334	5.358	5.45
largeur du canal w (μm)	0.48	0.46	0.37

Tableau III.1: Paramètres des trois guides $W_1^K A$.

Les figures III.8 illustre les réponses spectrales en transmission des trois guides mono-rangées $W_1^K A$ séparés. Une large bande de transmission est observée, s'étalant sur une bande de longueur d'onde [1.3-1.8] μm . Le coefficient de transmission dans les trois cas peut atteindre des valeurs entre 0% à 80%. Ceci montre l'apparition d'un mode guidé incluant le mode de fréquence normalisée 0.309 (correspondant à $\lambda=1.55\mu\text{m}$).

La figure III.8 (b) donne le spectre de transmission du guide d'onde avec un rayon normalisé $r_2/a=0.385$. On remarque que le coefficient de transmission est décalé avec une légère modification en raison du changement de la taille des trous d'air. D'autres pics apparaissent tels que 1.31 μm et 1.55 μm .

La figure III.8 (c) illustre la réponse spectrale du guide $W_1^K A$ de rayon normalisé $r_3/a=0.48$. Une faible transmission est observée dans la bande de fréquence [1.36-1.8 μm]. Le coefficient de transmission atteint son maximum à une valeur de l'ordre de 65% autour de la longueur d'onde 1.31 μm avec disparition totale du mode à la longueur d'onde 1.55 μm . Ceci reflète la transmission sélective d'une onde électromagnétique.



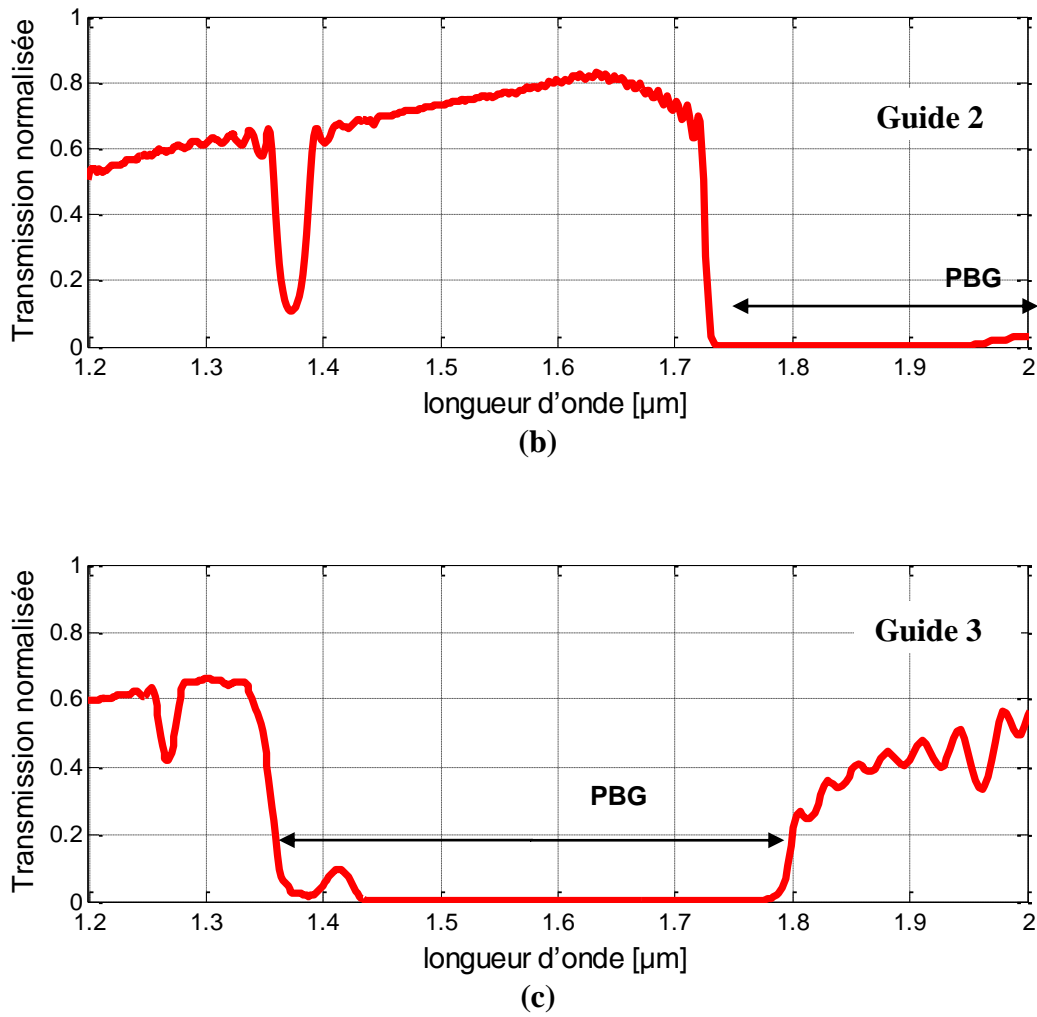


Figure III.8: Le coefficient de transmission calculé des guides séparés $W_1^K A$. $r_1/a = 0.36, f = 47\%$, (b) $r_2/a = 0.385, f = 53.7\%$, (c) $r_3/a = 0.48, f = 83\%$.

Nous donnons une première proposition d'une nouvelle topologie d'un filtre à base de CP-2D opérant à la longueur d'onde $1.31\mu\text{m}$ basée sur l'association en cascade des trois guides d'ondes décrits précédemment. La combinaison des trois guides $W_1^K A$ (Figure III.9). Le nombre total de trous d'air N selon l'axe (Ox) est égal à 30 (3×10). Les paramètres géométriques de ce filtre sont dressés dans le tableau III.2.

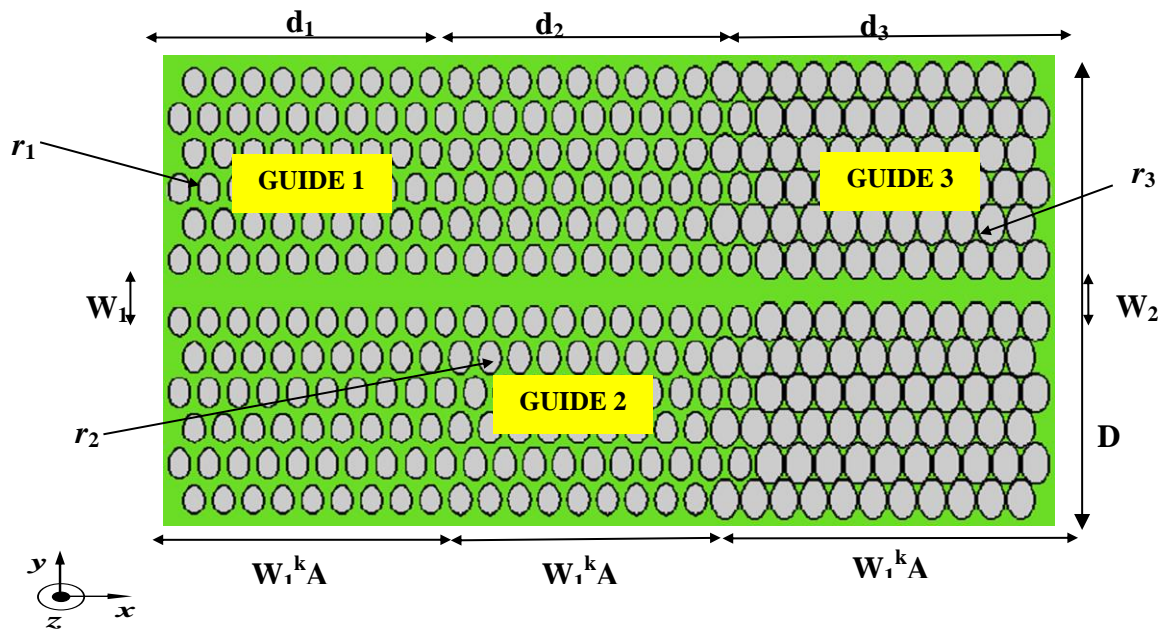


Figure III.9: Première topologie d'un filtre sélectif à base des CPs-2D avec association de trois guides W_1^kA .

Nombre trous	a (μm)	r_1 (μm)	r_2 (μm)	r_3 (μm)	d_1 (μm)	d_2 (μm)	d_3 (μm)	D (μm)	w_1 (μm)	w_2 (μm)
30	0.48	0.173	0.185	0.230	4.68	2.42	4.78	4.66	0.48	0.37

Tableau III.2: Paramètres géométriques de la première topologie du filtre proposé.

Dans la figure III.10, nous présentons le coefficient de transmission normalisé correspondant à la première topologie du filtre sélectif en fonction de la longueur d'ondes. On remarque que la réponse spectrale admet un maximum autour de $1.31\mu\text{m}$ avec des puissances allant jusqu'à 85%. Cependant, d'autres pics de coefficient de transmission maximal enregistré à 40% et 30% se produisent respectivement dans les bandes de longueur d'onde $[1.21-1.29]$ et $[1.4-1.45]$ μm . Pour un bon filtre sélectif, en général il est primordial d'avoir une bande de résonance étroite.

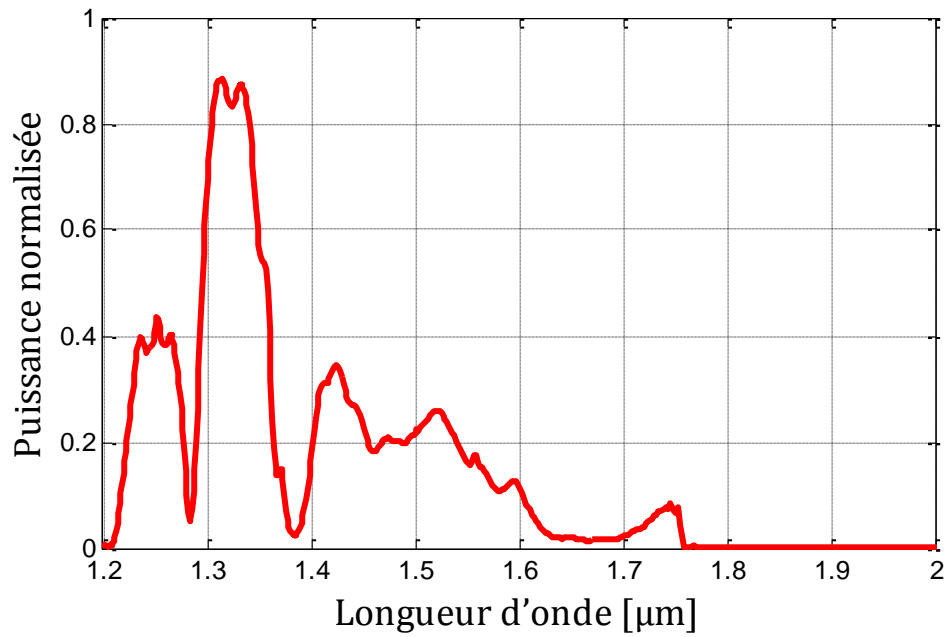
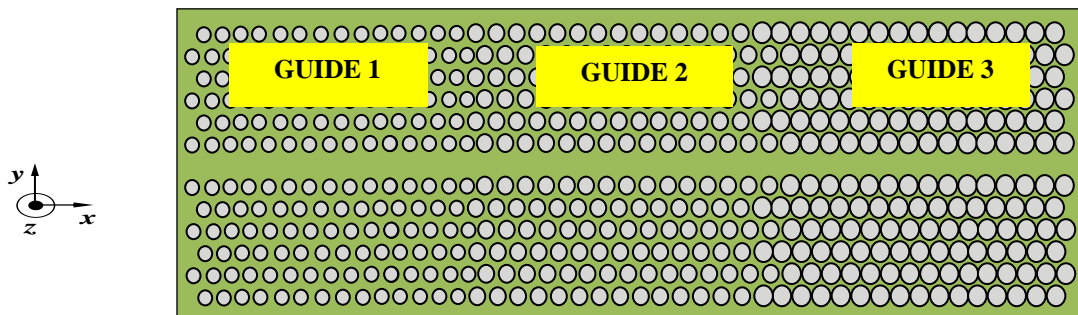


Figure III.10: Spectre de transmission du filtre sélectif relatif à la première topologie

III. 4. 2. Deuxième et troisième topologie

Dans le but d'améliorer les performances du filtre sélectif conçu précédemment en termes de transmission, nous avons effectué d'autres simulations numériques par FDTD-2D pour d'autres topologies réalisés à partir de l'association en cascade des trois guides d'ondes $W_1^K A$ (Figure III.11). On varie dans ce cas le nombre de trous total N selon l'axe (Ox).



(a)

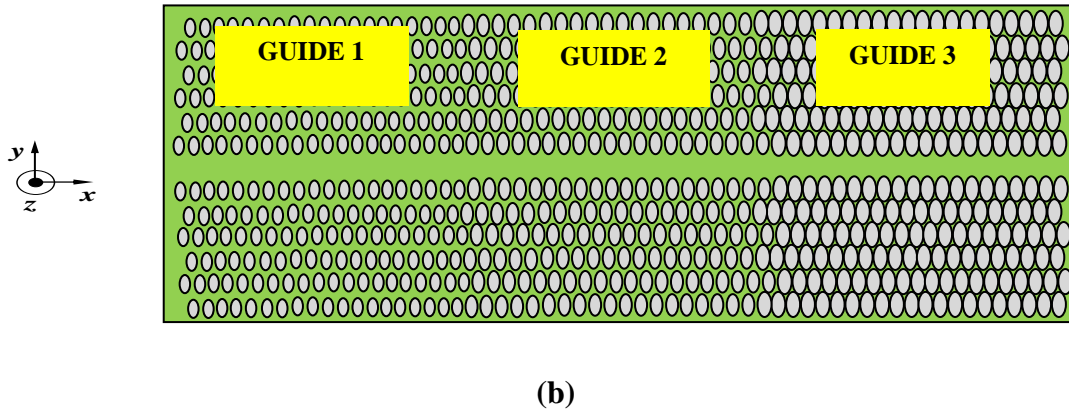


Figure III.11 : Structure d'un filtre sélectif à base des CPs-2D avec association en cascade de trois guides $W_1^K A$. (a) topologie $N=45$, (b) topologie $N=60$.

Les tableaux III.3 et III.4 résume respectivement les paramètres géométriques du deuxième et troisième topologie de filtre sélectif.

Nombre de trous	a (μm)	r_1 (μm)	r_2 (μm)	r_3 (μm)	d_1 (μm)	d_2 (μm)	d_3 (μm)	D (μm)	w_1 (μm)	w_2 (μm)
45	0.48	0.1728	0.1848	0.2304	7.07	7.0896	7.1808	4.66	0.48	0.37

Tableau III.3: Paramètres géométriques de la deuxième topologie du filtre.

Nombre de trous	a (μm)	r_1 (μm)	r_2 (μm)	r_3 (μm)	d_1 (μm)	d_2 (μm)	d_3 (μm)	D (μm)	w_1 (μm)	w_2 (μm)
60	0.48	0.1728	0.1848	0.2304	9.466	9.487	9.581	4.66	0.48	0.37

Tableau III.4: Paramètres géométriques de la troisième topologie du filtre.

La figure III.12 illustre à la fois les spectres de transmission normalisés correspondants aux filtres sélectifs ayant des valeurs de N différentes. Toutes les réponses spectrales admettent un maximum au voisinage de $1.31 \mu\text{m}$ avec des puissances respectivement de 88%, 79% et 76%. Nous expliquons ces maximums par la présence du mode guidé sans pertes qui existe à cette longueur d'onde.

Cependant, d'autres pics avec un coefficient de transmission maximal de à 40% et 30% se produisent respectivement dans les bandes de longueur d'onde [1.21-1.29] μm et [1.40 μm -1.45 μm] notamment pour le filtre possédant 30 tiges.

Il est évident que les modes sont couplés dans ces trois guides d'ondes à travers l'excitation qui dépend de la symétrie du champ.

Le facteur de qualité Q défini par : $Q = \Delta\lambda/\lambda_r$ où λ_r représente la longueur d'onde de résonance et $\Delta\lambda$ représente la FWHM (c'est-à-dire la largeur de la bande à mi-hauteur) qui est un paramètre caractéristique d'un filtre. Ici, le facteur de qualité Q obtenu dans le cas de chaque configuration de filtre présenté auparavant est: 18.71, 22.78 et 29.77 respectivement pour $N=30$, $N=45$, $N=60$.

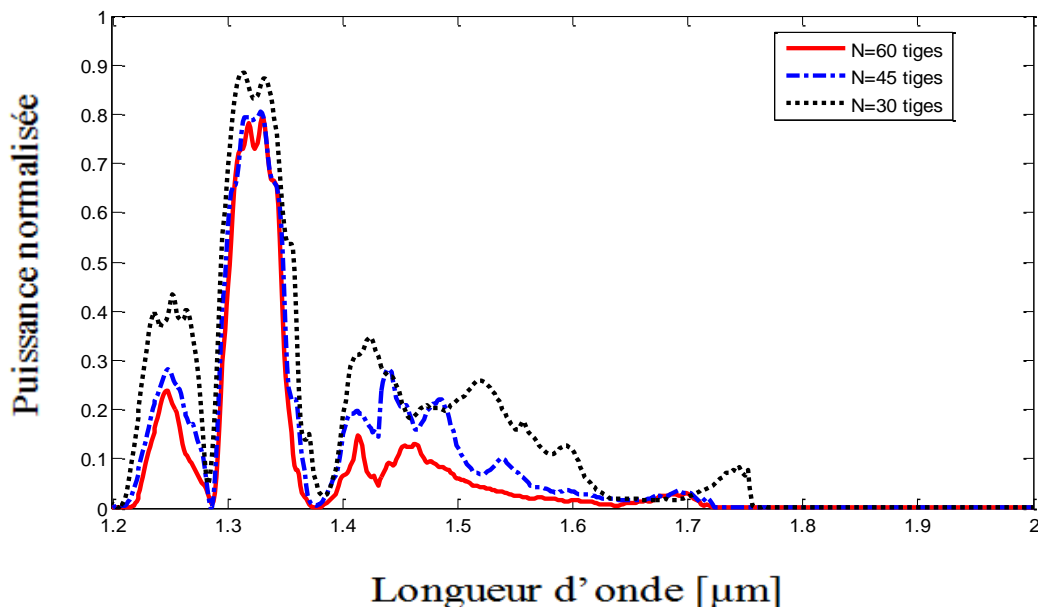


Figure III.12: Spectres de transmission du filtre sélectif simulé pour différents nombres de tiges.

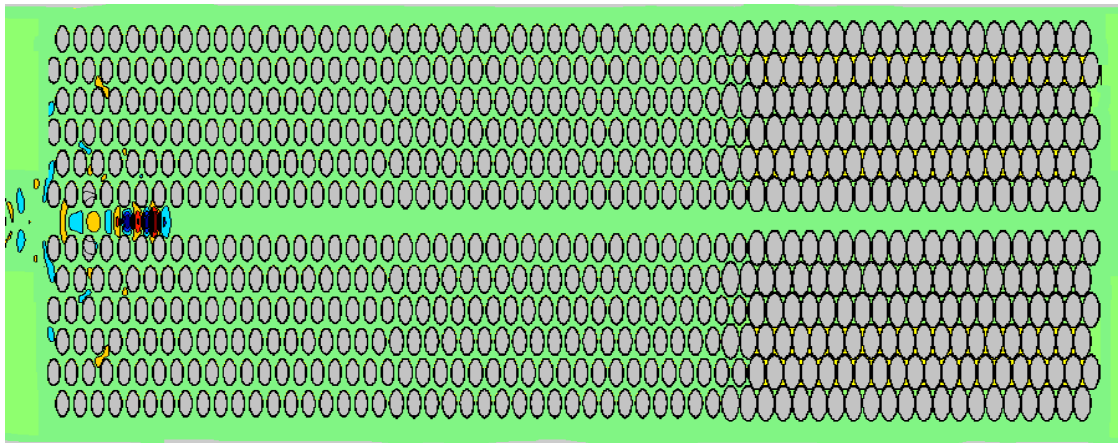
En comparaison avec les deux premières structures de filtres correspondantes au nombre total d'inclusions selon (Ox) respectivement à 30 et 45, le filtre sélectif possédant $N = 20$ trous pour chaque guide d'onde (le nombre total est de 60), présente une amélioration significative en terme de disparition des fréquences indésirables autour de la fréquence souhaitée.

En augmentant le nombre d'inclusions, nous observons que l'amplitude de transmission s'est considérablement améliorée. Nous concluons donc que la meilleure

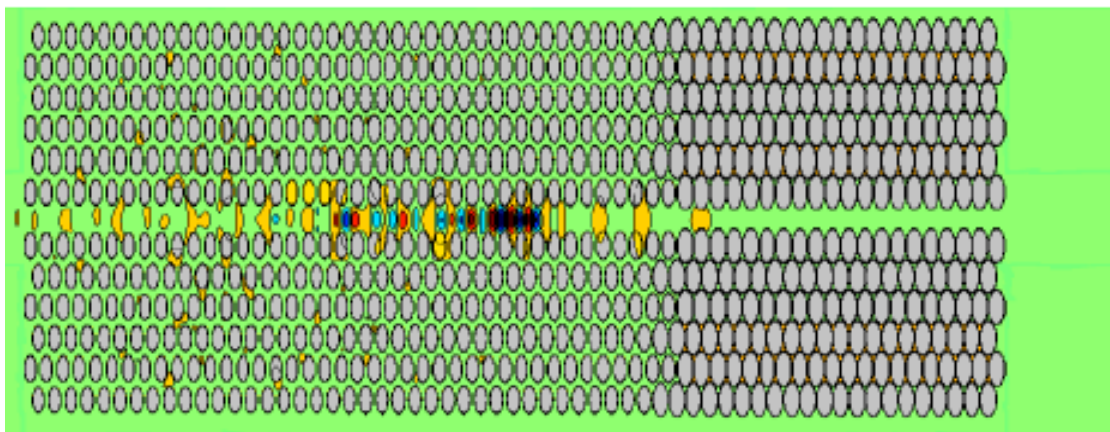
Chapitre III: Conception des Nouvelles Topologies de Filtrés Sélectifs pour l'Optique Intégrée

configuration en terme de transmission correspond à la dernière topologie autrement ayant un $N=60$ trous.

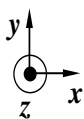
Nous reportons sur la figure III.13, la distribution spatio-temporelle du champ électrique à l'intérieur du filtre sélectif correspondant à $N=60$, opérant à la Longueur d'onde $1.31 \mu\text{m}$ pour différentes itérations de temps 1500, 5000 et 11000. L'allure de la distribution du champ électrique E_z montre le confinement du champ électromagnétique et l'existence d'un phénomène de guidage de la lumière le long du guide d'onde. Nous pouvons voir aussi qu'il y a une partie du champ électrique ayant une fréquence transmise qui appartient à la bande interdite et qui atteint le bord de la structure étudiée.



(a)



(b)



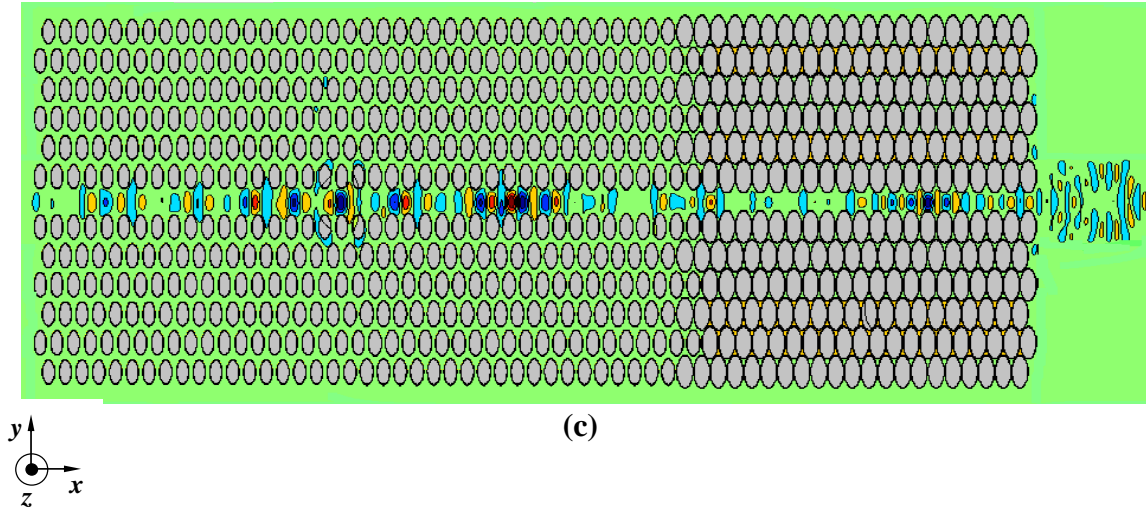


Figure III.13: Distribution spatio-temporelle du champ électrique E_z de la troisième topologie du filtre sélectif. (a) 1500, (b) 5000, (c) 11000 itérations

III. 5 Nouvelle Conception d'un nouveau filtre à bande étroite centrée à $1.55 \mu\text{m}$ excité en mode TE

Dans cette section, nous allons concevoir un filtre sélectif à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$. Cette dernière est amplement utilisée dans le domaine de télécommunications.

Il s'agit d'une nanostructure constituée de la mise en cascade de trois guides d'ondes de type $W_1^K A$ possédants des rayons normalisés différents d'inclusions. Des travaux similaires ont été faits mais avec des paramètres géométriques et des topologies différentes.

La différence qui réside entre ces travaux et nos travaux [75] se résume en deux points:

- ▲ L'ajout d'un troisième guide d'onde ;
- ▲ L'insertion d'un petit nombre de défauts supplémentaires circulaires, entre les deux demi-plans de confinement latéral du cristal photonique.

Afin d'améliorer la réponse spectrale du filtre en termes de transmission, les performances des structures que nous avons modélisées seront discutées et le diagramme de dispersion sera établi pour différentes itérations.

III. 5. 1. Première topologie

Dans cette section, nous allons concevoir une première topologie d'un filtre résonant à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$, réalisée par une combinaison de trois guides d'onde $W_1^K A$ à base de CP-2D à maille triangulaire. Dans cette étape aucun défaut supplémentaire n'est inséré à l'intérieur de la rangée de confinement latéral (figure III.14).

Chapitre III: Conception des Nouvelles Topologies de Filtres Sélectifs pour l'Optique Intégrée

Pour déterminer les paramètres des filtres sélectifs requis, nous devons spécifier la plage de la longueur d'onde dans laquelle le filtre doit fonctionner. En respectant la carte de bande de chaque guide d'onde sont : $r_1 = 0.2112 \mu\text{m}$, $r_2 = 0.1382 \mu\text{m}$ et $r_3 = 0.156 \mu\text{m}$. Les paramètres géométriques sont donnés dans le tableau III.5.

Chaque guide d'onde possède un nombre de trous $N_T = 15$. Le rayon normalisé des trous pour chaque guide d'onde est respectivement $r_1/a = 0.44$, $r_2/a = 0.288$ et $r_3/a = 0.325$.

Paramètre de maille	(μm)	$a = 0.48$
Rayon des trous du guide 1	(μm)	$r_1 = 0.2112$
Rayon des trous du guide 2	(μm)	$r_2 = 0.1382$
Rayon des trous du guide 3	(μm)	$r_3 = 0.156$
Indice de réfraction	(μm)	$n = 3.24$
Longueur du cristal photonique	(μm)	$L = 19.56$
Largeur du cristal photonique	(μm)	$D = 5.304$
Nombre de rangées de trous		$N_r = 13$
Nombre de trous total du guide		$N_T = 45$
Largeur du canal du guide 1	(μm)	$W_1 = 0.29$
Largeur du canal du guide 2	(μm)	$W_2 = 0.44$
Largeur du canal du guide 3	(μm)	$W_3 = 0.4$

Tableau III.5: Paramètres géométriques et physiques de la première topologie du filtre sélectif.

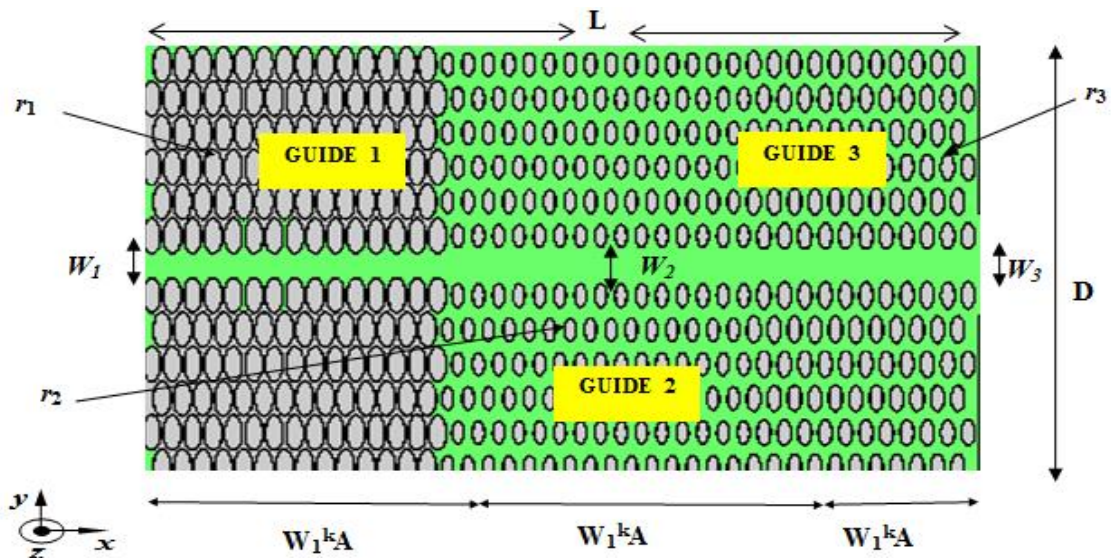
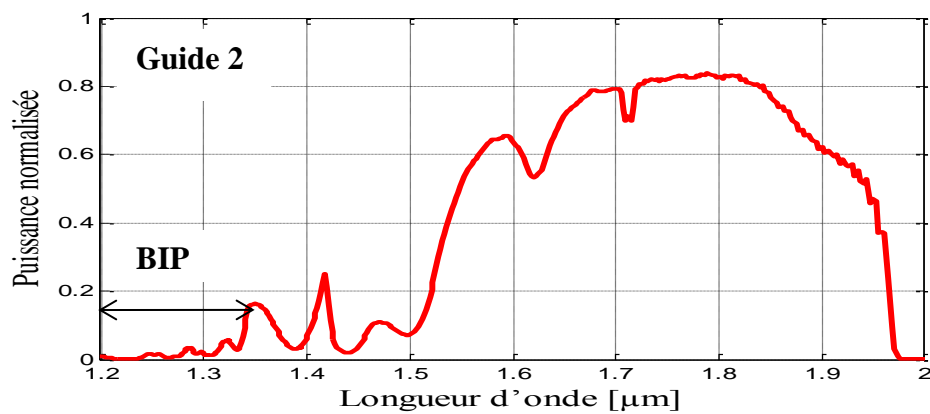
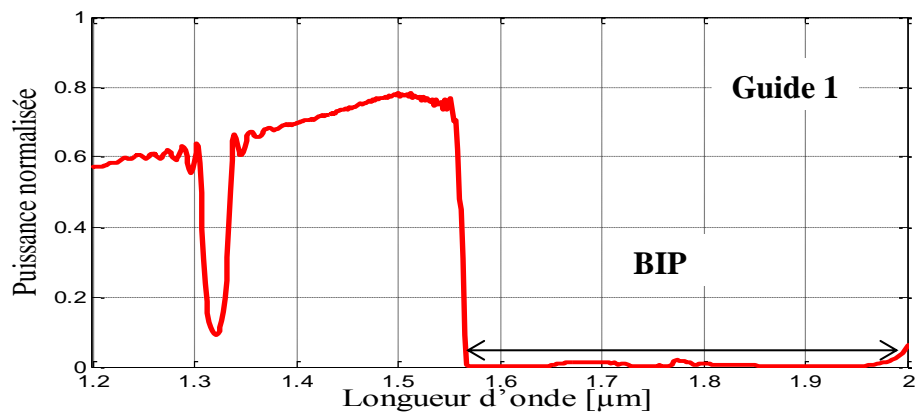


Figure III.14: Première topologie d'un filtre sélectif à base des CPs-2D centré à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ avec la mise en cascade de trois guides $W_1^k A$.

Chapitre III: Conception des Nouvelles Topologies de Filtrés Séléctifs pour l'Optique Intégrée

Sur la figuresIII.15, nous présentons les coefficients en transmission normalisés respectifs aux trois guides $W_1^K A$ séparés. Rappelons que le spectre de transmission des filtres est obtenu théoriquement par une multiplication de la transmission, du premier, deuxième et du troisième guide. Nous observons une large bande de transmission pour les trois cas sans toutefois l'aspect spécifique du filtrage. Les valeurs maximales du coefficient de transmission enregistrées à la longueur d'onde 1.55 μm sont respectivement 79%, 60% et 72%.



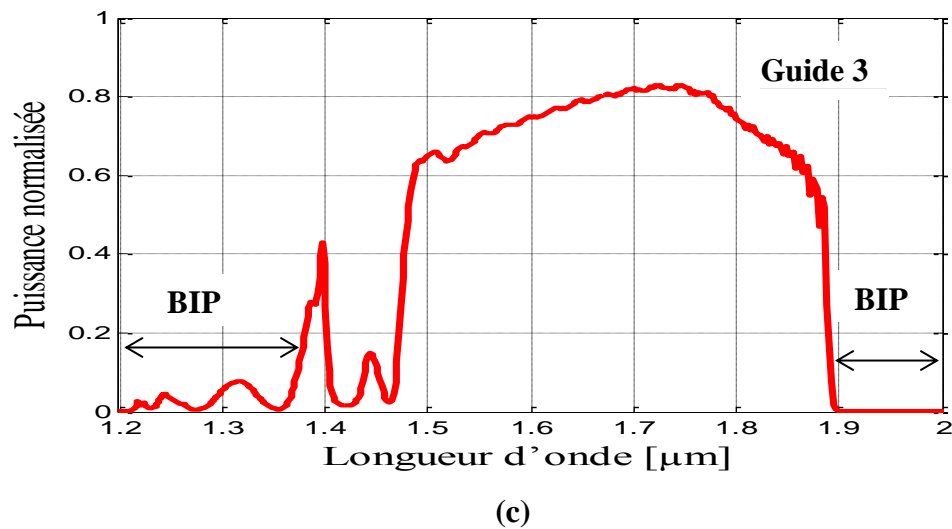


Figure III.15: Coefficient de transmission des guides $W_1^K A$ séparés. (a) $r_1/a = 0.44, f = 70\%$, (b) $r_2/a = 0.288, f = 30\%$. (c) $r_3/a = 0.325, f = 40\%$.

Selon la figure III.15, nous remarquons que l'augmentation du rayon normalisé conduit à un décalage de la bande de transmission vers les basses longueurs d'onde. Ceci est conforme avec l'analyse de la carte de bande donnée dans la figure I.19(a). Nous observons une bonne rejection pour les grandes longueurs d'ondes à partir de la région $1.57 \mu\text{m}$ jusqu'à $2 \mu\text{m}$; la transmission y est quasiment nulle. En outre, un maximum de transmission est enregistré au alentour de 78% au pic $1.55 \mu\text{m}$ avec une bande passante étroite. Donc l'objectif ciblé au départ a été atteint en terme de sélectivité néanmoins certains niveaux de transmission sont un peu élevés, et qui dégradent les performances du filtre.

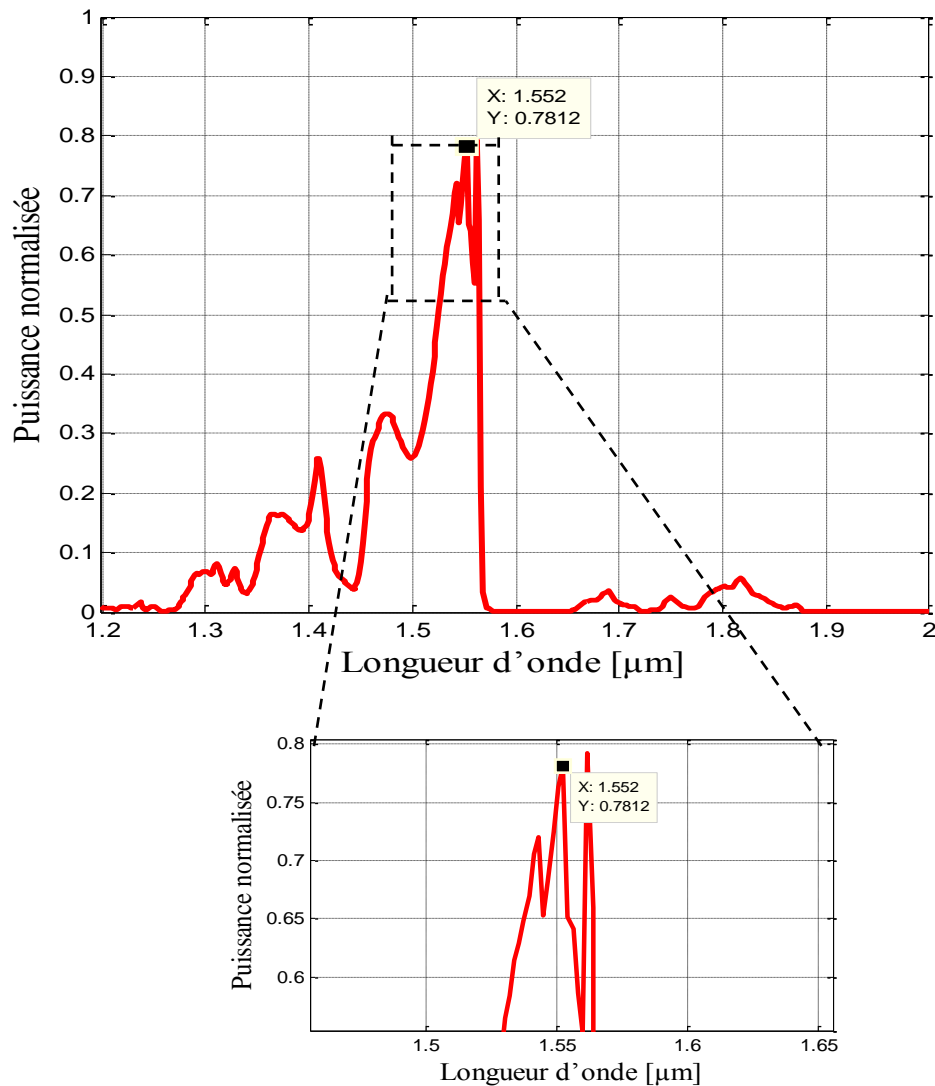


Figure III.16: Coefficient de transmission du filtre relatif à la première topologie.

A partir de ces résultats, il nous semble que la topologie du filtre proposé ne répond pas à nos exigences. Pour cela, et afin d'améliorer les performances du filtre et pour obtenir un bon filtrage dans les bandes de part et d'autre à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$, une autre topologie est proposée.

III. 5. 2. Deuxième topologie

Un second filtre sélectif bidimensionnel est obtenu toujours à partir de l'association en cascade de trois guide $W_1^K A$, et ceci dans le but d'éliminer les pics indésirables et de filtrer correctement la fréquence désirée. Les paramètres d'entrée de la structure précédents sont inchangés. Comme l'indique la figure III.17 suivante ; nous ajoutons deux petites inclusions

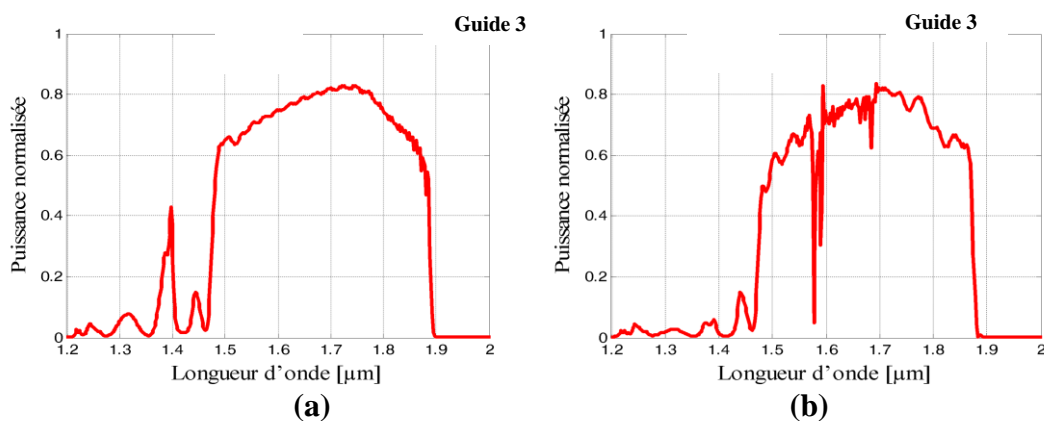
(trous remplis d'air) de forme cylindriques ayant un rayon normalisé de 0.17 dans la rangée vide au niveau du dernier guide $W_1^K A$. Cette insertion permet de contrôler la forme du spectre de transmission.

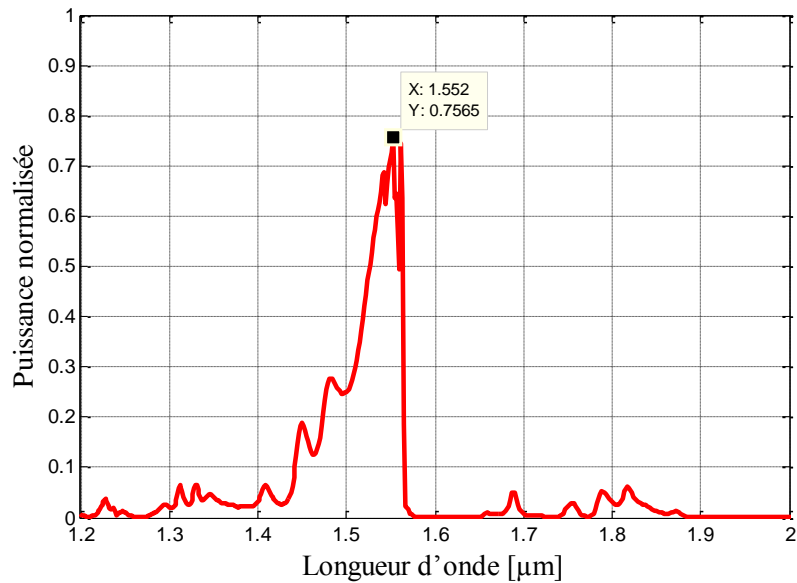


Figure III.17: Deuxième topologie d'un filtre sélectif à base des CPs-2D centré à $\lambda= 1.55 \mu\text{m}$ avec l'ajout de deux trous de rayon normalisé $r_c=0.17$.

Sur les figures III.18. (a et b), nous représentons la réponse spectrale en transmission normalisées du troisième guides $W_1^K A$, sans et avec deux trous d'air. Par comparaison entre les deux figures, nous notons la disparition de la longueur d'onde $1.4 \mu\text{m}$ et la présence de deux mini BIP dans l'intervalle $[1.56-1.59] \mu\text{m}$.

A partir de la figure III.18, on peut observer une faible transmission qui ne dépasse pas 25% dans l'intervalle de longueur $[1.20-1.5 \mu\text{m}]$ et elle est presque nulle sur la gamme $[1.57-2] \mu\text{m}$ et la disparition de la longueur d'onde $1.4 \mu\text{m}$. Par contre, nous notons une faible dégradation de la quantité de transmission de la longueur d'onde désirée à 75%.





(c)

Figure III.18: (a) Spectre de transmission du troisième guide $W_1^K A$ ($r_3/a=0.325$), (b) Spectre de transmission du troisième guide $W_1^K A$ avec l'ajout de deux trous d'air au niveau du défaut linéique ($(r_3/a = 0.325, r_c/a = 0.17)$), (c) Coefficient normalisé de transmission calculé du filtre sélectif.

Nos calculs ont montré l'effet de l'insertion de quelques trous dans la rangée de confinement latéral sur l'apparence et l'amélioration du spectre de transmission du filtre simulé.

III. 5. 3. Troisième topologie

Cette topologie est similaire à la précédente sauf ici nous ajoutons trois trous au niveau du canal du troisième guide $W_1^K A$ possèdent un rayon $r_c = 0.081 \mu\text{m}$.

Pour mettre en évidence l'effet de l'ajout des deux cavités supplémentaires au niveau du troisième guide $W_1^K A$, nous donnons sur la figure III.20 son spectre de transmission sans et avec la présence de cavités.

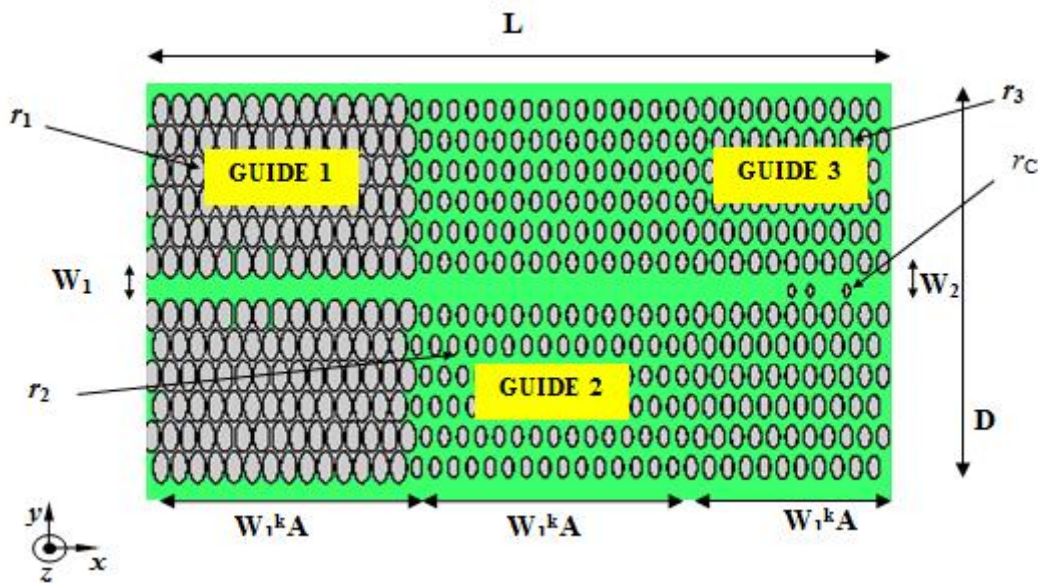


Figure III.19: Troisième topologie du filtre sélectif à base des CPs avec l'ajout de trois trous de rayon normalisé $r_c=0.17$ au niveau du troisième $W_1^k A$.

Le comportement spectral de la dernière topologie synthétisée du filtre pour la polarisation TE présenté sur la figure 3.19 est illustré par la figure 3.21. Selon ce tracé, on peut voir que la réponse spectrale maximale est de 80% au voisinage du pic $1.55 \mu\text{m}$. Une amélioration significative a été observée concernant la disparition des pics indésirables autour de la fréquence souhaitée mais une légère diminution de l'amplitude des modes apparaît. On conclue que l'ajout des trois inclusions au voisinage du troisième guide d'onde a un effet assez spectaculaire.

Nous reportons sur la figure III.22, la distribution spatio-temporelle de la composante du champ électrique E_z à l'intérieur du filtre sélectif correspondant à la troisième topologie et opérant à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ et ceci pour différentes itérations en temps 1500, 4500 et 6500. Ces figures confirment l'existence du phénomène de guidage et montrent le confinement du champ électromagnétique le long du guide d'onde.

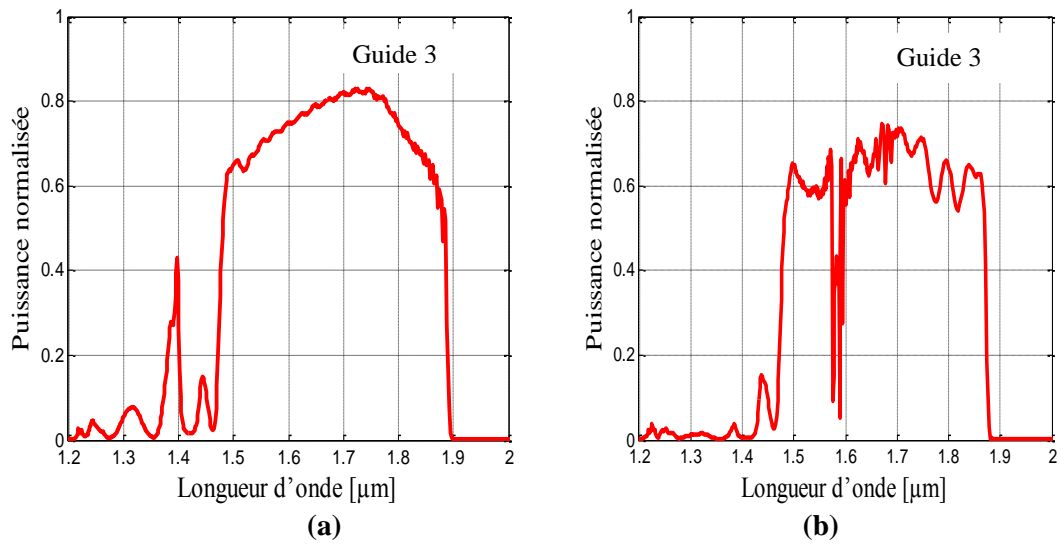


Figure III.20: Coefficient de transmission du troisième guide seul. (a) $r_3/a = 0.325$ sans cavités, (b) $r_3/a = 0.325$ avec trois trous de rayons normalisés $r/a = 0.17$.

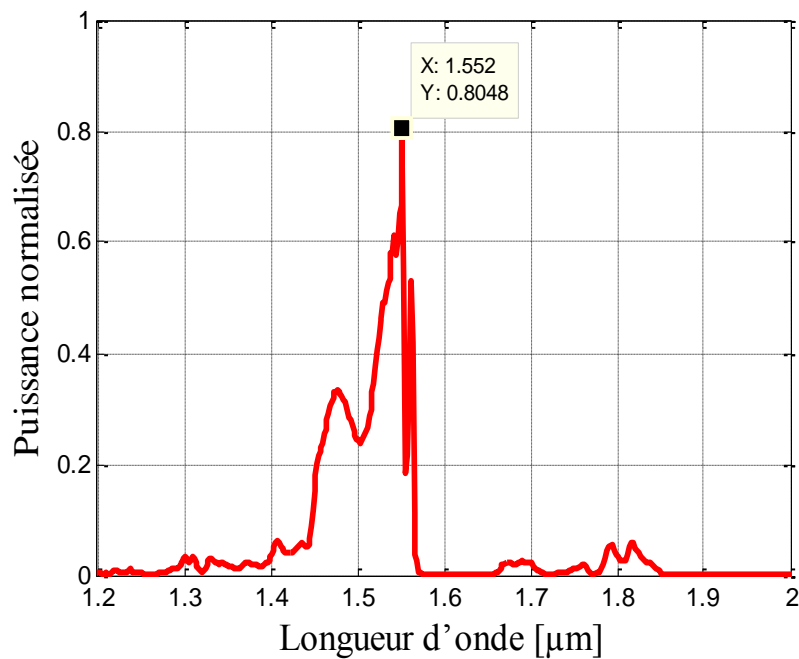
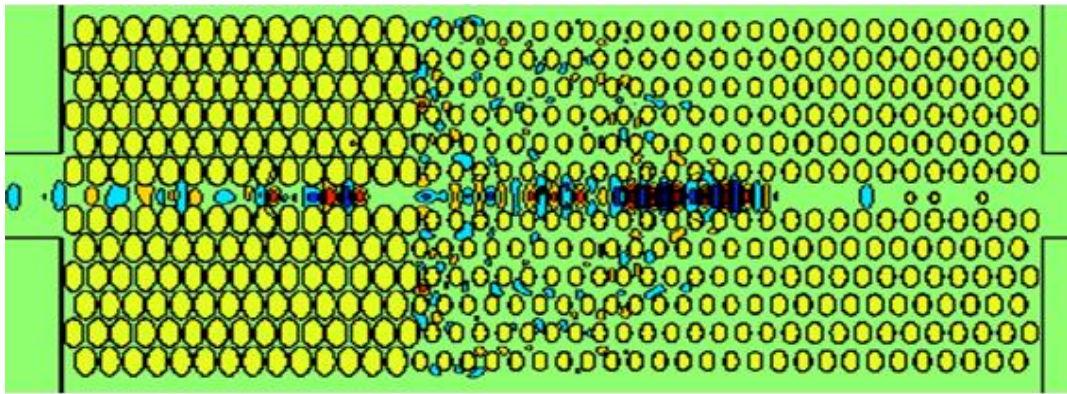


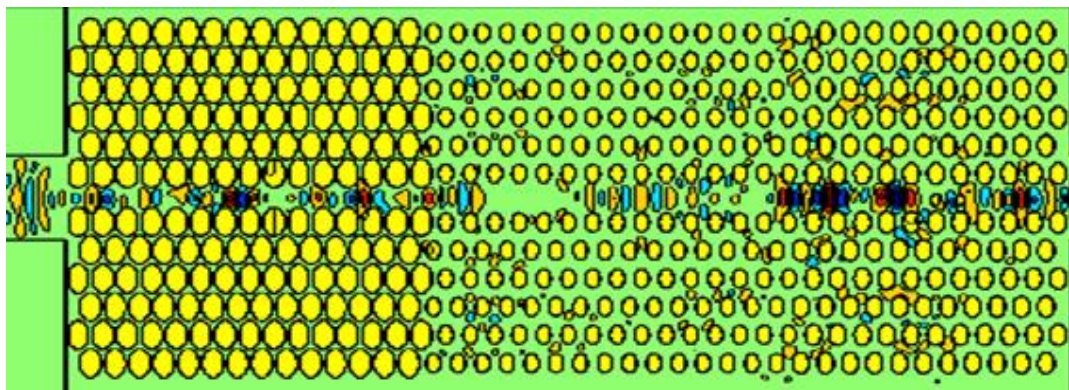
Figure III.21: Coefficient de transmission relatif à la troisième topologie du filtre sélectif à base des CPs-2D.



(a)



(b)



(c)

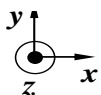


Figure III.22 : Répartition spatio-temporelle du champ électrique E_z du filtre sélectif correspondant à la troisième topologie avec l'ajout de deux cavités: (a) 1500 itérations, (b) 4500 itérations, (c) 6500 itérations.

III. 6 Conception d'un filtre bi-bandes sélectif 1.31/1.55 μm à base de cristaux photoniques bidimensionnels

On s'intéresse dans la section suivante, au filtre double sélectif à base de CPs-2D résonnant aux longueurs d'ondes 1.31 μm et 1.55 μm , correspondantes aux fréquences normalisées respectives $a/\lambda = 0.394$ et $a/\lambda = 0.333$).

La conception de la structure proposée suit le même procédé cité précédemment: une association en cascade des trois guides $W_1^K A$ mono-rangées, ayants des rayons de motifs différents, contenues dans une hétéro-structure InP/GaInAsP/InP d'indice de réfraction effectif de 3.24, dans un réseau bidimensionnel à maille triangulaire. La structure étudiée possède un gap contenant les deux longueurs d'ondes 1.31 μm et 1.55 μm très utilisées dans le domaine des télécommunications.

III. 6. 1. Première topologie

La période du réseau a est prise égale à 0.516 μm . Les paramètres géométriques filtre sélectif bi-bandes sont donnés dans le tableau III.6.

Selon la direction (Oy), on place 6 rangées de trous d'air de part et d'autre du canal de confinement de la lumière et 45 rangées de trous dans la direction (Ox) (Figure III.23). Les dimensions du filtre étudié sont 23.013 μm ×5.61 μm .

Cette structure est excitée en mode fondamental. Donc il s'agit de calculer les composantes (H_x, H_y, E_z).

Guide $W_1^K A$	1	2	3
rayon de trou d'air (μm)	0.2373	0.1986	0,1186
Facteur de remplissage %	76	52	19
longueur du CP (μm)	14.265	14,2896	14.380
Largeur du CP (μm)	5.334	5.358	5.45
largeur du canal w (μm)	0.40	0.656	0.52

Tableau III.6: Paramètres géométriques des trois guides $W_1^K A$ constituant le filtre sélectif bi-bandes.

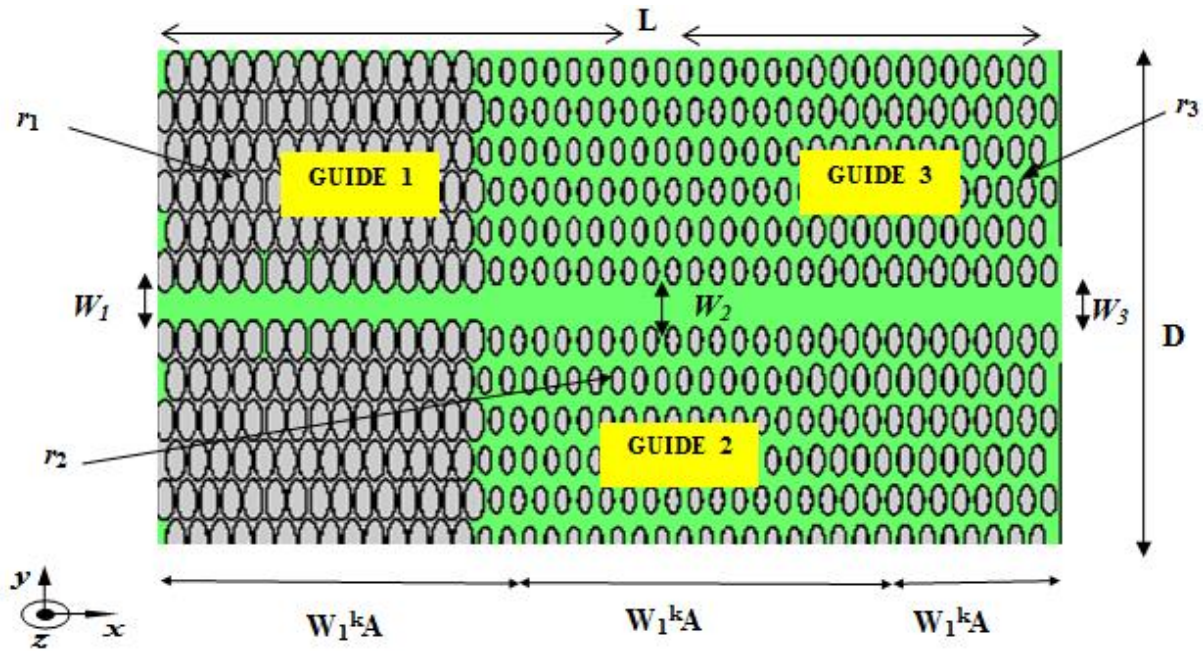


Figure III.23: Première topologie du filtre bi-bandes à base des CPs-2D ($a = 0.516\mu\text{m}$ et $r_1/a = 0.46$, $r_2/a = 0.385$, $r_3/a = 0.23$).

Les résultats de simulation de chaque guide W_1^kA séparément constituant le filtre proposé, sont donnés sur la figure III.24. Selon cette dernière, une large bande de transmission maximale est enregistrée à 80% dans la bande de longueur d'onde $[1.2-1.88] \mu\text{m}$ sans aspect de filtrage sélectif.

Nous constatons que le décalage de la bande de transmission vers les hautes longueurs d'ondes est dû à la diminution du rayon normalisé des inclusions constituant le guide W_1^kA . Ceci est conforme avec l'analyse de la carte de bande donnée par la figure I. 19(a).

La combinaison en série des trois guides mono-rangées produit un filtre ayant spectre de transmission résonnant simultanément aux deux longueurs d'onde $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$ avec un maximum de l'ordre de 82% et 51 % respectivement à ces deux longueurs d'onde. On note également la présence d'une parfaite rejection de l'onde dans l'intervalle $[1.1-1.25] \mu\text{m}$ et $[1.58-2] \mu\text{m}$ et ceci reflète la sélectivité de ce filtre aux deux fréquences désirées. Cependant, d'autres pics apparaissent dans la bande de fréquence $[1.40-1.52] \mu\text{m}$ avec un coefficient de transmission qui ne dépasse pas 29%.

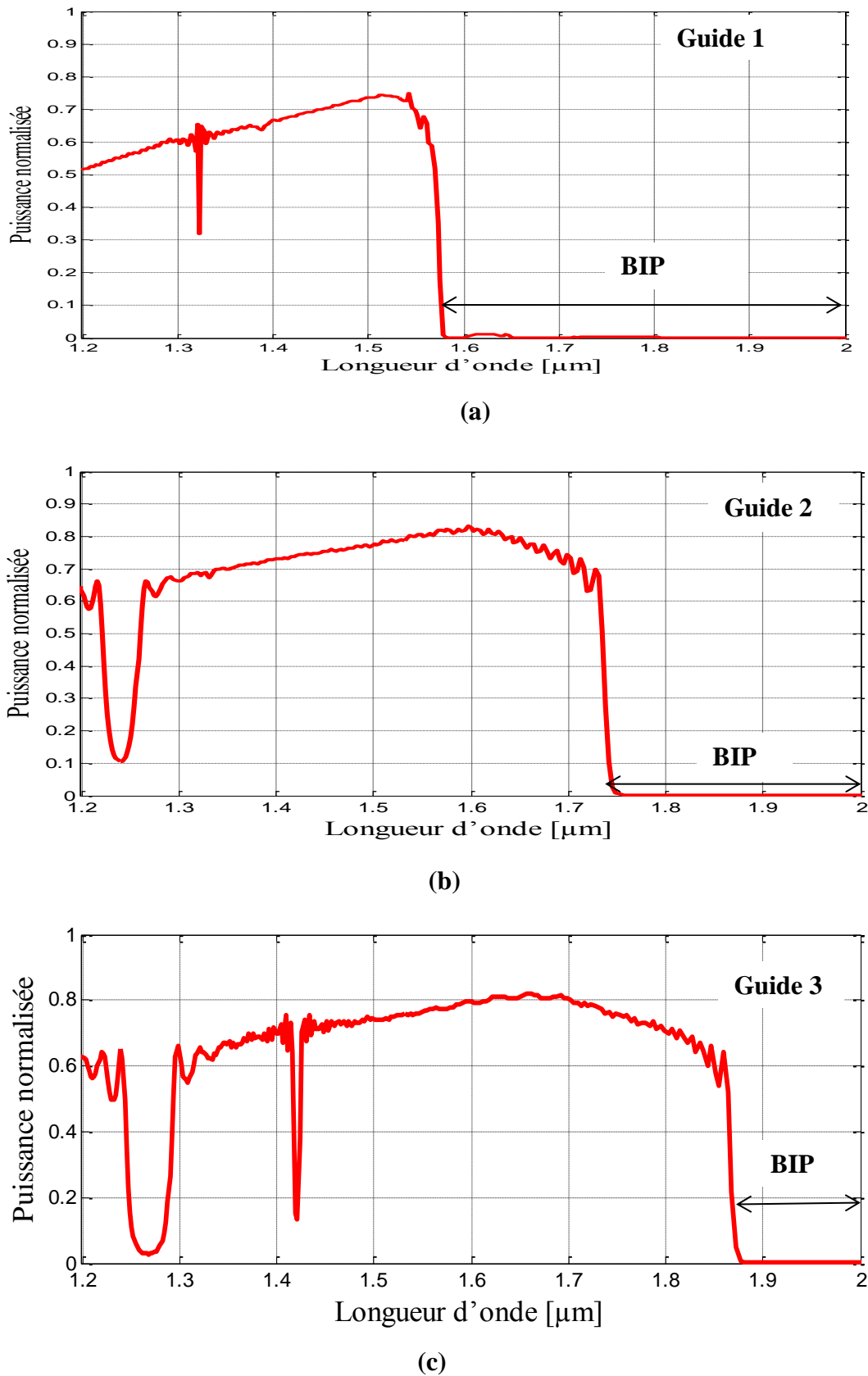


Figure III.24: Coefficient de transmission des trois W_1^A séparés. (a) $r_1/a = 0.46$, $f=76\%$, (b) $r_2/a = 0.385$ $f=52\%$. (c) $r_3/a = 0.23$, $f=19\%$.

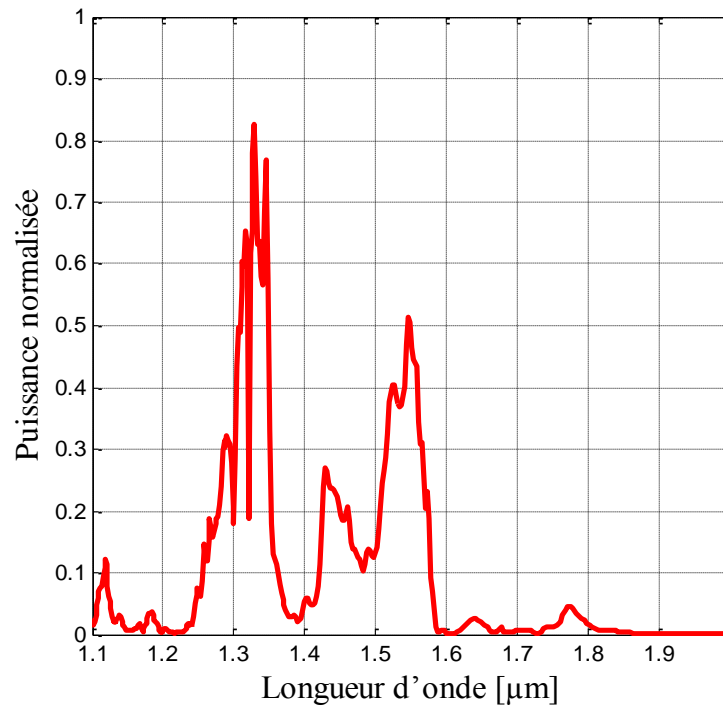


Figure III.25: Coefficient de transmission de la première topologie du filtre sélectif bi-bandes ($r_1 = 0.237\mu\text{m}$, $r_2 = 0.1986\mu\text{m}$ et $r_3 = 0.1186\mu\text{m}$).

III. 6. 2. Deuxième topologie

Sur la base de la première topologie, nous ajoutons deux petits trous identiques de forme cylindrique, possédant un rayon normalisé de 0.18 entre les deux demi-plans de confinement latéral du deuxième guide d'onde $W_1^K A$ à base des CPs-2D.

Un autre filtre double sélectif bidimensionnel est conçu, afin d'éliminer les pics indésirables du spectre de transmission et de filtrer les fréquences désirées demandées. La différence par rapport au cas précédent réside dans l'ajout de deux trous au niveau du second guide. La bande interdite photonique BIP est utilisée pour annuler la transmission dans le premier filtre conçu.

La deuxième topologie relative au filtre bi-bandes amélioré est représentée sur la figure. III.26, et ses paramètres géométriques sont identiques à ceux du Tableau III.6.

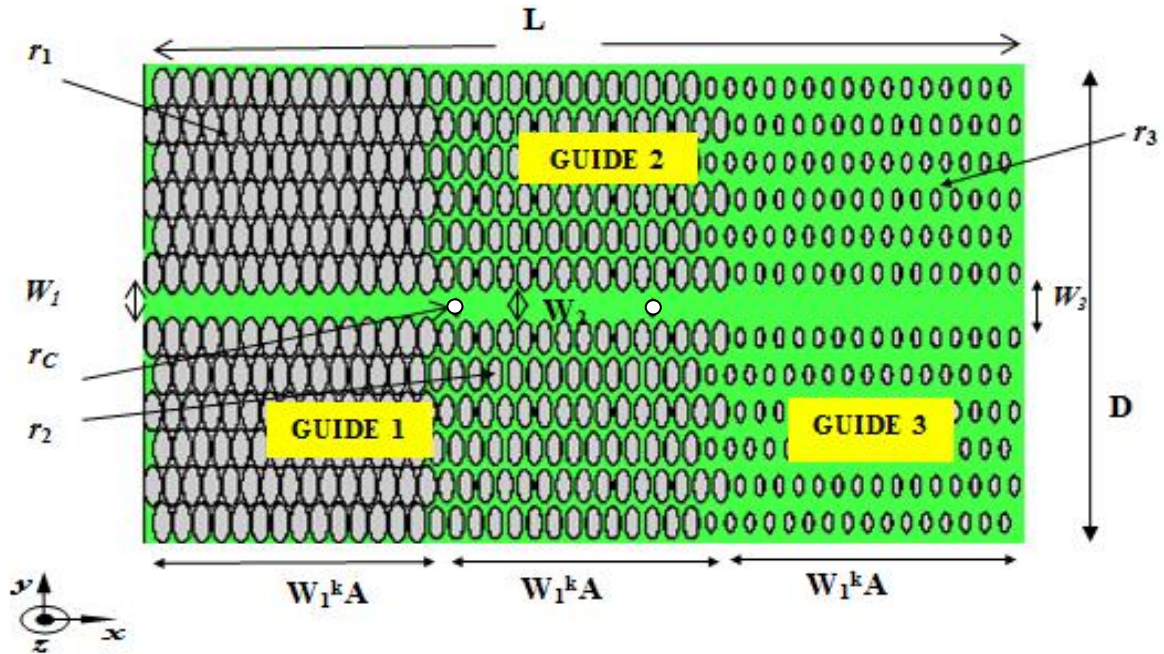


Figure III.26: Deuxième topologie du filtre bi-bandes sélectif à base des CPs-2D. ($r_1 = 0.237\mu\text{m}$, $r_2 = 0.1986\mu\text{m}$ et $r_3 = 0.1186\mu\text{m}$, $r_c = 0.093\mu\text{m}$)

Afin de visualiser l'effet des cavités supplémentaires sur le spectre, nous donnons sur la figure III.27, le coefficient de transmission normalisé du nouveau filtre double sélectif. La transmission nous paraît nettement meilleure que celle donnée dans la figure III.25, puisque les pics 1.31 et 1.55 μm sont plus nets et l'apparence du spectre est plus conforme à celle d'un filtre. Nous notons aussi une amélioration significative avec la disparition des pics indésirables autour des fréquences souhaitée. Nous observons une dégradation de la transmission autour de 1.31 μm (70%) et une nette amélioration en transmission qui est de 60% pour la seconde longueur d'onde ayant une valeur égale à 70%. Tout ceci montre l'effet significatif de l'ajout des inclusions circulaires de dimensions négligeable au niveau du canal de confinement de la lumière du second guide W_1^kA .

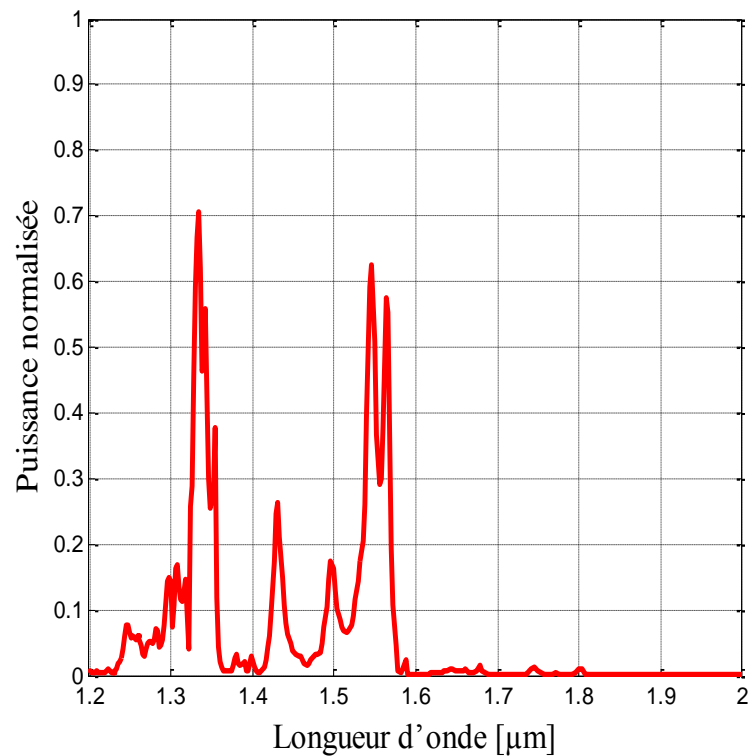
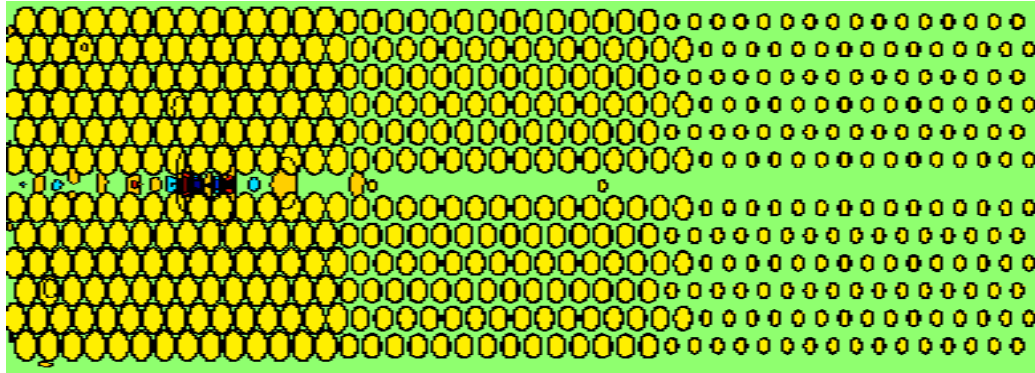
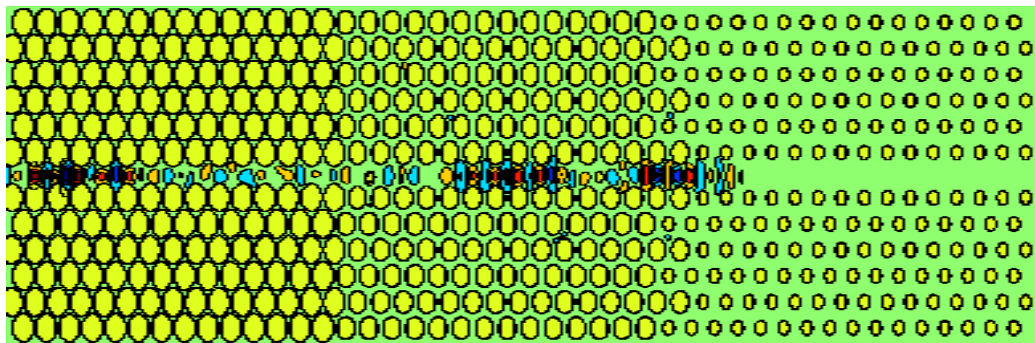


Figure III.27: Coefficient de transmission de la deuxième topologie du filtre sélectif bi-bandes. ($r_1 = 0.237\mu\text{m}$, $r_2 = 0.1986\mu\text{m}$ et $r_3 = 0.1186 \mu\text{m}$, $r_c = 0.093\mu\text{m}$)

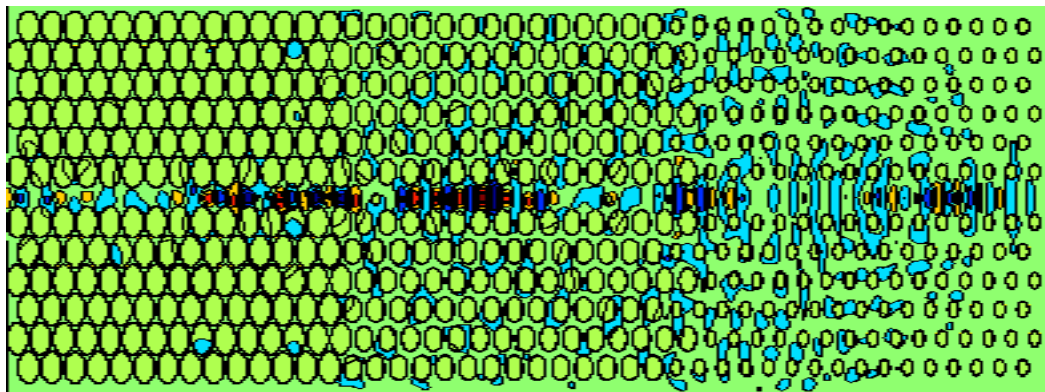
Sur la figure III.28 on montre le comportement du champ électrique E_z à l'intérieur du filtre bi-bandes amélioré en fonction du temps (pour différentes itérations). L'allure de la répartition du champ électrique E_z , justifie le phénomène de guidage et nous montre que la lumière est bien confinée le long des trois guides constituant notre filtre. Nous remarquons aussi qu'une partie de l'énergie électromagnétique est transmise jusqu'au bout du filtre avec une fréquence appartenant au Gap, le reste de l'énergie comme il est illustrée sur la cartographie est réfléchi par le cristal photonique. On conclue donc que l'ajout des inclusions au filtre est un effet spectaculaire.



(a)



(b)



(c)

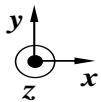


Figure III.28 : Répartition spatio-temporelle du champ électrique E_z du filtre bi-sélectif correspondant à la deuxième topologie avec cavités: (a) 2000 itérations, (b) 5000 itérations, (c) 6500 itérations.

III. 7 Conclusion

Afin d'améliorer les performances des différents filtres sélectifs transparents aux longueurs d'ondes $1.31\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$; nous avons présenté dans ce chapitre les différentes stratégies de conception que nous avons proposé. Les propriétés optiques de ces nano composants photoniques ont été étudiées à partir de la méthode des différences finies temporel en 2D. Le choix judicieux des paramètres géométriques des filtres sélectifs en longueur d'onde à base des CPs-2D sur l'analyse des cartes de bandes interdites.

Dans un premier temps, on s'est intéressé à la conception de filtre sélectif $1.31\mu\text{m}$ par la mise en cascade de trois guides d'ondes W_1^{KA} à base des CPs-2D à maille triangulaire présentant une BIP très large dans la gamme des longueurs d'onde $[1.2-2]\mu\text{m}$.

La structure étudiée possède des inclusions circulaires de rayons différents: $r_1 = 0.1728\mu\text{m}$, $r_2 = 0.1848\mu\text{m}$ et $r_3 = 0.2304\mu\text{m}$, contenues dans une hétéro structure InP/GaInAsP/InP d'indice de réfraction effectif de 3.24. Les résultats de la simulation offrent la réponse spectrale en transmission et la distribution spatio-temporelle du champ électrique E_z .

Trois différentes topologies (en changeant le nombre total d'inclusion N constituant le dispositif) de filtres sélectifs transparents à $1.31\mu\text{m}$ ont été aussi proposées. Une comparaison entre les trois filtres conçus, montre que le filtre sélectif possédant $N = 20$ trous pour chaque guide d'onde (nombre total est 60) est beaucoup meilleur en termes de filtrage et de transmission par rapport aux deux autres topologies, avec un coefficient de transmission maximale de 80%.

Dans une seconde partie, nous avons proposé deux nouvelles topologies de filtre résonant à $1.55\mu\text{m}$ qui consiste en une combinaison de trois types de guides d'onde W_1^{KA} couplés en cascade dans un CP-2D à maille triangulaire, possédants des rayons normalisés différents d'inclusions: $r_1/a = 0.44$, $r_2/a = 0.288\mu\text{m}$ and $r_3/a = 0.325$. Nous avons obtenu une transmission maximale de l'ordre de 80% correspondante à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$. Une amélioration significative a été observée concernant la disparition des pics indésirables autour de la fréquence souhaitée après l'ajout des trois inclusions (cavités) au niveau du troisième guide. Nous avons conclu que ces cavités de rayons très faibles ont un effet spectaculaire.

En dernier lieu, nous avons proposé deux topologies d'un filtre bi-bandes sélectif transparent aux longueurs d'ondes de $1.31\mu\text{m}$ et $1.55\mu\text{m}$. La conception de la structure proposée suit le même procédé cité précédemment avec l'association en cascade de trois W_1^{KA} . Cette architecture a produit un spectre de transmission résonnant simultanément aux

Chapitre III: Conception des Nouvelles Topologies de Filtres Sélectifs pour l'Optique Intégrée

deux longueurs d'onde $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$ avec un maximum de l'ordre de 82% et 50 % respectivement.

Après l'ajout d'inclusions circulaires de dimensions négligeable au niveau du second guide, le spectre de transmission s'est amélioré et les pics $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$ sont plus apparents, et l'apparence du spectre est plus conforme à celle d'un filtre.

Le chapitre suivant sera complètement destiné à la conception de nouvelles topologies des démultiplexeurs en longueurs d'onde à base de cristaux photoniques 2D pour la séparation des impulsions $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$.

Chapitre IV :

Le Démultiplexage dans les Cristaux Photoniques Bidimensionnels

IV.1 Introduction

En brisant la périodicité des CPs-2D grâce aux défauts, la localisation du champ électromagnétique peut être contrôlée [58], ce qui a permis à la conception de nombreux dispositifs optiques tels que : les guides d'onde [83], [84], les diviseurs [81], les filtres Add-Drop [85], [86], les commutateurs optiques [87], les mémoires optiques, les cavité résonnante [83], [88], les résonateurs en anneau [81], le couplage directionnel, les guides d'onde en cascade , les super prismes [89], les filtres sélectifs en cascade [90] et les démultiplexeurs [91].

La demande des canaux fréquentiels passe-bande croît très rapidement. Afin d'envoyer et recevoir des données à haut débit, il existe un seul choix qui est la technique de multiplexage par répartition en longueur d'onde (the wavelength division multiplexing WDM). Dans cette technique, plus d'un canal est envoyé simultanément à travers une fibre optique, et au niveau du récepteur se fait la séparation des canaux les uns des autres grâce aux démultiplexeurs. Un des paramètres crucial dans les applications DWDM (the dense wavelength division multiplexing) est l'espacement entre les canaux. Des canaux de sortie plus proches aboutissent à une meilleure utilisation de la capacité de la fibre. De ce fait, beaucoup de chercheurs se sont concentrés sur la réduction de l'espacement entre les canaux dans les démultiplexeurs à CPs [31], [90], [92].

Cependant, tous les travaux mentionnés ci-dessus présentent certains inconvénients et limitations : un grand espacement entre les canaux, une faible efficacité de transmission et un faible facteur de qualité. La conception de démultiplexeur doit permettre de séparer plus de canaux par le même schéma, si nécessaire. Le cristal photonique est un des bons candidats pour les systèmes de multiplexage par division de longueur d'onde (WDM), il offre une haute sensibilité (la sensibilité d'un appareil est la plus petite variation de mesure qu'il peut déceler, avec certains appareils on utilise le terme de résolution), une vitesse de l'ordre du Téra Hertz (10^{12} Hz) ainsi qu'une taille réduite sans aucune dégradation au niveau des performances des dispositifs.

La performance du démultiplexeur est évaluée quantitativement en mesurant sa diaphonie qui est définie comme étant le rapport de la puissance au port de sortie indésirable pour une longueur d'onde spécifique à la puissance à un port souhaité [31], [93]. Selon cette définition, une faible diaphonie signifie une meilleure performance. Ces canaux doivent avoir des facteurs de qualité et de coefficients de transmission élevés.

Le démultiplexeur classique peut être réalisé par le biais de filtres sélectifs en longueur d'onde ou de coupleurs guide à guide etc dans le domaine des RF. Cependant, ces dispositifs demeurent d'une taille relativement importante de l'ordre de plusieurs millimètres ou centimètres. Notre approche est de présenter une composante de dimension à l'échelle nanométrique (CP) et assurant les mêmes caractéristiques.

Ces démultiplexeurs de longueur d'onde à deux bandes (DBWD) sont couramment utilisés dans les réseaux de communication bidirectionnels et / ou d'accès. Par exemple, les dispositifs duplex de 1.31/1.55 μm sont très demandés pour une utilisation dans les systèmes de transmission par fibre optique jusqu'au domicile (FTTH) et dans d'autres systèmes de transmission bidirectionnels. Des composants discrets à base de fibres sont fréquemment utilisés pour construire des DBWD, et les DBWD intégrés photoniques sont très attractifs en raison de leur faible coût et de leur compacité. Les cristaux photoniques sont des structures matérielles très prometteuses pour la fabrication de DBWD intégrés photoniques car ils sont compacts et fournissent des mécanismes uniques pour contrôler les ondes optiques [1], [94].

Notre étude propose une nouvelle conception de démultiplexeurs en longueurs d'onde à base de cristaux photoniques 2D pour la séparation des longueurs d'onde. Cette conception est basée sur l'analyse des cartes de bandes interdites photoniques complète afin de sélectionner les paramètres géométriques du démultiplexeur. Le dispositif sépare efficacement les canaux avec des longueurs d'onde 1.31 μm et 1.55 μm .

IV.2 Généralités sur le démultiplexeur

Le démultiplexeur est considéré comme dispositif clé de l'optique intégrée pour sélectionner un canal particulier ou de plusieurs canaux multiplexés en longueur d'onde (WDM) pour les systèmes de télécommunications optiques. On utilise un démultiplexeur en longueur d'ondes lorsqu'une seule fibre optique est utilisée pour transmettre plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes (ou canaux) en même temps (Figure VI.1). Avec cette technologie nous obtenons de très haut débit de transmission d'information.

Comme nous l'avons mentionné au début de ce chapitre, nous proposons un nouveau concept pour la conception de démultiplexeur optique à deux canaux. Il s'agit d'extraire deux canaux de la lumière d'entrée, ces canaux doivent avoir :

- Des facteurs de qualité élevés ;
- Une faible diaphonie entre les canaux ;
- Des coefficients de transmission élevés (dépassant 50%).
- Un espacement entre les canaux très bas.



Figure VI.1: Démultiplexage optique WDM.

La fonction de démultiplexage souhaitée est réalisée grâce à la combinaison de plusieurs guides d'onde contenant des structures avec défauts linéaires, tout en se basant sur les résultats obtenus du troisième chapitre.

La diaphonie (ou Crosstalk CT) est un paramètre très crucial dans la conception des démultiplexeurs en longueur d'onde. Elle représente l'effet indésirable d'un canal sur les autres canaux. Elle est définie par la relation suivante [31]:

$$CT = 10 \log \left(\frac{\text{Transmission pour une longueur d'onde spécifique au port de sortie non souhaité}}{\text{Transmission pour une longueur d'onde spécifique au port de sortie souhaité}} \right) \quad (\text{IV.1})$$

IV.3.1 Schéma du filtre d'extraction à 3 ports

Le schéma de principe du filtre d'extraction basé sur la technologie des CPs est indiqué sur la figure IV.2.

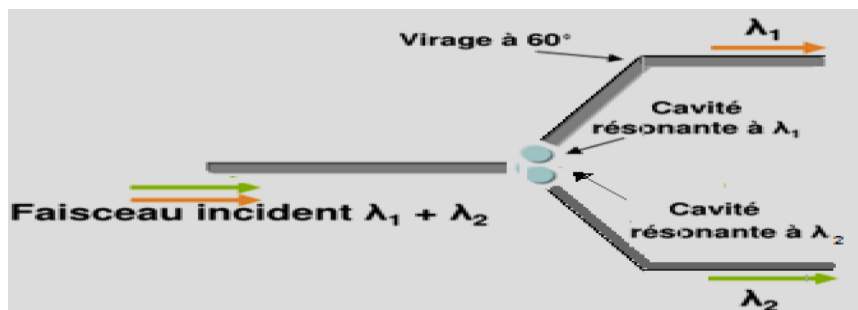


Figure IV.2 : Principe d'un démultiplexeur en longueur d'onde

Dans ce qui suit, nous allons donner les résultats de simulation sous FDTD-2D relatifs aux structures suivantes:

- Guide courbé, avec un seul coude orienté à 60° ;
- Démultiplexeur avec coudes ;
- Démultiplexeur sans filtres ;
- Démultiplexeur avec 2 filtres ;
- Démultiplexeur avec 4 filtres ;
- Démultiplexeur avec 6 filtres et amélioration.

IV.4 Conception des guides d'ondes courbés

Beaucoup de travaux se sont intéressés à l'étude des guides courbés ou de virages [54]. Sur la figure IV.3 on donne l'image MEB d'un CP hexagonal courbé, réalisé sur une matrice de type semi conducteur, il possède une périodicité de $0.280\mu\text{m}$ et un angle du coude de 120° , le taux de transmission mesuré est de 80% pour le cas de virage simple [50]. Ce type de Cp présente souvent des pertes de réflexion.

Dans ce qui suit nous allons:

- Calculer les spectres de transmission et de réflexion à travers une courbure dans un CP à réseau triangulaire de trous d'air.
- Optimiser les performances en termes de transmission et en réflexion des virages de 60° .
- Calculer les spectres de transmission à travers la jonction de forme $Y1 \times 2$ à maille triangulaire.

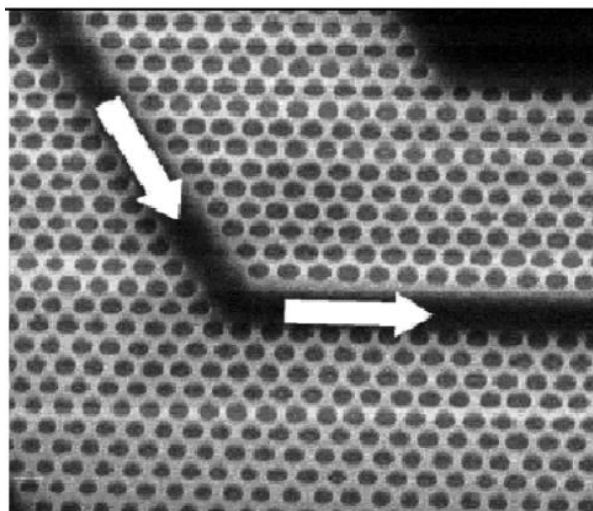


Figure IV.3 : Virage réalisé dans un cristal photonique bidimensionnel triangulaire [50].

IV.4.1 Conception d'un guide virage à 60°

On rappelle que les paramètres du CP à réseau à maille triangulaire doivent être choisis convenablement afin de réaliser une transmission maximale au voisinage de $1.55 \mu\text{m}$.

On modélise une structure coudée possédant un angle de 60° (Figure IV.4) avec les paramètres suivants : $a=0.48 \mu\text{m}$, $r=0.33a$, et le facteur de remplissage est de 40%.

Pour le calcul des spectres de transmission et de réflexion de la structure dans le port de sortie, nous avons utilisé deux lignes de détection, la première orientée dans la direction (Ox) et la seconde orientée selon (Oy). Les résultats concernant la transmission et la réflexion sont en principe les mêmes (en particulier pour la lumière dont la fréquence est dans la bande interdite photonique), puisqu'ils représentent tous le flux de puissance sortant du guide d'onde.

Sur la figure IV. 5, on reporte les spectres de transmission et de réflexion obtenus par simulation numérique par FDTD-2D du guide virage en polarisation TE. Comme données de simulation, on choisit un pas de discrétisation spatiale $\Delta x=\Delta y=0.04 \mu\text{m}$. On observe une faible transmission dans la bande $[1.2-1.8] \mu\text{m}$, d'où l'accroissement dans le taux de réflexion avec 99% à la longueur d'onde $1.51 \mu\text{m}$. Ce qui fait que ce type de structure ne réalise aucun guidage dans l'intervalle $[1.2-1.8] \mu\text{m}$.

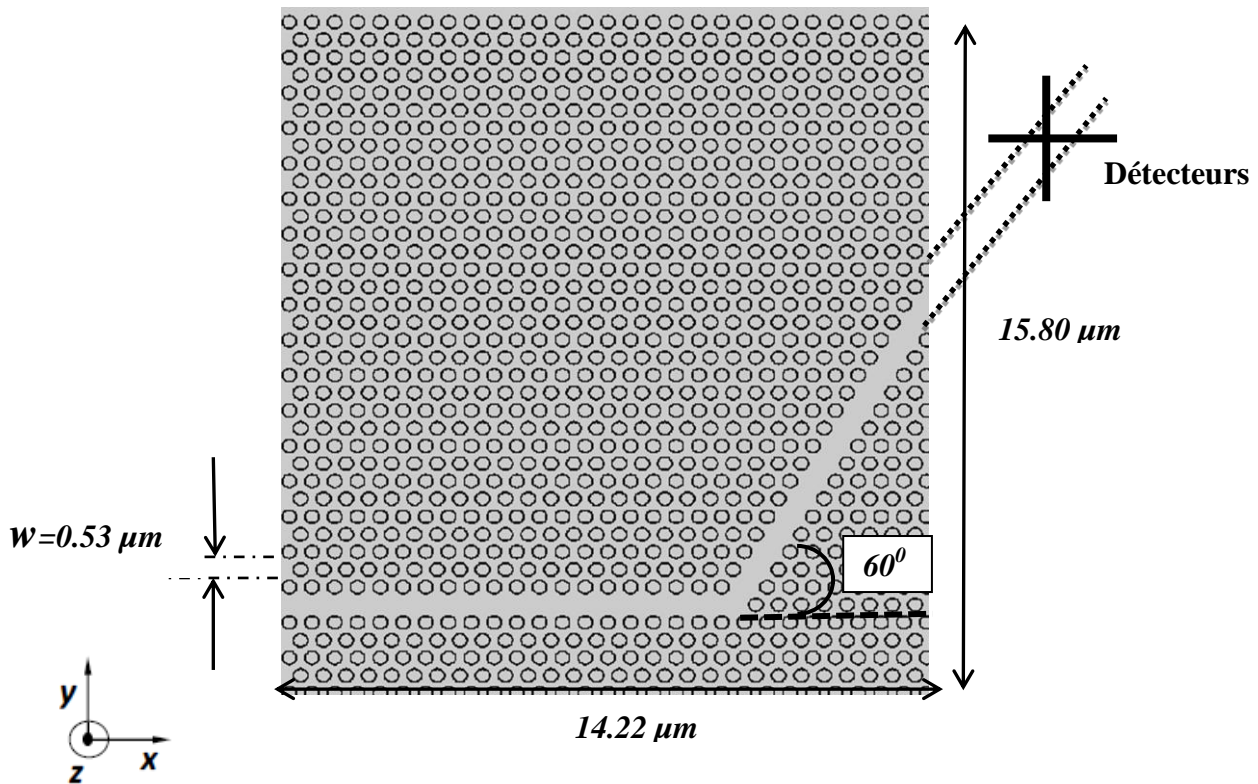


Figure IV.4: Structure d'un guide $W_1^k A$ à base de CPs-2D à maille triangulaire avec coude non optimisé (Le rayon des trous $r=0.33 a$).

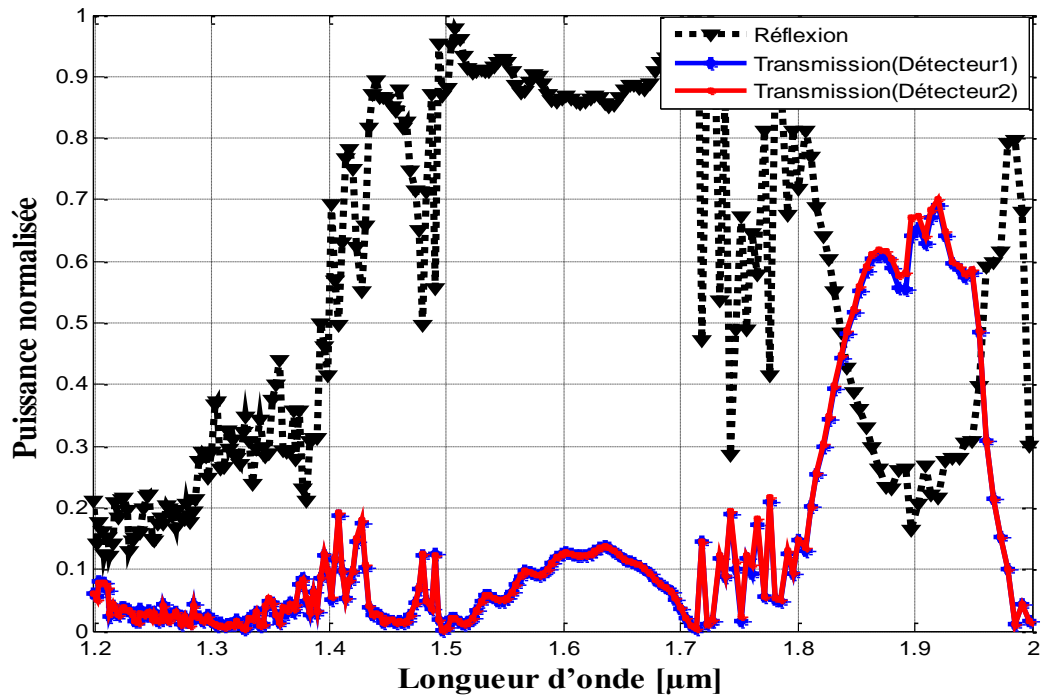
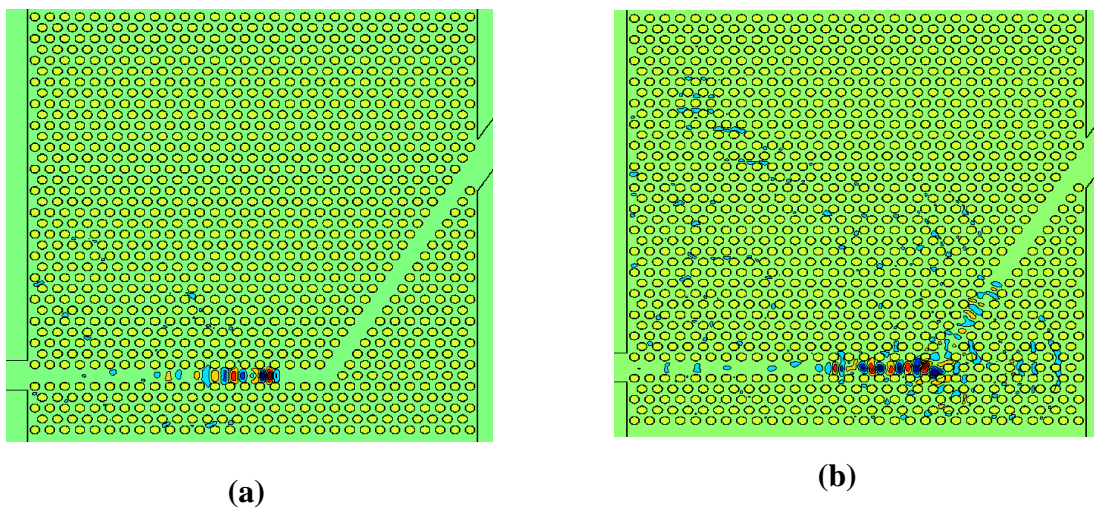


Figure IV.5: Coefficient de transmission calculé du guide virage à 60°

Dans la figure IV.6, nous représentons la propagation du champ électrique E_z pour différentes itérations. Elle montre la dispersion de la lumière dans la structure et le retour de la puissance à l'entrée du guide CP. Ce retour est affecté par la présence de l'obstacle sous forme de coude. Ceci traduit le phénomène de la forte réflexion et la faible transmission du guide virage à 60°.



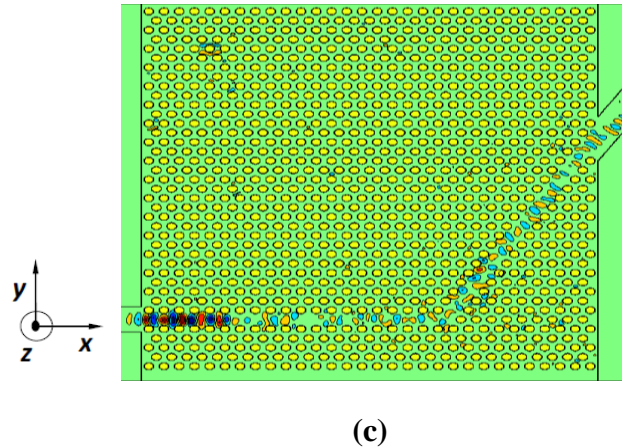


Figure IV. 6: Répartition du champ électrique E_z dans le guide virage non optimisé du mode TE : (a) 3500 itérations, (b) 4000 itérations, (c) 7000 itérations ($\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$).

IV.4.2 Optimisation du guide virage de 60° [93]

Comme nous l'avons vu précédemment, nous avons obtenu une faible transmission de la lumière et ceci est affecté par l'obstacle que présente le coude dans le guide. Les calculs suivants portent sur l'optimisation et l'amélioration du guide virage afin de réaliser une transmission pour toute la bande BIP.

La présence du coude provoque de pertes, pour cela nous allons établir les causes de ces pertes et les propositions adaptés afin de les éliminer.

Il existe deux types de pertes [50], [54] :

IV.4.2.1 Les pertes dues à la courbure' ou bien les pertes par transition'

Lorsque le guide est droit, certains rayons de lumière guidés, verront leur angle de réflexion passer en dessous de l'angle de réflexion totale limite dès que le guide se courbe. Selon la figure IV.7, à chaque réflexion, il y a une quantité de la lumière hors le guide.

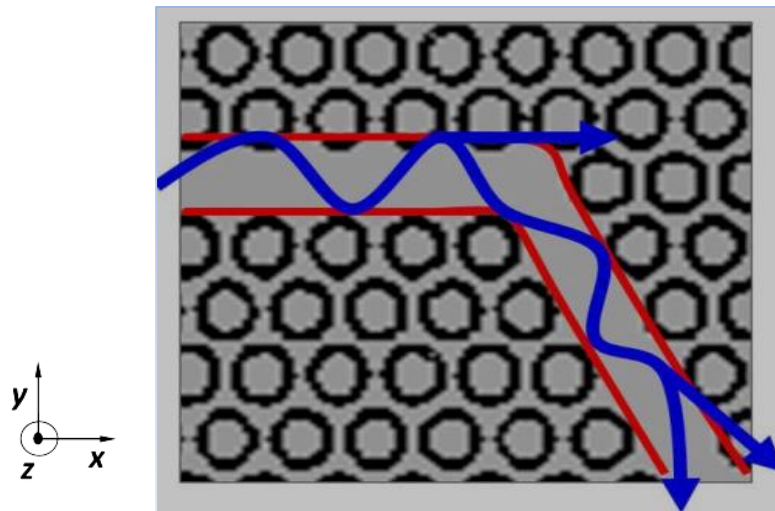


Figure IV. 7 : Réfraction dans un guide courbé [54].

IV.4.2.2 Pertes dues au couplage

Si on veut réaliser un mode de guidage droit, le couplage avec une structure courbée provoque un décalage du mode guidé et par conséquent des pertes en puissance (figure IV.8.a).

Pour réduire ce type de pertes, généralement deux stratégies peuvent être utilisées:

- 1/ Déplacer l'entrée du guide courbé comme illustré sur la figure IV.8(b) pour optimiser le couplage.
- 2/ Mettre des courbures moins brusques comme indiqué sur la figure IV.8(c).

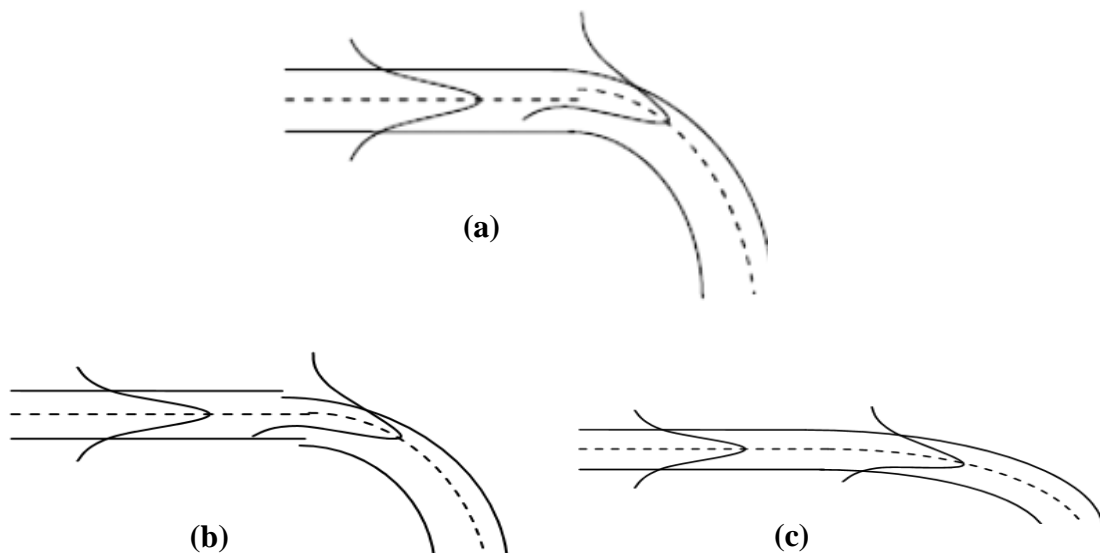


Figure IV. 8: (a) Pertes dues à la transmission guides courbés, (b) décalage de l'entrée du guide, (c) courbure moins brusque [54].

Il est clair que ces stratégies sont non pratiques pour les virages dans un CP 2D pour l'optique intégrée. L'autre stratégie pratique, consiste à placer des miroirs dans des positions bien déterminées dans le coude. On attache un miroir (Figure IV.9) à 45° et une cavité faiblement résonnante dans notre propre configuration [18]. La présence du miroir permet de corriger la direction du guidage. Le miroir peut être réalisé en supprimant des trous au niveau du virage comme illustrée sur la figure IV.10.

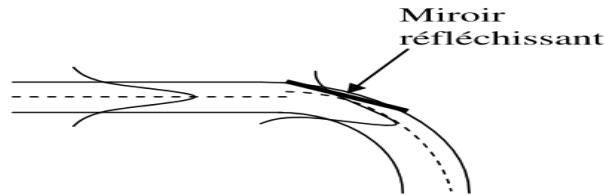


Figure IV. 9: Configuration par miroir réfléchissant.

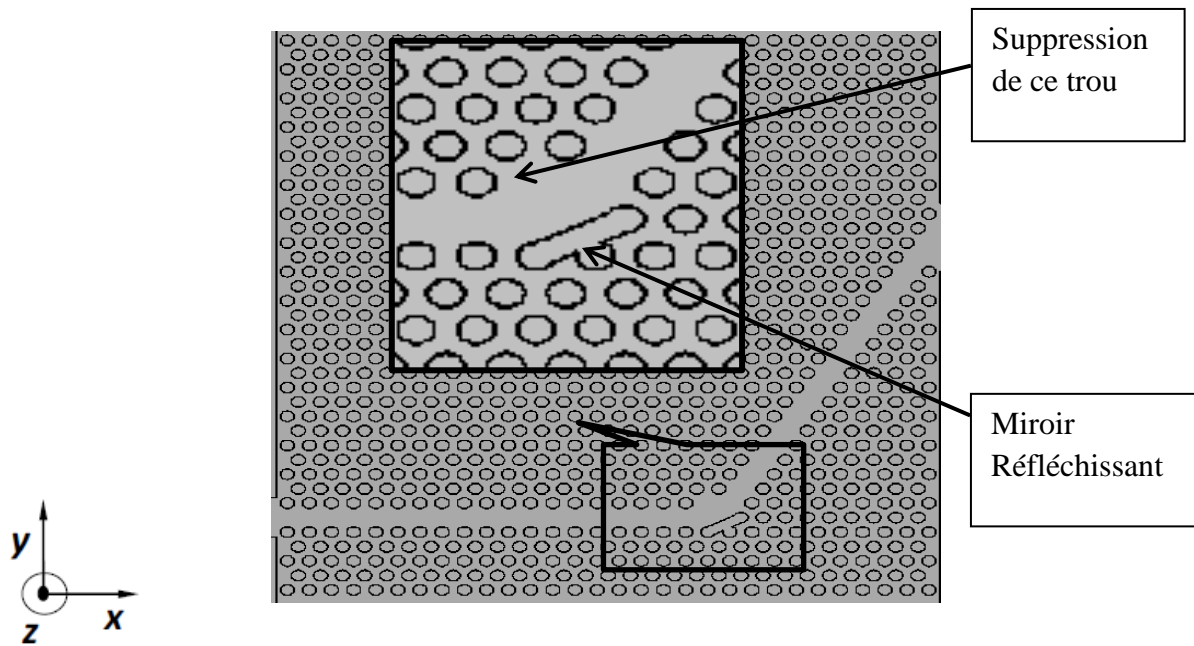


Figure IV.10: CP coudé à 60°. Insertion de miroir au niveau de la pointe du coude des virages Et absence de trous du côté opposé du coude.

Cette nouvelle géométrie a un impact positif sur les pertes. L'insertion du miroir et l'absence du trou permettent à la lumière de suivre le sens du virage facilement, car le mode propagé n'est plus affecté par l'obstacle que présente le coude.

La figure IV.11 donne le spectre de transmission et réflexion. On y observe une amélioration en transmission pour valeur de l'ordre valeur 49% à la longueur 1.55µm. La réflexion a diminué de 40% par rapport à la figure IV.5 pour la même longueur d'onde.

Cependant, d'autres pics avec un coefficient de transmission supérieur à 80% se produisent dans la bande de longueur d'onde $[1.74-1.86] \mu\text{m}$.

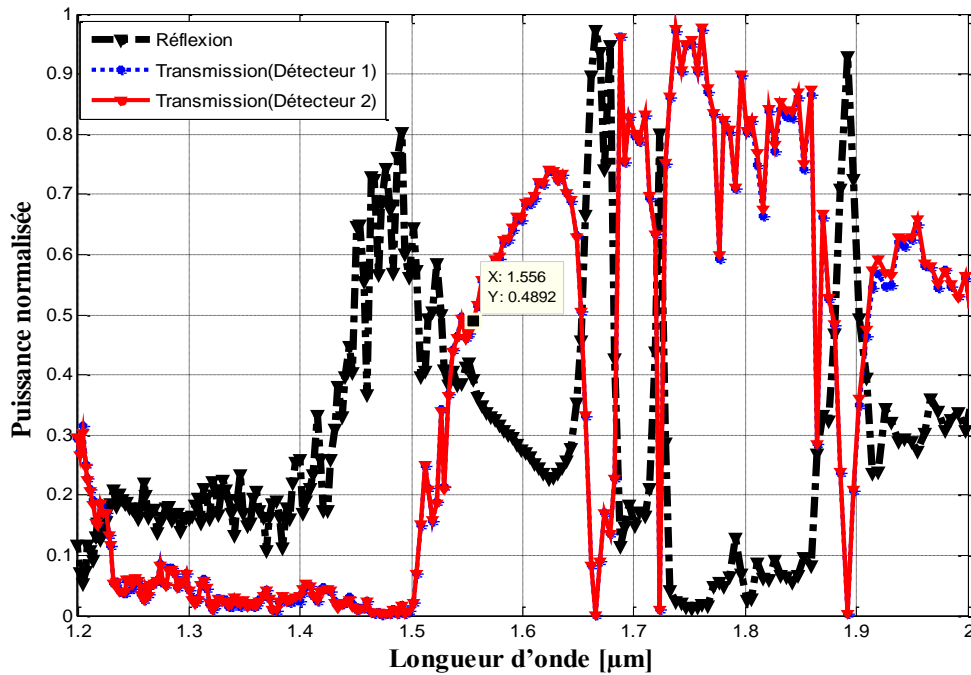
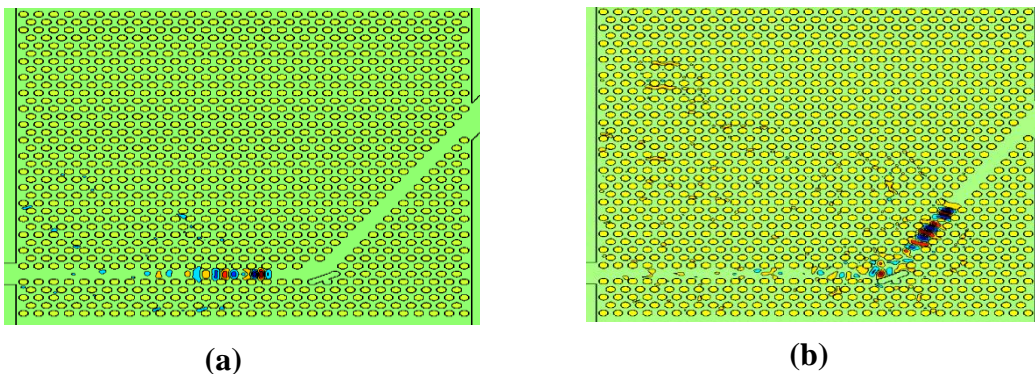


Figure IV.11: Coefficients de transmission et de réflexion calculés pour le guide virage optimisé obtenus par simulation FDTD-2D pour le mode TE. $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$.

Dans la figure IV.12 nous schématisons la distribution du champ électrique E_z pour différentes itérations en temps et en espace. Cette cartographie du champ démontre nettement l'existence du phénomène de guidage et nous montre que la lumière est bien confinée le long du guide et qu'une grande partie de l'énergie électromagnétique atteint le bord du guide optimisé, le reste de l'énergie est retournée vers l'entrée et est réfléchi par le cristal photonique, ce qui est nettement visible notamment sur la figure IV.12 (c). Ce résultat justifie l'effet du miroir dans la réorientation de l'onde vers l'intérieur du guide $W_1^K A$. Cet effet a permis d'augmenter la quantité de transmission obtenue au niveau de la sortie du virage 60° .



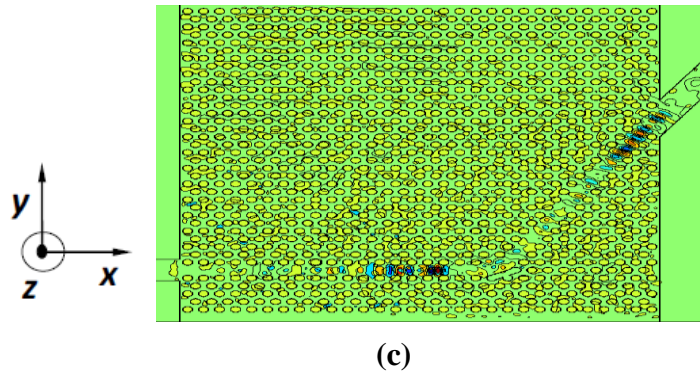


Figure IV. 12: Répartition du champ électrique E_z du virage optimisé excité en mode TE : (a) pour 3500 itérations, (b) pour 5000 itérations, (c) pour 7000 itérations. ($\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$).

IV.5 Conception de démultiplexeurs en longueur d'onde

IV.5.1 Première topologie: Démultiplexeur de type jonction en Y 1×2

Dans cette section, nous essayons de concevoir un dispositif à base de CPs-2D servant à séparer des impulsions ultra-courtes aux longueurs d'onde $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$ du canal c'est ce qu'on appelle un démultiplexeur tout en utilisant la jonction en Y 1×2 comme élément de base. La conception est faite en s'appuyant et en s'inspirant des résultats obtenus dans la référence [81].

Notre cristal photonique possède les dimensions $(24.31 \times 5.77) \mu\text{m}$. La structure comporte 60 motifs selon (Ox) et 23 motifs selon l'axe (Oy) . Le paramètre de maille a est à $0.38 \mu\text{m}$ et les rayons normalisés des trous d'air sont simultanément $r_1/a = 0.33$, $r_2/a = 0.48$ et $r_3/a = 0.30$.

Rappelons que les rayons des trous et le paramètre de maille sont choisis afin d'ouvrir un gap TE contenant les deux longueurs d'onde $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$. Ce nano-dispositif contient trois canaux. La lumière incidente est injectée dans le port (1) et les autres ports de sorties sont utilisés pour prélever la quantité de transmission obtenue par simulation sous FDTD-2D.

Le démultiplexeur proposé est donné dans la figure IV.13, dans lequel nous réalisons une jonction de forme Y1×2. Au niveau de chacune des deux sorties, nous plaçons un détecteur de signal. Le détecteur placé au niveau du port 2 (en bleu) permet de collecter le signal de longueur d'onde $1.31 \mu\text{m}$, et le second détecteur situé au niveau du port 3 (en rouge) permet de collecter le signal de la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$.

Dans cette structure, nous maintenons le rayon des trous identiques sur toute la matrice mis à part au niveau des canaux qui constituent la forme de la jonction Y1×2.

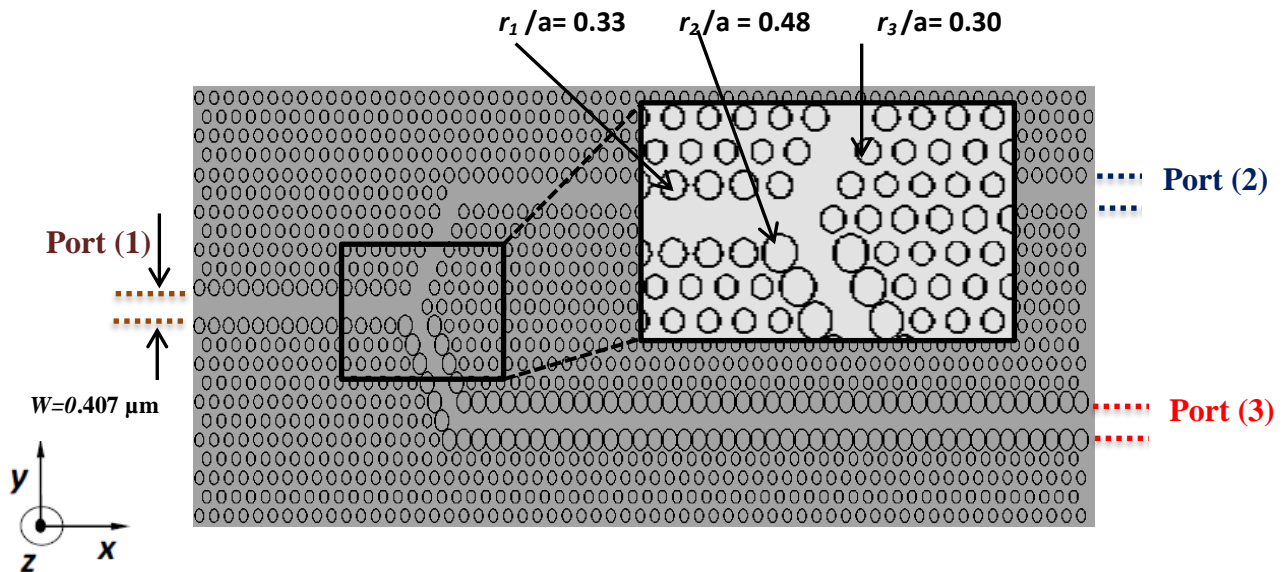


Figure IV.13: Représentation schématique de la première topologie d'un démultiplexeur constitué d'une jonction de forme Y 1×2.

Les réponses spectrales en transmission du mode TE, aux ports de sortie (2) et (3), obtenues numériquement pour cette jonction en Y 1×2 sont reportées sur la figure IV.14.

Selon la figure IV.14, nous enregistrons une faible transmission aux longueurs d'ondes 1.31 μm et à 1.55 μm respectivement égale à (4.715%, 30%) et (16.53%, 61.27%) dans les deux ports de sortie.

Un effet paradoxal est apparu et consiste dans l'inversion des réponses attendues. Ceci ne pose pas de problème puisque les fréquences sont maintenues.

La structure de démultiplexeur proposée, bien qu'elle assure comme sortie un spectre aux deux longueurs d'ondes souhaitées ne nous satisfait pas, vu l'apparition des signaux non désirés. Pour cela nous envisageons dans ce qui suit de procéder à des changements au début légers en suite radicaux afin de concevoir un démultiplexeur possédant un spectre de sortie convenable, dans lequel apparaissent de façon dominante et franche les deux longueurs d'ondes souhaitées.

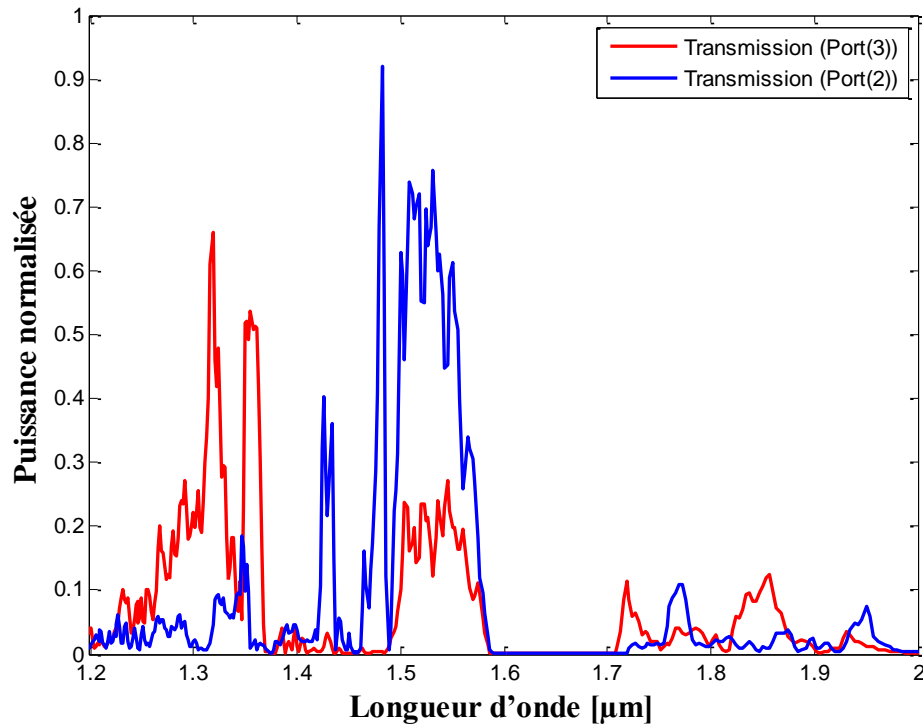


Figure IV.14 : Coefficient de transmission du démultiplexeur de type jonction en Y 1×2 obtenu par simulation FDTD-2D pour le mode TE. $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$.

IV.5.2 Deuxième topologie: Démultiplexeur optimisé de type jonction en Y 1×2

La deuxième topologie du démultiplexeur proposé est réalisée à partir de la première topologie tout en gardant la même jonction de forme Y 1×2 précédente, mais en effectuant des modifications dans la géométrie de la configuration donnée dans la figure IV.13. Elle est basée sur l'introduction de deux miroirs réfléchissants au niveau des deux virages de la jonction Y 1×2 .

Le miroir est obtenu en assemblant trois trous voisins situés au niveau du second coude de la jonction. Il est orienté dans le sens du guidage. En face des miroirs, on procède à la suppression d'un seul trou. Un trou supplémentaire est absent au niveau du premier coude. Afin d'éviter l'apparition des modes d'ordre supérieurs [95], nous avons élevé le rayon du trou situé en face du guide droit.

Des trous additionnels au centre de la jonction Y du guide courbé supérieur sont ajoutés dans le but de provoquer une séparation plus nette dans la propagation du mode guidé. Toutes ces modifications sont clairement visualisées dans la figure IV.15. Le paramètre a est fixé à $0.3945 \mu\text{m}$.

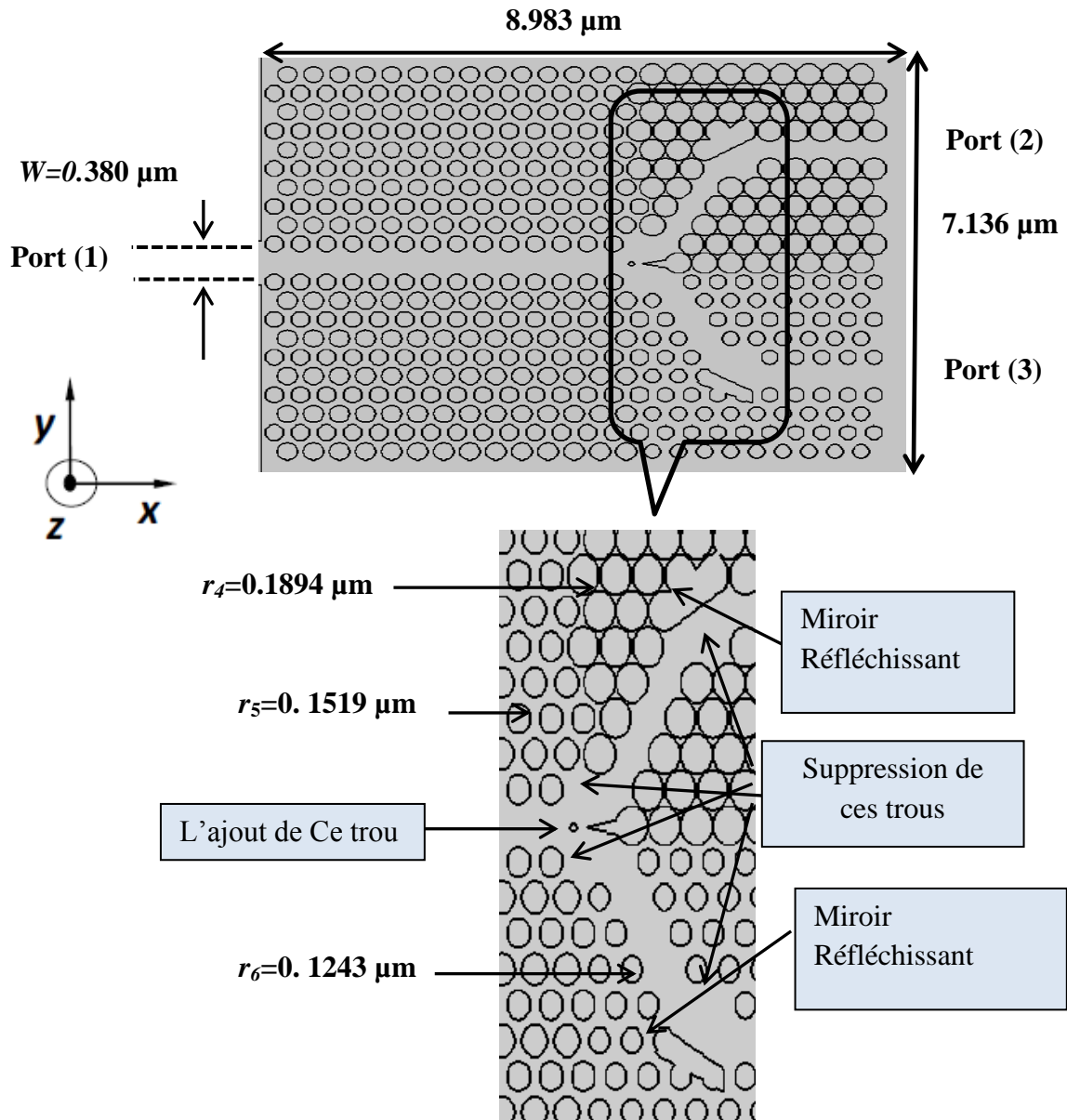


Figure IV.15: Deuxième topologie d'un démultiplexeur de type jonction en Y 1×2 optimisée ($a=0.3945 \mu\text{m}$).

La figure IV.16 illustre le spectre de transmission de deuxième topologie du démultiplexeur. A partir cette figure, nous distinguons qu'à la longueur d'onde $1.31 \mu\text{m}$, la transmission est de l'ordre 72% pour le port (2) et aux alentours de 50% à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ pour le port (3), contrairement au coefficient de réflexion qui est presque nul pour les mêmes longueurs d'ondes. On y observe aussi l'apparition d'autres signaux non désirés avec un coefficient de transmission supérieur à 40% se produisant dans la bande de longueur d'onde $[1.23-1.57]$. A partir de ces résultats obtenus, il semble que la topologie du démultiplexeur

proposé ne répond pas à nos exigences. Pour remédier à ce problème et pour séparer les canaux de longueurs d'onde 1.31 μm et 1.55 μm , une autre topologie est proposée dans laquelle on place deux filtres afin d'extraire nettement les longueurs d'ondes souhaitées.

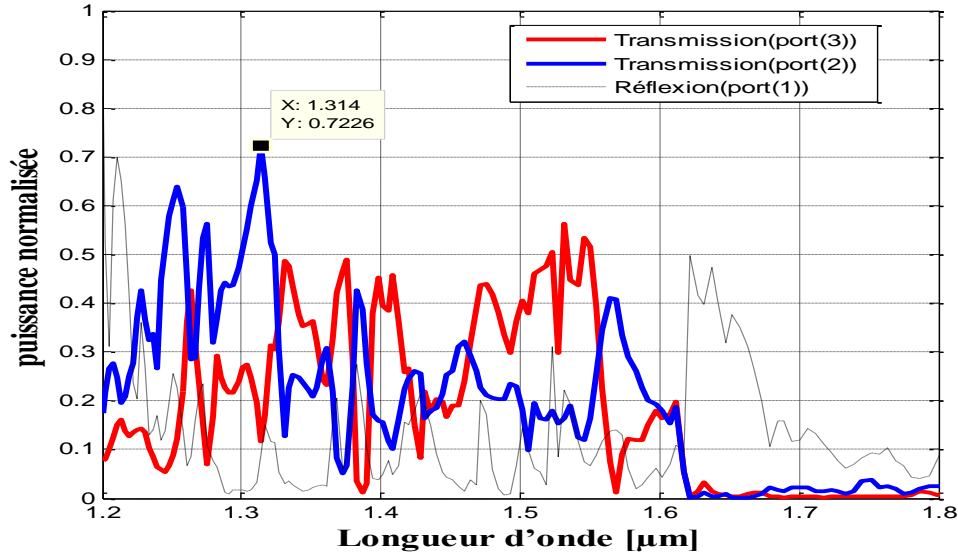


Figure IV.16: Coefficient de transmission et de réflexion de la deuxième topologie du démultiplexeur obtenu par simulation FDTD-2D pour le mode TE. ($\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$, $a = 0.3945 \mu\text{m}$).

IV.5.3 Troisième topologie: Démultiplexeur de type jonction en Y 1×2 optimisée avec l'ajout de deux filtres

Dans le but de réaliser et de tirer des fréquences bien déterminées dans un flux WDM, il est possible d'utiliser des filtres pour le démultiplexage en longueur d'onde. Les filtres permettent la séparation spectrale en réfléchissant une certaine gamme de longueurs d'onde et en transmettant les autres. Comme le montre la figure IV.17, on a rajouté dans les deux ports de la sortie de la deuxième topologie d'un démultiplexeur traité précédemment deux filtres sélectifs ayant des rayons de trous normalisés différents.

Le comportement spectral de la troisième topologie du démultiplexeur excité en polarisation TE, est illustré à la figure IV.18. Selon ce tracé, on peut voir que la réponse spectrale maximale est de 75% à la longueur d'onde 1.31 μm pour le port (2) et est de 67% à la longueur d'onde 1.55 μm pour le port (3). On note que par l'ajout des défauts au niveau du filtre1, le volume du canal est réduit et par conséquent une amélioration significative a été observée concernant la disparition de quelques pics indésirables autour des deux fréquences souhaitées, ceci reflète la sélectivité des deux filtres aux deux fréquences désirées. On conclue que l'ajout des deux filtres a un effet assez spectaculaire mais n'est pas suffisant.

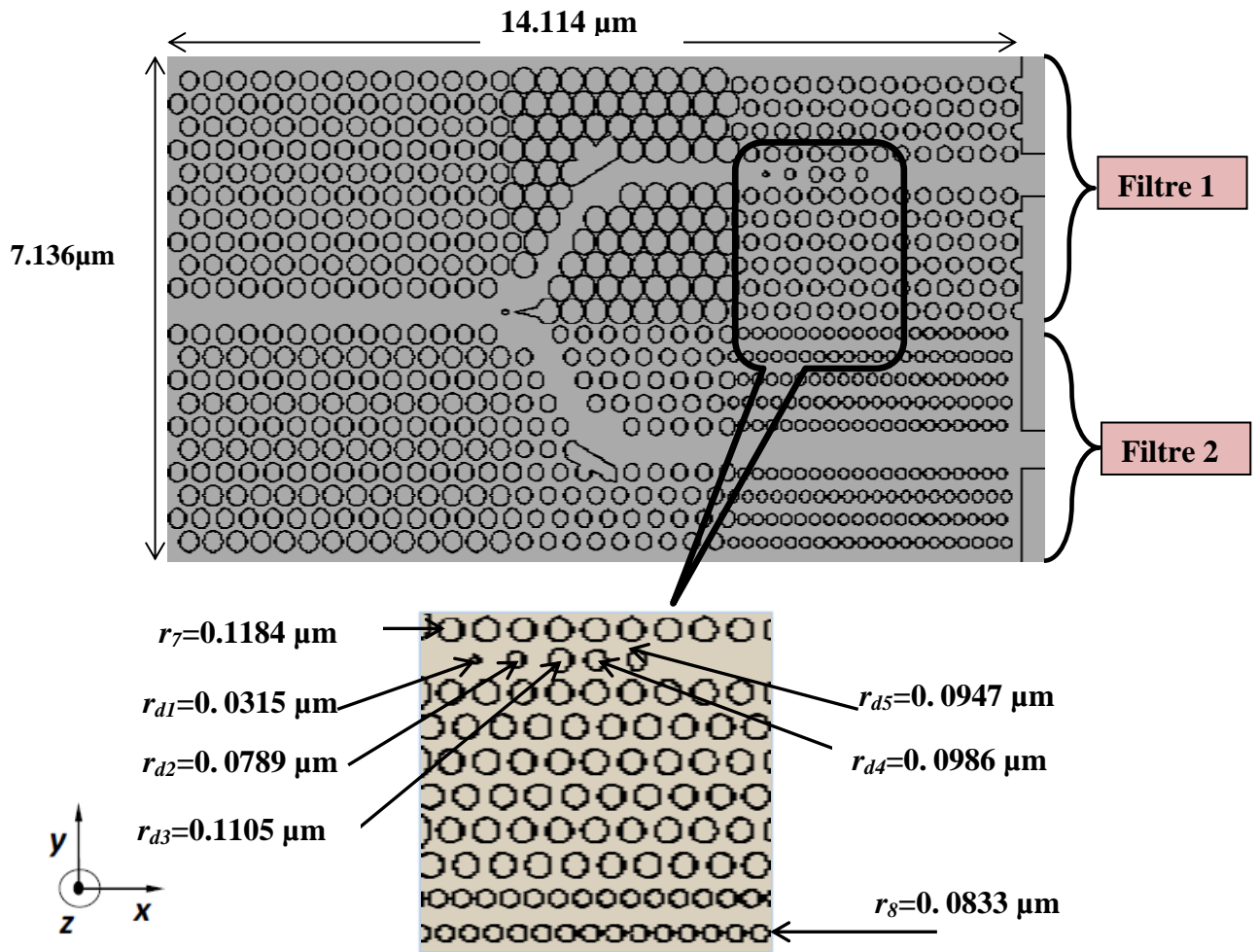


Figure IV.17: La troisième topologie d'un démultiplexeur avec l'ajout de deux filtres ($a=0.3945 \mu\text{m}$).

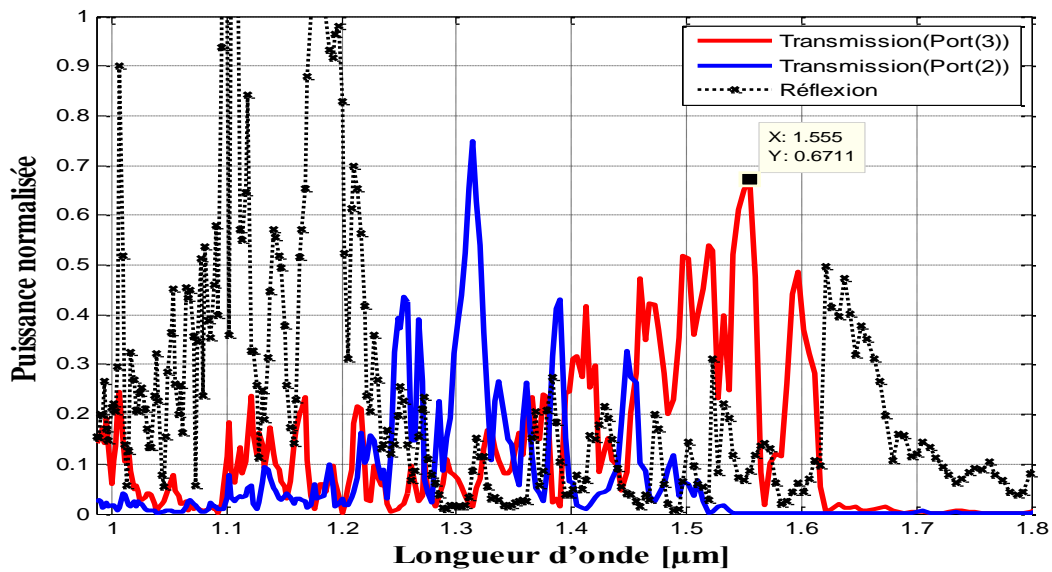


Figure IV.18 : Coefficient de transmission et de réflexion de la troisième topologie du démultiplexeur obtenu par simulation FDTD-2D pour le mode TE. ($\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$, $a = 0.3945 \mu\text{m}$).

IV.5.4 Quatrième topologie: Démultiplexeur de type jonction en Y1×2 optimisée avec l'ajout de quatre filtres.

Dans la figure IV.19, nous proposons une nouvelle structure d'un démultiplexeur de type Y1×2 dans lequel on ajoute quatre filtres associés en cascade. Les paramètres géométriques seront donnés sur la figure elle-même. Les résultats numériques de la simulation sous FDTD-2D nous offrent le spectre de transmission et de réflexion schématisés sur la figure IV.20.

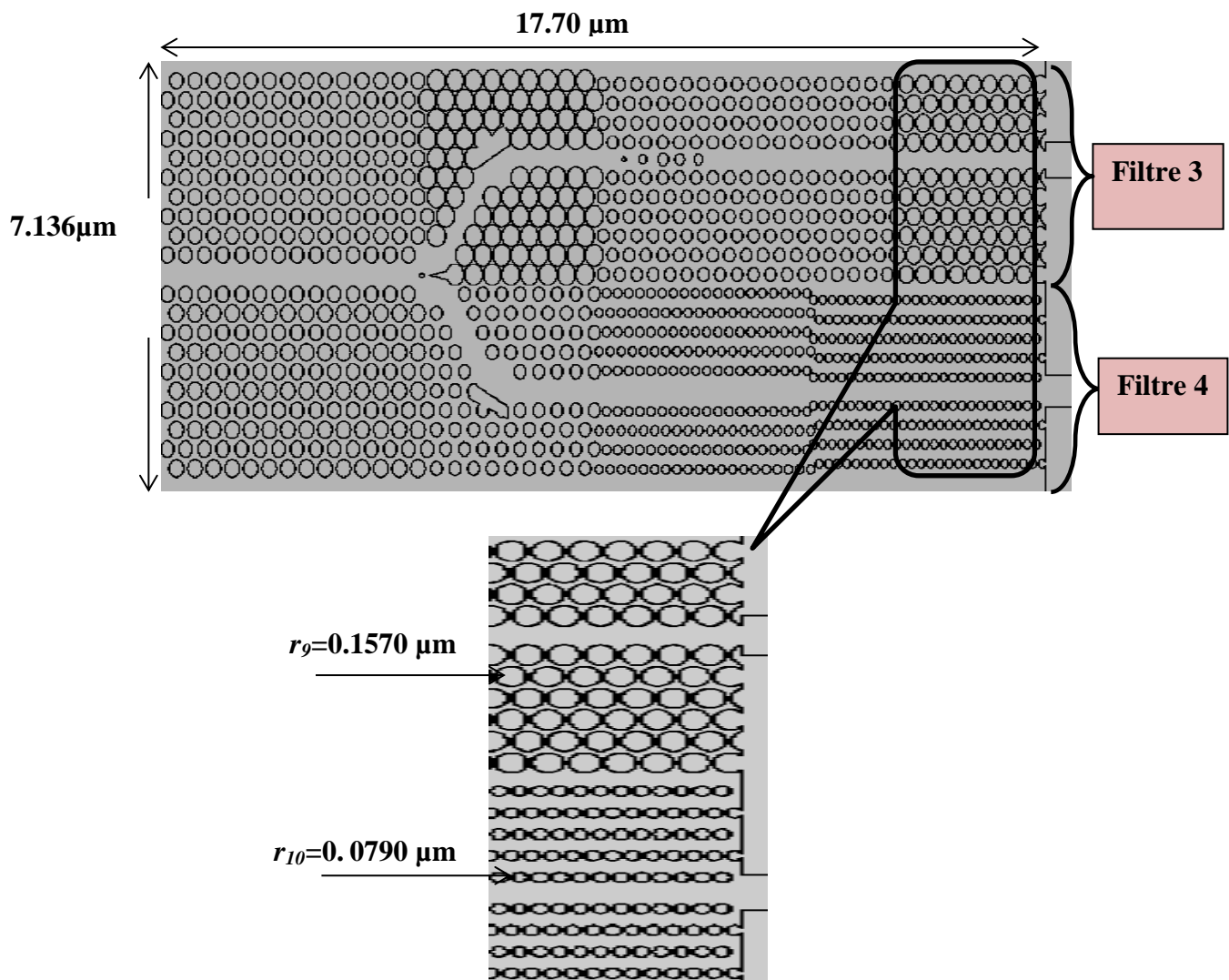


Figure IV.19: Quatrième topologie d'un démultiplexeur avec l'ajout de quatre filtres ($a=0.3945 \mu\text{m}$).

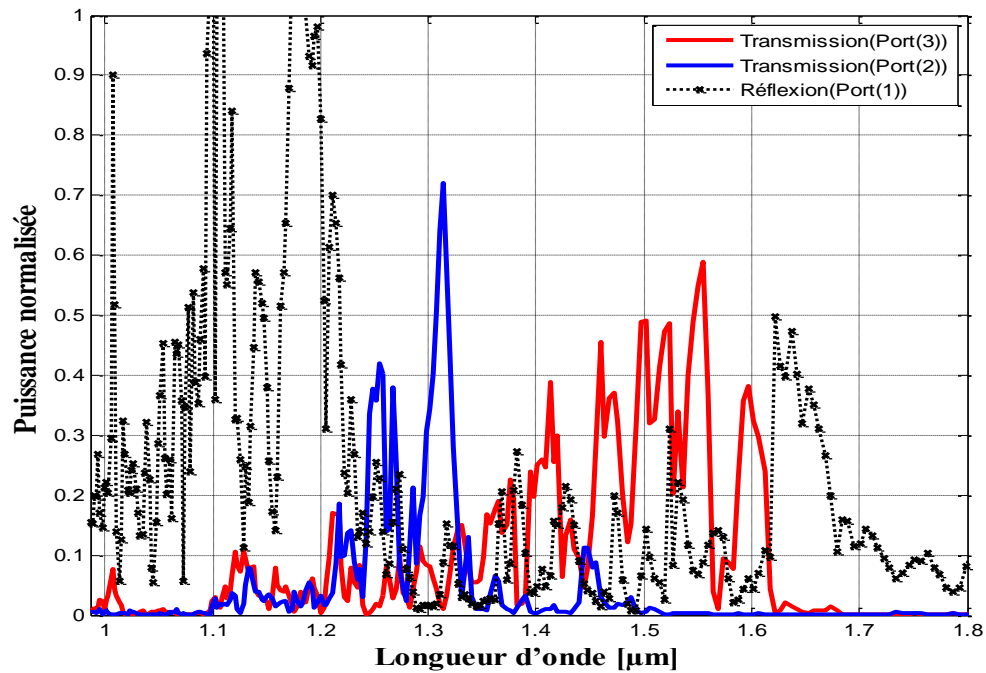


Figure IV.20 : Coefficient de transmission et de réflexion de quatrième topologie du démultiplexeur obtenu par simulation FDTD-2D pour le mode TE. Les pas de discrétisations spatiaux sont $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$, ($a = 0.3945 \mu\text{m}$).

En comparant avec le spectre relatif au démultiplexeur à deux filtres, une petite amélioration est relevée cependant les modes indésirables sont toujours présents au voisinage des fréquences souhaitées.

IV.5.5 Cinquième topologie: Démultiplexeur de type jonction en Y 1×2 optimisée avec l'ajout de six filtres

Dans le but d'améliorer les réponses spectrales en termes de transmission et de filtrage, on propose une cinquième topologie de démultiplexeur de type Y1×2 effectué sur un CP-2D dans un réseau triangulaire de trous d'air sur une matrice diélectrique InP/GaInAsP/InP, dans lequel on ajoute six filtres ayant des rayons normalisés de trous différents.

Les résultats numériques de la simulation sous forme de spectre de transmission et de réflexion sont schématisés sur le graphe de la figure IV.22, dans lequel on montre les performances du démultiplexeur en termes de filtrage et de la puissance transmise dans les deux ports de sortie. Le graphe expose bien l'efficacité de l'ajout de deux autres filtres 5 et 6 au dispositif précédent, dont on obtient dans les deux ports de sortie une puissance transmise de 65 % à la longueur d'onde $1.31 \mu\text{m}$ et 48 % à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$.

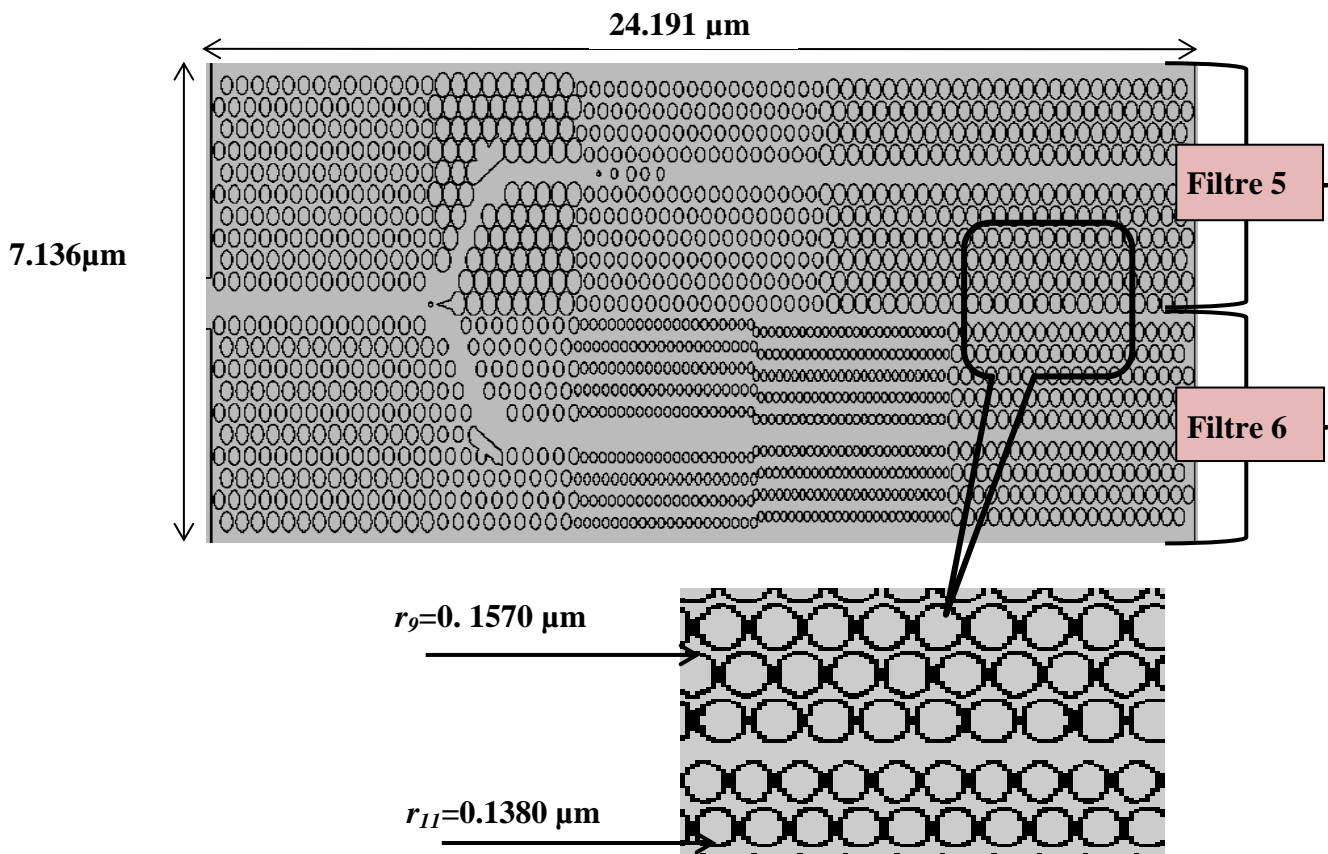


Figure IV.21 : La structure d'un démultiplexeur avec l'ajout de six filtres en cascade, ($a=0.3945 \mu\text{m}$)

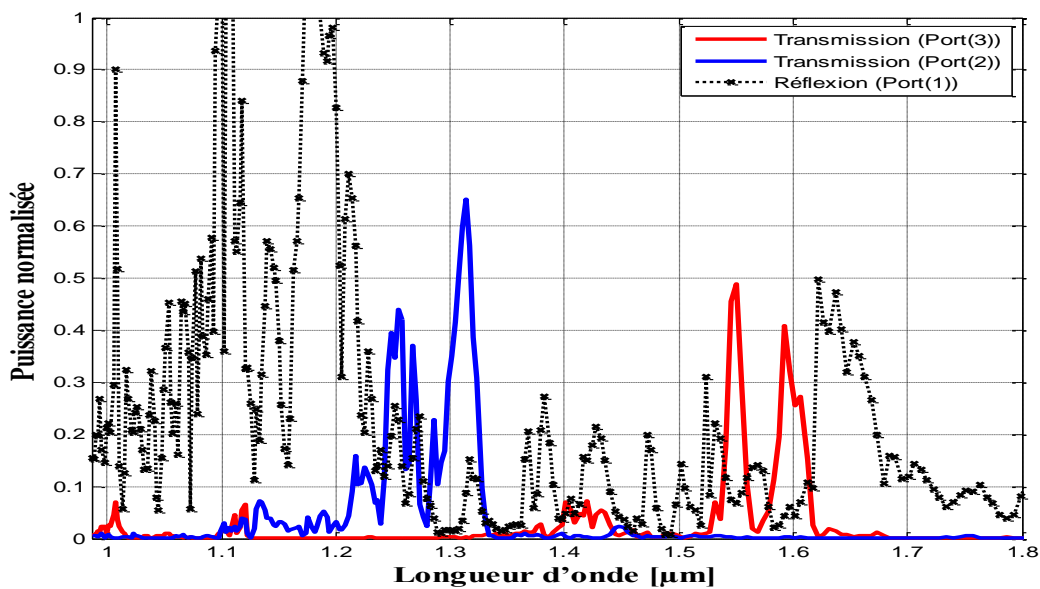


Figure IV.22: Coefficient de transmission et de réflexion de la cinquième topologie du démultiplexeur obtenu par simulation FDTD-2D pour le mode TE. ($\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$, $a = 0.3945 \mu\text{m}$).

IV.5.6 Sixième topologie 6: Démultiplexeur de type jonction en Y 1×2 optimisée avec l'ajout de huit filtres

Afin d'éliminer les fréquences indésirables, on présente une sixième topologie de démultiplexeur dans lequel on ajoute deux filtres $N^0(7)$ et $N^0(8)$ avec ses paramètres géométriques respectifs $r_{12}/a=0.235$ et $r_{13}/a=0.40$ (Figure IV.23).

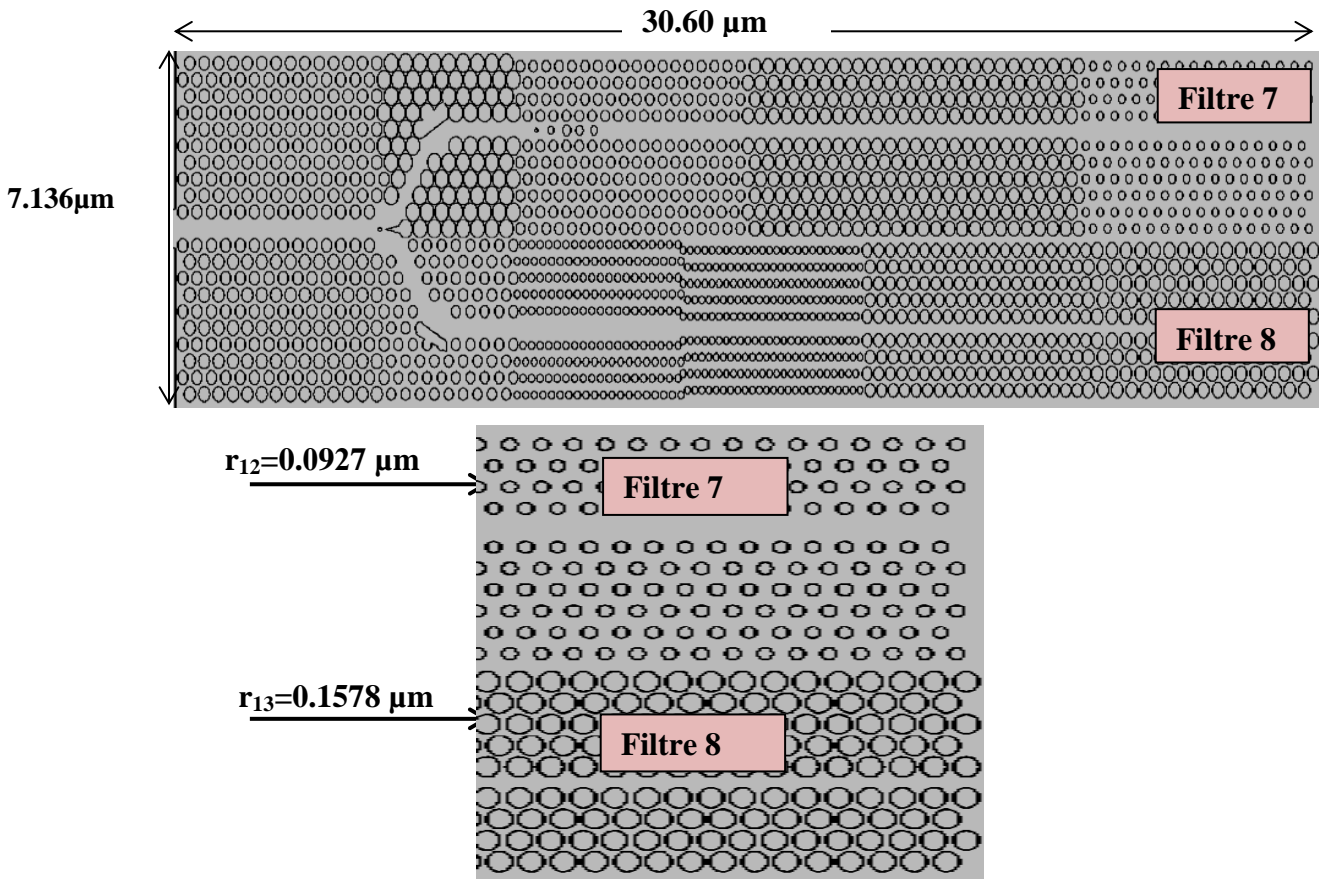


Figure IV.23: La sixième topologie d'un démultiplexeur avec l'ajout de huit filtres ($a=0.3945 \mu\text{m}$).

Dans la figure IV.24, on démontre bien l'efficacité de l'ajout des filtres $N^0(7)$ et $N^0(8)$. La transmission maximale enregistrée à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ au niveau du port(3) est de 60% et de 61% à la longueur d'onde de $1.31 \mu\text{m}$, ceci démontre une répartition homogène dans les deux bras de la jonction.

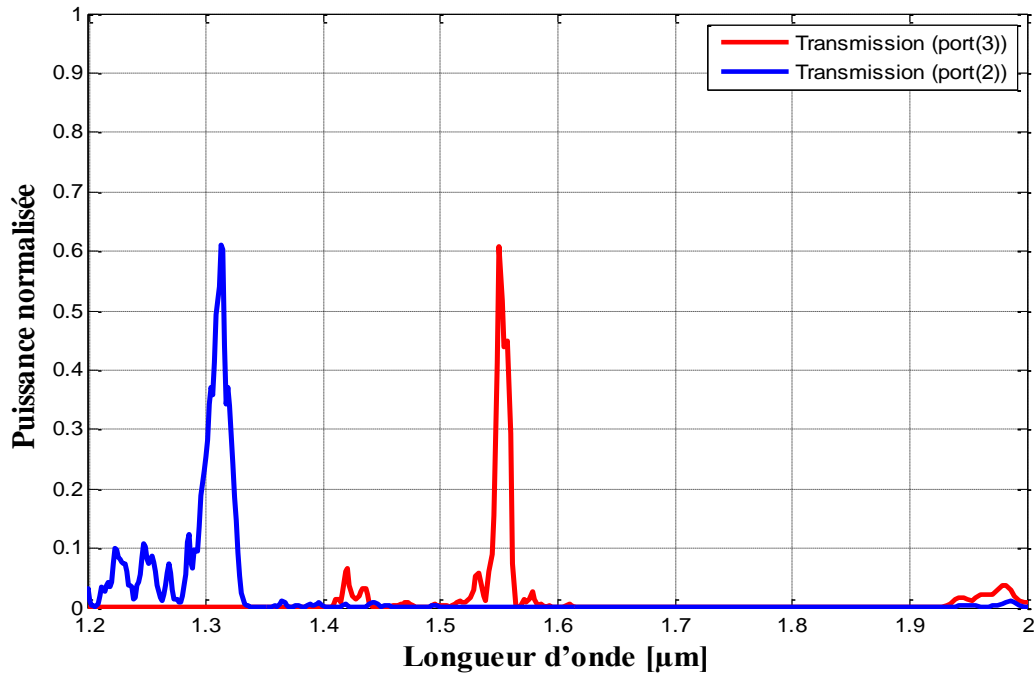


Figure IV.24: Coefficient de transmission et de réflexion de la sixième topologie d'un démultiplexeur, ($a=0.3945 \mu\text{m}$).

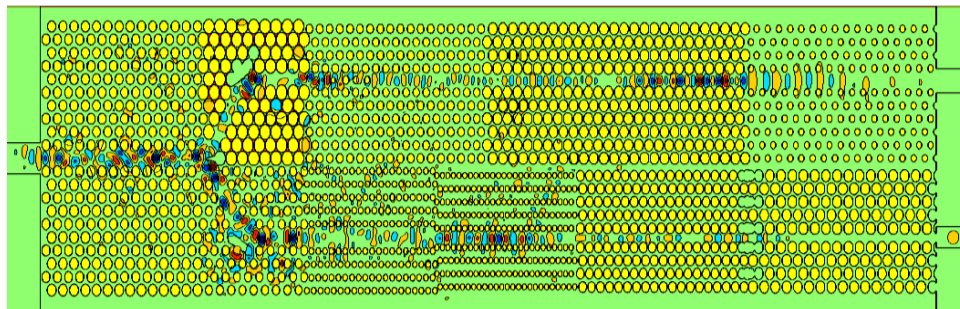
Les caractéristiques spécifiques du démultiplexeur simulé sont indiquées dans le tableau IV.1.

Ports	λ (μm)	Facteur de qualité	Transmission(%)	Cross talk (dB)	Largeur du Canal à la sortie (μm)	Bande passante (μm)
Port(2)	1.31	66.3	61	-29	0.4971	0.0520
Port(3)	1.55	67.2821	60	-30	0.3677	0.0550

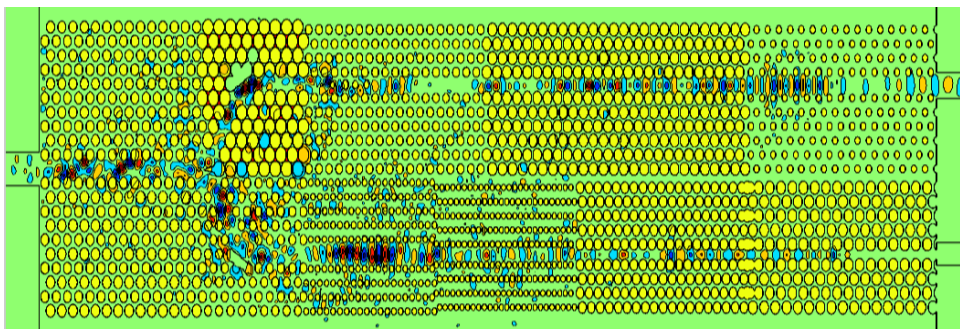
Tableau IV.1 : Caractéristiques spécifiques du démultiplexeur.

En comparaison avec des travaux antérieurs [96], [97], notre démultiplexeur a donné des résultats encourageants, et possède une bonne transmission. Les valeurs des facteurs de qualité sont inférieures à celles des références [96], [97]. Le niveau de diaphonie de notre démultiplexeur est approximatif à celui obtenues dans la référence [97].

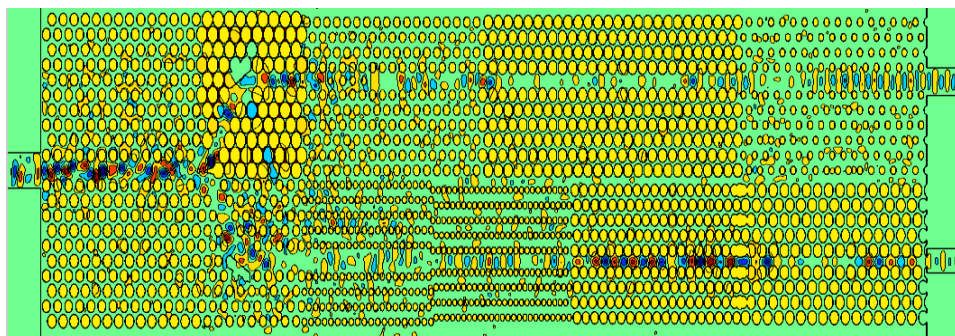
La distribution du champ électrique E_z pour différentes itérations dans le démultiplexeur est représentée sur la figure IV.25. Il est clairement visible que les longueurs d'onde $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ sont extraites du guide d'onde d'entrée et transférées aux guides d'onde de sortie par l'intermédiaire des huit filtres.



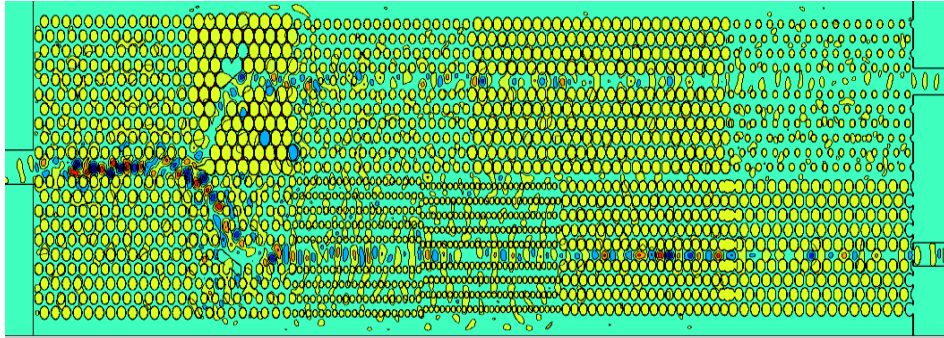
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure IV. 25: Répartition du champ électrique E_z dans la sixième topologie du démultiplexeur: (a) pour 4000 itérations, (b) 6500 pour itérations, (c) pour 8500, (d) pour 10500 itérations. Le pas de discrétisations spatiale est choisis tel que : ($\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$).

IV.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes stratégies de conception pour réaliser et améliorer les performances d'un nouveau démultiplexeur à base de CPs-2D en terme de transmission et filtrage fonctionnant aux les longueurs d'ondes $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$. Les propriétés optiques de ces nanostructures photoniques ont été étudiées à partir de la méthode des différences finies temporel en 2D.

Le choix judicieux de ses paramètres géométriques est basé sur l'analyse des cartes de bandes interdites vue dans le troisième chapitre.

Ce dispositif permet de faire passer la lumière aux longueurs d'onde $1.31/1.55 \mu\text{m}$ par couplage de guides d'ondes mono-rangées $W_1^k A$ en exploitant la bande interdite photonique. Cette dernière est une propriété intéressante pour le control de la propagation de la lumière.

Dans une vision simple, il suffit d'introduire des défauts étendus et ponctuels à des endroits convenablement choisis pour briser la périodicité du cristal photonique. En particulier, l'élément de base qui constitue le démultiplexeur proposé est une jonction en Y 1×2 optimisé par l'introduction des miroirs réfléchissants au niveau des corners supérieur et inférieur et aussi par l'ajout des trous au centre de la jonction. L'onde suit la direction de la jonction en traversant les deux canaux jusqu'aux ports des sorties (port 2 et port 3) sans aucun obstacle, avec une transmission améliorée (moins de pertes) et sans apparition des modes d'ordre supérieurs.

La structure proposée a donné des résultats encourageants, et a montré des propriétés attractives en termes d'efficacité, diaphonie, bande passante et espacement entre canaux qui constituent une excellente base pour les démultiplexeurs.

La dimension du démultiplexeur est d'environ $(30.60 \times 7.136) \mu\text{m}^2$ avec moins d'encombrement ce qui le rend attirant pour des applications dans le domaine de télécommunications optique [98].

Conclusion générale

Conclusion générale

Les dispositifs optiques à base de cristaux photoniques (dits aussi matériaux à bandes interdites photoniques (BIP)) ont suscité un grand engouement en raison de leur compacité par rapport aux dispositifs classiques, à leur vitesse d'opération élevée, de leur meilleur confinement, et de leur intégration, de plus la performance électronique du dispositif n'est pas affectée par sa miniaturisation.

Les cristaux photoniques sont des structures diélectriques dont l'indice de réfraction est périodiquement modulé à l'échelle de la longueur d'onde, ce qui conduit à une propriété optique unique qui est la bande interdite photonique (BIP), région où aucun mode électromagnétique ne peut se propager. Grâce à cette propriété que les Cps sont devenus intéressants pour de nombreuses applications dans le domaine des micro-ondes, l'optoélectronique et les télécommunications optiques. En introduisant un défaut (ponctuel ou linéaire ou les deux) dans ces structures, la périodicité est donc brisée, provoquant ainsi la localisation ou confinement de la lumière dans la région du défaut. Grâce à cette caractéristique, une grande variété de dispositifs actifs et passifs pour la communication optique a pu être réalisée : tels que les diviseurs de puissance, les photodétecteurs, les filtres, les multiplexeurs et démultiplexeurs, les modulateurs etc.

Au cours de ce travail, nous avons cherché à concevoir quelques composants qui trouveraient leur place dans un circuit intégré optique, tels que les démultiplexeurs sélectifs à deux canaux à base de CPs-2D. Le but est de séparer des ondes ultra courtes utilisées dans les systèmes de télécommunication par fibre optique. La conception est effectuée en utilisant la méthode des différences finies temporelles 2D et la méthode des ondes planes. Ces méthodes sont parfaitement adaptées à la modélisation numérique des nanostructures photoniques.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la conception des filtres sélectifs transparents aux longueurs d'ondes $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$, obtenus à partir d'un assemblage en cascade de deux ou trois guides d'ondes à maille triangulaire de type $W_1^K A$. Ce dernier est un guide mono-rangée à base de Cp-2D planaire gravé sur une hétéro-structure non homogène (InP/GaInAsP/InP). Dans ce guide, une seule rangée de motifs d'air est omise et elle se situe en général, parallèle au cristal dans la direction ΓK de la première zone de Brillouin. Il faut noter que ce mono guide a été l'élément « brique » des différents micro-composants étudiés

dans ce travail. Cette étude est accompagnée par une analyse de la carte de bande obtenue par la méthode PWE afin de pouvoir choisir judicieusement tous ses paramètres géométriques.

Suite à plusieurs simulations des différentes topologies proposées (en changeant le nombre total d'inclusion N constituant le CP), nous avons abouti à un filtre sélectif transparent à $1.31 \mu\text{m}$ avec un guide possédant un nombre total de 60 trous. Il a présenté en termes de filtrage et de transmission un meilleur coefficient de transmission de 80%.

Une deuxième topologie de filtre sélectif a été conçue; il s'agit d'un filtre résonant à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$. Elle consiste en une combinaison de trois types de guides d'onde $W_1^k A$ couplés en cascade dans un CPs-2D à maille triangulaire ayant des rayons normalisés différents: $r_1/a = 0.44$, $r_2/a = 0.288 \mu\text{m}$ and $r_3/a = 0.325$. Les résultats de simulation obtenus sous FDTD-2D montrent une transmission totale de l'ordre de 80%. Une amélioration significative a été observée sur le signal de transmission autour de la fréquence souhaitée après l'ajout de cavités au niveau du troisième guide.

Ensuite, nous avons proposé un filtre bi-bandes sélectif transparent aux deux longueurs d'ondes $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$. Le spectre de transmission obtenu, présente avec un maximum de 82% et 50 % respectivement aux deux longueurs d'onde $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$.

Un des dispositifs clé de l'optique intégrée qui a reçu une grande considération dans le domaine des télécommunications optiques est le démultiplexeur. L'objectif de ce dernier est d'extraire des longueurs d'onde bien précises dans un flux de données WDM. Dans notre travail, la fonction de démultiplexage a été réalisée grâce à la combinaison de plusieurs guides d'onde, tout en se basant sur les résultats précédents et en employant la jonction en Y 1×2 .

Le double virage du CP qui constitue le diviseur en Y 1×2 a été optimisé dans le but d'améliorer la transmission. Des miroirs réfléchissants ont été créés au niveau de la pointe des coudes des virages. En plus des trous d'air ont été supprimés dans les deux parties (extérieure et inférieure) des deux coudes.

Plusieurs topologies de démultiplexeur optique ont été proposées. Au niveau de chacune des deux sorties, nous avons placé un détecteur de signal. Le détecteur placé au niveau du port 2 permettant de collecter le signal de longueur d'onde $1.31 \mu\text{m}$ et le second détecteur situé au niveau du port 3 permettant de collecter le signal de la longueur $1.55 \mu\text{m}$.

Après une longue prospection numérique, on réussit à concevoir une topologie originale de démultiplexeur ayant une jonction Y 1×2 comme élément de base, constituée de huit filtres sélectifs possédant des trous d'air avec des rayons différents. L'efficacité de la

puissance de sortie de 61% dans chaque port de sortie. Une faible diaphonie moyenne de l'ordre de -29 dB, une faible bande en moyenne de 0.0520 μm et faible espacement des canaux de 0.4324 μm prouvent de bonnes performances du démultiplexeur conçu. Ce dernier présente des dimensions d'environ (30.60 x 7.136) μm^2 qui nécessite une technologie de pointe pour le réaliser pratiquement.

Dans le prolongement de ce travail, nous envisageons les perspectives suivantes :

- ▲ Conception d'autres CPs démultiplexeurs en longueur d'ondes à plusieurs canaux. Le CP tridimensionnel pourrait être éventuellement étudié en exploitant un code de calcul basé sur FDTD-3D.
- ▲ Etude théorique et modélisation des cristaux photoniques métallo-diélectriques, organiques et biologiques dont les constantes caractéristiques et les formes géométriques sont plus complexes ainsi que les méta matériaux dont l'indice de réfraction est négatif.
- ▲ Etude et modélisation des matériaux nano-photoniques et des cristaux photoniques magnéto-optiques ainsi que l'optique non linéaire dans les cristaux photoniques.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", *phys. Rev. Lett.* Vol. 58, pp. 2059, (1987).
- [2] S. John, "Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Super lattices", *Phy. Rev. Lett.* Vol. 58, pp. 2486, (1987).
- [3] 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).
- [4] C.M. Bowden, J.P. Dowling and H.O. Everitt, "Development and applications of materials exhibiting photonic band gaps", *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 280 (1993).
- [5] G. Kurizki and J.W. Haus, "Photonic band structures", *J. Mod. Opt.* **41**, 171 (1994).
- [6] C.M Soukoulis, "Photonic band gap materials", NATO ASI, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (1996).
- [7] C.M Soukoulis, "Photonic crystals and light localization in 21th century", NATO ASI, series C, vol. 563 Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (2001).
- [8] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, R.D. Meade, A.M. Rappe, K. D. Brommer and J.D. Joannopoulos, "Donor and acceptor modes in photonic band structure," *Phys. Rev. Lett.*, 67, p. 3380 -3383, (1991).
- [9] W. Bogaerts, D. Taillaert, B. Luyssaert, P. Dumon, J. Van Campenhout, .Bienstman, D. Van Thourhout, R. Baets, V. Wiaux, S. Beckx "Basic structures for photonic integrated circuits in Silicon-on-insulator", *Optics Express* **12**, 1583 (2004).
- [10] Mahmoud Riad Beghoul, « Composants électroniques optique et photonique, Contribution à la réalisation de fonctions optoélectroniques à base de cristaux Photoniques pour les Télécommunications »; thèse doctorat, Université de Constantine, (2008).
- [11] Barbara Wild, « Étude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité », thèse doctorat, Ecole polytechnique Fédérale de Lausanne, (2006).
- [12] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith et K. Kash, « Novel applications of photonic band gap materials: Low loss bends and Q cavities ». *Journal of applied physics* 75, 4753, (1994).
- [13] P. Pottier, C. Seassal, S. Letertre, J.L. Leclercq, P. Viktorowitch, D. Cassagne, C. Jouanin. « Triangular and hexagonal high Q factor 2D photonic bandgap cavities on III-V suspended membranes ». *IEEE, Journal of lightwave Technology* 2058-2062 (1999).
- [14] M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynak, A. Karlsson, M. Kamp, and A. Forchel, « Photonic crystal optical filter based on contra-directional waveguide coupling », *Applied Physics Letters* 83, 5121-52123 (2003).
- [15] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka, and S. Noda « .Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab ». *Applied Physics Letters*, 82, 1341–1343 (2003).

- [16] Temulkuran, B.; Hart, S. D.; Benoit, G.; Joannopoulos, J. D.; Fink, Y. « Wavelength-Scalable Hollow Optical Fibers with Large Photonic Bandgaps for CO₂ Laser Transmission». *Nature* 420, 650 (2002).
- [17] X.J.M. Leijtens et M.K. Smit. « S-matrix oriented CAD-tool for Photonic Integrated Circuits, Integrated Optic Devices II», *Proceeding of SPIE, San Jose (USA)* (1998).
- [18] L. Jylhä, I. Kolmakov, S. Maslovski, and S. Tretyakov, « Modeling of isotropic backward-wave materials composed of resonant spheres». *Journal of Applied Physics* 99, 043102 (2006).
- [19] K. C. Huang, M. L. Povinelli, and J. D. Joannopoulos [19] K. C. Huang, M. L. Povinelli, and J. D. Joannopoulos, « Negative effective permeability in polaritonic photonic crystals ». *Journal of Applied Physics* 85: 543-545 (2004).
- [20] M. Loncar, A. Scherer, and Y. M. Qiu. « Photonic crystal laser sources for chemical Detection». *Appl. Phys. Lett.* 82, 4648-4650 (2003).
- [21] J. Wang, J. Liang, H. Wu, W. Yuan, Y. Wen, Y. Song, L. Jiang, A facile method of shielding from UV damage by polymer photonic crystals, *Poly. Inter.* 0959-8103 (2008).
- [22] J. A. Schuller, R. Zia, T. Taubner, and M. L. Brongersma, « Dielectric Metamaterials Based on Electric and Magnetic Resonances of Silicon Carbide Particles». *Physical Review Letters* 99, 107401 (2007)
- [23]. R. Talebzadeh, M. Soroosh, F. Mehdizadeh, “An improved low channel spacing high quality factor 4-channel demultiplexer based on photonic crystal ring resonators”, *Optica Applicata*, in press, (2017).
- [24] Deeksha rani, «design and analysis of all optical logic gates based on 2-d photonic crystals», *Mémoire de Master en Electronique et communication. Université de Thapar, Patiala.* 2015. no. 801361006.
- [25] Bertrand Toudic. «Qu'est-ce qu'un cristal ? », *Reflète de la Physique* n°44-45 Article disponible sur le site <http://www.refletsdelaphysique.fr> ou <http://dx.doi.org/10.1051/refdp/20154445018>.
- [26] D.Gerard, “Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nanostructurées : cristaux photoniques et tamis à photons”, thèse doctorat, université de Bourgogne, (2004).
- [27] F. Lallam, H. Abri Badaoui, and M. Abri, "Parametric study of waveguides based on photonic crystals with a triangular lattice applied in demultiplexing in wavelengths using the 2D FDTD Method", *CPCQ* 1, 31 March – 02 April 2015- TiziOuzou, Algeria.
- [28] <https://www.google.dz/search?q=cristaux+photoniques+naturelles>.
- [29] V. Mizeikis, S. Juodkazis, A. Marcinkevicius, S. Matsuo, H. Misawa, “Tailoring and characterization of photonic crystals”, *Journal of Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Reviews*, 2, p.35-69, (2001).
- [30] K.Sakoda "Optical properties of photonic crystals", *Springer series in optical sciences* vol. 80, Springer-Verlag, Berlin, (2001).

- [31] Rahima Bendjelloul, "Etude du couplage dans les guides d'ondes à cristaux photoniques", thèse Magister, Université de Constantine, (2009).
- [32] Kévin Lenglé, "Traitement tout optique du signal à base de composants à cristaux photoniques en matériaux semi-conducteurs III-V", thèse doctorat, Université Rennes 1, (2013).
- [33] Lydie Ferrier, "Micro-nanostructures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3 D de la lumière", thèse doctorat, Ecole Centrale de Lyon, (2008).
- [34] W. Suh and S. Fan, "All-pass transmission or flattop reflection filters using a single photonic crystal slab," *Applied Physics Letters* 84, p. 4905, 2004.
- [35] J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J. Leclereq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, R. Perreau, and H. Moriceau, "Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon," *Electronics Letters* 39(6), pp. 526–528, (2003).
- [36] V. Lousse, W. Suh, O. Kilic, S. Kim, O. Solgaard, and S. Fan, "Angular and polarization properties of a photonic crystal slab mirror," *Optics Express* 12(8), pp. 1575–1582, (2004).
- [37] Loubna Boukerzaza, "Influence des paramètres physiques sur la bande Interdite photonique d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau hexagonal", thèse Magister, Univ. Constantine, (2008).
- [38] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures", *Phys. Rev. Lett.* 65, 25 (1990).
- [39] Fedouche Amal «Application de la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD-2D pour l'analyse et l'optimisation de composants à base de cristaux photoniques bidimensionnels CPs-2D pour l'optique intégrée», thèse de doctorat, université de Tlemcen (2018).
- [40] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, et J. D. Joannopoulos, "Donor and acceptor modes in photonic band structure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, p. 3380-3383, (1991).
- [41] H. Takano, Y. Akahane, T. Asano et S. Noda, "In-plane-type channel drop filter in a two-dimensional photonic crystal slab," *App. Phys. Lett.* , vol.84, vol.13, p. 2226, (2004).
- [42] Y. A. Vlasov, X.-Z.Bo, J. C. Sturm and D. J. Norris.«On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals », *Nature* 414(6861), 289–293 (2001).
- [43] Simon Mazoyer, "Lumière lente dans les guides à Cristaux Photoniques réels", thèse doctorat, Université Paris-Sud XI, (2011).
- [44] S.Y. Lin, J.G. Fleming, B.K. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K.M. Ho, M.M. Sigalas, W. Zubrycki, S.R. Kurtz, et J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths," *Nature*, vol. 394, p. 251-253, (1998).
- [45] J. D. Joannopoulos, «Self-assembly lights up », *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 257- 258, (2001).
- [46] Christian GRILLET, «Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée», Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, (2003).
- [47] A. Blanco, E. Chomski, S. Grabtchak, M. Ibsate, S. John, S.W. Leonard, C. López, F. Meseguer, H. Mínguez, J.P.Mondia, G. Ozin, O. Toader and H.M.vanDriel, "Large scale synthesis of a silicon

photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap at 1.5 micrometers" Nature 405, 437(2000).

[48] Yannick MERLE «étude de la dispersion électronique dans les matériaux périodique diélectrique bidimensionnelles», thèse de doctorat n°47-2003, université de limoges (2003).

[49] Fabrice Raineri « Optique non linéaire dans les cristaux photoniques en semi-conducteurs III-V », thèse de doctorat Université Paris Sud - Paris XI, (2004).

[50] BougriouFaïda «étude des guides d'ondes à cristaux photoniques bidimensionnels», thèse de doctorat, université de limoges (2003).

[51] H. S. Sözüer, J. W. Haus et R. Inguva, «Photonic band : Convergence problems with the plane wave-method », phys. Rev. B 45, p.13962 (1992).

[52] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, R.D. Meade, and J. N. Winn, "*Photonic Crystals :Molding the Flow of Light* ", 2eme Edn Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, (2008).

[53] S. Robinson, R. Nakkeeran, "Two dimensional Photonic Crystal Ring Resonator based Add Drop Filter for CWDM systems," Optik, 124, pp. 3430–3435, (2013).

[54] Badaoui Hadjira «Etude Et Conception des Micro Composants à base des cristaux photoniques bidimensionnels», thèse de doctorat, université de Tlemcen (2012).

[55] 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, « Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab », Nature, 407(6807), pp. 983- 986, (2000).

[56] D. Felbacq, E. Centeno, "Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary," Optics communications, 199, p. 39-45, (2001).

[57] B. Lombardet, "Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrées," Thèse de doctorat. Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2005.

[58] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn."Photonic Crystals, Molding the Flow of Light",Princeton University Press (1995).

[59] J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve, S. Fan, "Photonic crystals: putting a new twist on light," Nature, vol. 386, pp. 143–149, (1997).

[60] A. Mekis , JC Chen , je Kurland, S Fan , PR Villeneuve, JD Joannopoulos"High Transmission through Sharp Bends in Photonic Crystal Waveguides,".Phys. Rev. Letters, 77, 3787 (1996) –APS.

[61] R. Bendjelloul, T. Bouchemat, M. Bouchemat, "Design and simulation of wavelengthdemultiplexer using photonic crystal ring resonators,"International Electrical and ComputerEngineering Conference (IECEC2015), May 23-25, 2015, Sétif, Algeria.

[62] Y. Hao, R. Mittra, "FDTD modelingmetamaterials, theory and applications", Arthec.House (2009).

[63] Zhang and S. Satpathy,Electromagnetic wave propagation in periodic structures: Bloch wave solution of Maxwell's equations," Phys. Rev. Lett., Vol. 65, Issue. 21, 2650-2653, (1990).

- [64] 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, (1966).
- [65] Allen Taflove and Morris E. Brodwin.« Numerical solution of steady state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equation ».IEEE transaction son microwave theory and techniques, Vol 23 no.8, August (1975).
- [66] Richard M. and R.F Warming. « An implicit finite-difference algorithm for hyperbolic systems in conservation-law form ». Computational Fluid Dynamics Branch Ames Research Center NASA Mojfett Field California 94035 USA, 22 :87–110, (1976).
- [67] A. Taflove, « The Finite-Difference Time-Domain Method », Norwood, MA: Artech House Inc., (1995).
- [68] L. Tarricone and A. Esposito, « Grid computing for electromagnetics », Norwood, MA: Artech House Inc.(2004).
- [69] Jean Pierre Bérenger. « A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves ».Journal of Computational Physics, 114(2) :185 – 200(1994).
- [70] Fabian Gaufillet, « cristaux photoniques à gradient: dispositifs et applications ». Thèse doctorat, Université Paris Sud 11 (2014).
- [71] Raymond Rumpf, « Finite difference Time Domain », Computational Electromagnetic (CEM), EE 5337, lecture 16 (2017).
- [72] DekhiraAzzeddine, « Etude théorique et simulation des cristaux photoniques et leurs applications en chimie et biochimie », mémoire de magister, univ.USTHB d'Alger (2010).
- [73] K. S. Kunz and R. J. Luebbers, « The FDTD Method for Electromagnetics », CRC, Boca Raton, (1993).
- [74] K.R. Umashankar, et A.Taflove, IEEE Trans. « Electromagnetic Compatibility », 24, 397, 1982.
- [75] H. Badaoui and M. Abri, 'New Design of Integrated 2D Photonic Crystal Narrow Band Filters Using the FDTD-2D Method', Frequenz, 68(11–12): 511–518(2014).
- [76] M.Qiu, and S.He, « FDTD algoritm for computing the off-plane band structure in a two-dimensional photonic crystal with dielectric or metallic inclusions », Physics Letters A, p.348-354, (2001).
- [77] M.Qiu, B. Jaskorzynska, M. Swillo, and H. Benisty, « Time-domain 2D modeling of slab-waveguide based photonic-crystal devices in the presence of out-of-plane radiation losse », Microwave Opt. Techn. Lett., Vol. 34, No. 5, p.387-393 (2002).
- [78] Marc. Zelsmann « Cristaux Photoniques en Silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de lumière Bidimensionnelles», Thèse de doctorat en Physique, Université Joseph Fourier, Grenoble 1 (2003).
- [79] M. Plihal, A. A. Maradudin, "Photonic Band-Structure of 2-Dimensional Systems – the Triangular Lattice," Phys. Rev. B, vol. 44, pp. 8565–8571 (1991).

- [80] Two-Dimensional Photonic Crystals in InP-based Materials, MIKAËL MULOT, Doctoral Thesis, Stockholm, Sweden (2004).
- [81] FEDAOUCHE Amal, ABRI BADAOUI Hadjira, and ABRI Mehadji, 'Ultra Highly Efficient 1x3 and 1x6 Splitters for Terahertz Communication Applications', IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 28, 1434 – 1437 (2016).
- [82] **F. Lallam**, H. Abri Badaoui, and M. Abri, "Design of a selective Filter Based on 2D Photonic Crystals Materials. ", International Journal of Electrical and Computer Engineering (IJECE). Vol. 7, No. 4, pp. 1833-1838 (2017).
- [83] G. D'Aguanno, N. Mattiucci, M.J. Bloemer, D. De Ceglia, M.A. Vincenti, A. Alu', "Transmission resonances in plasmonic metallic gratings", J. Opt. Soc. Am. B, 28, 253–264 (2011).
- [84]. P. Jiang, C. Ding, X. Hu, Q. Gong, "Tunable double-channel filter based on two-dimensional ferroelectric photonic crystals", Physics Letters A, 363, 332-336, (2007).
- [85]. Z. Hanand and E. Forsberg, "Surface plasmon Bragg gratings formed in metal–insulator–metal waveguides" IEEE Photonics Technology Letters, 19, 91–93 (2007).
- [86]. X. Chen, Z. Qiang, D. Zhao, Y. Wang, H. Li, Y. Qiu and W. Zhou , "Polarization beam splitter based on photonic crystal selfcollimation Mach–Zehnder interferometer", Optics Communications, 284, 490-493, (2011).
- [87] S. Robinson, R. Nakkeeran, "Two dimensional Photonic Crystal Ring Resonator based Add Drop Filter for CWDM systems," Optik, vol. 124, pp. 3430–3435, (2013).
- [88] G. Manzacca, D. Paciotti, A. Marchese, M. SvalutoMoreolo and G. Cincotti, "2D photonic crystal cavity-based WDM multiplexer," Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications, vol. 5, pp. 164–170, (2007).
- [89] D. Bernier, X. Le Roux, A. Lupu, D. Marris-Morini, L. Vivien, E. Cassan, "Compact, low cross-talk CWDM demultiplexer using photonic crystal superprism," Optics Express, vol. 16, pp. 17209–17214, (2008).
- [90] M.R. Almasian, K. Abedi, "A proposal for optical WDM using embedded photonic crystal ring Resonator with distributed coupling," Physica E, vol. 79, pp. 173–179, (2016).
- [91] R. Talebzadeh, M. Soroosh, T. Daghooghi, "A 4-channel demultiplexer based on 2D photonic crystal using line defect resonant cavity", IETE journal of research , in press (2016).
- [92]. H. Alipour-Banaei, F. Mehdizadeh, M. Hassangholizadeh-Kashtiban, "A novel proposal for all optical PhCs based demultiplexers suitable for DWDM applications", Opt. Quant. Electron, 45, 1063-1075 (2013).
- [93] S. Rawal, R.K. Sinha, "Design, analysis and optimization of silicon-on-insulator photonic crystal dual band wavelength demultiplexer," Optics Communications, vol. 282, pp. 3889–3894, 2009.
- [94] L. Wei Chung, S. Liang Lee: "Photonic crystal-based dual-band demultiplexers on silicon materials". Opt Quant Electron 39:677–686, (2007)
- [95] Photonic Crystal Architecture", IEEE/OSA/IAPR International Conference on Informatics, Electronics & Vision. 2012.

[96] W.K Wang, Sh.J.Wang, Ch.C.Chen, Y.H.Wu, W.Yu Chiu, F.H. Huang, and Y.J. Chan, "1.3/1.55 μm optical directional coupler by photonic crystal with a defect shifting design", Proceeding of 2005 5th IEEE Conference on Nanotechnology. Nagoya, July 2005.

[97] Md. MasudParvezAmoh, A.B.M. HasanTalukder, Md. Omar Faruk, T Afrin Tisa, and Z.HasanMahmood, "Design and Simulation of an Optical Wavelength Division Demultiplexer Based on the [98] Y.D. Wu*, J. H. Hsu, J. J. Lee, and T. T. Shih, "Ultra compact and low crosstalk triplexer based on photonic crystal waveguide",.IEEE. 2011.

[98] **F. Lallam**, H. Abri Badaoui, and M. Abri, A. Fedouche " "Design of a Novel Photonic Crystal 1.31/1.55 μm Biband Filter for Near Infrared Application », *Optica Applicata*, vol. 48. issu (3) 2018, 341-348.

Recueils Scientifiques

Les résultats de cette thèse ont fait l'objet de plusieurs publications et communications internationales et nationales.

Publications Internationales

- 1- **F. Lallam**, H. Abri Badaoui, M. Abri and A. Fedouch, "Design of a Novel Photonic Crystal 1.31/1.55 μm Biband Filter for Near Infrared Application », *Optica Applicata*, vol. 48. issu (3) 2018, 341-348 .([indexée Web of Science](#), [impact factor 0.925](#)) .
- 2- **F. Lallam**, H. Abri Badaoui, and M. Abri, "Design of a selective Filter Based on 2D Photonic Crystals Materials. ", *International Journal of Electrical and Computer Engineering (IJECE)*. Vol. 7, No. 4, August 2017, pp. 1833~1838.3. ([indexée Scopus](#)).
- 3- **F. Lallam**, H. Abri Badaoui, and M. Abri, " Novel 1.31 μm narrow-band TE-mode filter design based on a PBG shift in a 2D Photonic Crystal Slab", *Photonics Letters OF Poland*, vol 8 (3), 82-84 (2016).([indexée Scopus](#) and [Web of Science Emerging Sources Citation Index](#)).

Communications Internationales

- 1- **F. Lallam**, H. Abri Badaoui, and M. Abri, "Design of a Selective Filter Based On 2D Photonic Crystals Materials ", *ICCWCS'16*, November 15-16, 2016-Settat, Morocco.
- 2- **F. Lallam**, H. Abri Badaoui, and M. Abri, A. Fedouch, "Design of a Novel Photonic Crystal 1.31/1.55 μm Bi-Filter for Near Infrared Applications", *ICCWCS'17*, November 14-16, 2017-Larache, Morocco.

Communications Nationales

- 1- **F. Lallam**, H. Abri Badaoui, and M. Abri, " Le Démultiplexage dans les Cristaux Photoniques Bidimensionnels", *Journée sur les Systèmes et Technologies de l'Information et de la Communication*, Juin, 2018-Tlemcen, Algérie.
- 2- **F. Lallam**, H. Abri Badaoui, and M. Abri, " Parametric study of waveguides based on photonic crystals with a triangular lattice applied in demultiplexing in wavelengths using the 2D FDTD Method", *CPCQ* 1, 31 March – 02 April 2015- Tizi Ouzou, Algeria.

Design of a Selective Filter based on 2D Photonic Crystals Materials

Lallam Farah¹, Badaoui Hadjira², Abri Mehadji³

^{1,2}STIC Laboratory, Faculty of Technology, University of Tlemcen, Algeria

³Telecommunications Laboratory, Faculty of Technology, University of Tlemcen, Algeria

Article Info

Article history:

Received Jun 9, 2016

Revised Nov 20, 2016

Accepted Dec 11, 2016

Keyword:

2D photonic crystals

2D-FDTD

Band filters

Waveguide

ABSTRACT

Two dimensional finite differences temporal domain (2D-FDTD) numerical simulations are performed in cartesian coordinate system to determine the dispersion diagrams of transverse electric (TE) of a two-dimension photonic crystal (PC) with triangular lattice. The aim of this work is to design a filter with maximum spectral response close to the frequency 1.55 μm . To achieve this frequency, selective filters PC are formed by combination of three waveguides $W_1^K A$ wherein the air holes have of different normalized radii respectively $r_1/a=0.44$, $r_2/a=0.288$ and $r_3/a= 0.3292$ (a : is the periodicity of the lattice with value 0.48 μm). Best response is obtained when we insert three small cylindrical cavities (with normalized radius of 0.17) between the two half-planes of photonic crystal strong lateral confinement.

Copyright © 2017 Institute of Advanced Engineering and Science.
All rights reserved.

Corresponding Author:

Lallam Farah,
Department of Physics,
Abu Bekr Belkaid University,
PB: 119 University of Tlemcen, 13000, Algeria.
Email: fa.lallam72@gmail.com

1. INTRODUCTION

Photonic crystals (PCs) are periodic dielectric nanostructures materials and have many applications: They also have applications in medical imaging field, solar cells and development of chemical and biological micro sensors, spectroscopy and electromagnetic shielding [1], [2]. The nanophotonic structures offer exceptional potential for the development of new architectures of photovoltaic solar cells in thin layers and high efficiency. Among the promising applications of PCs, we mentioned selective filter based on 2D CPs [3].

The PCs have a dielectric index which varies across the wavelength that is to be controlled, on one or more spatial directions. Analogous to electrons in semiconductors, the photon propagation can be described using a band structure in which transmission bands are separated by band gaps, energy ranges at which light cannot exist inside the photonic crystals [4]. Most of the research on PCs focuses on the use of band gaps. The insertion of defects is the easiest way to change the properties of photonic crystals and exploit them for the realization of amazing photonic components for integrated optics. Defects cause the appearance of modes within the band gap. Defects are realized by removal, addition or modification of pattern in one or more parallel rows of the crystal in ΓK direction of Brillouin first zone [5]. Hence, can be designed ($W_1^K A$) waveguide by creating between the two half-planes of photonic crystal strong lateral confinement, when single full row of air cylinders holes is removed in the PCs.

The aim of this work is to design a waveguide with maximum spectral response close to the frequency 1.55 μm . This nanostructure is composed by a superposition of three waveguides $W_1^K A$ with different radii. This kind of filter has been already studied in ref. [6]. The new in this paper is the insertion of

a number of defects between the two half-planes of photonic crystal strong lateral confinement, in order to improve the response of the filter.

In this paper, the simulation was based on the method of finite difference time domain (FDTD) [7]. 2-D numerical simulations are performed in Cartesian coordinate system to determine the dispersion diagrams of transverse electric (TE) of two-dimension PC with triangular lattice, operating as filter.

2. RESEARCH METHOD

The FDTD is used to numerically modeling a 2D photonic crystal containing air holes with triangular lattice. It is one of the most widely used numerical methods for computing the solution of electromagnetic problems, including photonic structures.

It provides us with a simple way to discretize the Maxwell's equations without requiring a complex mathematical formulation, and it does not require any symmetry in the structure being modelled, moreover FDTD can be used for the inhomogeneous structure materials in two or three dimension forms [7-10]. Furthermore, it computes the solution in the time domain, from which the frequency behaviour of the electromagnetic band gap elements can be extracted over a wide frequency range. The electromagnetic field is represented by Maxwell equations given by the following relations:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (1)$$

ϵ and μ represent respectively the permittivity and permeability of the material.

The FDTD method is used here to discretize these equations (1) with time step Δt , spatial steps Δx and Δy which are the distance between two neighboring grid points, respectively along the x and y directions in the xy-coordinate system. For the TE mode, the numerical scheme of the two-dimensional FDTD method [11] is:

$$\begin{aligned} \frac{E_x(x,y,t+\frac{\Delta t}{2}) - E_x(x,y,t-\frac{\Delta t}{2})}{\Delta t} &= \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{H_z(x+\frac{\Delta y}{2},y,t) - H_z(x-\frac{\Delta y}{2},y,t)}{\Delta y} \right) \\ \frac{E_y(x,y,t+\frac{\Delta t}{2}) - E_y(x,y,t-\frac{\Delta t}{2})}{\Delta t} &= -\frac{1}{\epsilon} \left(\frac{H_z(x+\frac{\Delta x}{2},y,t) - H_z(x-\frac{\Delta x}{2},y,t)}{\Delta x} \right) \\ \frac{H_z(x,y,t+\frac{\Delta t}{2}) - H_z(x,y,t-\frac{\Delta t}{2})}{\Delta t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{E_y(x+\frac{\Delta x}{2},y,t) - E_y(x-\frac{\Delta x}{2},y,t)}{\Delta x} - \frac{E_x(x,y+\frac{\Delta y}{2},t) - E_x(x,y-\frac{\Delta y}{2},t)}{\Delta y} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

In order to achieve the numerical stability of the scheme [6], the time step value must satisfy the relation of the following criterion:

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2}} \quad (3)$$

Where c : is the velocity of light in free space. Also in our computation, the values of Δx and Δy respect the relation:

$$\Delta x = \Delta y \leq \frac{\lambda}{10\sqrt{\epsilon_r}} \quad (4)$$

Where ϵ_r : is the relative permittivity of the dielectric matrix and λ is the wavelength of the desired mode.

The computational domain has a rectangular shape in the x-y plane. The spatial discretization in the FDTD simulation is chosen to be $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$. A modulated Gaussian pulse is used to provide a wide-band excitation at any desired position inside the computational domain comprising the CP. Since the data storage in a computer is limited by the size of its memory, it is not possible to handle an open region problem directly. To mitigate this problem, the perfectly matched layer (PML) technique [12], [13] is widely used in

the FDTD simulations; it exhibits an accuracy level that is significantly better than most other absorbing boundary conditions (ABCs) [14], [15]. Here we consider only the conditions of absorption-type wall that simulate a finite domain containing the entire structure study by investigating the lowest reflection digital interfaces.

The adopted two-dimensional finite difference time domain simulation process is shown in Figure 1 in xyz coordinate system. According to the Figure 1, two located detectors are used to compute the reflection at the input and transmission at the output of the structure. A Gaussian source is employed for excitation (source). The structure is surrounded by four surrounding absorbing walls.

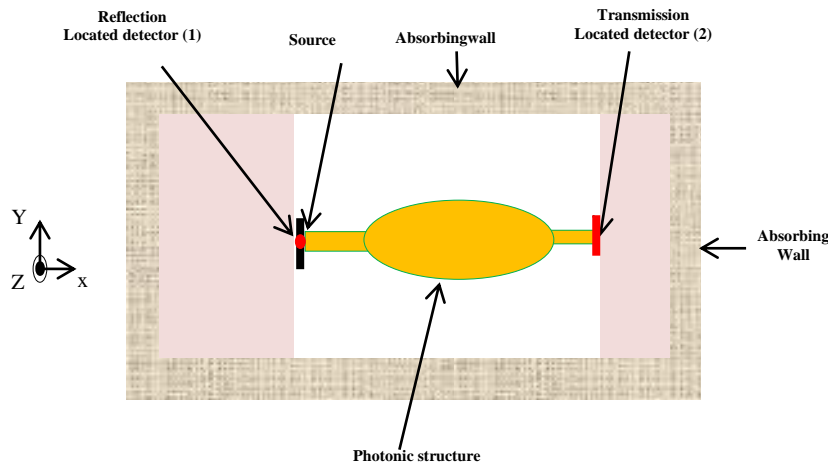


Figure 1. Two dimensional finite difference time domain simulation process

3. RESULTS AND ANALYSIS

In the following, numerical simulation is done for the first topology which is the combination of three kinds of waveguides $W_1^K A$ coupled in cascade arrangement within the same cell of PC with triangular lattice and without cavities inside the two half-planes of photonic crystal strong lateral confinement (Figure2).

Each waveguide possesses a number of holes $n=15$ (total number of holes = 45). The normalized size of holes are respectively $r_1/a = 0.44$, $r_2/a = 0.288$, $r_3/a = 0.3292$ and the lattice constant $a = 0.48\mu\text{m}$. The air cylinders holes having are embedded in a dielectric matrix doped INP/GAINASP/INP; refractive index of matrix is $n = 3.24$. These air rods are arranged in the x direction and supposed infinitely long in the z direction.

The transmission coefficient versus wavelength for the TE polarization, derived from the FDTD simulation corresponding to the first topology is plotted in Figure 3(a). We observe that the response of the filter is peaked around $1.55\mu\text{m}$. The maximal quantity of transmission computed is 77%. Others peaks appear very close of this frequency with coefficient of transmission of value 80% ranged in the frequency band $[1.54-1.57]\mu\text{m}$ (Figure 3(b)).

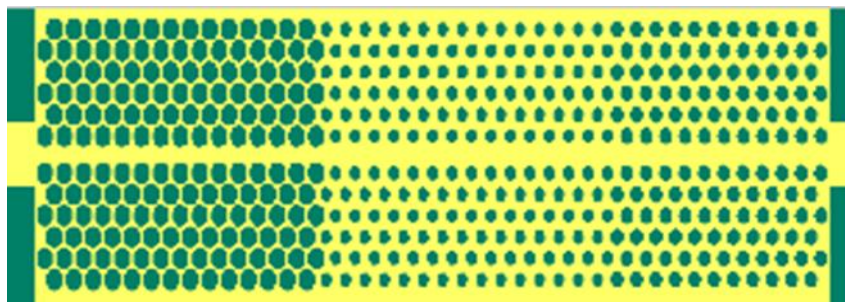


Figure 2. Modeling scheme of PC with combination of three guides $W_1^K A$ with triangular lattice and without cavities

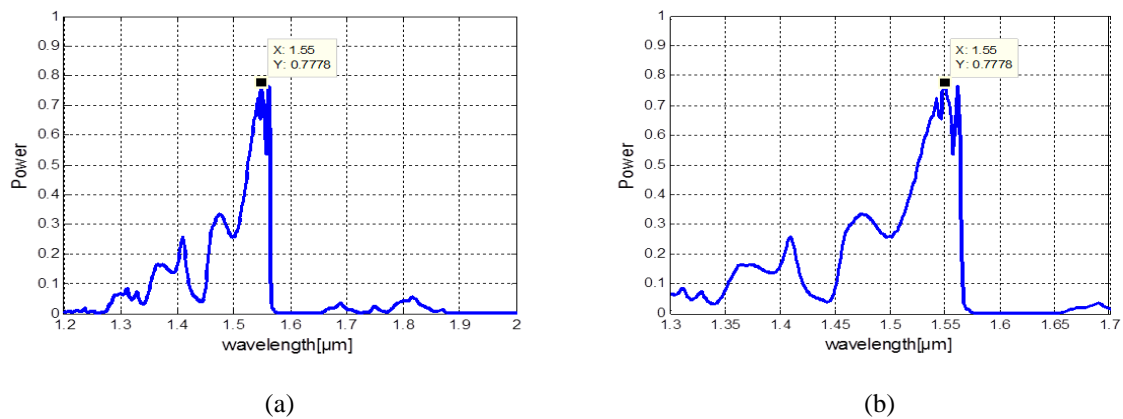


Figure 3. Computed transmission coefficients for the three simulated selective filter (without cavities). $r_1/a=0.44$, $r_2/a=0.288$ and $r_3/a=0.3292$ (a is the periodic lattice of value $0.48 \mu\text{m}$)

Another two-dimensional PC filter is simulated in order to eliminate unwanted peaks and filter the desired frequency, based on the same first topology with the three $W_1^K A$ but we add three small cylindrical holes with normalized radius of 0.17 between the two half-planes of photonic crystal strong lateral confinement. All the previous geometrical parameters are unchanged (Figure 4). We report in the Figure 5 the transmission coefficient versus wavelength for the TE polarization. According to this plot, it can be seen apparently that maximum spectral response (80%) occurs close to the frequency $1.55 \mu\text{m}$. A significant improvement was observed regarding the disappearance of unwanted peaks around the desired frequency but a slight decrease occurs in the amplitude of appearing modes.

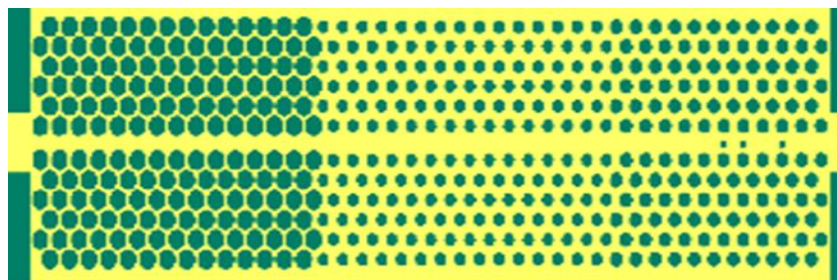


Figure 4. Modelling scheme of PC with combination of three guides $W_1^K A$ with triangular lattice and having three cavities

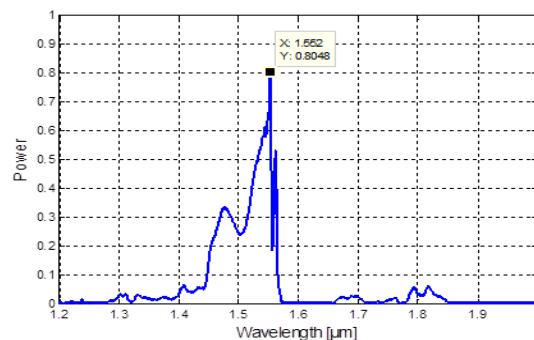
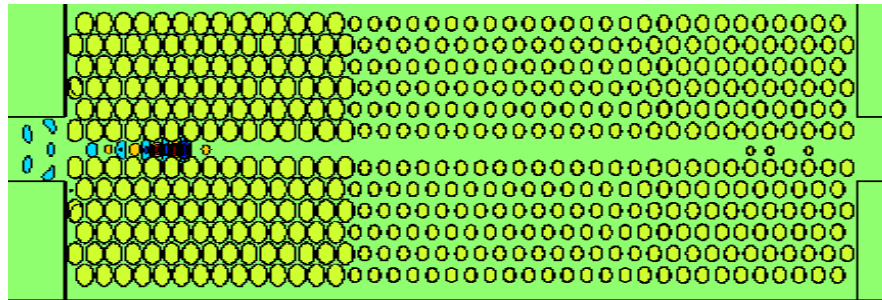
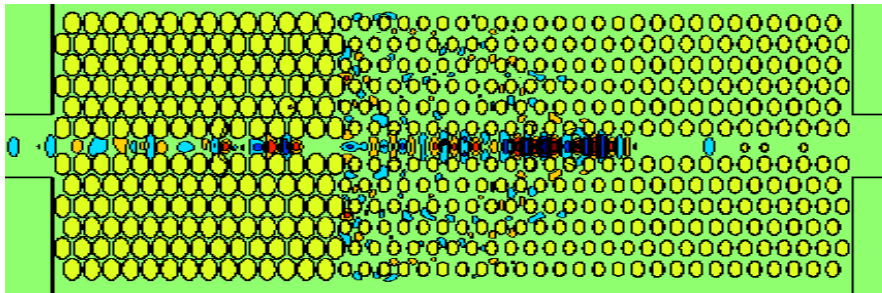


Figure 5. Computed transmission coefficients for the three simulated selective filter with three cavities having normalized radius of 0.17. $r_1/a=0.44$, $r_2/a=0.288$ and $r_3/a=0.3292$ (a is the periodic lattice of value $0.48 \mu\text{m}$)

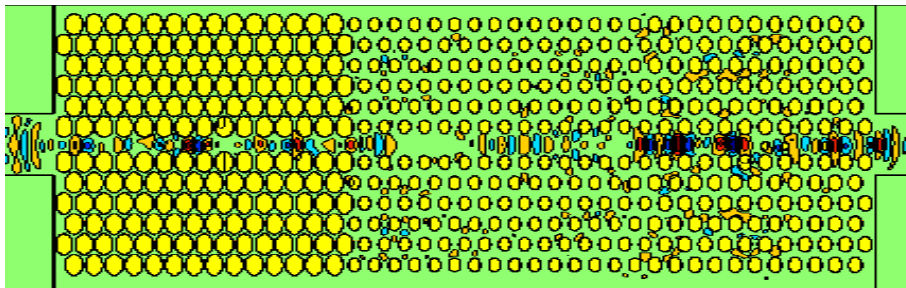
The magnetic field pattern inside the selective filter corresponding to the second topology with a spectral response close to frequency of $1.55\mu\text{m}$ is reported in Figure 6(a-c) for different step time iterations 1500, 4500 and 6500. These figures show the light-guiding propagation of the electromagnetic field inside the empty row along the waveguide (confinement). We can observe that one part of electromagnetic energy is transmitted until the end of PC with a frequency belonging to the gap, and the other part of energy with a non-allowed frequency is reflected by the added inclusions embedded in the dielectric matrix in the empty row.



(a)



(b)



(c)

Figure 6. Simulated distribution of a magnetic field. (a) 1500, (b) 4500, (c) 6500 step time iterations

4. CONCLUSION

A novel selective filter based on a two-dimensional photonic crystal with a triangular lattice with air holes in a dielectric substrate was proposed. This device consists of three waveguides W_1^K placed in cascade with different radii respectively $r_1/a=0.44$, $r_2/a=0.288$ and $r_3/a=0.3292$. An improvement is observed when we add a number of defects in the empty row. From our computation, this CP can be conceived for achieving a frequency of $1.55\mu\text{m}$ which is suitable for optical devices with a transmission maximum in order to 80%.

In order to improve more the selectivity of this filter, other simulations with new designs will be done later. This study will be completed when comparison with experimental data is done.

REFERENCES

- [1] L. Jylhä, I. Kolmakov, S. Maslovski, S. Tretyakov, "Modeling of Isotropic Backward -wave Materials Composed of Resonant Spheres," *Journal of Applied Physics*, pp 99, 043102, 2006.
- [2] F. D. Mahad, Abu Sahmah M. Supa'at, D. Forsyth, T. Sun, A. Izam Azmi, "Characterization of Erbium Doped Photonic Crystal Fiber," *TELKOMNIKA*, vol. 14, no.3, pp. 880-886, 2016.
- [3] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith et K. Kash, "Novel Applications of Photonic band Gap Materials: Low Loss bends and Q Cavities," *Journal of Applied Physics*, 75, pp. 4753, 1994.
- [4] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics," *Phys. Rev. Lett.*, 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [5] J. D. Joannopoulos, R. D. Maede, J. N. Winn, "Photonic crystals: Modelling the row of light," *Princeton Univ. Press*, 1995.
- [6] H. Badaoui and M. Abri, "New Design of Integrated 2D Photonic Crystal Narrow Band Filters Using the FDTD-2D Method," *Frequenz*, 68(11-12): pp. 511-518, 2014.
- [7] A. Taflove, "Advances in Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method," Norwood, MA: Artech House, 1998.
- [8] Hao, Y., C. J. Railton, "Analyzing Electromagnetic Structures with Curved Boundaries on Cartesian FDTD Meshes," *IEEE Trans. Microwave Theory tech.* 46, pp. 82-88, 1998.
- [9] Luebbers, R. et al., "A Frequency-Dependent Finite-Difference Time-Domain Formulation for Dispersive Materials," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* 32, pp. 222-227, 1990.
- [10] Baohe Yuan, Qi Xu, Linfei Liu, Xiyang Ma, "Investigation Effects of Filling Rate on the Bands Gaps of Two Dimensional Photonic Crystals," *TELKOMNIKA*, vol. 14, no. 3A, pp. 27-32, 2016.
- [11] V. Liu, Y. J.P. Berenger, "A Perfect Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic waves," *J. Comput. Phys.*, 114, pp. 185-200 1994
- [12] Jiao, David A. B. Miller, S. Fan, "Design Methodology for Compact Photonic-Crystal-based Wavelength Division Multiplexers," *Optics Letters*, 36 (4), 2011.
- [13] J. C. Veihl, R. Mittra, "An Efficient Implementation of Berengers Perfectly Matched Layer (PML) for Finite-difference Time-domain mesh Truncation," *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, 6, pp. 9496, 1996.
- [14] B. Engquist, A. Majda, "Absorbing Boundary Conditions for the Numerical Simulations of Waves," *Math. Comp.*, 31, pp. 629-651 1977.
- [15] G. Mur, "Absorbing Boundary Conditions for the Finite difference Approximation of the Time-domain Electromagnetic-field Equations," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, 23, pp. 377-382 1981.

Novel 1.31 μm narrow-band TE-mode filter design based on a PBG shift in a 2D Photonic Crystal Slab

F. Lallam¹, H. Abri Badaoui^{*2}, and M. Abri²

¹*STIC Laboratory, Faculty of Technology, University of Tlemcen, Algeria*

²*Telecommunications Laboratory, Faculty of Technology, University of Tlemcen, Algeria*

Received April 15, 2016; accepted July 18, 2016; published September 30, 2016

Abstract—In this letter, a novel 1.31 μm narrow-band TE-Mode filter design has been proposed, based on a photonic band gap shift in a 2D photonic crystal slab with triangular lattice air holes, using the 2D-FDTD method to numerically model the proposed filter device. The structure is achieved by the association of three waveguides W_1^{KA} coupled in a cascade arrangement within the same cell of a PC with a triangular lattice with a single removed full row. A modulated Gaussian pulse is used to provide wide-band excitation at any desired position inside the computational domain of the photonic crystal. The best filter configuration performances in terms of filtering and transmission is found for 60 inclusions with a maximum of transmission around 80% localized near 1.31 μm

Potential applications of photonic crystals (PCs) are extensive and cover several areas: such as production of Extremely High Q-Factor Measurement [1], experimental GVD engineering in slow light slot photonic crystal waveguides [2], tunable add/drop filter [3], demultiplexers [4], splitters [5]-[6], new more efficient and compact optoelectronic devices reproducing the operating principles of different components of an integrated circuit, using photons as information carriers instead of electrons. They also have applications in a medical imaging field [7], measurements in nano-crystal-based solar cells [8], as well as selective filters [9], which are a promising application of two dimensional PCs; this is the subject of the present work.

The finite difference time domain (FDTD) method is regarded as a useful electromagnetic modeling tool because of its versatility [10]. The FDTD method is capable of handling inhomogeneous materials in two or three dimension forms. Since the data storage in a computer is limited by the size of memory, it is not possible to handle an open region problem directly. To mitigate this problem, the perfectly matched layer (PML) technique is widely used in the FDTD simulations; it exhibits accuracy level that is significantly better than most other absorbing boundary conditions (ABCs) [11]. This work is based on the design of devices for guiding and selective filtering PC, operating at a wavelength of 1.31 μm , which corresponds to a normalized frequency a/λ

= 0.366, where a represents the lattice constant. To achieve this goal, we adopted a specific methodology with consists in cascading several waveguides W_1^{KA} with different radii until the filter responds to our specifications. The nomenclature W_n^{DA} is given in [9, 12].

The first considered structure consists of an array of air cylinders holes having a radius r , in a dielectric medium with a refractive index $n_{\text{eff}} = 3.24$. This value corresponds to the effective refractive index in an InP/GaInAsP/InP heterostructure with a three-layer system [13-14]. These air rods are finitely arranged in the x and y directions and infinitely long in the z direction. In 2D dimensions, 13 parallel layers of holes are arranged in the y direction. This structure has the following parameters: $a = 0.48\mu\text{m}$, the filling factor $f = 0.44$ in order to obtain the suitable and desired normalized frequency $a/\lambda = 0.366$. Numerical simulations are performed for the TE polarization. We begin by implementing the spatially dispersive FDTD method in 2D simulations with a view to studying wave propagations through a PC. The computational domain has a rectangular shape in the x - y plane. According to the stability criterion [15], the spatial discretization in the FDTD simulation is chosen to be $\Delta x = \Delta y = 0.04\mu\text{m}$. The discretized time step is $\Delta t = \Delta x / (2c)^{1/2}$ where c is the velocity of light in free space. A modulated Gaussian pulse is used to provide wide-band excitation at any desired position inside the computational domain comprising the CP. Note that the simulations were achieved using an Apple i7 CPU M 620 computer, with 8 Gb RAM memory. The transmission coefficient versus wavelength for the TE polarization, derived from the 2D-FDTD simulation corresponding to W_1^{KA} with 30 holes along the x direction and the ratio $r/a = 0.36$, is plotted in Fig. 1.a. It can be seen that large transmission achieved the values of 60% to 80%, extending over a frequency band [1.3-1.8 μm]. Other modes appear such as the mode at a normalized frequency 0.309 ($\lambda = 1.55\mu\text{m}$). Figure 1.b shows the spectral transmission with $r/a = 0.385$. It can be seen that the dispersion diagram is modified due to the change of holes size. Several modes appear like the 1.31 and 1.55 μm peaks. Figure 1.c corresponds to W_1^{KA}

* E-mail: elnbh@yahoo.fr

having the same number of holes and the ratio $r/a = 0.48$. Low transmission is observed in the frequency band between 1.36 and 1.42 μm , otherwise the modes are vanishing in range [1.43-1.77 μm]. Moreover, the coefficient of transmission reaches its maximum at an average value of 65% at a wavelength of 1.31 μm and an evanescent mode occurs at 1.55 μm . This reflects the selective transmission frequency of an electromagnetic wave.

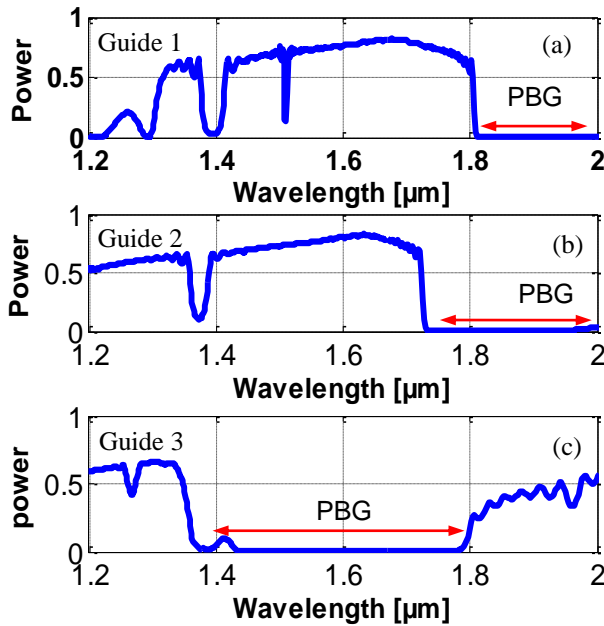


Fig. 1. Calculated transmission coefficient of $W_1^k A$
(a) $r_1/a = 0.36$ (b) $r_2/a = 0.385$. (c) $r_3/a = 0.48$.

In the following, 2D-FDTD numerical simulation is done to improve the performances of the selective filter achieved by the association of three waveguides $W_1^k A$ coupled in a cascade arrangement within the same cell of PC with a triangular lattice. The ratios of each waveguide $W_1^k A$ are respectively $r_1/a = 0.36$, $r_2/a = 0.385$ and $r_3/a = 0.48$ with a different number of holes N .

Table 1. Optimization parameters of different topologies.

Parameters	1 st topology Fig 2. (a)	2 nd topology Fig 2. (b)	3 rd topology Fig 2. (c)
Total rods $n=3 \times N$	30	45	60
a [μm]	0.48	0.48	0.48
r_1 [μm]	0.1728	0.1728	0.1728
r_2 [μm]	0.1848	0.1848	0.1848
r_3 [μm]	0.2304	0.2304	0.2304
w_1 [μm]	0.46	0.48	0.48
w_2 [μm]	0.36	0.36	0.36
d_1 [μm]	4.68	7.06	9.4656
d_2 [μm]	4.66	7.0896	9.4896
d_3 [μm]	4.78	7.1808	9.5808
D [μm]	4.66	4.66	4.66

The geometrical parameters after optimization shown in Fig. 2 (a) are reported in Table 1.

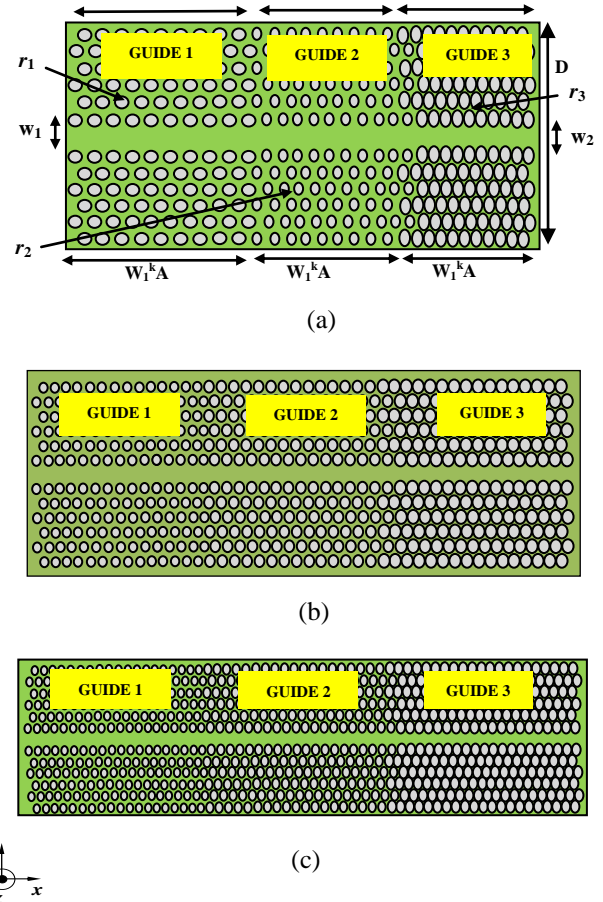


Fig. 2. Modeling scheme of a PC with association of three guides $W_1^k A$ with a triangular lattice with $r_1/a = 0.36$, $r_2/a = 0.385$ and $r_3/a = 0.48$.

Figure 3 illustrates both the normalized spectra in transmission corresponding to three selective waveguides with different values of $n = 30, 45$ and 60 holes. All the obtained response has a suitable maximum peak localized at $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$ with respectively 88%, 80% and 78% in the transmission peak. However, other peaks with a coefficient of transmission higher than 40% and 30% respectively occur in the frequency band [1.21-1.29] and [1.40 μm -1.45 μm] for the filter with $n=30$ rods. It is evident that single guided modes are coupled into these waveguides, though the excitation of certain modes depends highly on the symmetry of field patterns. The quality factor $Q = \Delta\lambda/\lambda_r$ (where λ_r represents the resonance wavelength and $\Delta\lambda$ represents FWHM of the band) of each configuration is respectively 18.71, 22.78 and 29.77. Compared to two structures: $N=10$ for each waveguide, the total number equal to 30 (Fig. 2 a) and $N = 15$ for each waveguide, the total number equal to 45

(Fig. 2b), the selective filter corresponding to $N = 20$ for each waveguide and the total number equal to 60, (Fig. 2c) presents a significant improvement regarding the disappearance of unwanted modes around the desired frequency. We have observed that the amplitude of transmission is significantly improved by increasing the number of inclusions. So the best configuration in terms of filtering and transmission is the last topology.

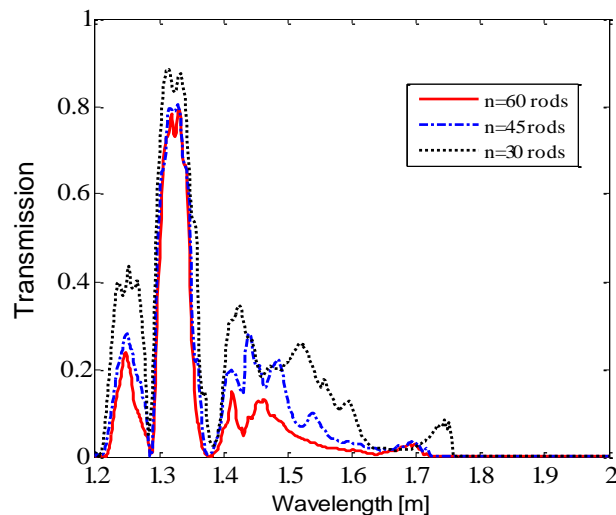


Fig. 3. Calculated transmission coefficients for the simulated selective filter for different rods.

The representation of distribution of a magnetic field inside the selective filter corresponding to the third topology with a spectral response close to the frequency $1.31\mu\text{m}$, is reported in Fig. 4 for different step time iterations: 1500 and 11000. This figure shows the confinement of the electromagnetic field and the existence of a light-guiding phenomenon along the waveguide. On one side we can see that there is a portion of the magnetic field with an allowed frequency, belonging to the bandgap and reaching the edge of the structure. Another portion of the magnetic field has a prohibited frequency which is reflected at the level of both waveguides W_1^{KA} .

In conclusion, electromagnetic bandgap nanostructures and specifically PCs are presently one of the most rapidly advancing sectors in the electromagnetic domain. In this work, we carried out a study of 2D crystal photonic structures with circular air holes operating as a selective filter, composed of about three waveguides holes with different radii. We found the best performance is produced when $r_1 = 0.1728\mu\text{m}$, $r_2 = 0.1848\mu\text{m}$ and $r_3 = 0.2304\mu\text{m}$ and the total number of inclusions is 60 in the x -direction. The maximum of transmission is around 80% localized at $1.31\mu\text{m}$.

In further perspective, we want to consider the possibility of manufacturing the filter already simulated and achieve experimental verification. This filter can be used for optical telecommunication applications.

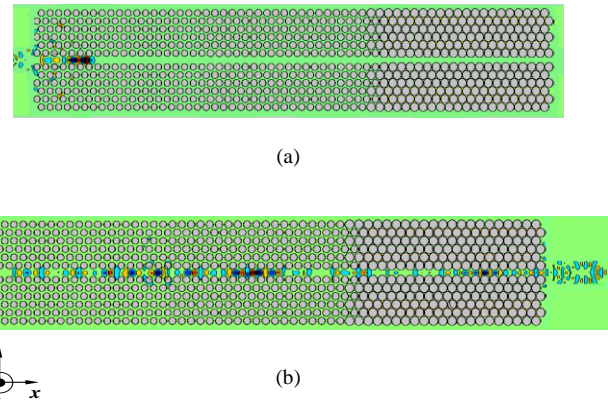


Fig. 4. Simulated distribution of a magnetic field. (a) 1500, (b) 11000 step time iterations.

References

- [1] M. Zhang, N. Liaser, *IEEE Trans. Instrument. Measur.* **6**, 10 (2015).
- [2] S. Serna, P. Colman, W. Zhang, X. Le Roux, C. Caer, L. Vivien, E. Cassan, *Scient. Reports* **6**, 26956 (2016).
- [3] M.A. Mansouri-Birjandi, A. Tavousi, M. Ghadrdan, *Photonics Nanostr. – Fund. Appl.* **21**, 44 (2016).
- [4] Y. Zhuang, K. Ji, W. H. Chen, *IEEE Phot. Tech. Lett* **28**, 15 (2016).
- [5] H. Abri Badaoui, M. Abri, *Opt. Eng.* **54**(6), 067104 (2015).
- [6] A. Fedouche, H. Abri Badaoui, M. Abri, *IEEE Phot. Tech. Lett.* **28**, 13 (2016).
- [7] A. Knapitsch, E. Auffray, C.W. Fabjan, J. L. Leclercq, *IEEE Trans. Nuclear Science* **59**(5), 2334 (2012).
- [8] M.M. Li, Weyde, D. Bozyigit, O. Yarema, V. Wood, *J. Phys. Chem. C* **120** (23), 12900 (2016).
- [9] H. Abri Badaoui, M. Abri, *Frequenz* **68** (11–12), 511 (2014).
- [10] C. Guiffaut, A. Reineix, *International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA 2015)*.
- [11] Y. Hao, R. Mittra, *FDTD Modeling of Metamaterials: Theory and Applications* (Boston, Artech House, 2009).
- [12] E. Viasnoff-Schwob, *Propagation et Emission dans des guides multimodes a cristaux photoniques bidimensionnels* (Université Paris Sud - Paris XI, 2004).
- [13] M. Svaluto Moreolo, V. Morra, G Cincotti, *J. Optics A: Pure and Applied Optics*, **10**, 064002 (2008).
- [14] R. Ferrini, D. Leuenberger, M. Mulot, M. Qiu, J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, S. Anand, R. Houdre, *IEEE J. Quant. Electr.* **38**, 770 (2002).
- [15] A. Taflove, *Advances in Computational Electromagnetics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (Norwood, MA: Artech House, 1998).

RESUME

Les Cristaux Phoniques (CPs) sont des structures diélectriques dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, influant sur la propagation des ondes électromagnétiques à l'intérieur de la structure. Du fait de cette périodicité, les (CPs) présentent une propriété optique unique : la bande interdite photonique (BIP) dans laquelle aucun mode électromagnétique ne peut se propager. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications dans le domaine des ondes électromagnétiques, l'optoélectronique et les télécommunications optiques. Les filtres sélectifs optiques comptent parmi les composants les plus importants des systèmes de télécommunication. Ils permettent d'extraire une longueur d'onde précise d'un canal particulier, dans un flux de données, sans affecter les autres canaux. Ce sont des candidats avantageux pour la réalisation d'une nouvelle génération de démultiplexeurs. Parmi plusieurs topologies qui ont été étudiées, la structure qui nous a permis d'obtenir les résultats souhaités est de type jonction Y 1×2 optimisée, composée de huit filtres sélectifs possédant des inclusions avec des rayons différents. La conception de notre dual démultiplexeur pour les longueurs d'ondes $1.31 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$ a été réalisée en utilisant la méthode FDTD-2D d'une part pour la résolution des équations de Maxwell dans le but d'étudier la propagation des ondes électromagnétiques au sein des CPs et d'autre part, la méthode des Ondes Planes pour la schématisation et l'analyse des diagrammes de bandes dans le but de faire un choix judicieux des paramètres géométriques et physiques des CPs afin de les utiliser dans la composition des filtres sélectifs.

Mots clés: Cristaux photoniques, optique intégrée, guide W_1^{KA} , Démultiplexeur, jonction Y 1×2 , filtre sélectif, FDTD-2D, PWE, réseau triangulaire.

ملخص

البلورات الضوئية (بض)، (CPs) هي هياكل عازلة يتم تشكيل مؤشر انكسارها بشكل دوري على مقياس الطول الموجي، مما يؤثر على انتشار الموجات الكهرومغناطيسية داخل البنية. بسبب هذه الوتيرة (الدور)، تمتلك (CPs) خاصية بصرية فريدة: فجوة النطاق الضوئي (BIP) التي لا يمكن أن ينتشر فيها أي وضع كهرومغناطيسي. هذه الخاصية تجعلها مثيرة للاهتمام للعديد من التطبيقات في مجال الموجات الكهرومغناطيسية والإلكترونيات البصرية والاتصالات البصرية. المرشحات الضوئية الانتقائية (فلتر) هي من بين أهم مكونات أنظمة الاتصالات. أنها تجعل من الممكن استخراج طول موجي دقيق لقناة معينة في دفق بيانات دون التأثير على القنوات الأخرى. مما يجعلها مرجوة لتحقيق جيل جديد من وحدات إزالة تعدد الموجات. من بين العديد من الطوبولوجيا التي تمت دراستها، فإن الهيكل الذي سمح لنا بالحصول على النتائج المرجوة والمشجعة هو تقاطع $Y 2 \times 1$ المحسن، ويتكون من ثمانية فلتر انتقائية مكونة من أشكال دائرية ذات أقطار مختلفة. تم تصميم جهاز إزالة تعدد الموجات المزدوج للأطوال الموجية $1.31 \mu\text{m}$ و $1.55 \mu\text{m}$ باستخدام طريقة FDTD-2D من ناحية لحل معادلات ماكسويل من أجل دراسة انتشار الموجات الكهرومغناطيسية بداخل ال (CPs) ومن ناحية أخرى، طريقة Planes Waves لتخطيط وتحليل مخططات النطاق من أجل اتخاذ خيار حكيم للوسائط الهندسية والفيزيائية ل (CPs) من أجل استخدامها في تكوين المرشحات الانتقائية.

الكلمات المفتاحية: البلورات الضوئية، البصريات المتكاملة، دليل W_1^{KA} ، مزبل الترشيح، وصلة $Y 2 \times 1$ ، الفلتر الانتقائي، FDTD-2D، PWE، الشبكة الثلاثية.

ABSTRACT

Photonic Crystals (PCs) are dielectric structures whose refractive index is periodically modulated at the wavelength scale, influencing the propagation of electromagnetic waves within the structure. Because of this periodicity, the (CPs) have a unique optical property: the photonic band gap (BIP) in which no electromagnetic mode can propagate. It is this property that makes them interesting for many applications in the field of electromagnetic waves, optoelectronics and optical telecommunications. Optical selective filters are among the most important components of telecommunication systems. They make it possible to extract a precise wavelength of a particular channel in a data stream without affecting the other channels. These are advantageous candidates for the realization of a new generation of demultiplexers. Among several topologies that have been studied, the structure that allowed us to obtain the desired and encouraging results is an optimized 1×2 Y-junction, composed of eight selective filters with inclusions with different radii. The design of our dual demultiplexer for $1.31 \mu\text{m}$ and $1.55 \mu\text{m}$ wavelengths was carried out using the FDTD-2D method on the one hand for solving the Maxwell equations in order to study the propagation of electromagnetic waves at within CPs and on the other hand, the Planes Waves method for schematization and analysis of band diagrams in order to make a judicious choice of the geometric and physical parameters of the CPs in order to use them in the composition of the selective filters.

Key words: Photonic crystals, integrated optics, W_1^{KA} guide, Demultiplexer, 1×2 Y junction, selective filter, FDTD-2D, PWE, triangular lattice.