

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية
الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان -

Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen –
Faculté de TECHNOLOGIE



MEMOIRE

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

En : Télécommunications

Spécialité : Systèmes de Télécommunications

Par :

BETTOUCHE Hanane

Sujet

Conception des filtres ultra-sélectifs hauts débits pour les systèmes DWDM

Soutenu en 04 Juillet 2019, devant le jury composé de :

ABRI Mehadjji	Prof	Univ. Tlemcen	Président
BENSEDDIK Leila	MAA	Univ. Tlemcen	Examinatrice
LALLAM Farah	MCB	Univ. Tlemcen	Encadrante
BADAOUI Hadjira	MCA	Univ. Tlemcen	Co-Encadrante

Dédicaces

Je dédie cet humble travail :

A toi chère maman, à la personne que j'aime le plus au monde, qui a toujours été présente pour moi dans les moments difficiles, qui m'avez toujours encouragé durant ces années d'étude.

A mon très cher père, tu as toujours été pour moi un exemple du père respectueux, je voudrais te remercier pour ton amour, ta générosité, ta compréhension.

A mes grands-parents qui je souhaite une bonne santé.

A mes chères frères et sœur spécialement à mon grand frère Mohammed Antar que dieu l'accueille dans son Vaste paradis, Hadjer, Ayoub, Sidi Mohammed El amine.

A mes oncles, mes tantes.

A tous mes amis. et spécialement Djamila.

A mes professeurs et à mon encadreur pour son immense aide,

A moi-même

Hamane

Remerciements

A vant tout, je dois remercier **ALLAH**, tout puissant et miséricordieux, pour m'avoir donné la patience, la force et le courage d'accomplir ce modeste travail durant ces longues années d'étude.

Je tiens à remercier mes encadreurs : Mme LALLAM Farah maitre de conférence class B à l'université Abou-Bekr Belkaid et Madame ABRI Née BADAOUI Hadjira Maitre de conférence classe A à l'université Abou-Bekr Belkaid pour m'avoir encadrées, orientées et aidées, leurs disponibilités et surtout leurs judicieux conseils, qui ont contribué la réalisation de ce travail de recherche.

J'exprime mes profonds remerciements à Monsieur ABRI Mehadji professeur à l'université Abou-Bekr Belkaid d'avoir accepté de présider le jury de ce travail.

A Mme BENSEDDIK Leila maitre assistante class A à l'université Abou-Bekr Belkaid pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail en acceptant de l'examiner.

Je tiens à remercier également ma famille pour m'avoir soutenue et encouragée tout au long de ce mémoire, ainsi mes collègues du département de télécommunication et plus spécialement Djamilia.

A tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin dans l'élaboration de ce travail.

Résumé

Les matériaux à bandes photoniques interdites (CPs) ont été définis comme des structures artificielles qui présentent une modulation périodique de leurs indices de réfraction dans une ou plusieurs directions de l'espace. Selon le nombre de directions, ces structures sont désignées par l'appellation de cristaux photoniques à une, deux ou trois dimensions, influence sur la propagation des ondes électromagnétiques à l'intérieur de la structure CPs. Ces derniers présentent une propriété optique unique qui est la bande interdite photonique (BIP) dans laquelle aucun mode électromagnétique ne peut se propager. Cette BIP est intéressante pour plusieurs applications dans le domaine de la télécommunication optique comme le filtrage

Dans ce travail, nous avons étudié les filtres à extraction (Channel drop filters, CDFs) basés sur le couplage latéral entre des guides d'ondes et les résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (PCRRs). Nous avons proposé des différents types de filtres ultra-sélectifs hauts débits en réseau carré pour les systèmes DWDM. Les propriétés de ces filtres sont numériquement étudiées en utilisant la méthode des éléments finis par le biais d'un logiciel adéquat appelé Comsol Multiphysics L'amélioration du fonctionnement de ces composants repose sur l'ajustement des paramètres géométriques de la structure ainsi que le nombre de résonateur en anneau.

Mots clés :

Cristaux photoniques 2D, Filtres, Filtres sélectifs, optique intégrée, PWE, W_1^k A, W_3^k A, Mailles carrée et triangulaire, Filtre Channel drop, résonateurs en anneau, réseau triangulaire, communication optique, efficacité d'extractio.

Abstract

Photonic band gap materials (PCs) are usually defined as artificial materials which exhibit a periodic modulation of their refractive indices in one or more directions of space. According to the number of directions. These structures are designated by the name of photonic crystals with one, two or three dimensions, influence on the propagation of the electromagnetic waves inside the PCs structures. These have a unique optical property photonic band gap (BIP) in which any electromagnetic mode can propagate. This BIP is interesting for several applications in the field of optical telecommunication such as filtering.

In this work, we studied the Channel Drop Filters (CDFs) based on the lateral coupling between waveguides and Photonic Crystal Ring Resonators (PCRRs). We have proposed different types of high flows ultra-selective in square lattice filters for DWDM systems. The properties of these filters are numerically studied using the finite element method using an appropriate software called Comsol Multiphysics. The improvement of the functioning of these components is based on the adjustment of the geometric parameters of the structure as well as the number of ring resonators.

Keywords:

Photonic crystals 2D, Filters, Selective filters, integrated optics, PWE, W_1^k A, W_3^k A, Square and triangular lattice, Ring resonators , Channel Drop Filter, Optical communication, extraction efficiency.

ملخص

البلورات الضوئية (CPS) هي عبارة عن مواد عازلة يتم تشكيل مؤشر انكسارها بشكل دوري على مقياس الطول الموجي، في اتجاه واحد أو أكثر من الفضاء. حسب عدد الاتجاهات. يتم تحديد هذه الهياكل باسم البلورات الضوئية ذات بعد واحد أو اثنين أو ثلاثة أبعاد 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 الاتصالات البصرية مثل التصفية

في هذا العمل ، درسنا مرشحات إسقاط القنوات (CDFs) استنادًا إلى الاقتران الجانبي بين موجات الموجات والرنانات الرنانة البلورية الفوتونية (PCRRs). لقد اقترحنا أنواعًا مختلفة من التدفقات العالية فائقة الانتقائية في مرشحات الشبكة المربعة لأنظمة DWDM. تتم دراسة خصائص هذه المرشحات عددًا باستخدام طريقة العناصر المحددة اعتمادًا على برنامج مناسب يسمى Comsol Multiphysics. يعتمد تحسين أداء هذه المكونات على ضبط المعلمات الهندسية للهيكل بالإضافة إلى عدد رنانات الرنين.

الكلمات الرئيسية:

البلورات الفوتونية ثنائية الأبعاد ، المرشحات ، المرشحات الانتقائية ، البصريات المدمجة ، PWE ، $W_1^k A$ ، $W_3^k A$ ، الشبكة المربعة والثلاثية ، المرنانات الحلقية ، مرشحات استخلاص ، الاتصالات البصرية، كفاءة الاستخراج.

Table des matières

Remerciements.....	i
Liste des abréviations.....	ii
Liste des figures.....	iv
Introduction générale.....	1

Chapitre I : Généralités sur les Cristaux Photoniques

I. 1. Introduction	4
I. 2. Présentation des cristaux photoniques	4
I. 3. Cristaux photoniques naturels	5
I.2.1. Les Papillons.....	5
I.2.2. Les Opales naturelles.....	6
I.2.3. Les oiseaux.....	6
I.2.4. Les Bégonias.....	7
I. 4. Description des cristaux photoniques	7
I. 4. 1. Cristaux photoniques unidimensionnels "CP-1D"(Miroir de Bragg).....	7
I. 4. 2. Cristaux photoniques bidimensionnels "CP-2D"	8
I. 4. 3. Cristaux photoniques 2.5D.....	9
I. 4. 3.1. Approche membrane ou substrat.....	9
a) Approche substrat (Faible contraste d'indice).....	9
b) Approche membranaire (Fort contraste d'indice).....	9
I. 4. 4. Cristaux photoniques tridimensionnels "CP-3D"	9
I. 5. Caractéristiques physiques et géométriques d'un cristal photonique 2D.....	11
I. 5. 1. Réseau direct et réciproque.....	11
I. 5. 1. 1. Réseau direct.....	11
I. 5. 1.2. Réseau réciproque.....	12
I. 5. 2. Zone de Brillouin.....	13
I. 5. 3. Le facteur de remplissage f	15
I. 6. Méthode des ondes planes (PWE).....	15
I. 6. 1. Equations de Maxwell.....	16

I. 7. Diagramme de dispersion.....	18
I. 8. Carte des Bandes.....	21
I. 9. Défauts	21
I. 9. 1. Défauts étendus (linéïques)	22
I. 9. 2. Défauts Ponctuels	23
I. 10. Applications des cristaux photoniques.....	23
I. 10. 1. Guides d'onde	24
I. 10. 2. Filtres	24
A. Filtre Add-Drop.....	24
I. 10. 3. Le démultiplexeur bi-bande 16 canaux.....	25
I. 10. 4. Diviseur de puissance en $Y1 \times 2$	27
I. 10. 5. Fibre à cristaux photoniques PCF.....	29
I. 10. Conclusion.....	31

Chapitre II : Le Filtrage dans les Cristaux Photoniques

II. 1. Introduction	32
II. 2. Principe de couplage entre guide à cristal photoniques et guide à cavité couplée	32
II. 2. 1. Guide à cristal photonique	32
II. 2. 2. Guide à cavité couplées	33
II. 2. 3. Couplage cavité /guide dans un cristal photonique 2D.....	34
II. 3. Filtre Fabry-Pérot.....	35
II. 3.1. Principe de fonctionnement d'un Fabry Pérot.....	35
II. 3. 2. Interféromètre de Fabry Pérot.....	37
II. 4. Applications des filtres à bases des résonateurs	38
II. 4. 1. Filtre Add-Drop à base de PCRR à anneau unique.....	38
II. 4. 2. Filtre Channel drop en forme de T à base de PCRR.....	40
II. 5. Conclusion.....	41

Chapitre III : Résultats et Interprétations

III. 1. Introduction	42
III. 2. Présentation de logiciel Comsol Multiphysic	42
III. 3. Etude des structures bidimensionnelles sans défaut	43
III. 2. 1. Structure triangulaire sans défaut	43
III. 2. 2. Structure carrée sans défaut	45
III .4. Etude des structures bidimensionnelles avec défaut	47
III. 4. 1. Conception du guide mono-rangée $W_1^K A$	47
III. 4. 1. 1. Guide $W_1^K A$ en structure carée	47
III. 4. 1. 2 Conception du guide mono-rangée $W_3^K A$ en structure triangulaire	49
III. 5. Applications des filtres à bases des résonateurs	51
III. 5. 1. Filtre Channel drop à base de CPs avec un seul ring résonateur (PCRR): Système à trois ports	52
III. 5. 2. Filtre Channel drop à base de CPs avec deux rings résonateurs (PCRR): Système à trois ports	54
III. 5. 3. Filtre Channel drop à base de CPs avec trois rings résonateurs (PCRR): Système à trois ports	56
III. 5. 4. Filtre Channel drop à base de CPs avec quatre rings résonateurs (PCRR): Système à quatre ports	58
III. 5. Conclusion	61
Conclusion Générale	62
Références Bibliographique	64

Liste des abréviations

CPs	Cristaux Photoniques
BIP	Bande Interdite Photonique
BPG	Photonic Band Gap
1D	Unidimensionnel
2D	Bidimensionnel
3D	Tridimensionnels
TE	Transverse Electrique, polarisation TE
TM	Transverse Magnétique, polarisation TM
λ	Longueur d'onde
a	Période du cristal photonique
r	Rayon des tiges
δ_{ij}	Symbole de Kronecker
f	Facteur de remplissage
n	Indice de réfraction
\vec{K}	Vecteur d'onde
\vec{G}	Vecteur du réseau réciproque
ω	Pulsation
ϵ	Permittivité diélectrique
μ	Perméabilité magnétique
MEB	Microscope Electronique à Balayage
PWE	Plane Wave Expansion method, méthode de décomposition en ondes planes.
CCW	Wave coupled cavity(Guide à cavité couplées, Fr)
W_1^k A	Guides d'ondes mono-rangées
W_3^k A	Guides d'ondes à trois-rangées
ADF	Filter ADD-Drop
PCF	Fibre à Cristaux Photonique
MIR	Moyenne Infra-Rouge
CDF	Channel Drop Filter, filter à extraction
PCRR	Photonic Crystal Ring Resonator, résonateur en anneau à cristal photonique
WDM	Wavelength Division Multiplexing, systèmes à multiplexage en longueur d'onde
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplexing, systèmes à multiplexage en longueur d'onde dense

Listes des figures

Chapitre I : Généralités sur les cristaux photoniques

Figure I. 1	Représentation des cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D)	04
Figure I. 2	Clichés de MEB de CP : (a) 1D, (b) 2D, (c) 3D	05
Figure I. 3	Illustration d'écaillés de Morpho au microscope électronique et Coupe transversale d'une écaille de Morpho au microscope électronique.	05
Figure I. 4	Collier d'opale naturelle quasi-périodiques de bile de silice et SEM image d'opale artificielle	06
Figure I.5	(a) Plume de paon, (b) et (c) image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine ainsi que de trous d'air	06
Figure I.6	(A) Photographie d'une feuille de <i>Bégonias grandis</i> × <i>bégonias pavonina</i> , montrant l'iridescence bleue, (B) Iridoplaste observé au microscope électronique à transmission (barre d'échelle : 1 μ m); ds : espace entre les granums (environ 120 nm); dm : épaisseur d'un granum (environ 43 ± 5 nm pour un granum constitué de trois thylakoïdes ; Λ : période, 170 ± 20 nm, (C)Iridoplaste observé au microscope électronique à balayage	07
Figure I.7	(a) Structure périodique unidimensionnelle, (b) Représentation schématique de l'interface des ondes réfléchies par chaque dioptre	08
Figure I.8	Guide d'onde à base cristaux photoniques bidimensionnels : (a) Structure 2D déconnectée (b) Structure 2D connectée	08
Figure I.9	Exemple de CPs 2.5D	09
Figure I.10	(a) Géométrie d'un cristal photonique 2D planaire en approche substrat où $n_2 > n_1$, (b) Géométrie d'un cristal photonique 2D planaire en approche membrane où $n_2 \gg n_1$	09
Figure I.11	Image MEB d'une structure photonique à 2D réalisée sur le GaAs	10
Figure I.12	La première structure BIP 3D : la Yablonovite	10
Figure I.13	Les Différentes structures 3D : (1) structure cubique, (2) le tas de bois, (3) la structure multicouches, (4) l'opale (5) l'opales inversées	11
Figure I.14	réseau direct d'un CP-2D	12
Figure I.15	Réseau réciproque	12
Figure I.16	La maille de Wigner-Seitz	13
Figure I.17	Représentation d'un réseau carré dans l'espace réel (a) et l'espace réciproque avec les 3 zones de Brillouin associée (b)	14
Figure I.18	Structure hexagonale 2D : (a) Nitrure de Bore, (b) graphite	15
Figure I.19	Diagrammes de bandes d'un miroir de Bragg (1D)	19
Figure I.20	Diagrammes de bandes de CP-2D pour les polarisations TE (en rouge) et TM (en bleu) pour : (a) réseau carré, (b) réseau triangulaire	20

Figure I.21	Diagramme de bande d'un CP-3D	20
Figure I.22	Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=12.25$) : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré	21
Figure I.23	Illustration de la propagation du champ dans un cristal photoniques carré à défaut linéaire : (a) guide d'onde rectiligne, (b) guide d'ondes à courbures extrêmes à 90°	22
Figure I.24	Exemples de défauts ponctuels simples : (a) Lacune, (b) Atome en position interstitielle, (c) Atome en position substitutionnelle	22
Figure I.25	Spectre de de guide W5 crée dans un réseau triangulaire de trou d'air suivant les deux directions cristallographiques ΓK et ΓM	23
Figure I.26	Spectre de transmission en mode ΓK et ΓM d'une structure W5	24
Figure I.27	Filtre Add-Drop	24
Figure I.28	(a) Structure schématique d'un filtre Add-Drop et (b) son spectre de transmission normalisé à base d'un résonateur hexagonal	25
Figure I.29	Le démultiplexeur multicanal bibande	26
Figure I.30	Spectre de transmission normalisé du circuit proposé. (a) La transmission normalisée du deuxième bloc secondaire (environ $1,31 \mu m$) où $a_{1,31} = 0,45 \mu m$ et $r_{in}(\lambda_r) / a_{1,55} = s(\lambda_r)$. (b) La transmission normalisée de la première première (bloc autour de $1,55 \mu m$) où $a_{1,55} = 0,53 \mu m$ et $r_{in}(\lambda_r) / a_{1,55} = s(\lambda_r)$. Avec λ_r est la valeur de la longueur d'onde de résonance et "s" est donné comme un vecteur de ligne comme $s(\lambda_r) = [0,18, 0,19, 0,20, 0,21, 0,225, 0,25, 0,255, 0,27]$	26
Figure I.31	Schémas de champ électrique transverse E_z distribuée dans le circuit pour les deux bandes autour de $1,31$ et $1,55 \mu m$ (a) le port résoné à $\lambda = 1,536 \mu m$. (b) le port résoné à $\lambda = 1,551 \mu m$, (c) le port résoné à $\lambda = 1,304 \mu m$. (d) le port résoné à $\lambda = 1,316 \mu m$	27
Figure I.32	(a) La structure optimisée de la jonction en Y 1×2 , (b) La réponse spectrale en transmission et réflexion du diviseur optimisé obtenue par simulation FDTD 2D	28
Figure I.33	Répartition du champ magnétique H_z de la jonction Y 1×2 optimisée excité en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisis tel que : $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu m$	29
Figure I.34	Photographie MEB et courbe de transmission d'une fibre à cristaux photoniques en chalcogénure. La fibre est monomode sur l'ensemble de sa plage de transmission	30

Chapitre II : Le Filtrage dans les Cristaux Photoniques Bidimensionnels

Figure II. 1	Guide crée dans un cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire en omettant quelques lignes de trous. (a) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage se fait par BIP, (b) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage est réfractif	33
Figure II. 2	Schémas de propagation de photons par sauts entre les modes de défauts évanescents couplés. Le chevauchement des modes de défaut est suffisamment important pour permettre la propagation des ondes EM le	34

	long de modes de cavité étroitement confinés. (b) Un mécanisme pour guider la lumière à travers les modes de défauts localisés dans les cristaux photoniques.	
Figure II. 3	dispositifs passifs et actifs associant guide et cavité d'un même cristal photonique	35
Figure II. 4	Principe de fonctionnement du Fabry-Pérot	36
Figure II. 5	Figure de transmittance d'un filtre Fabry Pérot en fonction de la réflectance des miroirs, (b) Schéma d'un Fabry Pérot constitué de deux miroirs de réflectance R	36
Figure II. 6	Représentation schématique d'un interféromètre de Fabry-Pérot : (a) cavité en résonance : les rayons tombant sur le résonateur sont totalement transmis. (b) cavité en antirésonance : les rayons frappant la cavité sont totalement réfléchis	37
Figure II. 7	Filtre Fabry Pérot	38
Figure II. 8	(a) structure schématique, (b) spectres de transmission normalisés au niveau de trois ports de sortie B, C, D pour les PCRR avec et sans diffuseurs ; (c) Les modèles de champ électrique pour les canaux de passage (résonance : $\lambda_0 = 1500$ nm) et de chute (sur résonance : $\lambda_1 = 1567$ nm).	39
Figure II. 9	(a) Structure schématique et (b) spectres de transmission normalisée d'un CDF en forme de T canaux « à travers » (hors résonance : $\lambda_0 = 1500$ nm) et « à retombée arrière » (sur résonance : $\lambda_1 = 1567$ nm).	40

Chapitre III : Résultats et Interprétations

Figure III. 1	Structure périodique 2D déconnectée	43
Figure III. 2	Représentation de la structure carrée sans défaut avec : $a=0.6 \mu m$, $r/a=0.2$	44
Figure III. 3	Réponse spectrale de la transmission et réflexion	44
Figure III. 4	Répartition du champ électrique d'une structure CP triangulaire sans défaut pour différents longueur d'onde en mode TE : (a) pour $\lambda=1.2 \mu m$ et (b) pour $\lambda= 1.5528 \mu m$	45
Figure III. 5	Représentation de la structure carrée sans défaut avec: $a=0.6 \mu m$, $r/a=0.2$	45
Figure III. 6	Réponse spectrale de la transmission et la réflexion	46

Figure III. 7	Répartition du champ électrique d'une structure CP carrée sans défaut pour différents longueurs d'ondes en mode TE: (a) pour $\lambda=1.2 \mu m$ et (b) pour $\lambda= 1.3116 \mu m$.(c) pour $\lambda= 1.5528 \mu m$	46
Figure III. 8	Guide $W_1^K A$ dans une structure carrée	47
Figure III. 9	La réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide mono-rangée	48
Figure III. 10	Répartition du champ électrique d'un guide mono rangée à base de CPs à maille carrée pour différentes longueurs d'ondes en mode TE: (a) pour $\lambda=1.31 \mu m$ et (b) pour $\lambda= 1.37 \mu m$.(c) pour $\lambda= 1.55 \mu m$	49
Figure III. 11	Guide $W_3^K A$ dans une structure triangulaire	49
Figure III. 12	Coefficient de transmission calculé de $W_3^K A$. $r/a = 0.2$, $a=0.6 \mu m$	50
Figure III. 13	Répartition du champ électrique E_z du guide $W_3^K A$ pour différents longueurs d'ondes en mode TE: (a) pour $\lambda=1.2 \mu m$ et (b) pour $\lambda= 1.31 \mu m$.(c) pour $\lambda= 1.55 \mu m$	51
Figure III. 14	Principe de fonctionnement d'un CDF comportant un résonateur qui supporte un seul mode de resonance	51
Figure III. 15	Structure schématique	52
Figure III. 16	Spectre de transmission du CDF aux ports B et C	53
Figure III. 17	Répartition du champ électrique dans le CDF en polarisation TE aux longueurs d'onde.pour $\lambda_1= 1.37 \mu m$ (hors résonance) et (b) pour $\lambda_2= 1.55 \mu m$ (à résonance)	53
Figure III. 18	Représentation schématique.de filtre CDF à deux rings résonateurs	54
Figure III. 19	Spectre de transmission du CDF aux ports B et C	55
Figure III. 20	Distribution spatio-temporelle électrique dans le CDF en polarisation TE aux longueurs d'onde pour $\lambda_1= 1.5351 \mu m$ (hors résonance)(a) et (b) pour $\lambda_2= 1.5496 \mu m$ (à résonance)	55
Figure III. 21	Structure schématique.de filtre CDF à trois rings résonateurs	56
Figure III. 22	Spectre de transmission du CDF aux ports B et C	56
Figure III. 23	Spectre de transmission du CDF aux ports B et C avec scale 1.55	57
Figure III. 24	Distribution spatio-temporelle électrique dans le CDF en polarisation TE aux longueurs d'onde pour $\lambda_1= 1.4245 \mu m$ (hors résonance) et (b) pour $\lambda_2= 1.5118 \mu m$ (à résonance)	57

Figure III. 25	Structure schématique.de filtre CDF à quatre rings résonateurs	58
Figure III. 26	Spectre de transmission du CDF aux ports B,C et D	59
Figure III. 27	Spectre de transmission du CDF aux ports B,C et D avec scale $1.55 \mu m$	59
Figure III. 28	Répartition du champ électrique dans le CDF en polarisation TE aux longueurs d'onde.pour $\lambda_1= 1.423 \mu m$ (hors résonance)(a) et (b) pour $\lambda_2= 1.4303 \mu m$ (à résonance).	60

Listes des tableaux

Tableau I. 1	illustration de l'espace direct et réciproque pour un réseau carré et triangulaire	14
---------------------	--	----

Introduction générale

Introduction générale

Du fait de leurs propriétés optiques spécifiques, les cristaux photoniques (CPs) offrent de nouvelles perspectives pour le confinement, le stockage, le filtrage ou encore le guidage de la lumière : cela est susceptible d'intéresser de nombreux domaines (imagerie, communications entre autres)[1]. C'est pour cela que depuis quelques années, l'intérêt des chercheurs vis-à-vis de l'étude et de la synthèse des cristaux photoniques est en accroissement. Les CPs sont des matériaux artificiels dont la permittivité est une fonction périodique de la position, avec une période comparable à la longueur d'onde de la lumière. Les structures périodiques dites CPs sont connues comme étant des milieux fortement dispersifs pour la propagation respectivement des ondes électromagnétiques et acoustiques lorsque les longueurs d'onde sont de l'ordre de grandeur du paramètre de maille. En fonction de la géométrie de la structure, les CPs peuvent être divisés en trois grandes catégories, à savoir les structures unidimensionnelles (1D), bidimensionnelles (2D) et tridimensionnelles (3D).

La caractéristique la plus intéressante de tels matériaux est la présence de bande interdite photonique (BIP) dans laquelle aucun mode électromagnétique ne peut se propager. Mais en introduisant des défauts lacunaires (ponctuels ou linéaires) au sein de ces matériaux, la périodicité sera donc brisée et par conséquent la lumière pourra propager ou localisée dans les régions des défauts sans aucun obstacle. Donc la propriété de présence de la BIP dans les CPs, permet de réaliser une variété de dispositifs ou composants à l'échelle nanométrique servant pour la communication optique tels que : Les guides d'ondes optiques, les photo-détecteurs, les filtres sélectifs, les démultiplexeurs, les modulateurs.....etc. Ces nouveaux dispositifs optoélectroniques reproduisant les caractéristiques d'un circuit intégré en utilisant les photons comme porteurs d'information au lieu des électrons. La structure 2D est la plus populaire pour les appareils optiques et a trouvé diverses applications telles que circuits intégrés, filtres ou multiplexeurs d'ondes et guides d'ondes[2].

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 conducteur métallique et par la suite, la lumière peut porter une grande quantité d'information par seconde. Un autre intérêt majeur c'est que les interactions entre un photon et matériau diélectrique sont moins

importantes que celles entre électron et matériau métallique ; ce qui réduit les pertes d'énergie.

Le filtrage est un mécanisme essentiel qui permet d'éliminer une fréquence ou une bande de fréquence, ou inversement, à favoriser une fréquence ou une bande de fréquences. Autrement dit, c'est l'action de modifier les composantes spectrales d'un signal électrique. Justement les CPs ont trouvé leur place dans la conception de filtres sélectifs de tailles très réduites et de facteur de qualité très élevé par rapport aux dispositifs conventionnels. Le filtre Channel drop (CDF) joue un rôle clé dans l'intégration des circuits photoniques. Les résonateurs en anneau à cristaux photoniques (Photonic crystals ring resonators: PCRRs) sont couramment utilisés pour la conception de filtres optiques à base de CPs afin de réaliser de nouvelles topologies de démultiplexeurs DWDM.

Le but de ce mémoire est de concevoir de nouvelles topologies de filtres ultra sélectifs à hauts débits à base de CPs-2D en utilisant les résonateurs en anneau PCRRs comme élément de brique de base. Ces filtres seront de tailles très réduites par rapport à ceux des dispositifs photoniques conventionnels, permettant une très forte intégration potentielle et servant aussi à extraire l'onde ultra courte (1.55 μm) utilisée dans les applications de la télécommunication par fibre optique. En s'appuyant sur la méthode des éléments finis temporels 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. Nos simulations sont effectuées sous environnement Comsol Multiphysics.

Notre mémoire s'articule sur trois chapitres, les deux premiers seront théoriques dont le premier est destiné à la présentation générale des cristaux photoniques, le deuxième est réservé à l'établissement de quelques exemples basés sur le couplage entre les guides à CPs et les guides à cavités couplées. Le dernier sera consacré à la simulation numérique :

Dans le premier chapitre, nous nous sommes intéressés sur les concepts de bases des cristaux photoniques et les différents types de bandes interdites photoniques (BIP) qui peuvent en résulter, ainsi que leurs propriétés physiques. Nous nous attacherons notre étude sur les cristaux photoniques bidimensionnels (CPs-2D), leurs caractéristiques géométriques,

sur les différents types de défauts au sein des CPs-2D. En plus, nous étudierons les notions de bande interdite photonique et de carte des bandes.

Ce chapitre se terminera par les diverses applications optiques des cristaux photoniques.

Dans le deuxième chapitre, nous nous sommes intéressés au couplage entre guide à cristaux photoniques et guide à cavité couplée, ainsi que le principe de fonctionnement de filtre Fabry-pérot et enfin nous exposons quelques applications des filtres à base de résonateurs.

Le chapitre trois est consacré aux différentes simulations obtenus sous environnement Comsol Multiphysics pour le calcul de l'énergie électromagnétique ainsi afin d'obtenir les spectres de transmission et de réflexion. Les différentes étapes de modélisation comprenant le choix du modèle physique, l'implémentation des équations, ainsi que la prise en compte des conditions aux limites seront établis. Enfin, quelques résultats obtenus portant sur la caractérisation électrique du résonateur en anneau seront présentés.

Ce mémoire se terminera par une conclusion générale.

Chapitre I :

**Généralités sur les cristaux
photoniques**

I. 1. Introduction

Les cristaux photoniques (CPs) sont des structures artificielles ou naturelles, diélectriques, semi-conducteurs ou métallo-diélectriques dont l'indice de réfraction est modulé de façon périodique à l'échelle de la longueur d'onde, selon plusieurs directions de l'espace avec un contraste d'indice suffisamment élevé. Un Cp pourra présenter des bandes d'énergies interdites pour les photons dans une certaine gamme spectrale, que l'on nomme bande interdite photonique avec l'abréviation (BIP) en anglais : (Photonic Band Gap, PBG). Il est dit « cristal » puisqu'il est formé d'un arrangement périodique d'unités structurales et « photonique » puisque ce sont des photons et non des électrons qui se propagent à travers les cristaux photoniques [3].

Dans ce premier chapitre, nous présentons les concepts de base des cristaux photoniques dans le domaine d'optique linéaire suivis par quelques applications dans lesquelles sont utilisées les structures périodiques.

I. 2. Présentation des cristaux photoniques

Un cristal photonique est un arrangement périodique à une, deux ou trois dimensions de l'espace (figure I. 1) :

- unidimensionnelles (1D) (empilement de couches minces, miroir de Bragg). Le concept de bande interdite photonique fût introduit en 1887 par Lord Rayleigh dans les structures de type miroir de Bragg.
- bidimensionnelles (2D) (réseau de trous sur une surface), et tridimensionnelles (3D) (empilement de couches formées de billes de silices auto assemblées).

Le concept de cristal photonique a été proposé en 1987 par E. Yablonovitch et S. John et le premier cristal photonique a été réalisé en 1991 [4].

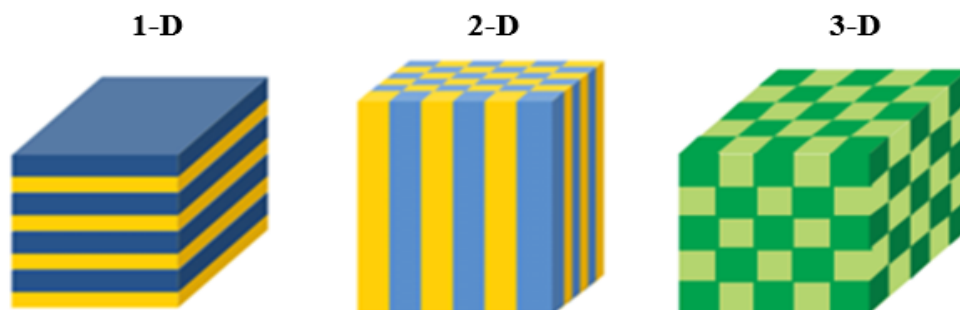


Figure I. 1: Représentation des cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

La figure (I. 2) illustre trois images prises au microscope au balayage électronique (MEB) respectivement d'un CP-1D constitué par un assemblage de couches de polyélectrolytes, dont les parties sombres contiennent des nanoparticules d'argent et présentent un indice de réfraction supérieur aux parties claires, dénuées de nanoparticules, d'un CP-2D constitué par un arrangement de cylindres de InP et d'un CP-3D constitué par un arrangement de tiges de polymère inclinées et imbriquées.

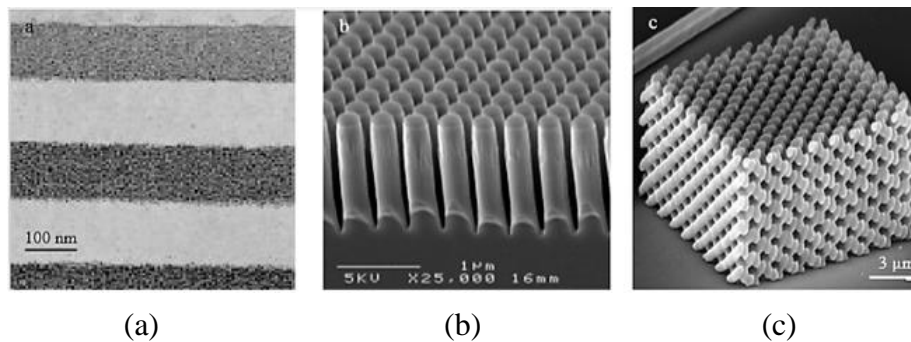


Figure I. 2: Clichés de MEB de CP : (a) 1D, (b) 2D, (c) 3D [5,6,7].

I. 3. Cristaux Photoniques naturels

Ce des structures périodiques qu'on peut les rencontrer dans la nature sous forme minérale ou biologique comme les opales, les papillons, les oiseaux, bégonia, etc... Leurs propriétés optiques sont dues à une variation périodique de leur indice de réfraction.

I. 3. 1. Les papillons

La coloration structurelle la plus connue et la plus étudiée chez les insectes est celle des papillons. Ils sont en fait très largement tributaires de la lumière et équipés d'un arsenal impressionnant pour gérer cette interaction avec les ondes électromagnétiques [8]. La structure des ailes de papillons du genre Morpho est organisée à l'échelle nanométrique pour former un cristal photonique, dans lequel la lumière bleu ne peut pas pénétrer. Elle est donc réfléchie, ce qui donne sa couleur caractéristique à l'aile (Figure I. 3)

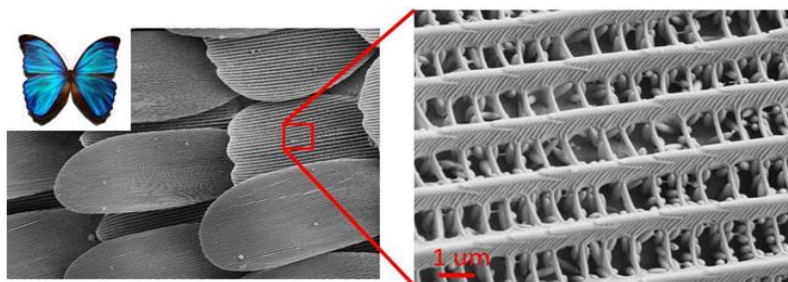


Figure I. 3: Illustration d'écaïlles de Morpho au microscope électronique et Coupe transversale d'une écaïlle de Morpho au microscope électronique.

I. 3. 2. Les opales naturelles

L'opale est une roche constituée de micro-billes de silice réparties selon un arrangement plus ou moins régulier. De fait, c'est un cristal photonique naturel.

Cet arrangement périodique des billes de silice est responsable des couleurs chatoyantes des opales naturelles, dans la mesure où le caractère périodique de la structure conduit à des effets de diffraction gouvernés par la loi de Bragg (figure I. 4).

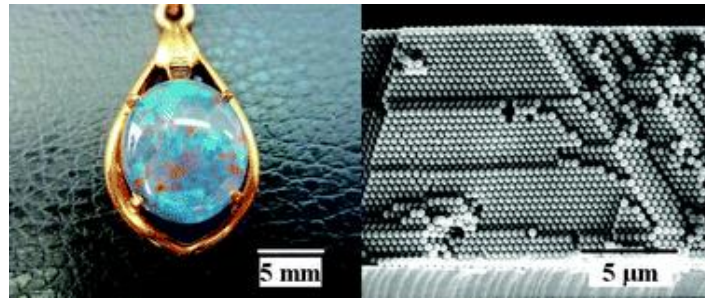


Figure I. 4: Collier d'opale naturelle quasi-périodiques de bille de silice et SEM image d'opale artificielle.

I. 3. 3. Les oiseaux

Les oiseaux ont toujours fasciné les humains par leurs couleurs. Les couleurs vives que l'on voit sont dues à la couleur structurelle, c'est à dire qu'à leur surface se trouve des structures physiques microscopiques qui perturbent la façon dont la lumière se réfléchit sans l'absorber. Les couleurs bleu, vert, jaune et marron des plumes de paons proviennent de la diffraction par des cristaux photoniques 2D à nombre et longueur de maille variables (Figure I. 5) [9].

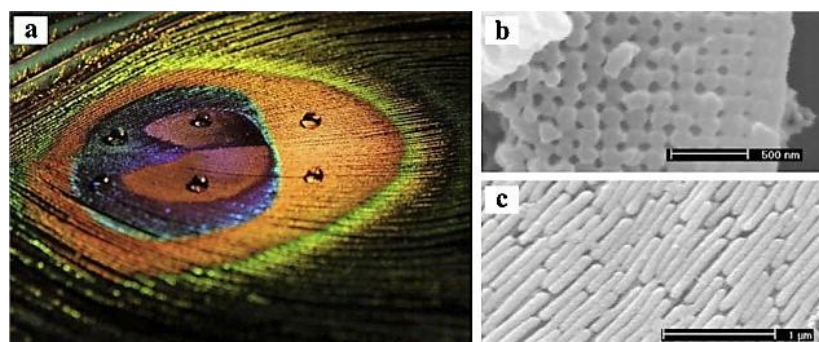


Figure I. 5: (a) Plume de paon, (b) et (c) image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine ainsi que de trous d'air.

I. 3. 4. Les Bégonias

Le bégonia prospère dans la nature, sous le couvert épais des espèces végétales tropicales qui occultent presque toute la lumière du soleil. Grâce à un réarrangement cellulaire particulier, cette feuille améliore sa fonction photosynthétique et reflète la lumière bleue par ses chloroplastes (figure I. 6).

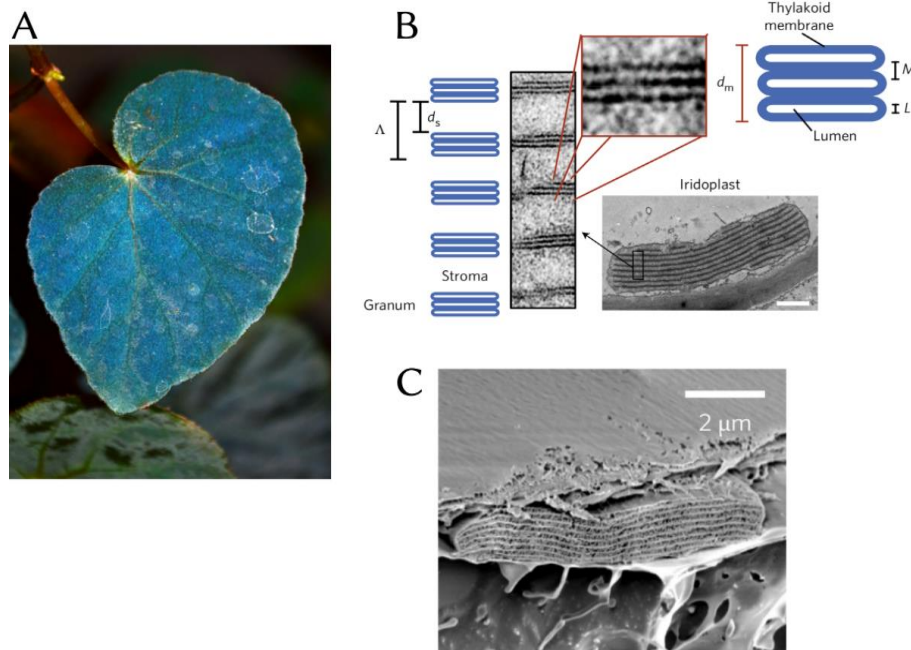


Figure I. 6: (A) Photographie d'une feuille de *Bégonias grandis* × *bégonias pavonina*, montrant l'iridescence bleue, (B) Iridoplaste observé au microscope électronique à transmission (barre d'échelle : 1 µm); d_s : espace entre les granums (environ 120 nm) ; d_m : épaisseur d'un granum (environ 43 ± 5 nm pour un granum constitué de trois thylakoïdes ; a : période, 170 ± 20 nm, (C) Iridoplaste observé au microscope électronique à balayage [10].

I. 4. Description des cristaux photoniques

I. 4. 1. Cristaux photoniques unidimensionnels "CP-1D" (Miroir de Bragg)

Le dispositif le plus simple utilisant les principes des cristaux photoniques, est une structure périodique à une seule dimension (1D), il consiste en une alternance de couches planes de diélectrique ayant les constantes diélectriques ϵ_1 et ϵ_2 , ($\epsilon_1 > \epsilon_2$) et d'épaisseur $\lambda g/4$, ou λg représente la longueur d'onde guidée dans le matériau, forme un cristal photonique à une dimension. Bien connu sous le nom de « miroir de Bragg » ou « réflecteur multicouches » (figure I. 7).

Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications : convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres sélectifs de longueur d'onde, multiplexeurs, lasers spéciaux à bande étroite [11].

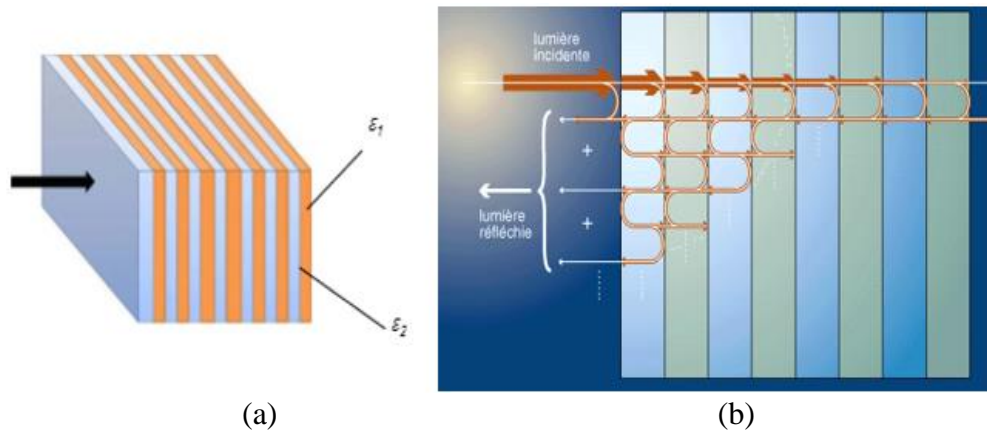


Figure I. 7: (a) Structure périodique unidimensionnelle, (b) Représentation schématique de l'interface des ondes réfléchies par chaque dioptré.

I. 4. 2. Cristaux photoniques bidimensionnels "CP-2D"

Les structures périodiques bidimensionnelles se présentent typiquement sous la forme d'un réseau périodique de trous gravés dans une ou plusieurs couches semi-conductrices, suivant deux directions de l'espace et infinies suivant la troisième.

Dans ces structures 2D, il existe deux types de structures périodiques diélectriques :

- Les structures dites « connectées » dont les motifs élémentaires d'indice inférieur gravés dans une matrice d'indice de réfraction supérieur, comme le cas des trous d'air insérés dans une matrice diélectrique.
- Les structures dites « déconnectées » dont les motifs élémentaires sont d'indice n supérieur à l'indice n de l'espace inter motifs. Elles se composent de tiges diélectriques ou métalliques alignées périodiquement dans l'air ou de la mousse [12].

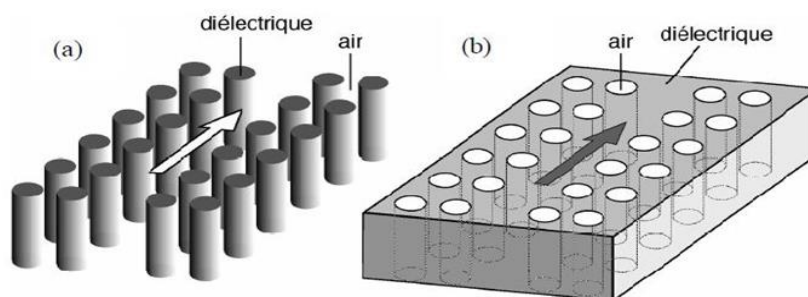


Figure I. 8: Guide d'onde à base cristaux photoniques bidimensionnels : (a) Structure 2D déconnectée (b) Structure 2D connectée.

I. 4. 3. Cristaux photoniques 2.5D

Dans la réalité, les CPs 2D ont une taille finie dans la direction parallèle à l'axe des trous. Pour que le champ électromagnétique soit aussi confiné dans cette direction, le CP 2D peut être associé à un guide planaire à saut d'indice. On appelle ces structures des CPs 2.5D.

La Figure I. 9 représente un exemple de CPs 2.5D. Il s'agit d'un réseau de trous cylindriques percés à l'intérieur d'un guide d'onde à saut d'indice défini par l'empilement des couches d'indice n_1 , n_2 et n_3 tels que $n_2 > n_1 = n_3$.

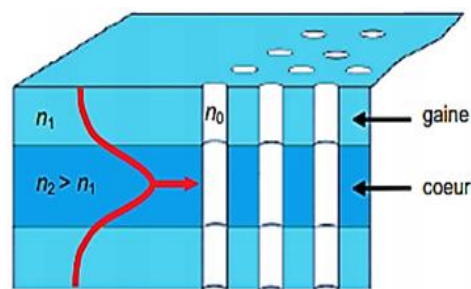


Figure I. 9: Exemple de CPs 2.5D [13].

I. 4. 3.1. Approche membrane ou substrat

On peut distinguer deux types de CP-2D planaires, suivant le contraste d'indice entre la couche guidante et le substrat (figure I. 10).

A. Approche substrat (Faible contraste d'indice)

Dans un milieu d'un faible contraste d'indice ($n_2 \approx n_1$), la différence d'indice est plus faible et par conséquent on obtient un faible confinement de la lumière verticalement, les pertes alors deviennent importantes. Les trous percés dans celle-ci sont profonds.

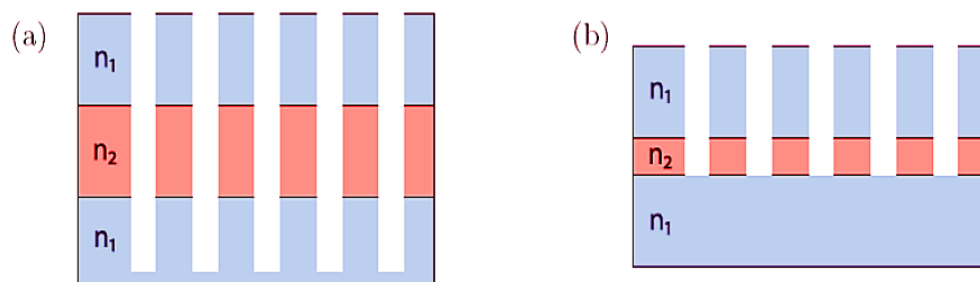


Figure I. 10: (a) Géométrie d'un cristal photonique 2D planaire en approche substrat où $n_2 > n_1$

B. Approche membranaire (Fort contraste d'indice)

Dans le cas d'un fort contraste d'indice ($n_2 \gg n_1$), le champ est très confiné dans le guide. Les confinements à fort Δn sont généralement obtenus à l'aide d'une membrane semi-

conductrice de Si suspendue dans l'air, ou bien déposée sur SiO₂ ou sur Al_xO_y. L'épaisseur nécessaire pour qu'il soit monomode est alors de quelques centaines de nanomètres. Le couplage avec des modes radiatifs du substrat a lieu pour un espace en vecteurs d'onde plus restreint qu'en faible contraste d'indice. L'épaisseur à graver est alors faible et il n'est pas nécessaire de prolonger le motif dans le substrat.

Les figures 1. 11 (a) et (b) représentent une structure photonique 2D réalisée sur un guide d'onde GaAs ($n = 3.6$) déposé sur une couche d'AlGaAs ($n = 2.9$).

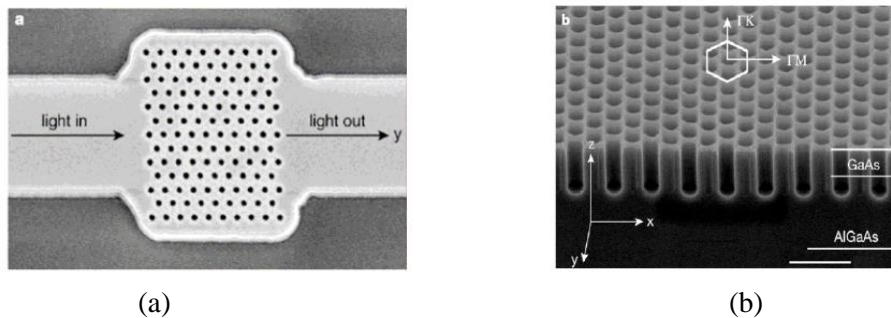


Figure I. 11: Image MEB d'une structure photonique à 2D réalisée sur le GaAs [14].

I. 4. 3. Cristaux photoniques tridimensionnels "CP-3D"

Les cristaux photoniques à trois dimensions sont des structures qui permettent d'obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions de l'espace. Le premier CP-3D a été fabriqué par K.M Ho et al [15]. Il était formé de sphères de silicium ordonnées sur une structure diamant.

La Yablonovite est un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués. Elle a été réalisée en 1993 par E. Yablonovitch en perçant mécaniquement des trous dans un bloc de plexiglas suivant trois angles azimutaux séparés de 120° et faisant un angle de 35° par rapport à la normale, de façon à trouver la structure cristalline du diamant (cubique à face centrée) (Figure I .12).

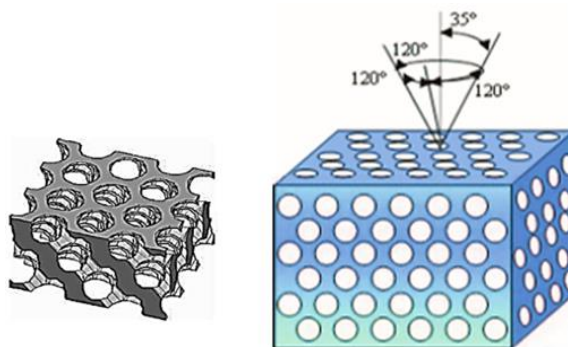


Figure I. 12: Structure 3D: la « Yablonovite ».

La figure (I. 13) illustre les différentes structures 3D telles que la structure tas de bois constituée d'un empilement de tiges diélectriques rectangulaires ou circulaires et la structure opale. En effet, dans le vaste domaine des cristaux photoniques, les opales occupent une place de choix car il s'agit de structures véritablement tridimensionnelles, et dont les procédés de fabrication sont peu coûteux et bien contrôlés.

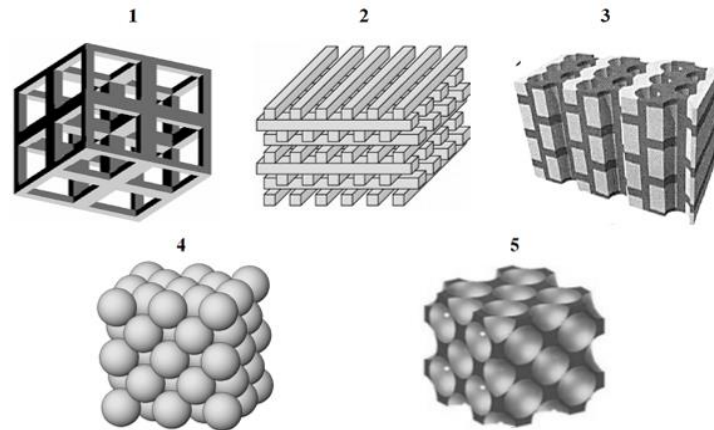


Figure I. 13: Les Différentes structures 3D: (1) structure cubique, (2) le tas de bois, (3) la structure multicouches, (4) l'opale (5) l'opales inversées.

I. 5. Caractéristiques physiques et géométriques d'un cristal photonique bidimensionnel

I. 5. 1. Réseau direct et réciproque

A toute structure cristalline, on associe deux réseaux : le réseau direct et le réseau réciproque. Chaque vecteur du réseau réciproque est orthogonal aux vecteurs du réseau réel et il est satisfait par la relation suivante :

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi \cdot \delta_{ij} \quad (\text{I. 1})$$

Où : \vec{a}_i et \vec{b}_j les vecteurs des réseaux réels et réciproques, et δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{si } i \neq j \\ 1 & \text{si } i = j \end{cases} \quad (\text{I. 2})$$

I. 5. 1. 1. Réseau direct

Le réseau cristallin à une, deux ou trois dimensions est défini dans l'espace réel ou direct par sa structuration, selon le type de maille (carré, hexagonal, etc...pour les cas bidimensionnels) et ses dimensions (période, forme et taille du motif). Il est déterminé à partir d'un motif cristallin formé d'un ensemble bien défini d'atomes, qui se répète par des

translations périodiques dans trois directions non-coplanaires. On peut ainsi définir le cristal par son motif et son réseau qu'on qualifie de direct.

Les tiges dans un réseau direct sont repérées par les vecteurs de translation, appelés aussi vecteurs de base. Donc, si \vec{r} désigne la position d'un nœud dans le réseau direct, elle peut être écrite comme suit :

$$\vec{r} = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 \quad (\text{I. 3})$$

Avec : n entier, \vec{a}_1 et \vec{a}_2 les vecteurs de la maille primitive.

La surface représentée par les vecteurs de base \vec{a}_1 et \vec{a}_2 construit la maille élémentaire (primitive) (figure I. 14).

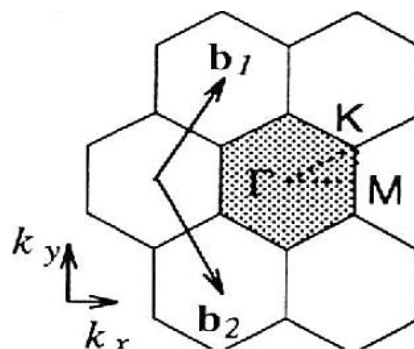


Figure I. 14: réseau direct d'un CP-2D.

I. 5. 1. 2. Réseau réciproque

De cette façon, nous pouvons obtenir le réseau réciproque de n'importe quelle structure. Tout l'espace peut aussi être rempli par ces mailles.

La direction ΓK du réseau réciproque correspond à la direction des premiers voisins du réseau réel, la direction ΓM correspond à la direction des seconds voisins (figure I. 15) [16].

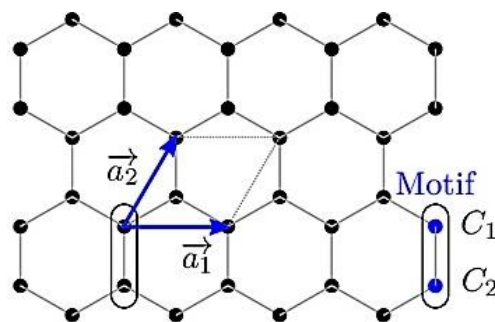


Figure I. 15: Réseau réciproque.

Les vecteurs \vec{b}_1 et \vec{b}_2 du réseau réciproque sont définis par :

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)} \quad \vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_2 \cdot (\vec{a}_3 \times \vec{a}_1)} \quad (\text{I. 4})$$

L'intérêt essentiel du réseau réciproque est de définir une base de vecteurs orthogonaux aux vecteurs de base qui portent la périodicité du cristal [17].

I. 5. 2. Zone de Brillouin

La zone de Brillouin est par définition la maille de Wigner-Seitz du réseau réciproque, nous représentons les vecteurs joignant un site du réseau réciproque à tous les sites voisins, puis on dessine les plans bissecteurs perpendiculaires à ces vecteurs. Le volume le plus petit autour du site choisi limité par ces plans est appelé zone de Brillouin (figure I. 16)[18].

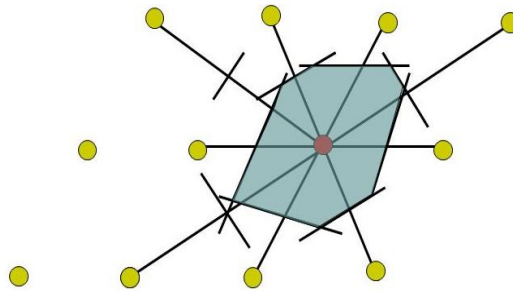


Figure I. 16: La maille de Wigner-Seitz.

Ces zones fournissent toutes les propriétés de symétrie du réseau réciproque, elles sont indiquées par ordre, tel que première zone, deuxième zone, ...etc.

Nous pouvons citer deux propriétés importantes de cette zone :

- Dans la zone de Brillouin, chaque position désigne un vecteur d'onde (coordonnées k_x , k_y) relié par des valeurs de la fréquence.
- Aux limites de la zone de Brillouin, la condition de diffraction existe, donnée par :

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{g} = \frac{1}{2} |\mathbf{g}|^2 \quad (\text{I. 5})$$

Avec : \mathbf{K} : représente le vecteur d'onde qui appartient à la première zone de Brillouin.

\mathbf{g} : représente le vecteur du réseau réciproque.

On appelle zone de Brillouin irréductible la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface

qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) en utilisant les symétries du réseau réciproque.

La figure (I. 17(a)) présente un exemple d'un CP-2D à maille carrée de côté (a) dans l'espace réel tandis que la figure (I. 17(b)) illustre son espace réciproque avec ses trois zones de Brillouin associées.

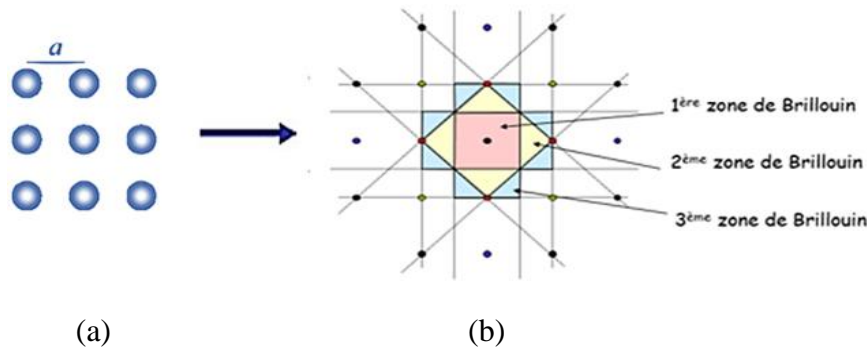


Figure I. 17: Représentation d'un réseau carré dans l'espace réel (a) et l'espace réciproque avec les 3 zones de Brillouin associées (b).

Pour chaque type de réseau, on définit également par symétrie, la zone de Brillouin réduite (Γ MX pour le réseau carré et Γ MK pour le réseau triangulaire) (tableau I. 1). La connaissance de la structure de bandes dans cette zone de Brillouin réduite est suffisante pour connaître l'ensemble des modes de propagation dans le cristal si on considère ce dernier comme ayant une périodicité infinie dans chaque direction du plan.

	<i>direct</i>	<i>réciproque</i>	<i>zone de Brillouin</i>
<i>carrée</i>	 $a_1 = a(0,1)$ $a_2 = a(1,0)$	 $b_1 = \frac{2\pi}{a}(0,1)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(1,0)$	 $\Gamma = (0,0)$ $X = \left(\frac{\pi}{a}, 0\right)$ $M = \left(\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right)$
<i>triangulaire</i>	 $a_1 = a\left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$ $a_2 = a\left(\frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{2}\right)$	 $b_1 = \frac{2\pi}{a}\left(\frac{\sqrt{3}}{2}, \frac{1}{2}\right)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}\left(\frac{\sqrt{3}}{2}, -\frac{1}{2}\right)$	 $\Gamma = (0,0)$ $K = \left(\frac{2\pi}{3a}, \frac{2\pi}{\sqrt{3}a}\right)$ $M = \left(0, \frac{2\pi}{\sqrt{3}a}\right)$

Tableau I. 1: Illustration de l'espace direct et réciproque pour un réseau carré et triangulaire [19].

Selon la littérature, le réseau triangulaire permet d'ouvrir des bandes interdites photoniques plus larges par rapport au réseau carré. La géométrie la plus utilisée dans la littérature pour réaliser les structures BIP-2D est la structure hexagonale [20] (figure I. 18).

- ❖ **La structure nitrure de Bore** : un nœud diffère de son suivant par sa nature ou sa dimension.
- ❖ **La structure graphite** : Dans cette structure tous les nœuds sont identiques et espacés de "a".

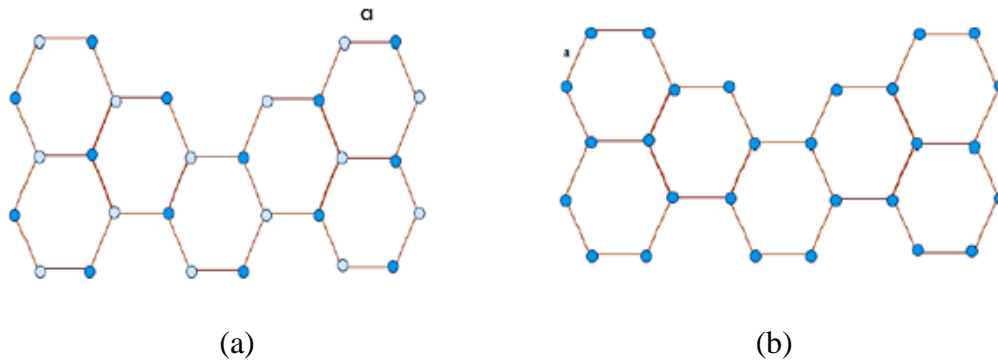


Figure I. 18: Structure hexagonale 2D : (a) Nitrure de Bore, (b) graphite.

I. 5. 3. Le facteur de remplissage f

La cellule élémentaire dans l'espace direct est aussi définie par son facteur de remplissage. Celui-ci est le rapport entre l'aire occupée par la particule élémentaire et l'aire de la cellule élémentaire. Pour le cas d'une particule circulaire de rayon R dans une cellule de base de dimension a, le facteur de remplissage est égal à :

- $f = \frac{\pi R^2}{a^2}$ pour un réseau carré.
- $f = \frac{2\pi R^2}{\sqrt{3} a^2}$ pour un réseau triangulaire.

Ces notions de facteur de remplissage, de zone de Brillouin et de diagramme de dispersion vont être nos principaux outils pour l'étude du comportement d'un cristal photonique bidimensionnel.

I. 6. Méthode des ondes planes (PWE)

La méthode des ondes planes (en anglais plane wave expansion method, PWE) , basée sur la décomposition en ondes planes du problème électromagnétique permettant de résoudre les équations de Maxwell en les transformant en un problème aux valeurs propres dans le domaine fréquentiel, est l'une des méthodes les plus utilisées et bien adaptée pour calculer les diagrammes de bandes de cristaux photoniques infiniment périodiques. Elle permet de

déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique.

Cette méthode permet aussi d'étudier certaines structures non périodiques comme les guides à cristaux photoniques ou les cristaux photoniques planaires via une technique de supercellule, mais quand la structure étudiée ne présente pas de véritable périodicité (variation du facteur de remplissage par exemple), le théorème de Bloch n'est plus valable et impose de recourir à la méthode des différences finies dans le domaine temporel [21].

I. 6. 1. Equations de Maxwell

Le comportement de la lumière dans un cristal photonique de dimension finie ou infinie est régi par les équations de Maxwell. A partir de plusieurs méthodes de résolution du problème (on désigne par-là, les équations de propagation) sont applicables.

Les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique linéaire, non magnétique, sans charges ni courant s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I. 6})$$

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

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{I. 8})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I. 9})$$

Où \vec{H} et \vec{E} sont respectivement le champ électrique et le champ magnétique, \vec{D} vecteur de l'induction électrique, \vec{B} vecteur de l'induction magnétique, ε et μ_0 sont la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide.

De plus, on considère en première approximation que le matériau est linéaire et transparent, ce qui permet d'écrire les champs électriques et magnétiques comme des modes harmoniques :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}).e^{i\omega t} \quad (\text{I. 10})$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}).e^{i\omega t} \quad (\text{I. 11})$$

Où r et t représentent respectivement les dépendances spatiales et temporelles.

Les équations de propagation du champ électromagnétique s'écrivent pour une onde plane qui se propage dans un milieu diélectrique non magnétique, linéaire, isotrope et en absence de charges et de courant, de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left[\frac{1}{\varepsilon_r} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right] + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I. 12})$$

$$\vec{\nabla} \times \left[\frac{1}{\varepsilon_r} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right] + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I. 13})$$

On peut écrire les équations (I. 12) et (I. 13) aux valeurs propres suivantes :

$$\vec{\nabla} \times [\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I. 14})$$

$$\vec{\nabla} \times [\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{I. 15})$$

Où :

$C = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}$ est la vitesse de la lumière dans le vide ($C = 3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$).

ω : Pulsation.

μ_0 : La perméabilité magnétique du vide $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$. ε_0 et ε_r respectivement la permittivité diélectrique du vide et permittivité relative du milieu.

Les équations précédentes représentent les valeurs possibles de la fréquence d'une onde se propageant dans le matériau en l'absence d'excitation extérieure et les amplitudes des champs associés.

Les champs électromagnétiques satisfont le théorème de Bloch-Floquet et s'écrivent de la forme suivante :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{kn}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} = \vec{u}_{kn}(\vec{r}) \cdot e^{ikr} e^{i\omega t} \quad (\text{I. 16})$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_{kn}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} = \vec{v}_{kn}(\vec{r}) \cdot e^{ikr} e^{i\omega t} \quad (\text{I. 17})$$

Où les fonctions $\vec{u}_{kn}(\vec{r})$ et $\vec{v}_{kn}(\vec{r})$ sont des fonctions périodiques. Il est donc possible de développer $\varepsilon_r(\vec{r})$, $\vec{u}_{kn}(\vec{r})$ et $\vec{v}_{kn}(\vec{r})$ en séries de Fourier :

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r^{-1}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \quad (\text{I. 18})$$

$$\vec{E}_{kn}(\vec{r}) = \vec{u}_{kn}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} \vec{u}_k(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} \vec{u}_{kn}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G}+\vec{k})\cdot\vec{r}} \quad (\text{I. 19})$$

$$\vec{H}_{kn}(\vec{r}) = \vec{v}_{kn}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} \vec{v}_k(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} \vec{v}_{kn}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G}+\vec{k})\cdot\vec{r}} \quad (\text{I. 20})$$

Où \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque et $\epsilon_r(\vec{G})$, $\vec{u}_{kn}(\vec{G})$ et $\vec{v}_{kn}(\vec{G})$ sont les composantes dans l'espace réciproque de $\epsilon_r(\vec{r})$, $\vec{u}_{kn}(\vec{r})$ et $\vec{v}_{kn}(\vec{r})$ (que l'on peut déterminer par une intégrale de Fourier). Alors l'équation (I. 14) et (I. 15) devient :

$$(\vec{K} + \vec{G}') \cdot (\vec{K} + \vec{G}') \cdot \vec{E}_{kn}(\vec{G}) = \frac{\omega_n(\vec{k})^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} \epsilon_r^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') \cdot \vec{E}_{kn}(\vec{G}') \quad (\text{I. 21})$$

$$(\vec{K} + \vec{G}') \cdot (\vec{K} + \vec{G}') \cdot \vec{E}_{kn}(\vec{G}) = \frac{\omega_n(\vec{k})^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} \epsilon_r^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') \cdot \vec{H}_{kn}(\vec{G}') \quad (\text{I. 22})$$

C'est un système linéaire de dimension infinie car il y a une infinité de vecteurs \vec{G} du réseau réciproque. Les développements en séries peuvent être limités la décomposition de Fourier à n vecteurs du réseau réciproque. En considérant les trois dimensions de l'espace, le système est de dimension $3n$. La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de \vec{k} , permet alors de déterminer les valeurs propres $\omega_n(\vec{k})$ (n servant à numéroter les valeurs propres). En pratique, les valeurs de \vec{k} sont limitées à certaines directions de symétrie de la zone de Brillouin irréductible, les diagrammes de dispersion du cristal photonique sont alors obtenus. De manière générale, les fréquences $\omega_n(\vec{k})$ recouvrent continûment le spectre d'énergie, quand les vecteurs \vec{k} décrivent la première zone de Brillouin irréductible. 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.

I. 7. Diagramme de dispersion

Le diagramme de bande représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui-ci. Le diagramme est représenté en unités réduites. En effet, la loi d'échelle permet de transposer les propriétés des cristaux photoniques à tous les domaines de fréquences vu que la période et la longueur d'onde soient modifiées dans les mêmes proportions.

La figure (I. 19) illustre un exemple de diagramme de dispersion de deux empilements de Bragg de période a obtenu par la méthode de PWE. Chaque alternance est constituée d'une couche diélectrique de permittivité $\epsilon_1 = 13$, et d'une couche d'air de permittivité $\epsilon_2 = 1$, les deux couches ont des épaisseurs respectives $d_1 = 0.2a$ et $d_2 = 0.8a$, soit des épaisseurs optiques relativement proche $n_1 d_1 = n_2 d_2$. On désigne par n l'indice de réfraction.

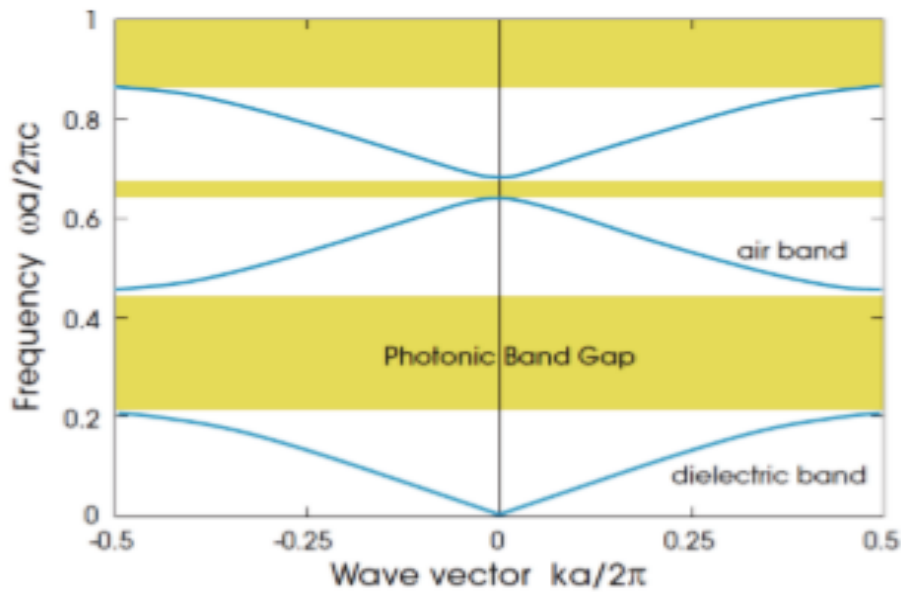


Figure I. 19: Diagrammes de bandes d'un miroir de Bragg (1D) [22].

La figure (I. 20) illustre les résultats théoriques à travers l'exemple d'un cristal photonique 2D formé d'un réseau carré, la structure est constituée de tiges de permittivité $\epsilon = 8.9$ plongées dans l'air ($\epsilon = 1$), Le diamètre des tiges est égal à $0.2a$. Pour le réseau triangulaire, la structure correspond à une matrice de trous d'air ($\epsilon = 1$) dans un matériau de permittivité $\epsilon = 13$. Le diamètre des trous est égal à $0.48a$. Sur cette figure, on voit apparaître une bande interdite photonique en polarisation TM pour le réseau carré. Pour le réseau triangulaire, une large BIP est observée pour la polarisation TE, par contre, pour la polarisation TM le gap obtenu est réduit. En effet, un gap TE est facilement accessible avec une structure dont la matrice de haut indice est connectée et à l'inverse, une structure dont c'est le matériau de bas indice qui est connecté (des piliers dans l'air par exemple) est plus favorable à l'ouverture d'un gap TM. Pour le réseau triangulaire, le recouvrement des deux bandes omnidirectionnelles TE et TM donne naissance à une bande interdite totale.

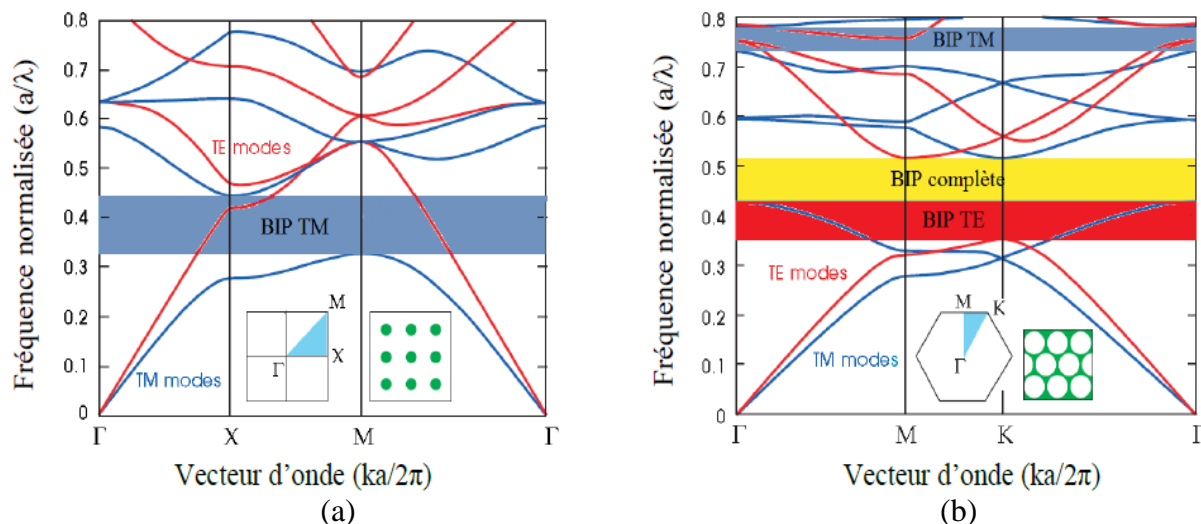


Figure I. 20: Diagrammes de bandes de CP-2D pour les polarisations TE (en rouge) et TM (en bleu) pour : (a) réseau carré, (b) réseau triangulaire [23].

La figure (I. 21) présente le diagramme de bande d'un CP-3D de forme assez complexe présentant un gap complet en mode TE et TM, avec les coins de la zone de Brillouin irréductible marqués dans l'encadré. Cette structure présente une bande interdite omnidirectionnelle de 21%.

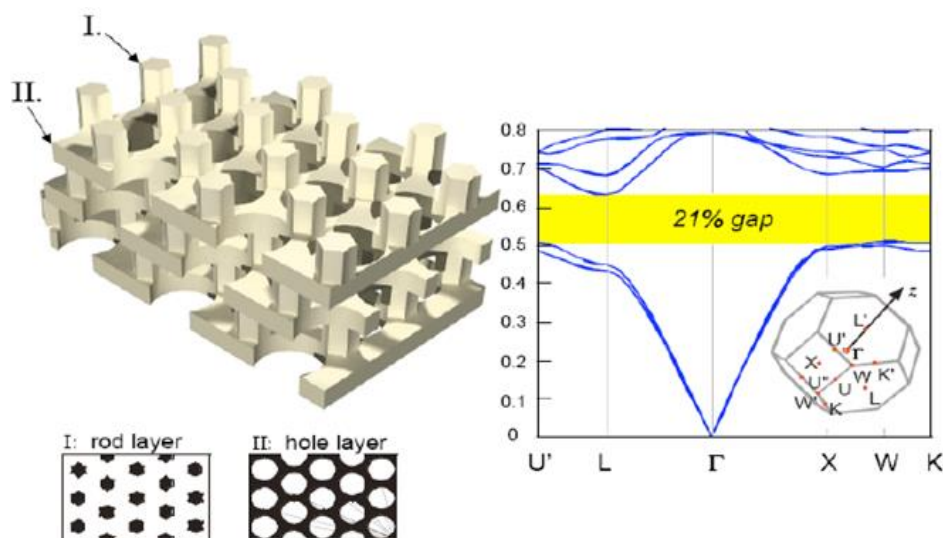


Figure I. 21: Diagramme de bande d'un CP-3D [24].

I. 8. Carte des Bandes

La carte des bandes interdites d'un cristal photonique montre la position de la bande interdite en fonction du facteur de remplissage f . Pour un réseau hexagonal de trous d'air dans du silicium, une bande interdite s'ouvre pour $f= 0.15$ en polarisation TE et $f= 0.4$ en polarisation TM. Pour le réseau carré, les bandes interdites s'ouvrent pour $f= 0.36$ en

polarisation TE et $f=0.38$ en polarisation TM. Les régions de bande interdite totale correspondent aux intersections des bandes interdites TE et TM. La plus large bande interdite pour les modes TE est obtenue par le réseau triangulaire. De plus, la BIP apparaît pour des facteurs de remplissages plus faibles que ceux du réseau carré. Le réseau triangulaire est par conséquent souvent préféré pour confiner la lumière. On peut remarquer que les bords de bandes interdites augmentent avec le facteur de remplissage de matériau de faible indice.

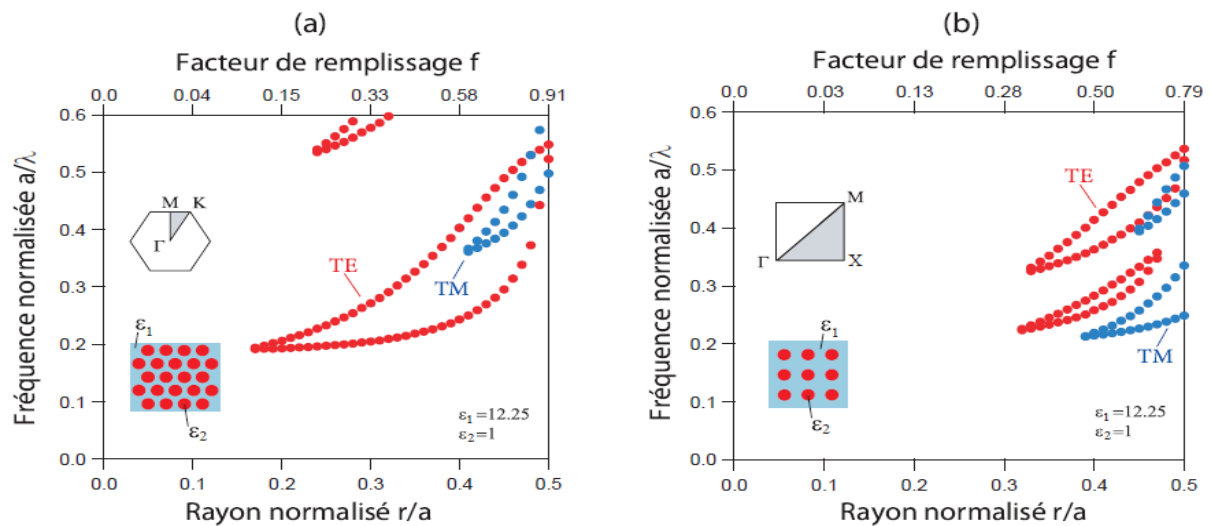


Figure I. 22: Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=12.25$) : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré [25].

I. 9. Défauts

L'un des nombreux attraits conceptuels offerts par les cristaux photoniques et leur structure cristalline est la possibilité d'introduire des défauts dans cette structure. Comme en physique des semi-conducteurs, on crée ainsi un ou plusieurs niveaux localisés, dans la bande interdite. Sans faire l'inventaire de tous les défauts possibles, on réalise aisément la très grande variété de défauts concevables donnant lieu à toutes sortes d'applications potentielles.

I. 9. 1. Défauts étendus (linéiques)

Les premières études portant sur les défauts linéaires ont commencé quasiment simultanément aux études des cavités ponctuelles.

En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou plusieurs rangées de motifs élémentaires), il est possible de guider la lumière selon une direction choisie. La lumière va se propager le long de ce guide avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal (figure I. 23(b)). Des guides d'ondes classiques à base de matériaux diélectriques sont réalisés depuis longtemps. L'onde se propage dans le diélectrique d'indice fort et se

réfléchit totalement. L'onde se propage dans le diélectrique d'indice fort et se réfléchit totalement sur les bords qui sont constitués d'un diélectrique d'indice plus faible. L'intérêt des guides d'ondes BIP par rapport à ceux traditionnels c'est qu'ils présentent de faibles pertes au niveau des courbures (figure I. 23(a)). Le fait de recourber l'un de ces guides sur lui-même permet d'obtenir un anneau et seuls quelques modes peuvent rester dans cet anneau.

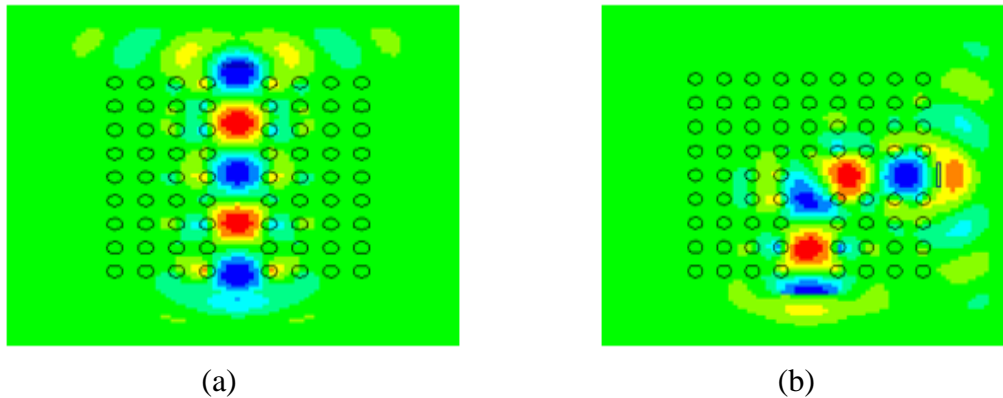


Figure I. 23: Illustration de la propagation du champ dans un cristal photoniques carré à défaut linéaire : (a) guide d'onde rectiligne, (b) guide d'ondes à courbures extrêmes à 90° [26].

I. 9. 2. Défauts Ponctuels

Les défauts ponctuels se traduisent par une perturbation de l'ordre cristallin sur des dimensions limitées à une maille cristallographique typiquement :

- ❖ Les lacunes correspondent à un vide laissé dans la structure sur un site normalement occupé par un atome (figure I. 24(a)).
- ❖ Les atomes interstitiels sont des atomes en surnombre dans une structure ou bien des impuretés placés sur des sites normalement vides (figure I. 24(b)).
- ❖ Dans le cas où un atome occupe un site normalement occupé par un atome de nature chimique différente, on parle d'impureté substitutionnelle (figure I. 24(c)).

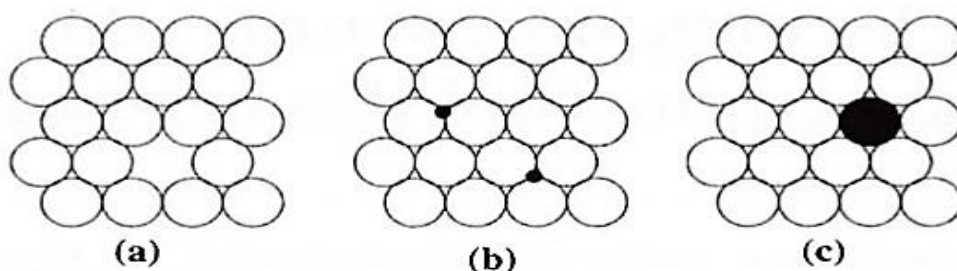


Figure I. 24: Exemples de défauts ponctuels simples : (a) Lacune, (b) Atome en position interstitielle, (c) Atome en position substitutionnelle [27].

I. 10. Applications des cristaux photoniques

Les cristaux photoniques sont souvent utilisés dans le domaine de la télécommunication et de l'informatique, microonde notamment dans le domaine des optiques intégrées. Nous allons décrire quelques exemples d'applications principales des cristaux photoniques tels que : cavités, guides d'ondes, filtres, capteurs, multiplexeurs/démultiplexeurs, diviseurs....

I. 10. 1. Guides d'onde

L'idée des guides d'ondes est apparue en 1994 sous l'impulsion de Joannopoulos, Meade et al [28], mais les premières réalisations ont été effectuées en 1999.

La figure I. 25 représente le schéma de guide d'onde W_5 , dans le cas de notre structure, un réseau triangulaire constitué de trous d'air, de période a entre deux trous les plus proches. Les deux directions privilégiées sont ΓK et ΓM . Deux types de guides d'onde W_5 peuvent être créés suivant la périodicité des bords du cristal.

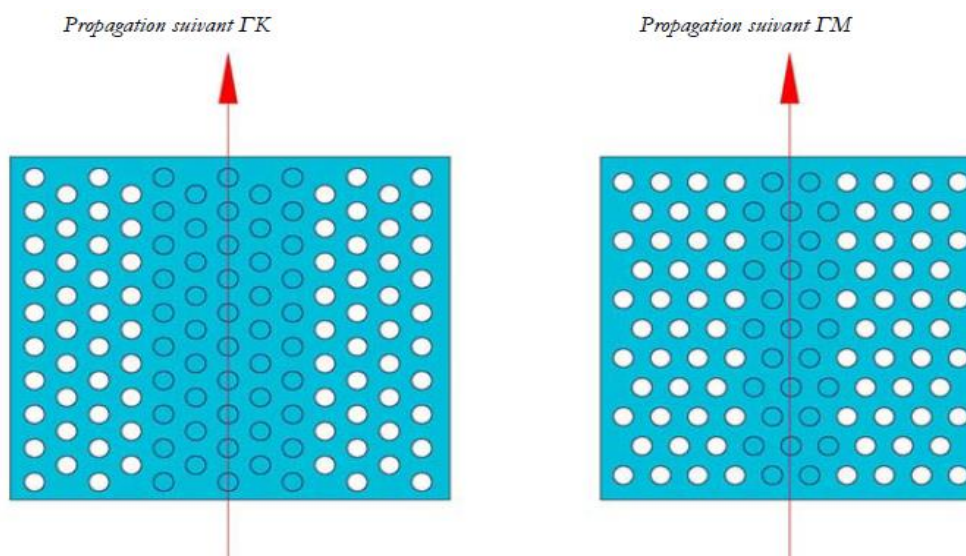


Figure I. 25: Spectre de de guide W_5 créée dans un réseau triangulaire de trou d'air suivant les deux directions cristallographiques ΓK et ΓM .

La figure I. 26 représente le spectre de transmission dans la direction de propagation ΓK d'une structure W_5 de réseau triangulaire de trou d'air de facteur de remplissage $r/a = 0.27$ dans $Ti : LiNbO_3$. On remarque que la bande interdite photonique n'apparaît pas, mais au contraire la transmission est favorisée autour $1.55 \mu m$.

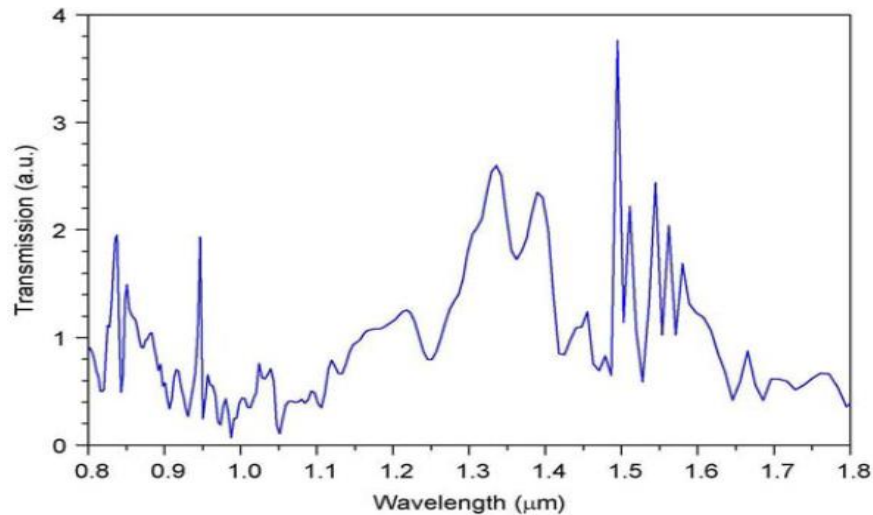


Figure I. 26: Spectre de transmission en mode ΓK et ΓM d'une structure W5 [29].

I. 10. 2. Filtres

Un filtre est un élément ou une fonction dont l'objectif est de sélectionner une ou plusieurs bandes de fréquences parmi le spectre électromagnétique et en rejette d'autres.

A. Filtre Add-Drop

Le principe du filtre add-drop (ADF), schématisé sur la figure (I. 27(a)), permet le transfert sélectif et directif de la lumière se propageant d'un premier guide d'onde ("Bus") vers un second guide ("Drop") par l'intermédiaire d'un résonateur. Les symétries des modes présents dans le résonateur à la résonance vont imposer le mode de fonctionnement de ce filtre.

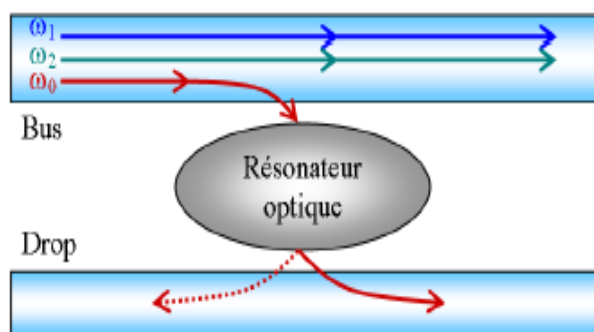


Figure I. 27: Filtre Add-Drop

Les figures I. 28(a) et I. 28(b) illustrent la structure schématique et les spectres de transmission normalisés de l'ADF hexagonal à base d'un résonateur à anneau photonique, il est conçu sur un CP-2D de trous d'air suivant un réseau triangulaire. Le port d'entrée est

marqué avec une flèche jaune et situé sur le côté gauche du guide d'onde inférieur (bus) et les ports A et C du guide d'onde supérieur sont les sorties du guide drop. Un pic de résonance apparaît à 1564,5 nm avec un facteur de qualité de 423. Les performances de couplage et de chute observées dans le spectre sont respectivement de 98% et 60%.

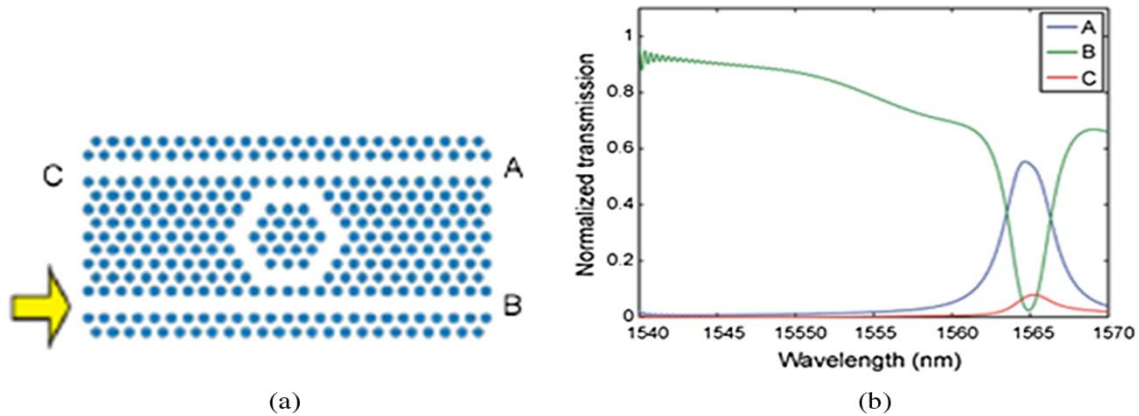


Figure I. 28: (a) Structure schématique d'un filtre Add-Drop et (b) son spectre de transmission normalisé à base d'un résonateur hexagonal [30].

I. 10. 3. Le démultiplexeur bi-bande 16 canaux

Le démultiplexeur illustré à la figure I. 29 sur le plan Oxyz est constitué de trois blocs dont le premier bloc est le démultiplexeur à large bande situé dans le milieu du circuit avec une constante de réseau $a = 0,53 \mu\text{m}$ avec un guide d'entrée en entrée il en résulte des guides d'ondes de sortie dont le bus de droite est couplé au bus principal du premier bloc autour de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ de la même constante de réseau, tandis que dans la sortie de gauche il est couplé au deuxième bloc autour de $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$ avec treillis constante d'espacement de $a1.31 = 0.45 \mu\text{m}$, la connexion entre les deux guides d'ondes avec différentes constantes de réseau invoque un défi mais il est modifié par le centralisation mutuelle des deux guides d'ondes autour du même axe, les deux les blocs sont espacés d'une constante de réseau de $a = 0,53 \mu\text{m}$.

Le premier et le deuxième blocs sont tous deux de la même conception, le guide d'ondes du bus principal étant confiné entre huit filtres de chute QSRR dans chaque bloc, positionné symétriquement pendant que chaque côté est décalé de manière à réduire des effets mutuels aboutissant à la fin à une entrée et à seize sorties, comme indiqué sur figure I. 29.

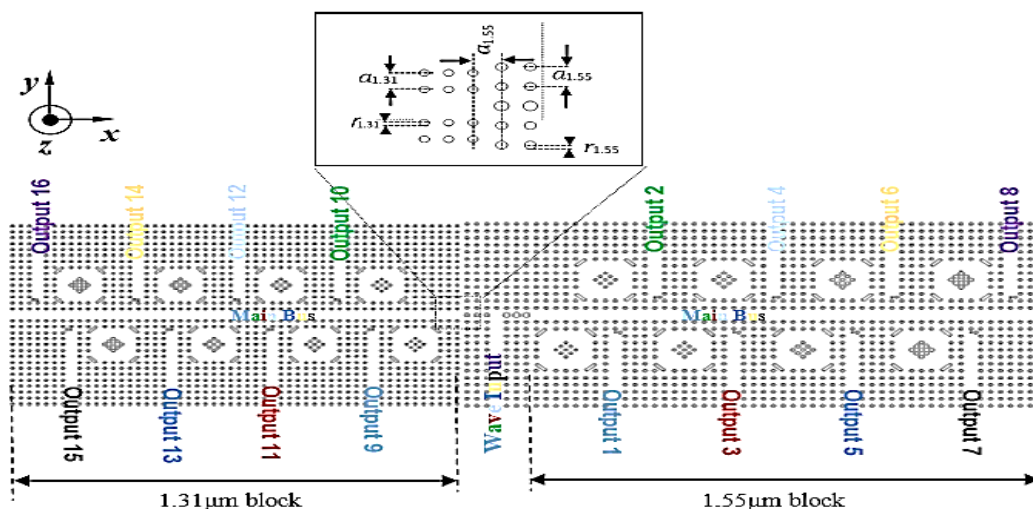


Figure I. 29: Le démultiplexeur multicanal bibande.

Après la simulation du circuit proposé en utilisant COMSOL Multiphysics, nous avons obtenu les résultats affichés sur la figure I. 30, dans lesquels les valeurs de transmission normalisées sont tracées en fonction des valeurs de longueur d'onde et chaque sortie est définie par sa couleur de mise en page correspondante.

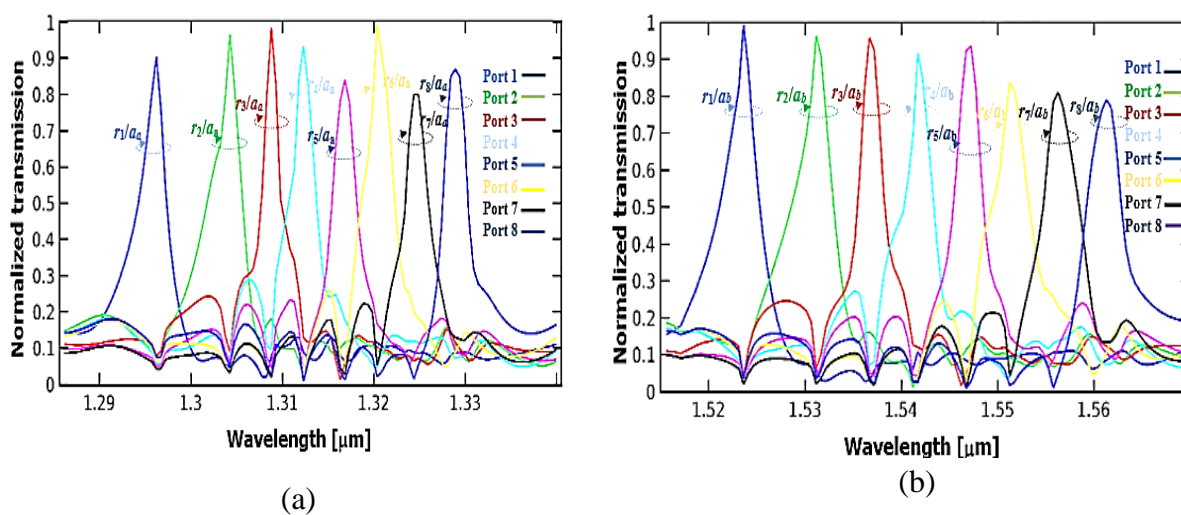


Figure I. 30: Spectre de transmission normalisé du circuit proposé. (a) La transmission normalisée du deuxième bloc secondaire (environ 1,31 μm) où $a_{1,31} = 0,45 \mu\text{m}$ et $r_{in}(\lambda_r) / a_{1,55} = s(\lambda_r)$. (b) La transmission normalisée de la première première (bloc autour de 1,55 μm) où $a_{1,55} = 0,53 \mu\text{m}$ et $r_{in}(\lambda_r) / a_{1,55} = s(\lambda_r)$. Avec λ_r est la valeur de la longueur d'onde de résonance et "s" est donné comme un vecteur de ligne comme $s(\lambda_r) = [0,18, 0,19, 0,20, 0,21, 0,225, 0,25, 0,255, 0,27]$.

Comme le montre la figure I. 31, une propriété à double fonctionnalité où le démultiplexeur produit une grande efficacité de transmission d'environ 90% en moyenne entre les deux blocs avec un facteur de qualité Q de niveau moyen de 622 autour de $1,31 \mu\text{m}$ et de 517,6 environ $1,55 \mu\text{m}$, bien que il présente un retard en termes de facteur de qualité par rapport aux derniers travaux. Celui-ci présente un nouvel aspect de la fonctionnalité bibande avec seize sorties de canal, huit pour chaque bloc.

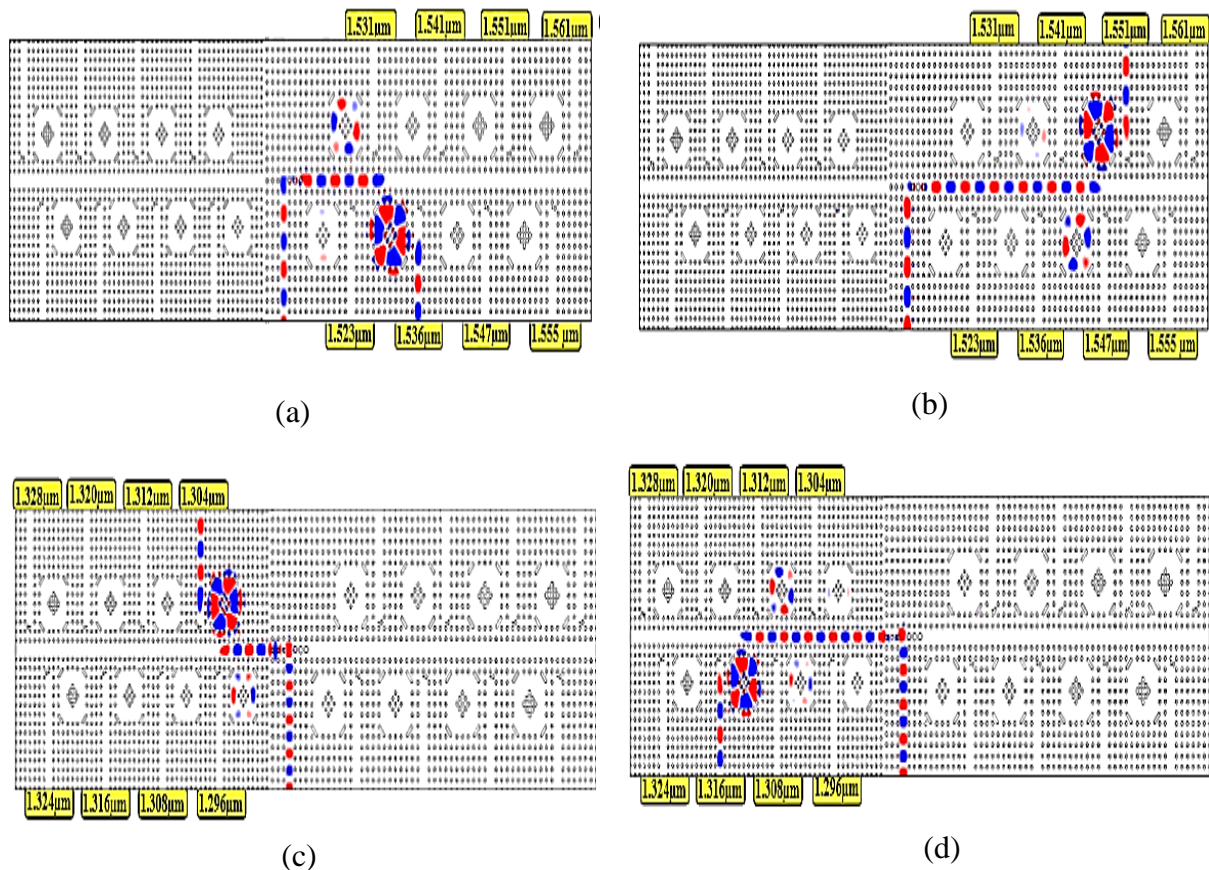


Figure I. 31: Schémas de champ électrique transverse E_z distribuée dans le circuit pour les deux bandes autour de $1,31$ et $1,55 \mu\text{m}$ (a) le port résonné à $\lambda = 1,536 \mu\text{m}$. (b) le port résonné à $\lambda = 1,551 \mu\text{m}$. (c) le port résonné à $\lambda = 1,304 \mu\text{m}$. (d) le port résonné à $\lambda = 1,316 \mu\text{m}$. [31].

I. 10. 4. Optimisation de la jonction en Y 1×2

La figure I. 32(a) montre l'optimisation et la conception de la topologie de la jonction en Y 1×2 pour améliorer la transmission et obtenir une large bande passante à la sortie de la jonction, d'un réseau CP-2D à maille triangulaire, nous allons utiliser deux techniques pour améliorer la faible transmission due aux pertes, la première consiste à modifier la géométrie de référence pour tenter de ramener les lobes expulsés du virage de la jonction vers l'intérieur

du virage en combinant miroir et cavité exactement comme le cas du double virage. Cette première technique consiste à utiliser un miroir réfléchissant à notre propre configuration [100]. Ce dernier est obtenu en creusant une tranchée d'air, orientée suivant les seconds voisins, au niveau de la pointe du coude de jonction référenc. La deuxième technique est basée sur la suppression des trous situés en face des miroirs réfléchissants et l'augmentation du rayon de celui qui se trouve au milieu de la jonction. Des trous additionnels sont ajoutés spécialement pour répartir l'onde d'entrée monomode en deux ondes monomodes traversant les deux ports de sortie (port 2 et port 3) et d'éviter l'apparition des modes d'ordre supérieur.

La structure photonique bidimensionnelle ainsi optimisée de la jonction Y 1×2 simulée sous FDTD-2D pour 50000 itérations est exposée sur la figure IV.14. Dans nos simulation, nous avons choisi le pas de discrétisation spatiale tel que : $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$

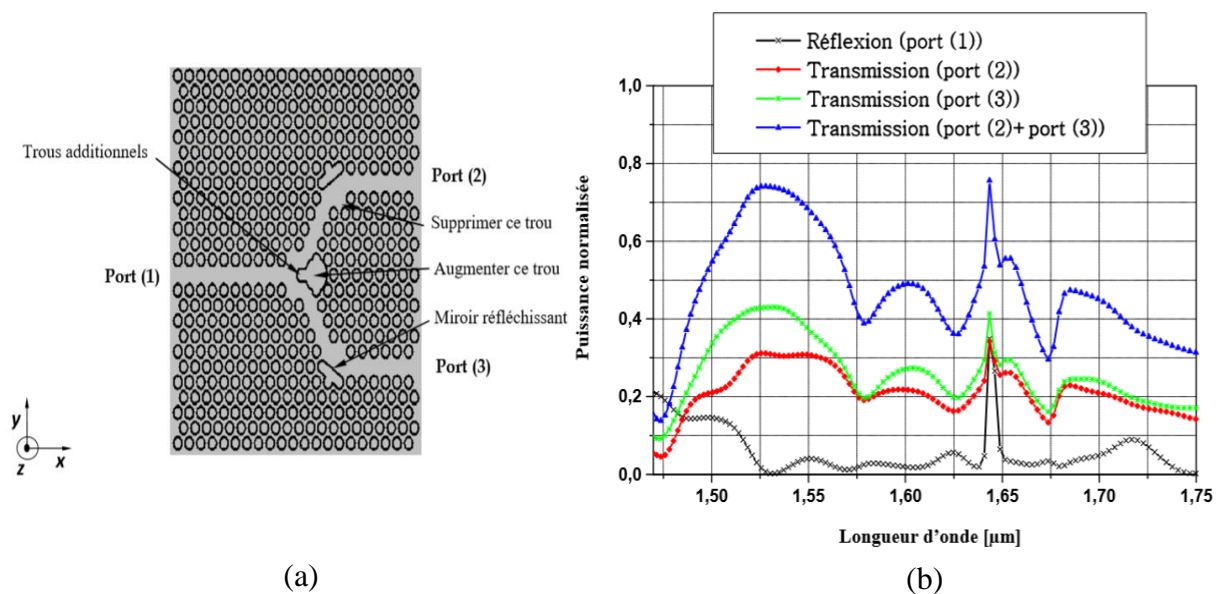


Figure I. 32: (a) La structure optimisée de la jonction en Y 1×2 , (b) La réponse spectrale en transmission et réflexion du diviseur optimisé obtenue par simulation FDTD 2D [32].

Dans la figure I 33 on démontre bien l'efficacité de la structure optimisée. On remarque que la transmission dépasse 42% pour le port (2) et 32% pour le port (3). La transmission totale enregistrée à la longueur d'onde 1,55 μm obtenue pour les deux ports est de l'ordre de 72 %. La réflexion correspondante est quasiment nulle. On note que par l'ajout des trous au centre du diviseur Y, les modes d'ordre supérieurs n'ont pas été excités, ainsi le volume du canal est réduit, ce qui résulte en une division presque égale et efficace. Le mode guidé n'est pas influencé par l'accident causé par les coins du diviseur, permettant ainsi l'onde de suivre la direction de la jonction. Les propriétés de transmission sont nettement

améliorées avec cette nouvelle configuration, ceci est très bien visible sur les figures IV.16 (a), (b) et (c) schématisant la distribution du champ magnétique H_z aux différentes itérations dans la jonction Y excitée en polarisation TE.

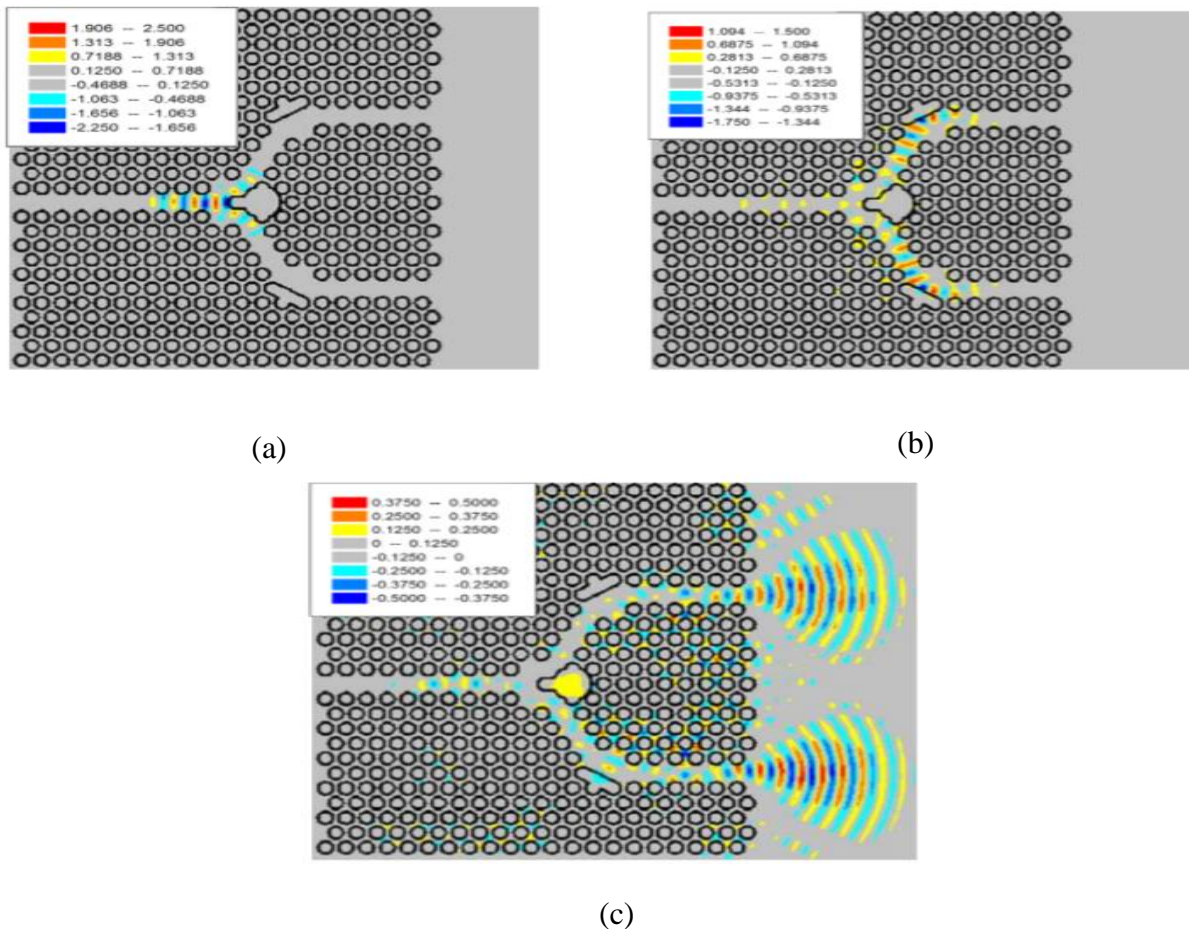


Figure I. 33: Répartition du champ magnétique H_z de la jonction Y 1×2 optimisée excitée en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisi tel que : $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$.

I. 10. 5. Fibre à cristaux photoniques PCF

Le fibre à cristaux photoniques (PCF) a vu le jour en 1996 et a été développé commercialement en 1998. En effet, ces fibres sont construites à partir d'une structure hexagonale de petits cylindres d'air autour d'un cœur qui peut être en silice ou constitué d'air, suivant l'utilisation que l'on compte en faire. Pour le cas traité, ces PCF n'ont pas été choisies pour leurs propriétés non-linéaires mais pour leurs propriétés modales. En effet, le guide optique est ici « infiniment monomode » sur toute la plage de transmission de la fibre. Cela permet d'avoir une seule fibre optique monomode couvrant tout le MIR (le moyen infrarouge) (Figure I-33).

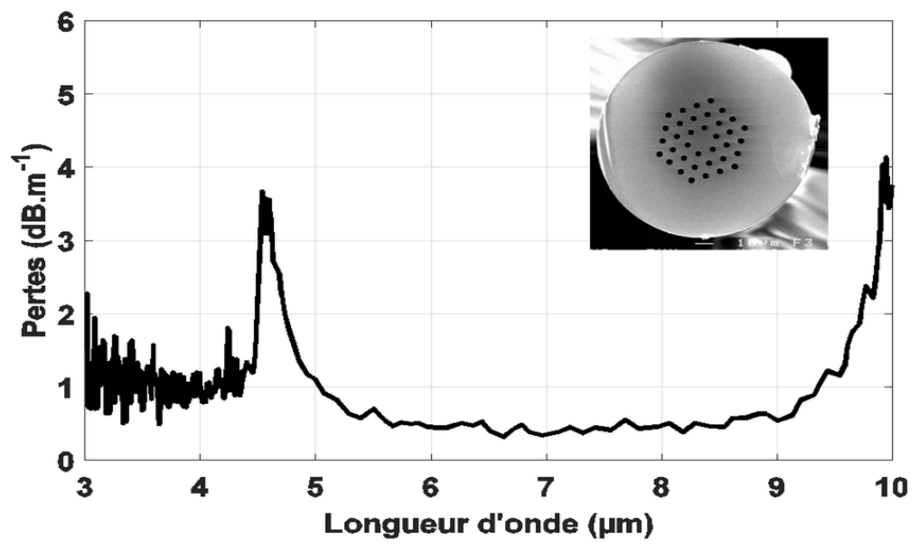


Figure I. 33 : Photographie MEB et courbe de transmission d'une fibre à cristaux photoniques en chalcogénure. La fibre est monomode sur l'ensemble de sa plage de transmission [33]

I. 11. Conclusion

Un cristal photonique est un matériau artificiel constitué d'un arrangement périodique dans lequel la constante diélectrique est périodiquement modulée dans une, deux ou trois directions de l'espace, permettant ainsi de contrôler la lumière à l'échelle de la longueur d'onde. Ce nouveau type de matériau est capable de bloquer la propagation des ondes optiques, élastiques ou acoustiques dans certaines directions de propagation.

Dans ce chapitre, nous avons abordé une description générale et les notions de bases associées aux CPs, nous avons défini aussi la notion de bande interdite photonique. En exploitant cette propriété intéressante de gap pour réaliser des fonctions optiques bien particulières telles que le guidage et le filtrage

Le chapitre suivant sera consacré en particulier au filtrage des cristaux photoniques bidimensionnels.

Chapitre II

**Le Filtrage dans les Cristaux
Photoniques Bidimensionnels**

II. 1. Introduction

Le filtrage est un mécanisme essentiel qui permet d'éliminer une fréquence ou une bande de fréquence, ou inversement, à favoriser une fréquence ou une bande de fréquences. Autrement dit, c'est l'action de modifier les composantes spectrales d'un signal électrique. Dans le cas des filtres à base de CPs, la conception est basée sur le couplage entre des défauts linéaires (guide d'onde) et des défauts ponctuels (cavités).

Ce chapitre est destiné à la présentation de quelques exemples de filtres sélectifs à base de cristaux photoniques. En premier lieu nous nous intéressons au principe de couplage entre les guides à cristaux photoniques et guide à cavité couplée. Ensuite, nous passons à définir le filtre Fabry-Pérot et établir son principe de fonctionnement. A la fin de ce chapitre, nous exposons les différentes applications des filtres à bases des résonateurs.

II. 2. Principe de couplage entre guide à cristal photoniques et guide à cavité couplées

II. 2. 1. Guide à cristal photonique

En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou de plusieurs rangées de motifs de forme circulaires) dans un cristal photonique, il est possible de constituer des guides optiques au sein de ce cristal. Un photon restera confiné dans le guide à condition que son énergie soit située à l'intérieur de la bande interdite. On appelle W_n les guides d'ondes, où n est le nombre de rangées de trous manquantes : Un guide W_1 correspond à un cristal photonique ayant une rangée manquante. Dans ces guides à CPs, le processus de guidage de la lumière est différent de celui des guides d'onde classiques, où le guidage est assuré par réflexion totale interne ; il est déterminé par la propagation des modes de Bloch. Dans ce cas, les modes sont guidés par le phénomène de bande interdite. Les réflexions multiples sur les motifs du cristal localisent la lumière au niveau de la zone de défaut. Le mécanisme de guidage dans ce type de guide n'est pas toujours assuré par la présence de la BIP, il peut être affecté par la réflexion totale interne, et cela, selon la nature de la structure du matériau à bande interdite photonique utilisée. Dans la structure déconnectée (où le guide est formé par une rangée de trous manquante), l'indice de réfraction du cœur du guide à cristal photonique est plus élevé que celui du matériau constituant la gaine photonique. Dans ce cas, le guidage met en jeu des réflexions multiples sur le cristal photonique, mais, les propriétés modales des modes de Bloch seront affectées par la réflexion totale interne. Le guidage s'effectuera donc par effet BIP et par réflexion totale interne (figure II. 1). Par contre le mécanisme de guidage dans le cas du guide de structure déconnectée

(constituée de tiges diélectriques plongées dans l'air) formée par l'omission d'une rangée de tiges s'effectue par effet de BIP seulement. Ceci est dû au faible indice de réfraction du cœur par rapport à celui des gaines entourant le cœur constituant les tiges. La lumière est donc guidée dans le cœur, car elle ne peut pas se propager dans les gaines qui présentent une bande interdite photonique. Le guidage s'effectuera donc par réflexions multiples sur le matériau à bande interdite photonique, le guidage par effet BIP est le seul type de guidage opérant dans cette structure, le guide peut être donc monomode. Le couplage sera pauvre puisque les mécanismes de guidage des deux types de guides sont très différents, même si les deux guides ont la même largeur.

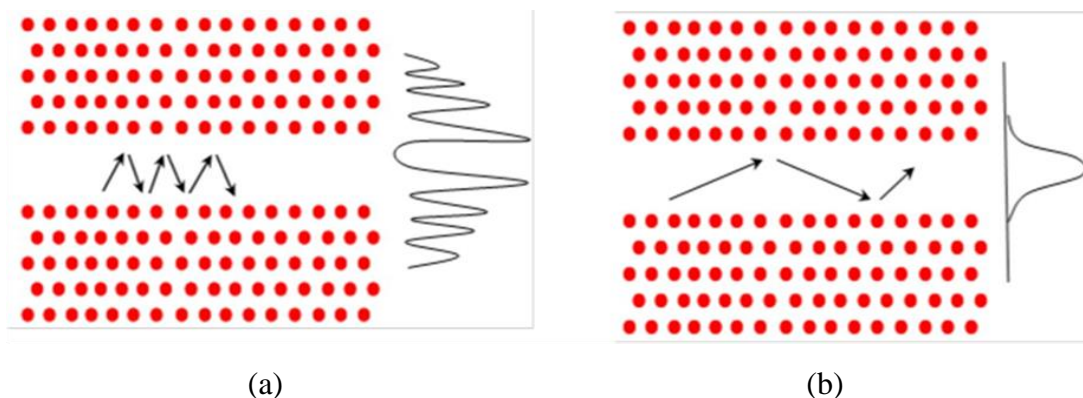


Figure II. 1: Guide créé dans un cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire en omettant quelques lignes de trous. (a) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage se fait par BIP, (b) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage est réfractif [35].

II. 2. 2. Guide à cavité couplées

La figure II. 2(a) illustre les bases de la transmission dans les guides à cavités couplées (CCW). Bien que les modes de cavité soient fortement confinés à l'intérieur des défauts, le chevauchement entre les cavités voisines est suffisant pour permettre la propagation de la lumière sous forme de sauts de photons d'une cavité à sa voisine. Le couplage entre les modes de cavité fortement localisés provoque une division en fréquence du mode de cavité unique en un certain nombre de pics de résonance qui dépendent du nombre de cavités couplées. Par conséquent, une bande guidée apparaît lorsque la longueur de la CCW est infinie. La fréquence centrale de la bande guidée peut être réglée en modifiant la forme des cavités, tandis que la largeur de bande peut être modifiée en ajustant l'espacement entre les cavités. Un espacement plus long entre les cavités conduit à une bande passante plus étroite.

Le guidage d'ondes à travers les CCW a été démontré expérimentalement aux fréquences micro-ondes et optiques [36,37]. La figure II. 2(b) montre le module du champ électrique dans une CCW créée dans un cristal photonique 2D et formée de cavités de défaut manquantes uniques avec un espacement de deux constantes de réseau entre les cavités voisines.

L'une des principales caractéristiques de la CCW est sa très faible vitesse de groupe, principalement près des bords de la bande, ce qui donne lieu à une amélioration de phénomènes tels que le retard de groupe, les effets non linéaires et l'émission stimulée. Par conséquent, les résultats CCW présentent un grand intérêt pour la conception de fonctionnalités optiques telles que les lignes à retard optique, les compensateurs de dispersion, la compression d'impulsion, la génération de seconde harmonique ou les interféromètres de Mach-Zehnder. En outre, la transmission sans perte par des virages serrés est obtenue si le mode cavité présente une symétrie appropriée.

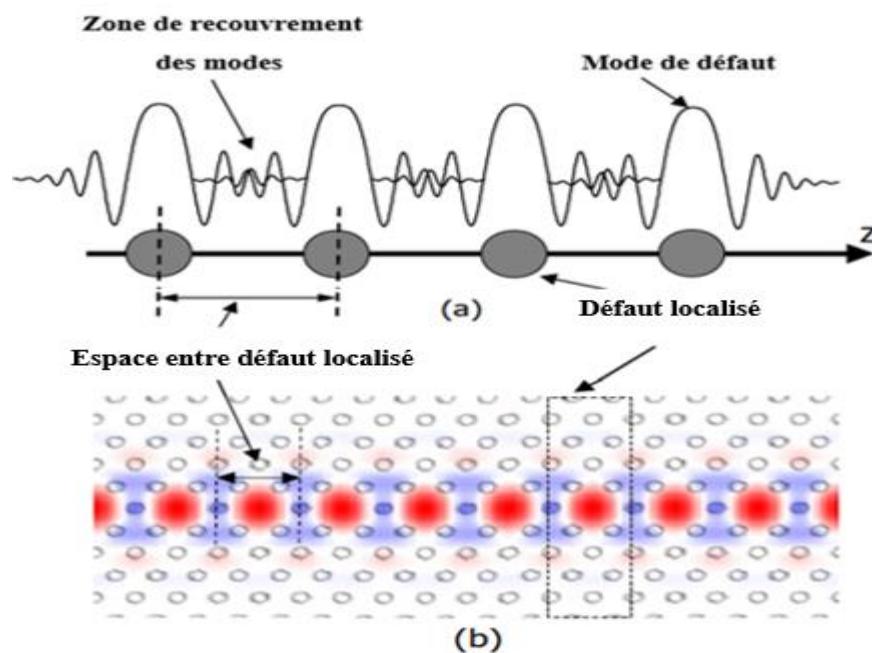


Figure II. 2: Schémas de propagation de photons par sauts entre les modes de défauts évanescents couplés. Le chevauchement des modes de défaut est suffisamment important pour permettre la propagation des ondes EM le long de modes de cavité étroitement confinés. (b) Un mécanisme pour guider la lumière à travers les modes de défauts localisés dans les cristaux photoniques.

II. 2. 3. Couplage cavité/ guide dans un cristal photonique 2D

Un couplage entre une cavité et un guide réalisés dans le même cristal photonique 2D. Elles ont été réalisées, pour la plupart, en géométrie de guide d'ondes et avec des configurations de couplage latéral ou frontal (pour faire un virage). Une dernière étude a été très récemment reportée en technologie « macroporeux » sur l'étude d'un filtre Fabry Pérot. La technique de

caractérisation semblait tout à fait adaptée à l'étude de ces structures « guide + cavité » sur membrane et c'est dans ce contexte que nous nous sommes intéressés à cette problématique du couplage.

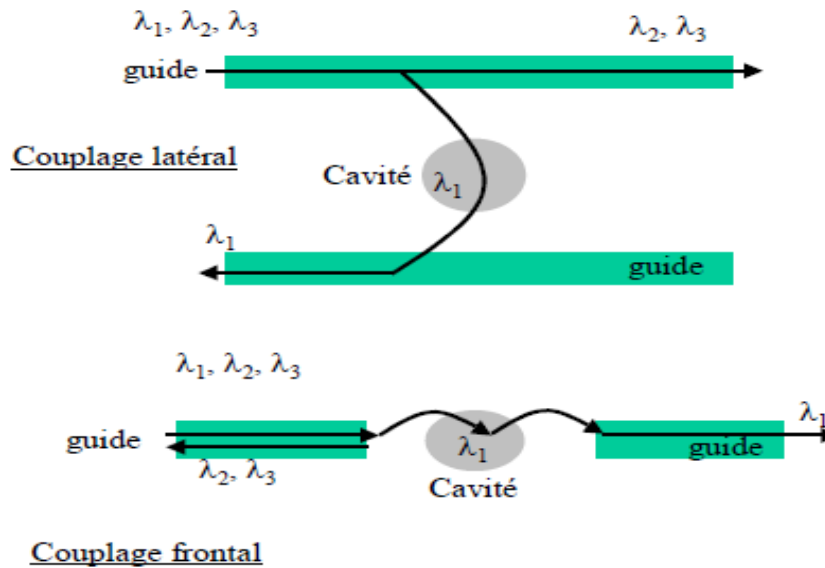


Figure II.3: dispositifs passifs et actifs associant guide et cavité d'un même cristal photonique [38].

II. 3. Filtre Fabry-Pérot

Le Fabry-Pérot est un filtre sélectif composé de plusieurs miroirs. Il est constitué de deux lames partiellement réfléchissantes. L'onde qui s'installe entre ces deux lames ne peut être constituée que de quelques longueurs d'onde bien définies. Ainsi ces filtres permettent de réduire fortement la bande passante de la lumière utilisée. Ils sont souvent utilisés en optique afin de travailler en lumière quasi monochromatique.

II. 3. 1. Principe de fonctionnement d'un Fabry Pérot

La figure II. 4 indique le principe de fonctionnement du Fabry-Pérot. Un faisceau incident arrivant sur le premier miroir est divisé en une multitude de faisceaux de plus faible intensité. Le faisceau I traverse le premier miroir. Une partie de son énergie est transmise par le second miroir, le reste étant réfléchi vers le premier, qui à son tour réfléchit une partie de l'énergie vers le second, et ainsi de suite. A chaque passage, une partie du faisceau s'échappe et donne naissance aux faisceaux secondaires T0, T1, T2, etc... Ces faisceaux se superposent tous. Leur superposition donne lieu à des interférences qui établiront selon le cas des zones d'ombre ou de lumière. Chaque faisceau secondaire est séparé du précédent par un aller et retour

entre les deux miroirs. Ce retard se traduira par un décalage des maxima des deux ondes, en fonction de la distance parcourue, qui dépend de l'angle d'incidence du faisceau ainsi que de l'épaisseur séparant les deux miroirs. Si le décalage correspond à un nombre entier de périodes de l'onde lumineuse, les interférences seront constructives. Par contre s'il subsiste un décalage d'une demi-période, les interférences seront destructives. Par conséquent certaines couleurs seront libres de traverser le Fabry-Pérot, tandis que d'autres seront détruites sous l'effet des interférences destructives. Le Fabry-Pérot agit donc comme un filtre.

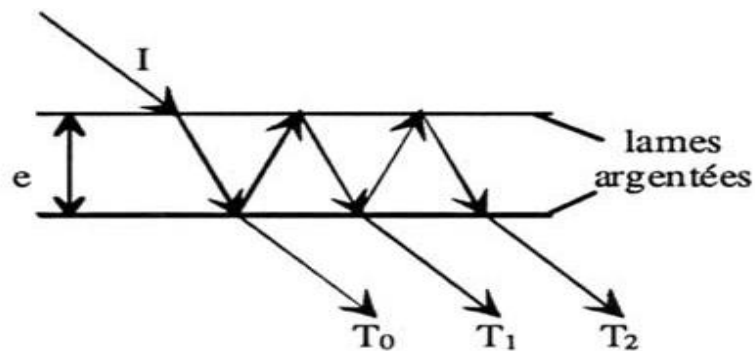


Figure II. 4: Principe de fonctionnement du Fabry-Pérot.

Les cavités Fabry Pérot sont des filtres de type interférentiel permettant de filtrer la lumière soit par réflexion, soit par transmission de la lumière incidente. Ceci est bien illustré sur la figure II. 5a. La cavité est constituée de deux miroirs semi-réfléchissants mis face à face, dont le parallélisme et le gap d'air sont rigoureusement contrôlés (figure II. 5b).

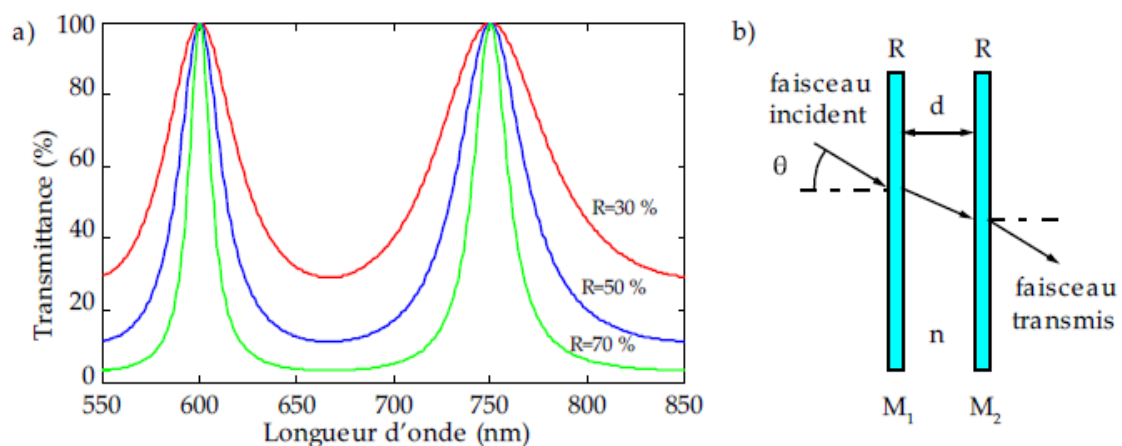


Figure II. 5: (a) Figure de transmittance d'un filtre Fabry Pérot en fonction de la réflectance des miroirs, (b) Schéma d'un Fabry Pérot constitué de deux miroirs de réflectance R [39].

II. 3. 2. Interféromètre de Fabry Péro

L'interféromètre de Fabry-Pérot est constitué de deux lames semi-réfléchissantes parallèles séparées d'une distance d (Le coefficient de réflexion des lames est voisin de 95%). Un rayon entrant entre les deux lames se réfléchit en très grand nombre de fois avant de sortir. A chaque réflexion, une portion R de l'intensité est réfléchie et une portion $(1 - R)$ est transmise. Les rayons qui sortent interfèrent à l'infini ou dans le plan focal d'une lentille.

Ces lames présentent un coefficient de réflexion R élevé tel que : $0,8 < R < 0,99$. Arbitrairement, le milieu compris entre les deux surfaces planes a un indice de réfraction noté n_{haut} et l'interféromètre est plongé dans un milieu d'indice n_{bas} avec $n_{\text{bas}} < n_{\text{haut}}$. La lumière pénétrant dans la cavité Fabry-Pérot effectue de multiples allers-retours entre les deux surfaces planes et ressort partiellement à chaque réflexion. Les différents rayons lumineux issus de l'interféromètre présentent un déphasage les uns par rapport aux autres étant donné qu'ils n'ont pas parcouru la même distance. Ces rayons interfèrent alors entre eux et peuvent ainsi donner lieu à des interférences constructives ou destructives. La figure II.6 représente schématiquement un tel interféromètre en considérant deux situations particulières : la résonance (figure II 6.a) et l'anti-résonance de la cavité (figure II 6.b).

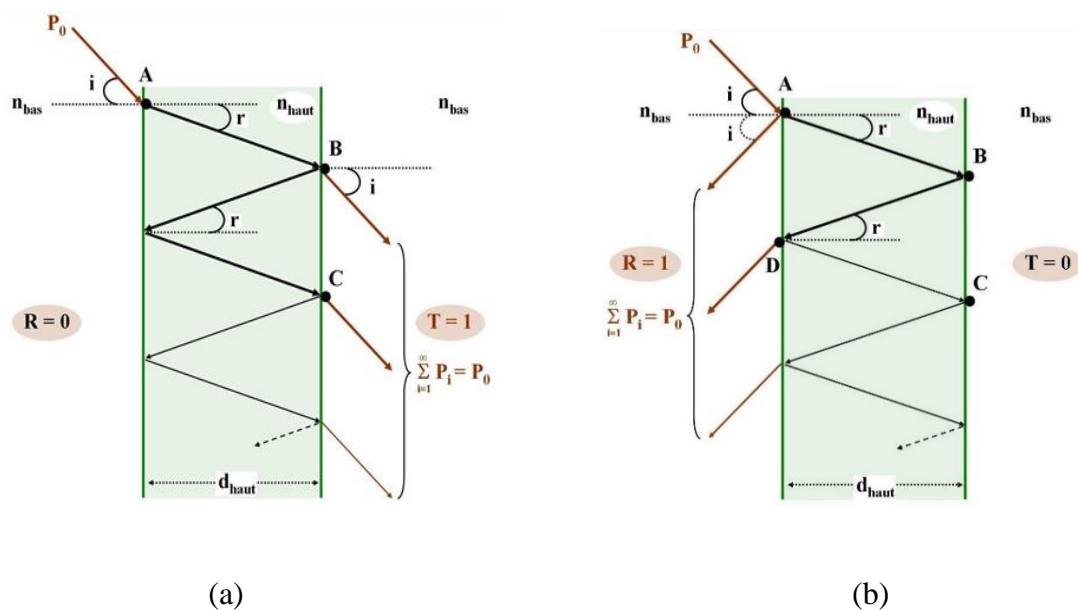


Figure II. 6: Représentation schématique d'un interféromètre de Fabry-Pérot : (a) cavité en résonance : les rayons tombant sur le résonateur sont totalement transmis. (b) cavité en anti-résonance : les rayons frappant la cavité sont totalement réfléchis [40].

La figure II. 7 (a) montre le principe expérimental qui utilise une cavité Fabry-Pérot comme filtre périodique afin d'adapter l'espace entre les dents du peigne transmis à la résolution du spectromètre, mais dont la longueur est astucieusement accordée afin de balayer l'ensemble des dents du peigne. À la figure II. 7 (b), une illustration des spectres enregistrés. Une mesure de dispersion est également réalisée grâce à ce dispositif.

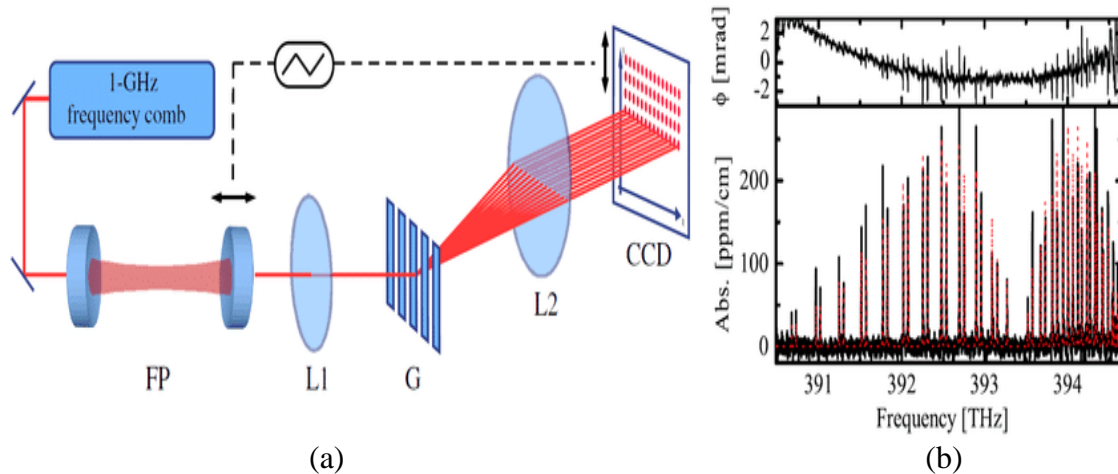


Figure II. 7: Filtre Fabry Pérot [41].

III. 4. Applications des filtres à bases de résonateurs

Les résonateurs diélectriques sont des pastilles céramiques polycristallines nues ou métallisées, utilisées comme circuits résonants de base pour la réalisation de filtres et oscillateurs aux fréquences micro-ondes. Utilisés comme filtres, ils permettent la sélection d'une bande de fréquence et peuvent servir au multiplexage des fréquences comme dans les stations de base de radiotéléphonie ou la séparation des voies d'émission et réception des téléphones portables. Ces dispositifs sont utilisés dans les applications GSM (Global System Mobile), UMTS (Universal Module Telecommunication System) et GPS (Global Positioning System).

II. 4. 1. Filtre Add-Drop à base de PCRR à anneau unique

Afin d'améliorer l'efficacité d'extraction et la sélectivité spectrale (le facteur de qualité Q) en supprimant les modes de contre-propagation qui peuvent provoquer des oscillations parasites dans le spectre de transmission, les tiges de couleur bleue dites tiges de dispersion, symbolisées par « s » sur la figure II 8.(a) ; sont placées à chaque coin des quatre côtés du

résonateur avec une constante de demi-réseau, ce qui transforme l'anneau carré en un anneau quasi-carré. Ces tiges de dispersion ont exactement les mêmes diamètres et les mêmes indices de réfraction que toutes les autres tiges diélectriques dans la structure photonique.

L'ADF optique à anneau unique est représenté schématiquement sur la figure II.8 (a), où le port incident et les ports de sortie sont étiquetés respectivement comme A, B, C et D. Les caractéristiques de transmission ont été simulées avec la technique FDTD (FDTD) à différences finies utilisant des couches parfaitement adaptées (PML) comme limites absorbantes. Une impulsion optique gaussienne couvrant toute la plage de fréquences d'intérêt est lancée sur le port d'entrée A. Des moniteurs de puissance ont été placés sur chacun des trois autres ports (B, C, D) pour collecter la densité de puissance spectrale transmise après Transformation de Fourier. Toutes les densités de puissance spectrale transmises ont été normalisées à la densité de puissance spectrale de la lumière incidente à Partir du port d'entrée A. Sur la figure II 8 (b), nous avons présenté les spectres de transmission normalisés pour les trois ports de sortie (B, C, D) du filtre ADF à un seul anneau. Nous constatons que pour un résonateur sans tiges de dispersion, on obtient une faible efficacité d'extraction avec une sélectivité spectrale (courbe rouge). En introduisant simplement quatre diffuseurs, une sélectivité spectrale nettement améliorée, avec une efficacité d'extraction proche de 100% ($> 98\%$), peut être obtenue à la fréquence de résonance (1567 nm dans ce cas). Des instantanés de la distribution du champ électrique dans l'ADF pour les canaux traversant (résonance : $\lambda_0 = 1500$ nm) et goutte (sur résonance : $\lambda_1 = 1,567$ m) sont illustrés à la Fig. II 8 (c). Le facteur de qualité Q de ce filtre est seulement de 160. Ce dernier peut être optimisé en augmentant la distance de couplage entre le PCRR et les guides d'ondes. Cependant, il existe un compromis entre l'augmentation du facteur Q et la diminution de l'efficacité d'extraction.

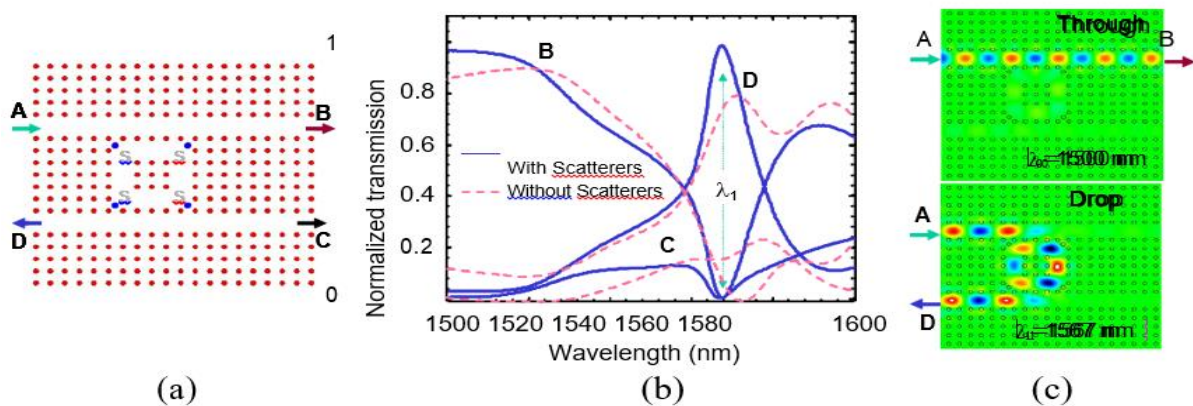


Figure II. 8: (a) structure schématique, (b) spectres de transmission normalisés au niveau de trois ports de sortie B, C, D pour les PCRR avec et sans diffuseurs ; (c) Les modèles de champ électrique pour les canaux de passage (résonance : $\lambda_0 = 1500$ nm) et de chute (sur résonance : $\lambda_1 = 1567$ nm)[42].

II. 4. 2. Filtre Channel drop en forme de T à base de PCRR

Le filtre proposé est contient trois ports, un port d'entrée et deux ports de sortie. C'est un système à trois ports dans lequel un PCRR est situé entre deux guides d'ondes, un horizontal appelé guide bus et l'autre vertical connu sous le nom de guide drop.

En plaçant un guide d'onde à côté d'un résonateur en anneau, l'énergie électromagnétique se propageant dans le guide d'onde sera piégée dans le résonateur en raison du couplage à la fréquence de résonance. Autrement dit, lors de la résonance, le résonateur en anneau extrait la lumière du guide horizontal et la transfère au guide vertical. Dans le cas ordinaire, lorsque l'anneau ne résonne pas, toute la puissance reste dans le guide bus et passe par le port de sortie.

La figure II. 9 (a) représente la structure schématique d'un CDF en forme de T à base d'un PCRR . Dans cette structure, le résonateur en anneau est créé en supprimant un carré de dimension 7×7 de tiges diélectriques puis en le remplaçant par une structure quasi-cristalline. Les ondes optiques pénètrent dans la structure par le port A et sortent par le port B, mais lors de la résonance, les longueurs d'onde optiques seront transférées au guide drop via l'anneau résonnant et sortent par le port C. A $\lambda = 1551 \text{ nm}$ (résonance), l'efficacité d'extraction dépasse 90 % avec un facteur de qualité de 387 (figure II. 9(b)).

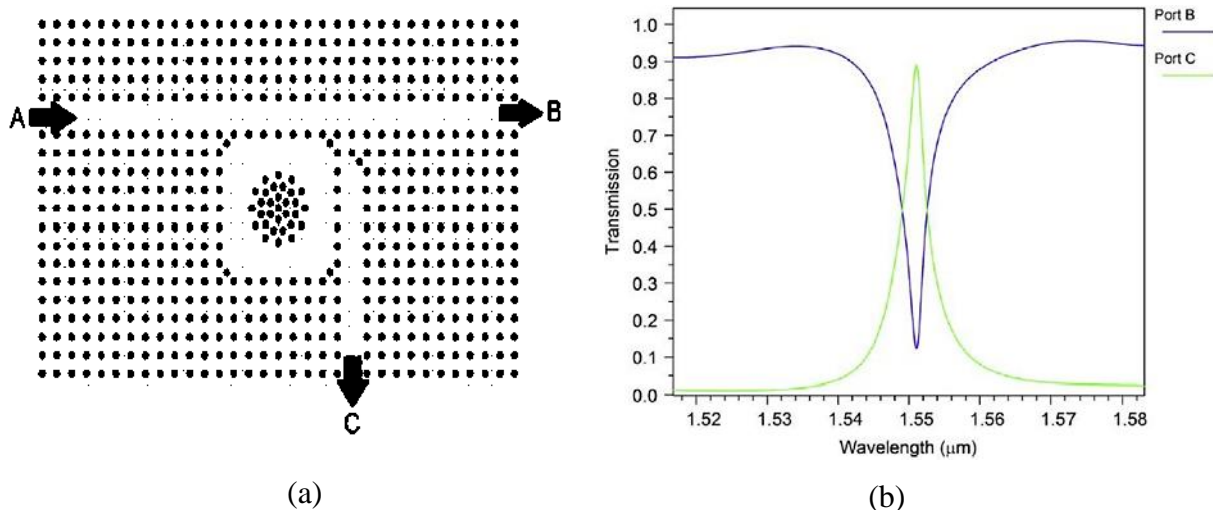


Figure II. 9:(a) Structure schématique et (b) spectres de transmission normalisée d'un CDF en forme de T [43].

II. 5. Conclusion

Le filtrage est l'action qui sert à éliminer une fréquence ou une bande de fréquence, ou inversement, à favoriser une fréquence ou une bande de fréquences. Autrement dit, c'est l'action de modifier les composantes spectrales d'un signal électrique.

Ce chapitre a permis de poser premièrement le principe de couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavité couplées. Puis nous avons présenté un filtre sélectif à cristaux photoniques : les cavités de type Fabry Péroth insérées directement dans le guide. À la fin de ce chapitre, Nous avons étudié quelques applications des filtres à bases des résonateurs.

Chapitre III :

Résultats et Interprétations

III. 1. Introduction

Les cristaux photoniques (CPs) sont des arrangements périodiques de matériaux diélectriques ou métalliques. Au cours de ces dernières années, les (CPs) ont été intensivement étudiés pour concevoir et réaliser de nombreux composants optiques, exploitant leur capacité à contrôler la propagation de la lumière. Un seul défaut dans un CP peut localiser le champ électromagnétique dans la bande de fréquence de la structure non perturbée, tandis qu'une séquence de défauts (ligne de motifs omise) peut guider un signal optique le long de celle-ci, créant des guides d'ondes sélectifs en fréquence.

Nous consacrerons ce chapitre à la conception des filtres résonateurs ultra-sélectifs hauts débits en anneau (ring resonator) en réseau carré pour les systèmes DWDM tout en se basant sur la simulation en utilisant la méthode des éléments finis par le biais d'un logiciel adéquat appelé Comsol Multiphysics.

En premier lieu nous exposons les résultats obtenus dans la conception des guides d'onde sans défaut et avec défauts (guide d'ondes mono-rangés $W_1^K A$ et guide à trois rangées manquantes $W_3^K A$) en structures carré et triangulaire à base de CPs 2D.

Avant-propos, nous donnons un bref rappel sur le logiciel utilisé dans nos simulations qui est le Comsol.

III. 2. Présentation de logiciel Comsol Multiphysics

Comsol Multiphysics est un logiciel d'analyse structurelle, de résolution et de simulation par éléments finis permet de simuler de nombreux problèmes de physique et de l'ingénierie tels que : Mécanique des Structures, Electromagnétisme haute et Basse Fréquence, Écoulement, Transfert de Chaleur, Réactions Chimiques, optique, Acoustique et plus encore, en particulier les phénomènes couplés ou multi physiques. Ce logiciel offre une interface complète à MATLAB et à ses boîtes à outils pour une grande variété de capacités de programmation, de prétraitement et de post-traitement. Les packages sont multi-plateformes (Windows, Mac, Linux). En plus des interfaces utilisateurs classiques basées sur la physique. COMSOL Multiphysics permet également d'entrer dans des systèmes couplés d'équations différentielles partielles (PDE).

Le logiciel COMSOL et la société correspondante ont été fondées en juillet 1986 par les étudiants Svante Littmarck et Farhad Saeidi de Germund Dahlquist sur la base d'un code

élaboré pour un cours de troisième cycle de l'Institut royal de technologie (KTH) de Stockholm, en Suède. et en 1998 que la première version est sortie [44].

III. 3. Etude des structures bidimensionnelles sans défaut

Nous avons commencé à étudier les structures bidimensionnelles planaires CP-2D sans défauts, dans un réseau carré et triangulaire de tiges diélectriques à base de GaAs plongées dans l'air (structure déconnectée). Les performances de ces structures en termes de transmission et réflexion obtenues par simulation seront discutées, et le champ magnétique sera présenté.

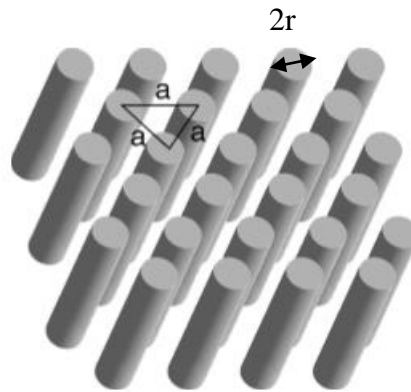


Figure III. 1: Structure périodique 2D déconnectée.

III. 3. 1. Structure triangulaire sans défaut

La structure que nous avons étudiée pour une première mise au point est une structure de piliers de GaAs de section circulaire dans l'air en réseau triangulaire. Comme il est illustré sur la figure III. 2, cette structure fait 10 rangés de long et 10 rangés de large, de période $a = 0.6 \mu\text{m}$ (a : la distance entre le centre de deux motifs adjacents), r/a est le rayon normalisé des tiges et égale à 0.2. Dans une gamme de longueur d'onde comprise entre $[1.2, 1.8] \mu\text{m}$; l'indice de réfraction du matériau utilisé vaut (n_{GaAs}). Rappelons que cette structure a été excitée à l'entrée en polarisation TE. Les dimensions du CP sont $(5.8 \times 5.8) \mu\text{m}$

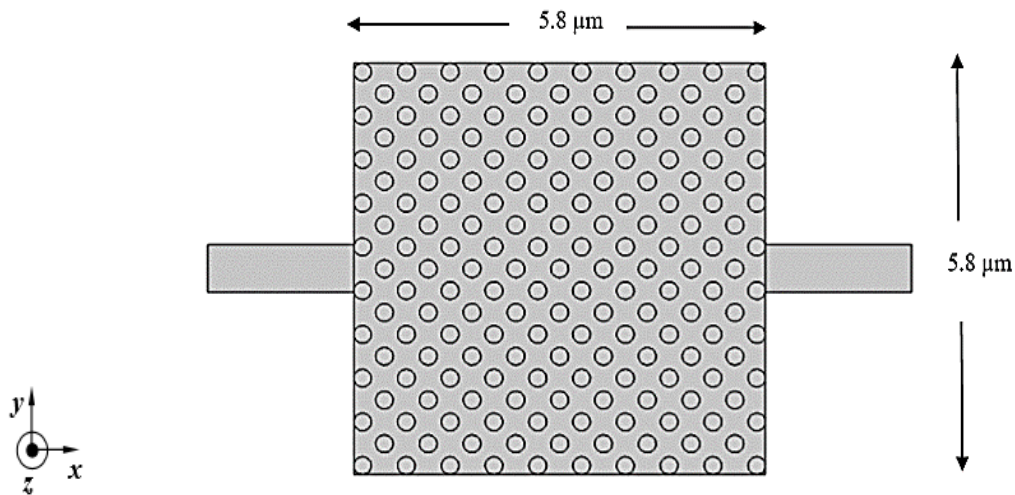


Figure III. 2: Représentation de la structure carrée sans défaut avec : $a=0.6 \mu\text{m}$, $r/a=0.2$.

Le résultat obtenu par simulation sous logiciel Comsol Multiphysics permet de calculer les coefficients de transmission et de réflexion donné sur la figure III. 3.

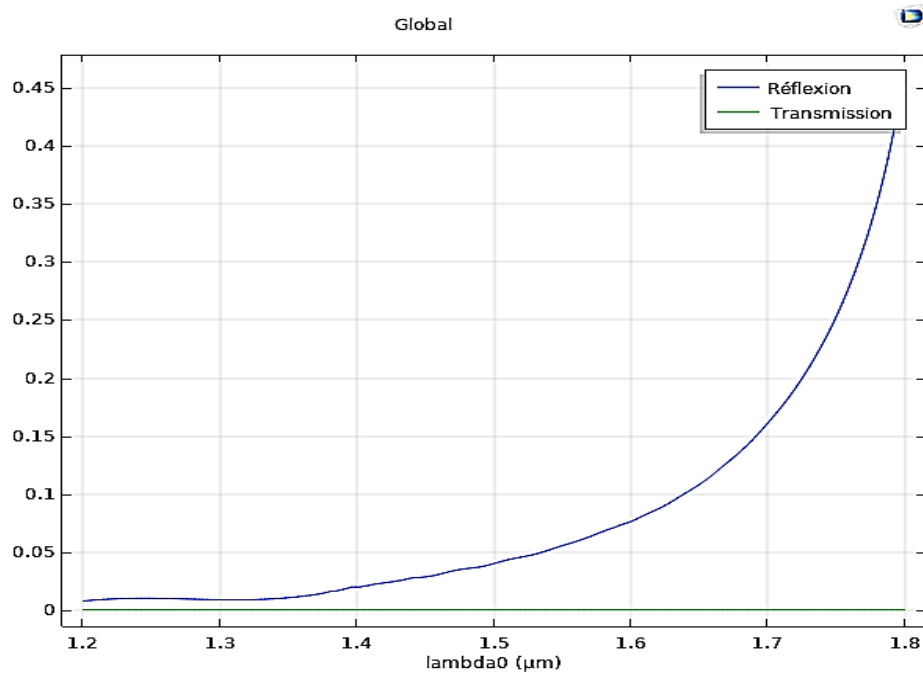


Figure III. 3: Réponse spectrale de la transmission et réflexion.

Nous remarquons bien que la structure CP sans défaut présente un coefficient de transmission nul s'étalant sur la bande de longueur d'onde $[1.2-1.8] \mu\text{m}$. En revanche, la réflexion est croissante sur le même intervalle de longueur d'onde.

Sur la figure III. 4, on schématise la répartition de champ électrique E_z pour différents longueur d'onde.

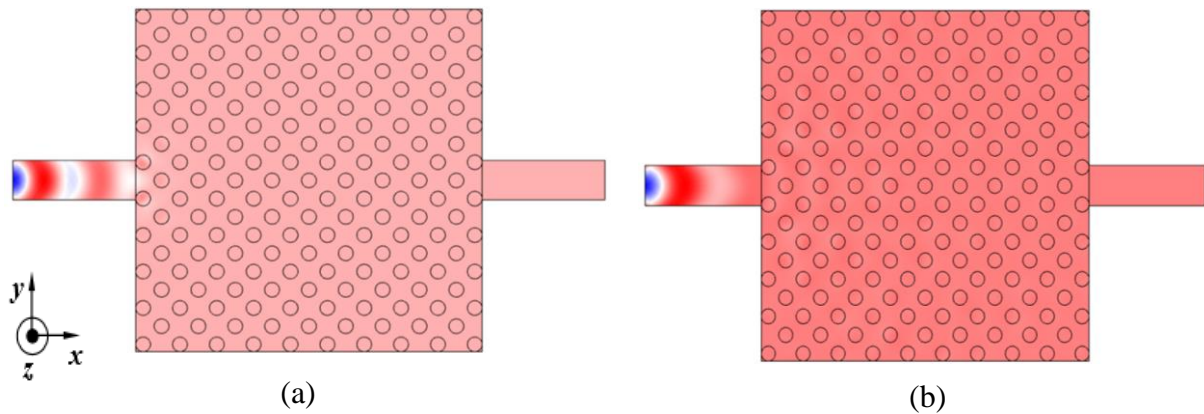


Figure III. 4: Répartition du champ électrique d'une structure CP triangulaire sans défaut pour différents longueur d'onde en mode TE : (a) pour $\lambda=1.2 \mu m$ et (b) pour $\lambda= 1.5528 \mu m$.

Selon la figure III.4 on note l'absence de propagation de l'onde électromagnétique dans la structure à maille triangulaire pour différentes longueurs d'ondes

III. 3. 2. Structure carré sans défaut

Dans cette section, nous étudions la structure de CP sans défaut comme précédemment mais dans un réseau carré qui fait 23 rangées de longueur et 23 rangées de large.

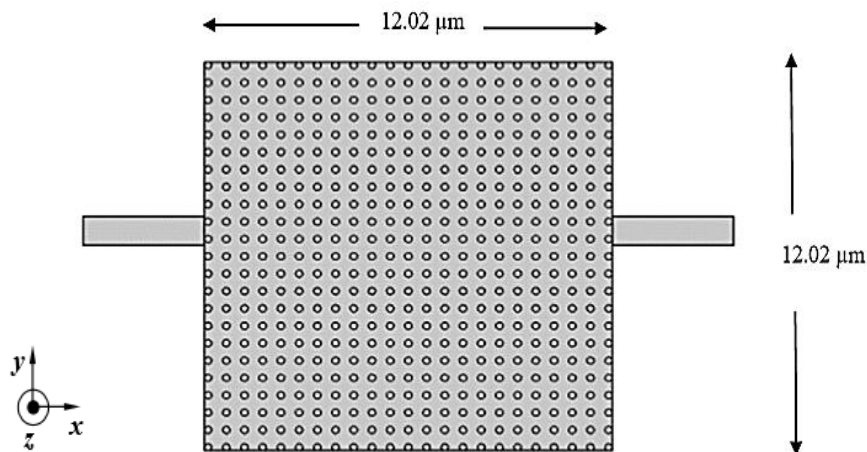


Figure III. 5: Représentation de la structure carrée sans défaut avec: $a=0.6 \mu m$, $r/a =0.2$.

La figure suivante illustre les résultats de la simulation obtenus sous logiciel Comsol Multiphysics des coefficients de transmission et de réflexion.

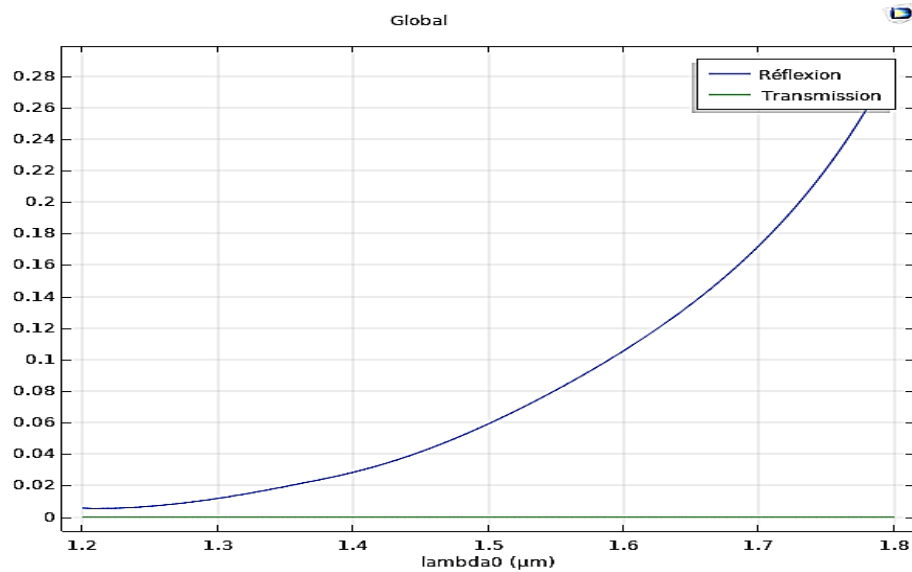


Figure III. 6: Réponse spectrale de la transmission et la réflexion.

De même que la structure CP précédente, nous enregistrons une transmission nulle pour la structure carrée dans l'intervalle de longueur d'onde [1.2-1.8] μm .

Sur la figure III. 7, nous schématisons la répartition du champ électrique E_z pour différentes longueurs d'ondes.

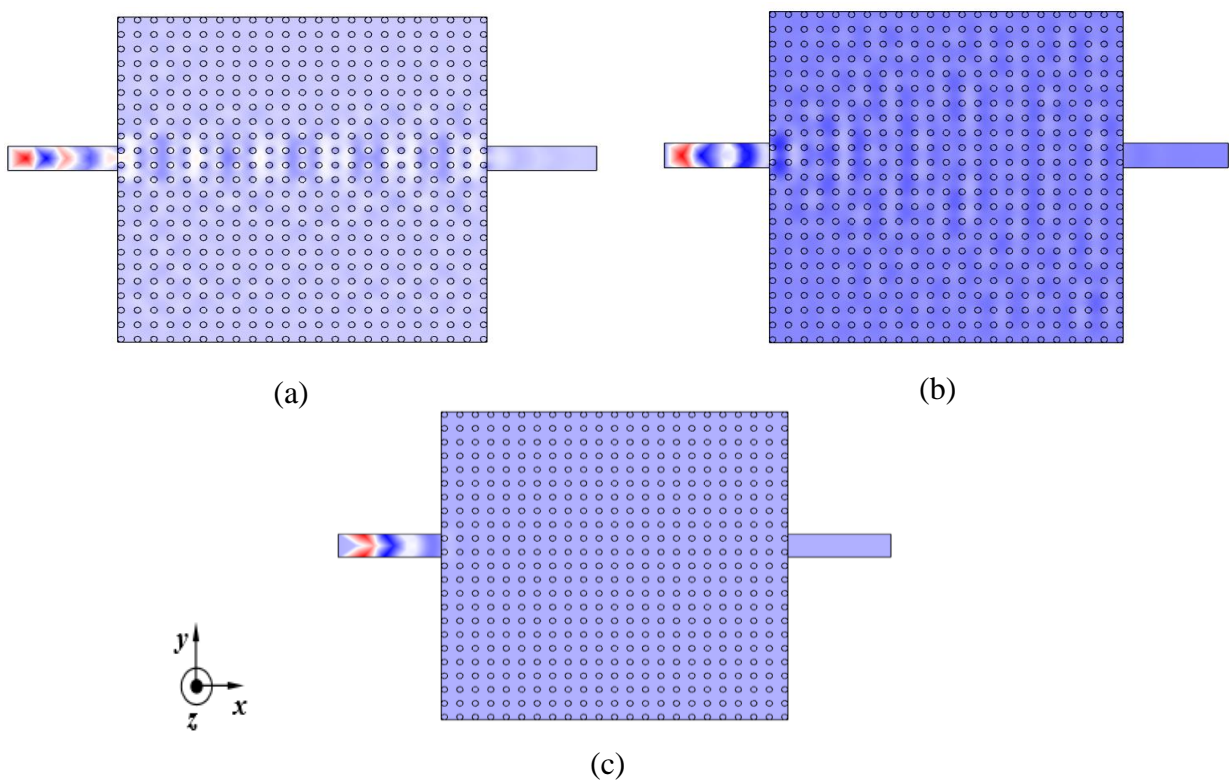


Figure III. 7: Répartition du champ électrique d'une structure CP carrée sans défaut pour différents longueurs d'ondes en mode TE: (a) pour $\lambda=1.2 \mu\text{m}$ et (b) pour $\lambda=1.3116 \mu\text{m}$. (c) pour $\lambda=1.5528 \mu\text{m}$.

Selon la figure III.7 nous observons l'absence de propagation de l'onde électromagnétique dans la structure à maille triangulaire aux différentes longueurs d'onde.

III. 4. Etudes des structures bidimensionnelles avec défaut

Les guides d'onde sont réalisés en créant des défauts au sein du CP (défaut linéaire) dans une structure périodique parfaite qui consiste à enlever une rangée ou plus dans le cristal photonique d'un réseau triangulaire ou carrée de tiges diélectriques à base de GaAs plongées dans l'air.

III. 4. 1. Conception du guide mono-rangée W_1^{KA}

Nous proposons un guide d'onde linéaire obtenu en enlevant une rangée de piliers de GaAs en gardant les mêmes paramètres géométriques et physiques utilisés dans la conception des structures sans défaut.

III. 4. 1. 1. Guide mono-rangée W_1^{KA} en structure carrée

La structure CP-2D du guide mono-rangée W_1^{KA} en structure carrée est représentée sur la figure suivante :

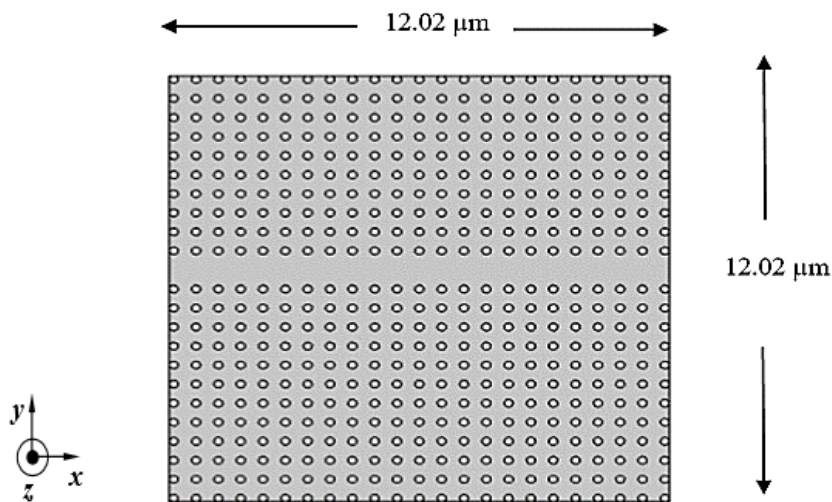


Figure III. 8: Guide W_1^{KA} dans une structure carrée.

La figure III. 9. illustre les résultats de la simulation obtenus sous logiciel Comsol Multiphysics des coefficients de transmission et de réflexion.

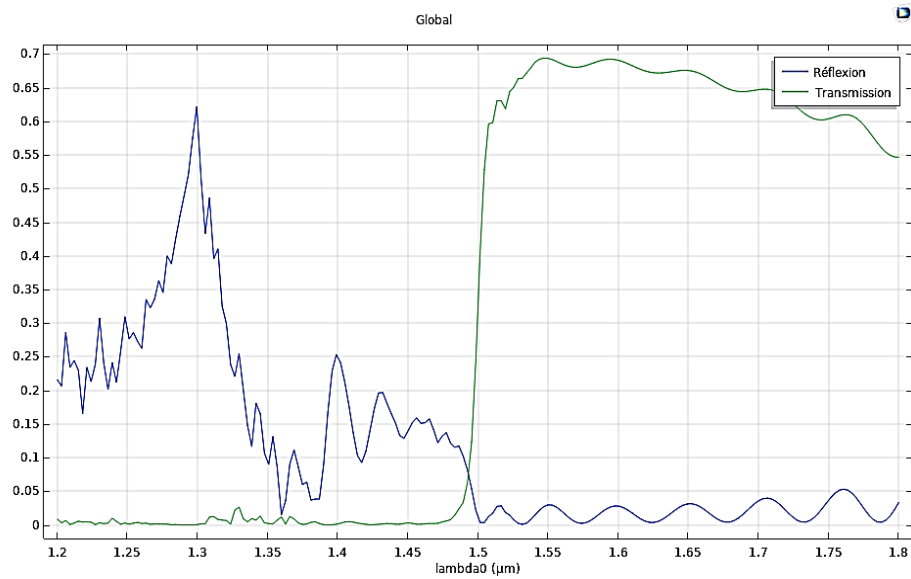
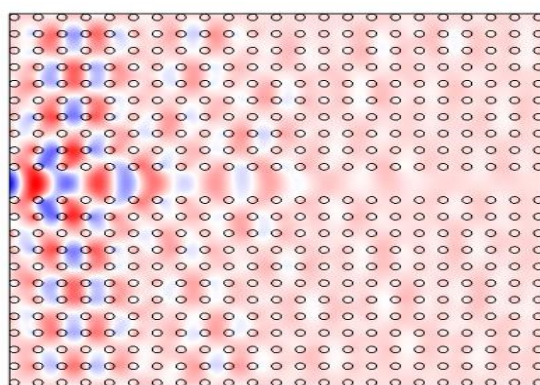
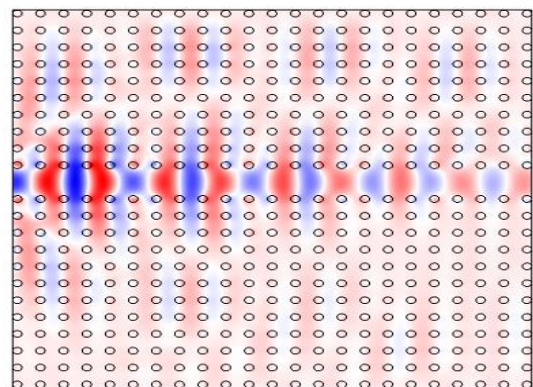


Figure III. 9: La réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide mono-rangée.

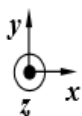
La figure III.9 présente le spectre simulé en terme de transmission et réflexion dans un intervalle de longueur $[1.2, 1.8] \mu\text{m}$. Nous constatons que la transmission est quasiment nulle au voisinage de la longueur d'onde $1.31 \mu\text{m}$ par contre la réflexion atteint un niveau plafond de l'ordre de 63 %. D'autre part, nous enregistrons un coefficient de transmission de l'ordre de 70% au voisinage de $1.55 \mu\text{m}$, sa réflexion est quasiment nulle, ceci est dû à la présence des BIPs à cette longueur d'onde.



(a)



(b)



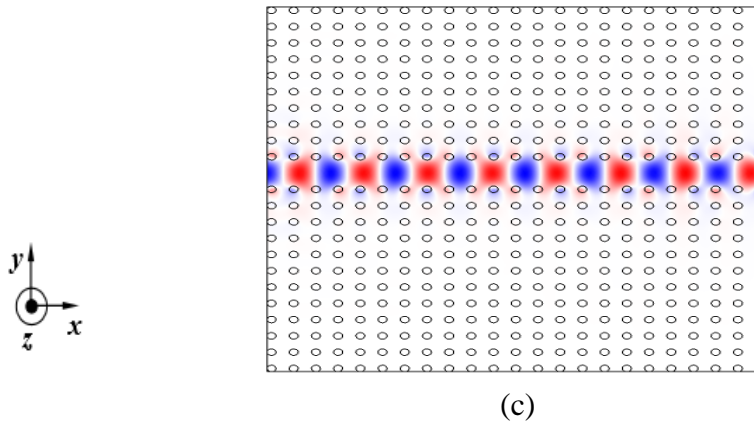


Figure III. 10: Répartition du champ électrique d'un guide mono rangée à base de CPs à maille carrée pour différentes longueurs d'ondes en mode TE: (a) pour $\lambda=1.31 \mu m$ et (b) pour $\lambda= 1.37 \mu m$.(c) pour $\lambda= 1.55 \mu m$.

On reporte sur la figure III.10, la distribution spatio-temporelle du champ électrique à l'intérieur du guide mono-rangée. L'allure de la distribution du champ 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.

III. 4. 1. 2. Conception du guide mono-rangée $W_3^K A$ en structure triangulaire

Dans cette section de ce chapitre, nous étudions le cas d'un guide d'onde $W_3^K A$ obtenu en enlevant trois rangées de piliers de GaAs comme il est illustré sur la figure ci-dessous, tout en gardant les mêmes paramètres géométriques et physiques utilisés dans la conception des structures sans défaut.

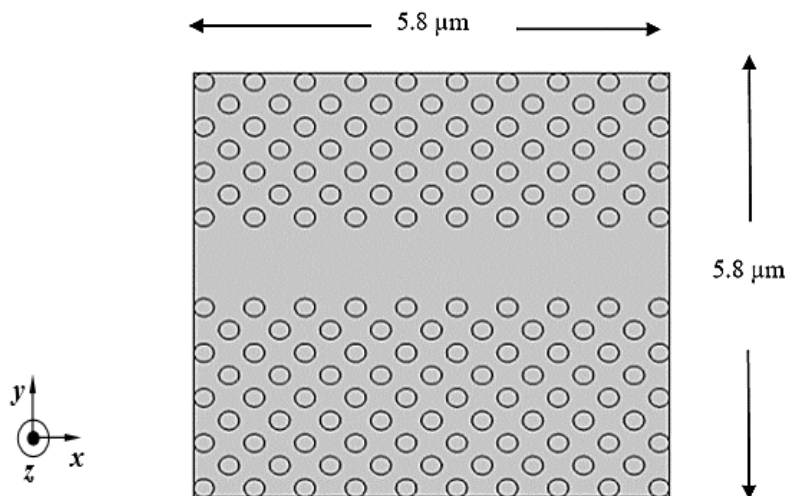


Figure III. 11: Guide $W_3^K A$ dans une structure triangulaire.

Sur la figure suivante, nous donnons le spectre de transmission correspondant au guide $W_3^K A$ donné dans la figure III.11. Il est facile d'observer l'apparition d'une large bande de transmission incluant la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ sans toutefois voir l'aspect caractéristique du filtrage.

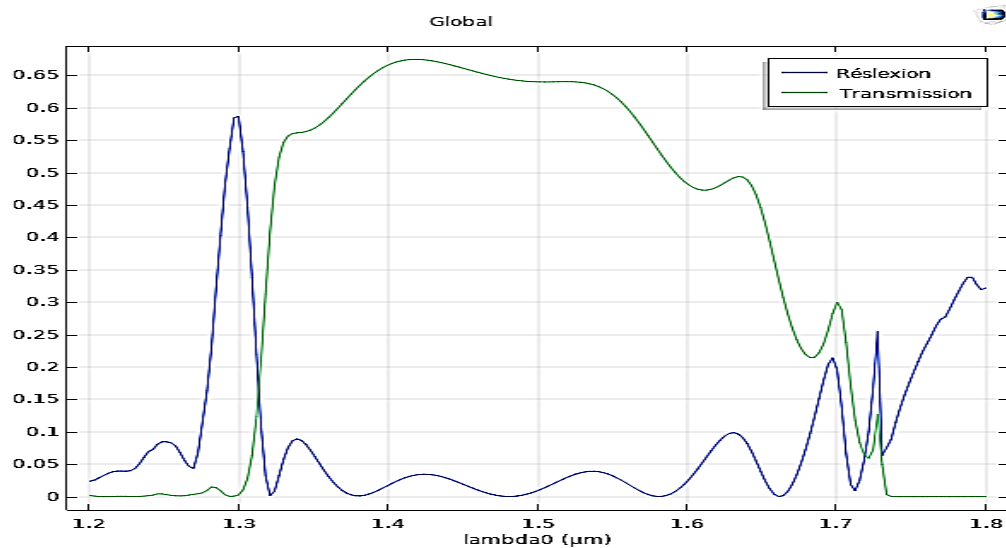
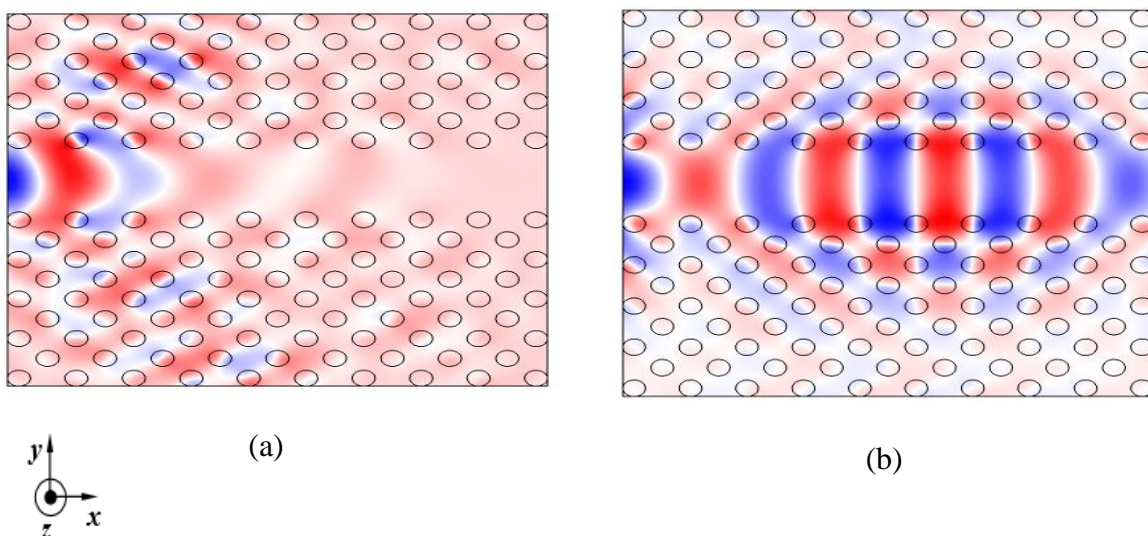


Figure III. 12: Coefficient de transmission calculé de $W_3^K A$. $r/a = 0.2$, $a=0.6 \mu\text{m}$.

On reporte sur la figure III.13, la distribution spatio-temporelle du champ électrique à l'intérieur du guide $W_3^K A$ pour différentes longueurs d'ondes. Il apparait bien dans l'allure de la distribution du champ E_z le phénomène de guidage de la lumière le long du guide d'onde pour les trois cas de longueurs d'ondes visualisées. Par contre seule le cas de la figure (c) montre le confinement totale du champ électromagnétique et ceci pour la longueur d'onde désirée ($\lambda=1.55 \mu\text{m}$).



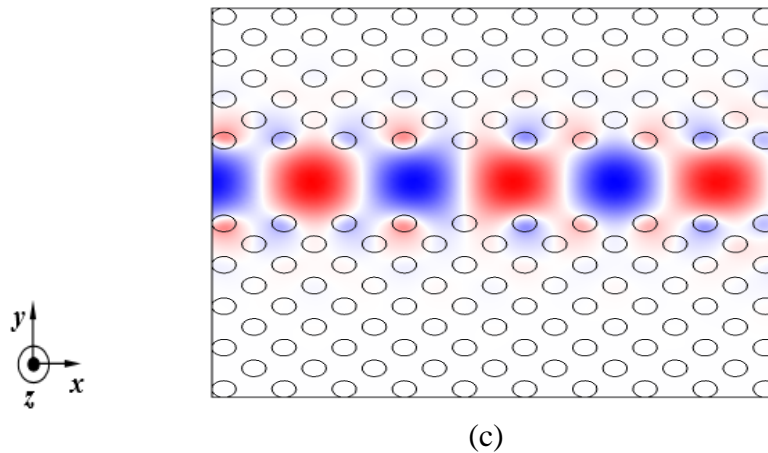


Figure III. 13: Répartition du champ électrique E_z du guide $W_3^K A$ pour différents longueurs d'ondes en mode TE: (a) pour $\lambda=1.2 \mu m$ et (b) pour $\lambda= 1.31 \mu m$.(c) pour $\lambda= 1.55 \mu m$.

III. 5. Applications des filtres à bases des résonateurs

Par définition un résonateur en anneau est un dispositif dans lequel certains rayons lumineux sont susceptibles de rester confinés grâce à des miroirs sur lesquels ils se réfléchissent.

Comme le montre figure III. 14 ; un résonateur optique en anneau est constitué de quatre ports répartis sur deux guides plans symétriques renfermant un anneau et dans lequel une partie de la lumière incidente dans le port « input » sera couplée selon une condition spécifique dans l'anneau, où un autre phénomène surgit, la lumière s'interfère sur elle-même et gagne en intensité après plusieurs tours suivant l'interférence constructive. Cette lumière sera de nouvelle couplée et envoyé vers le port « drop ».

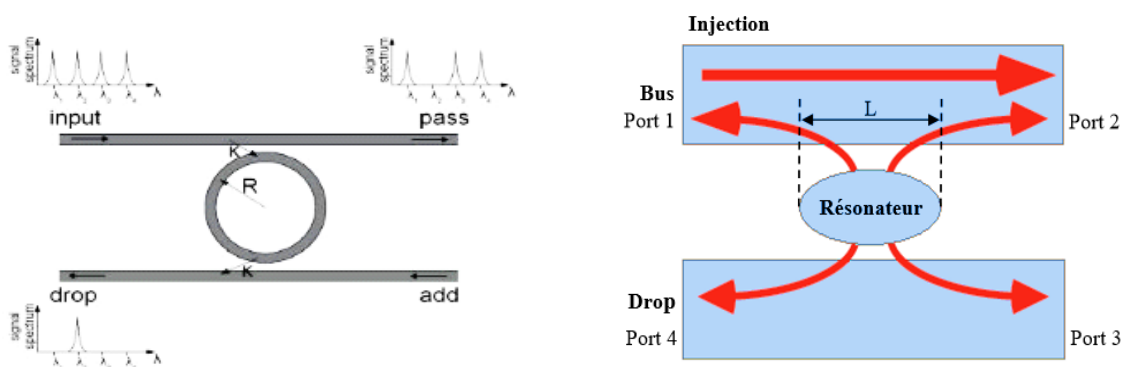


Figure III. 14 : Principe de fonctionnement d'un CDF comportant un résonateur qui supporte un seul mode de résonance.

Comme cité précédemment le but de ce travail est de concevoir un filtre ultra sélectif à base de CPs dans une maille carrée en structure hexagonale. Le filtre proposé est conçu en utilisant un cristal photonique à deux dimensions constitué de piliers diélectriques en GaAs de section circulaire plongé dans l'air dans un réseau carré de période $a=0.48 \mu\text{m}$, et de rayon normalisé des tiges $r/a= 0.2$ leur indice de réfractons n_{GaAs} . Ce types de filtre est appelé filtre channel drop (CDF).

III. 5. 1. Filtre Channel drop à base de CPs avec un seul ring résonateur (PCRR): Système à trois ports

La structure schématisée dans la figure III. 15, faisant 23 rangées de long et 23 rangées de large correspond à un filtre Channel drop appelé (CDF). Ce dernier se compose d'un guide d'onde bus, d'un guide drop et d'un résonateur en anneau hexagonale (élément de couplage). En outre, il comporte trois ports : A, B et C. Les ports A et B sont les terminaux de sortie du guide bus, alors que le port C désigne le canal terminal du guide drop. Le PCRR est formé par des défauts ponctuels (en omettant quelques tiges du CP). Les spectres de la transmission normalisée du filtre Channel drop sont obtenus à l'aide du simulateur Comsol Multiphysics.

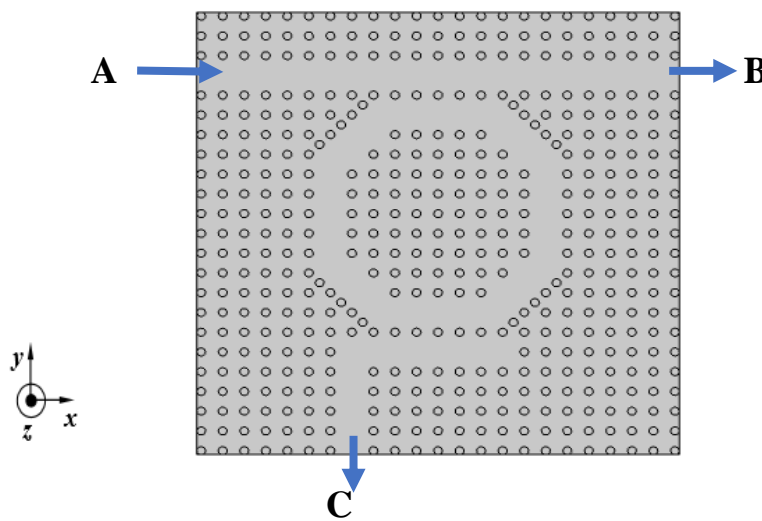


Figure III. 15: Structure schématique.

La figure III. 16, illustre les coefficients de transmission en fonction des longueurs d'ondes correspondantes aux différentes sorties du CDF tels que les ports : B et C sont associés respectivement au guide d'onde Bus et guide d'onde drop calculé à partir du simulateur Comsol Multiphysics. Sur la même figure, nous observons l'existence d'un pic résonant à $\lambda = 1.5498 \mu\text{m}$, obtenu à la sortie du port C. avec un taux de transmission de 63 %.

Le facteur de qualité est un paramètre caractéristique d'un filtre; il est 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).

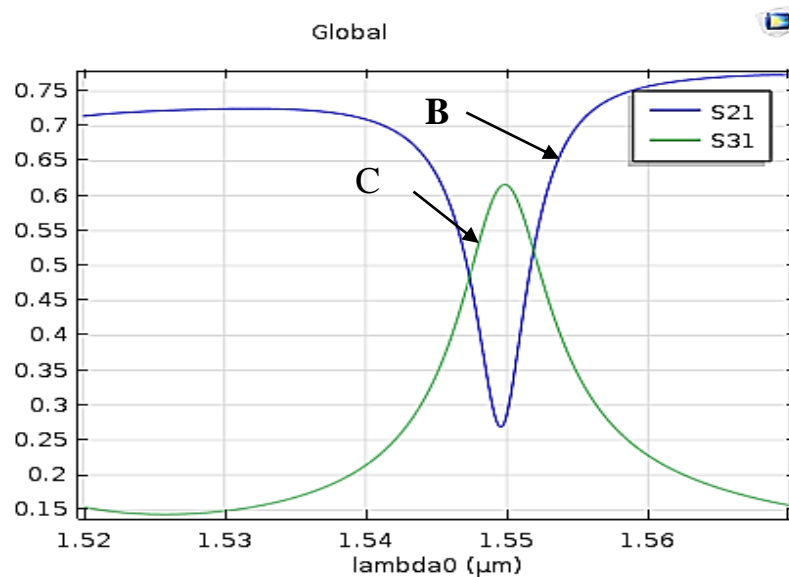


Figure III. 16: Spectre de transmission du CDF aux ports B et C.

Afin de démontrer la performance du filtre en terme de transmission, nous avons simulé la distribution du champ électrique dans ce composant pour deux longueurs d'onde différentes qui sont $\lambda_1 = 1.37 \mu m$ et $\lambda_2 = 1.55 \mu m$.

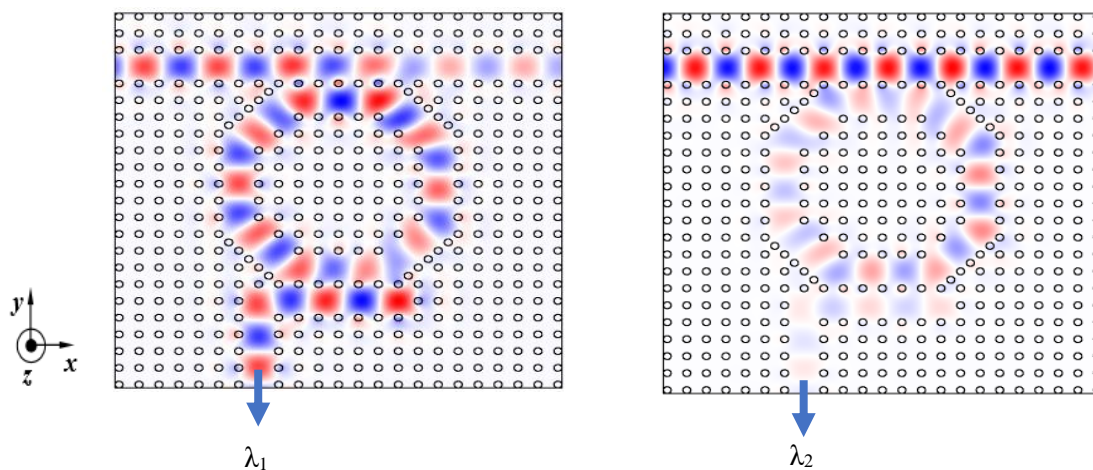


Figure III. 17: Répartition du champ électrique dans le CDF en polarisation TE aux longueurs d'onde, pour $\lambda_1 = 1.37 \mu m$ (hors résonance) et (b) pour $\lambda_2 = 1.55 \mu m$ (à résonance).

Comme le montre la figure ci-dessus, en raison du couplage entre le guide d'onde et le résonateur en anneau à la longueur d'onde de résonance ($\lambda_2 = 1.55 \mu m$), le signal est complètement extrait du guide d'onde bus et transféré ensuite au guide d'onde drop via le

résonateur. Alors qu'en absence de résonance ($\lambda_I=1.37 \mu m$), le signal ne se couple pas et continue de se propager dans le guide bus et sort par le port B de l'arrière bus.

III. 5. 2. Filtre Channel drop à base de CPs avec deux rings résonateurs (PCRR): Système à trois ports

On peut aussi réaliser un filtre Channel drop à base de CP-2D avec deux rings de résonateurs comme indiqué sur la figure III.18. Cette structure fait 33 rangés de long et 33 rangés de large, la période du réseau vaut $a = 0.6 \mu m$, r/a est à égale 0.185. Dans une gamme de longueur d'onde comprise entre $[1.53, 1.57] \mu m$; l'indice de réfraction du matériau utilisé vaut (n_{GaAs}). Rappelons que cette structure a été excitée à l'entrée en polarisation TE. Ce filtre (CDF).suit la même topologie du CDF à un seul ring avec l'existence d'un deuxième élément de couplage

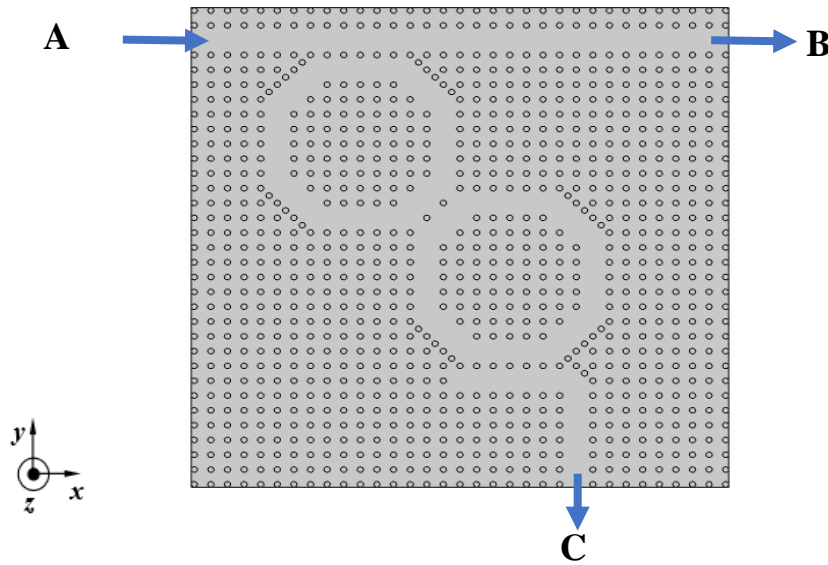


Figure III. 18: Représentation schématique de filtre CDF à deux rings résonateurs.

La figure III. 19 montre les spectres de transmission normalisés correspondants aux ports B et C; associés respectivement au guide d'onde Bus et guide d'onde drop. IL apparait nettement sur le spectre de transmission l'existence d'un pic résonant à $\lambda = 1.5496 \mu m$ avec un taux de transmission de 54 % ceci correspond à l'efficacité d'extraction du filtre.

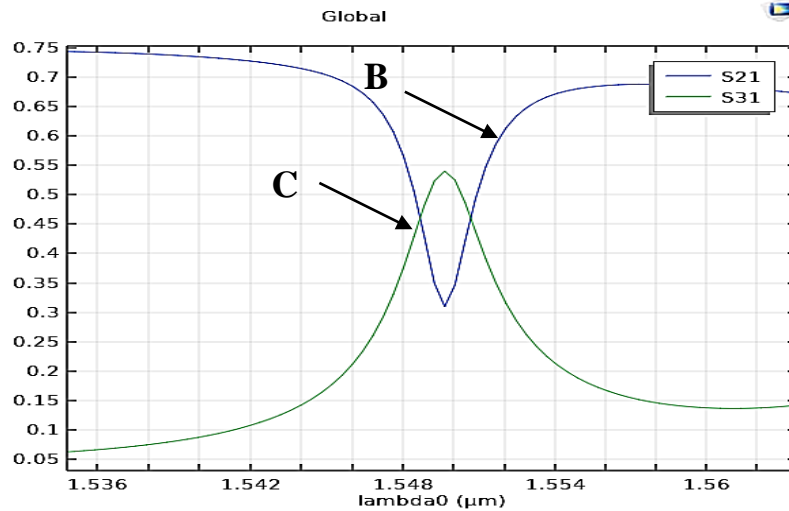


Figure III. 19: Spectre de transmission du CDF aux ports B et C.

Dans le but d'améliorer les performances du filtre en terme de transmission, nous avons simulé la distribution du champ électrique dans ce composant à base de CPs pour deux longueurs d'onde différentes tel que : $\lambda_1 = 1.5351 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 1.5496 \mu\text{m}$.

Les deux cartographies représentant la distribution spatio temporelle de la composante E_z du champ électrique régnant au sein du PCR à double ring confirment l'existence du phénomène de guidage et montrent le confinement du champ électromagnétique le long des guides d'ondes. En plus en raison du couplage entre le guide d'onde et le résonateur en anneau à la longueur d'onde de résonance ($\lambda_2 = 1.5496 \mu\text{m}$), le signal est complètement extrait du guide d'onde bus et transféré ensuite au guide d'onde drop via le résonateur. Alors qu'en absence de résonance ($\lambda_1 = 1.5351 \mu\text{m}$), le signal ne se couple pas et continue de se propager dans le guide bus et sort par le port B.

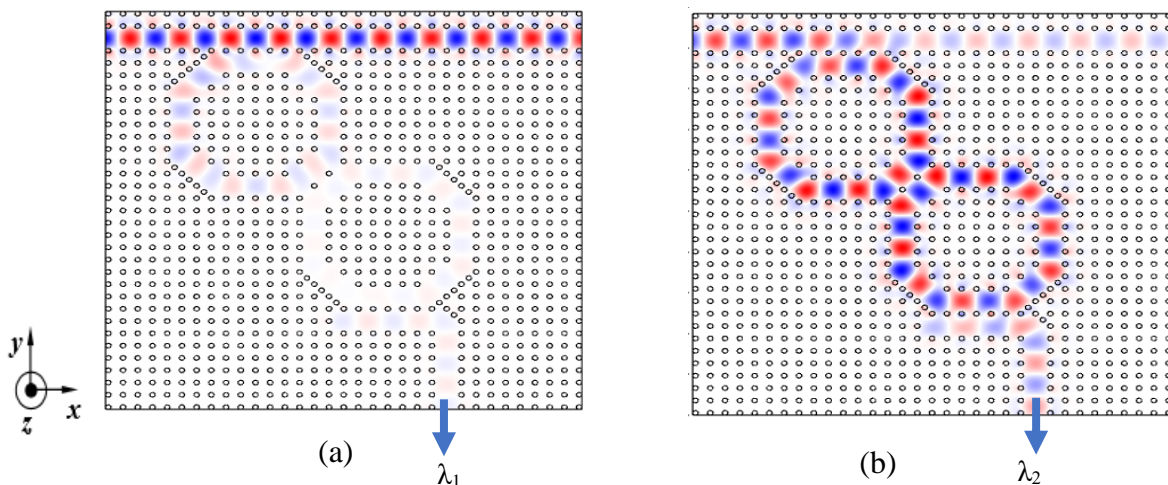


Figure III. 20: Distribution spatio-temporelle électrique dans le CDF en polarisation TE aux longueurs d'onde pour $\lambda_1 = 1.5351 \mu\text{m}$ (hors résonance)(a) et (b) pour $\lambda_2 = 1.5496 \mu\text{m}$ (à résonance).

III. 5. 3. Filtre Channel drop à base de CPs avec trois anneaux résonateurs (PCRR): Système à trois ports

En suivant la même procédure que les deux premiers filtres conçus précédemment, et en utilisant le simulateur Comsol Multiphysics nous sommes arrivés à concevoir un nouveau filtre (CDF) composé de trois anneaux résonateurs comme il est montré sur la figure suivante.

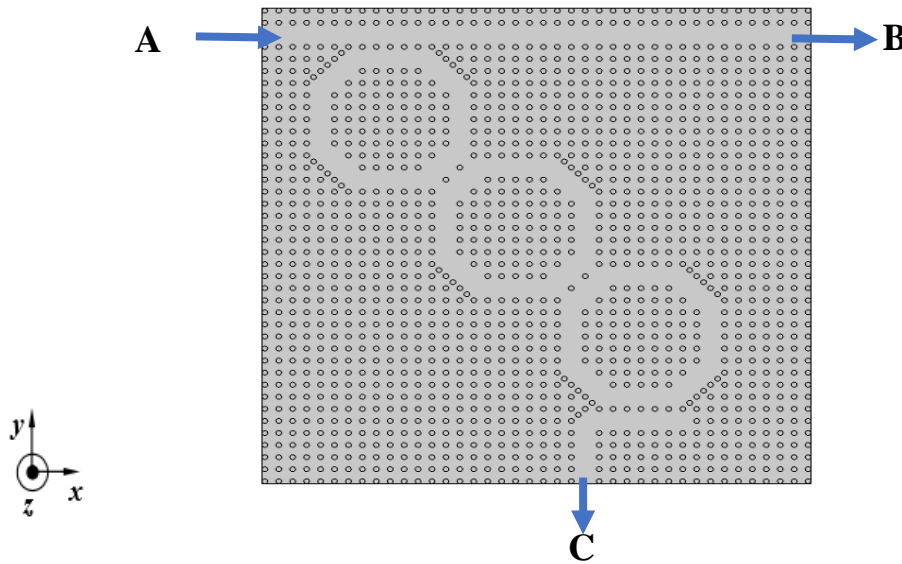


Figure III. 21: Structure schématique de filtre CDF à trois anneaux résonateurs.

La figure III. 22 illustre les réponses spectrales dans le guide d'onde bus (port B) et dans le guide d'onde drop vers le bas (port C), calculés à partir des simulations Comsol Multiphysics, pour la gamme de longueurs d'ondes associée à la BIP.

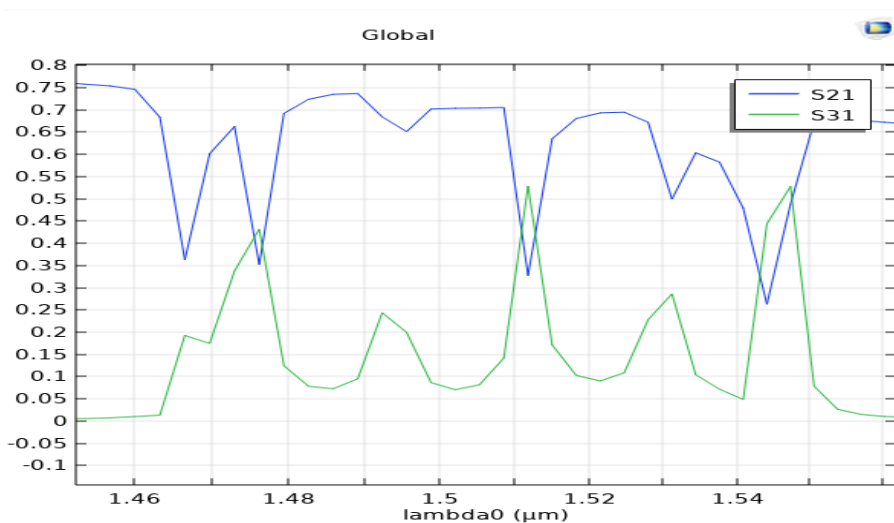


Figure III. 22: Spectre de transmission du CDF aux ports B et C.

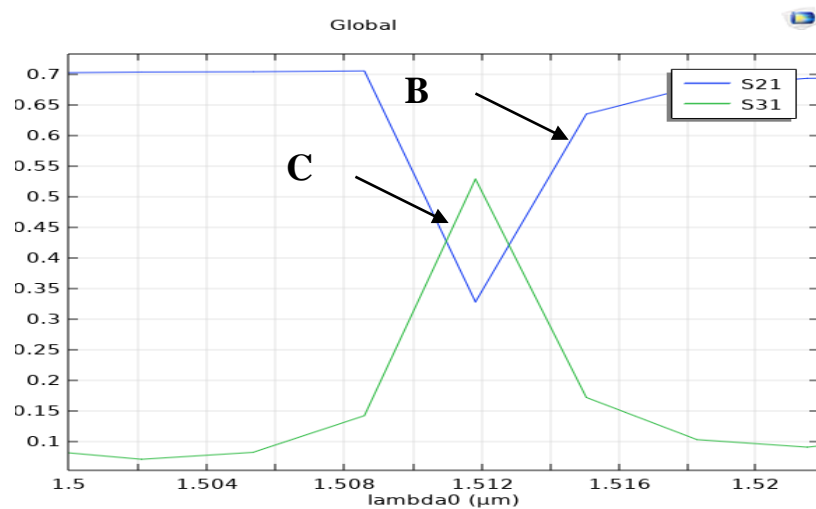


Figure III. 23: Spectre de transmission du CDF aux ports B et C avec scale $1.55 \mu m$.

Il est facile d'observer l'apparition d'une large bande de transmission s'étalant dans la plage de longueurs d'ondes $[1.5-1.57] \mu m$. On voit apparaitre aussi un pic de résonance au voisinage de $1.2555 \mu m$ avec un coefficient de transmission de l'ordre de 53 % caractérisant ainsi l'aspect sélectif du CDF

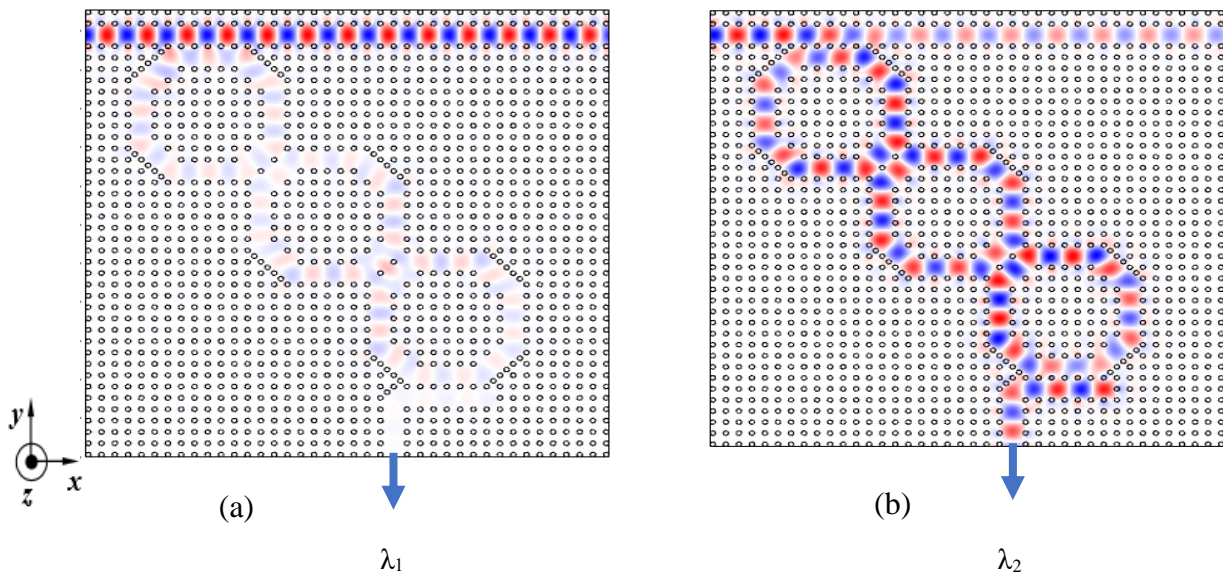


Figure III. 24: Distribution spatio-temporelle électrique dans le CDF en polarisation TE aux longueurs d'onde pour $\lambda_1= 1.4245 \mu m$ (hors résonance) et (b) pour $\lambda_2= 1.5118 \mu m$ (à résonance)

Les deux cartographies schématisent la distribution spatio temporelle du champ électrique à l'intérieur du filtre CDF à trois résonateurs. Il apparait bien le confinement et le guidage de la lumière dans le guide bus et guide drop. De plus, nous constatons le phénomène de résonance pour la longueur d'onde $\lambda_2= 1.5118 \mu m$ et hors résonance pour $\lambda_1= 1.4245 \mu m$; ceci est dû au couplage entre des guides d'ondes et les résonateurs en anneaux.

III. 5. 4. Filtre Channel drop à base de CPs avec quatre rings résonateurs (PCRR): Système à quatre ports

En dernier lieu, nous avons proposé une autre topologie de filtre Channel drop afin d'améliorer la sélectivité et d'augmenter le nombre de résonance. Cette structure est composée de quatre rings de forme hexagonale couplés avec deux autres guides qui sont : le guide Bus et le guide drop. La figure ci-dessous récapitule le schéma général de ce nano composant optique.

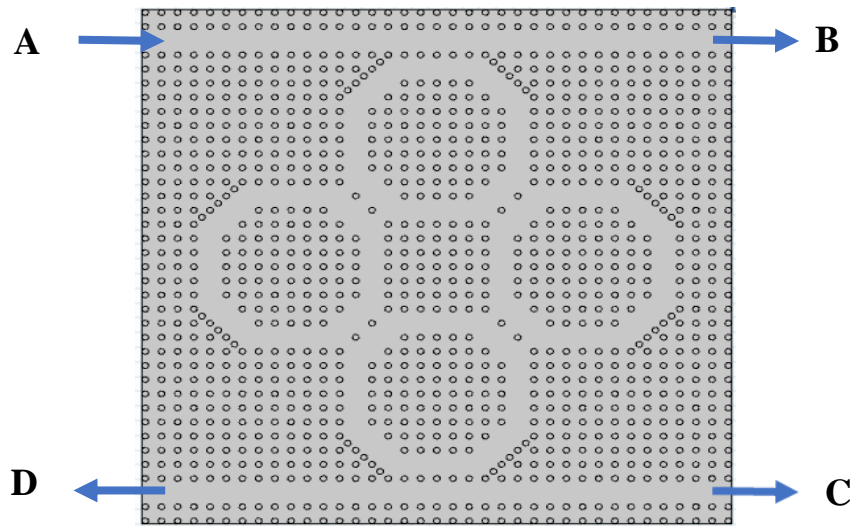


Figure III. 25: Structure schématique de filtre CDF à quatre rings résonateurs.

La figure III. 26, illustre la réponse spectrale en terme de transmission correspondant à la dernière topologie de filtre Channel présentée dans la figure III.25. Il apparait bien sur les spectres obtenus par simulation sous environnement Comsol l'absence du phénomène de filtrage et de sélectivité de la longueur d'onde désirée ($1.55 \mu m$), obtenue à la sortie des deux ports C et D. Par contre nous enregistrons un maximum du taux de transmission au voisinage de $1.27 \mu m$ et $1.33 \mu m$

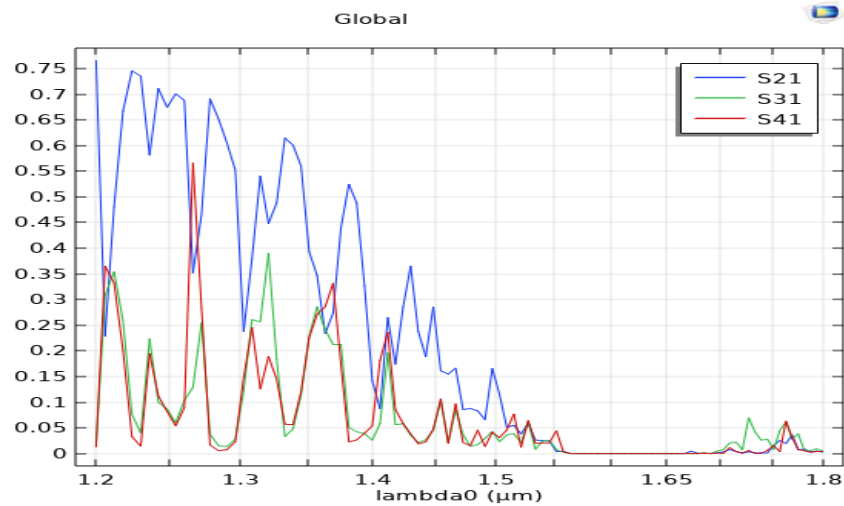


Figure III. 26: Spectre de transmission du CDF aux ports B,C et D.

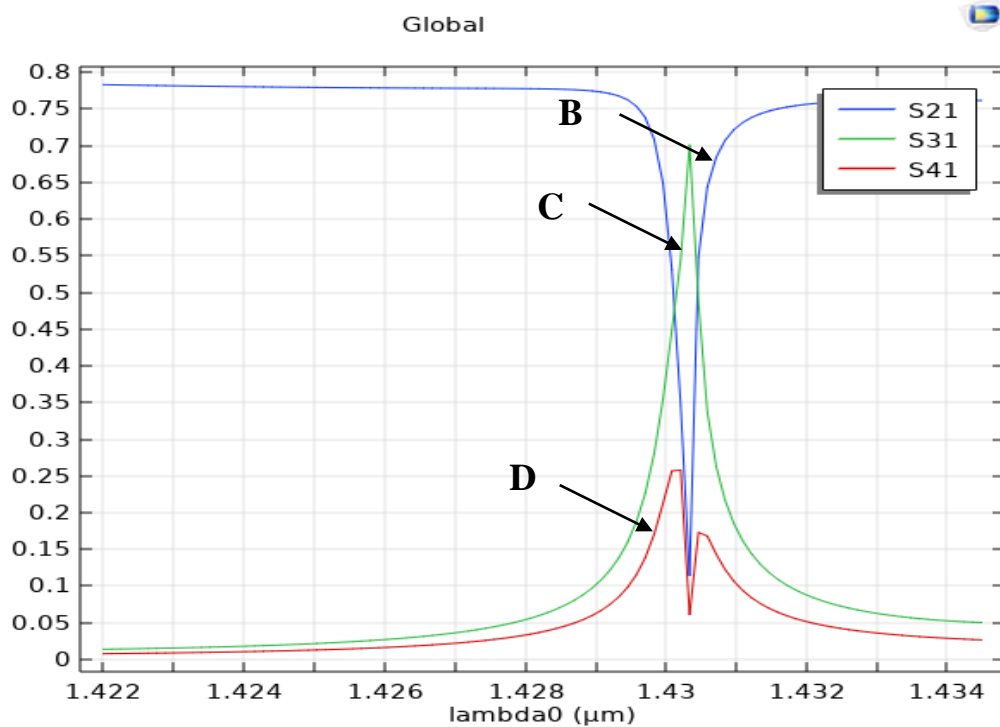


Figure III. 27: Spectre de transmission du CDF aux ports B,C et D avec scale $1.55 \mu\text{m}$.

Afin de démontrer la performance du filtre en terme de transmission, nous avons simulé la distribution du champ électrique dans ce composant pour deux longueurs d'onde différentes qui sont $\lambda_1 = 1.423 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 1.4303 \mu\text{m}$.

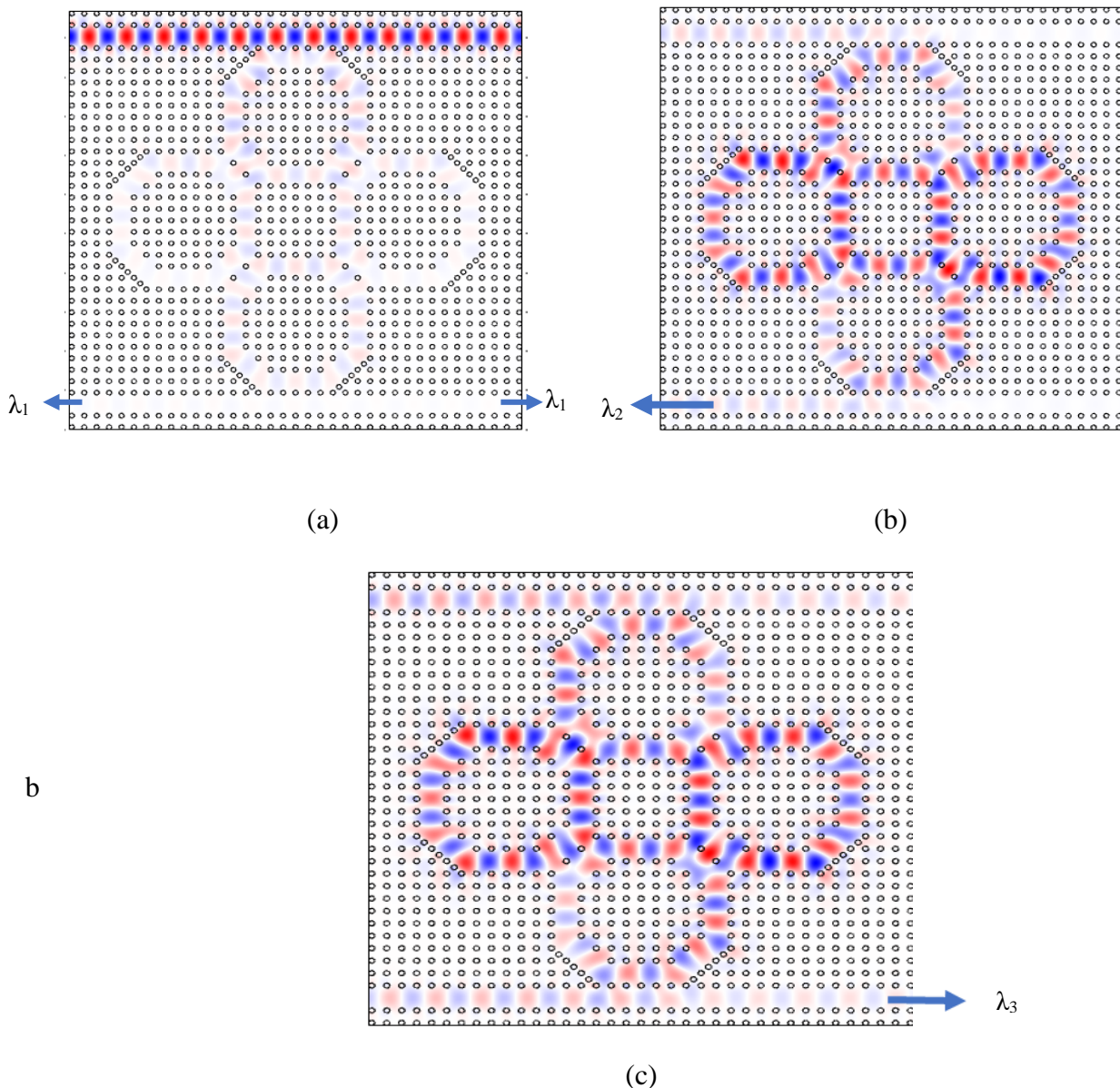


Figure III. 28: Répartition du champ électrique dans le CDF en polarisation TE aux longueurs d'onde, pour $\lambda_1 = 1.423 \mu\text{m}$ (hors résonance) (a) et (b) pour $\lambda_2 = 1.4303 \mu\text{m}$ (à résonance), (c) pour $\lambda_3 = 1.4302 \mu\text{m}$ (à résonance).

Comme le montre la figure ci-dessus, en raison du couplage entre le guide d'onde et les résonateurs en anneaux à la longueur d'onde de résonance ($\lambda_2 = 1.4303 \mu\text{m}$) et ($\lambda_3 = 1.4302 \mu\text{m}$), le signal est complètement extrait du guide d'onde bus et transféré ensuite au guide d'onde drop via le résonateur. Alors qu'en absence de résonance ($\lambda_1 = 1.423 \mu\text{m}$), le signal ne se couple pas et continue de se propager dans le guide bus et sort par guide bus.

III. 5. Conclusion

Dans le but d'améliorer les performances électromagnétiques des filtres ultra sélectifs hauts débits en terme de transmission ; 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 éléments finies temporel en 2D par le biais du simulateur Comsol Multiphysics.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la conception des guides d'ondes sans et avec défauts dans le réseau carré et triangulaire pour une structure déconnecté à base de CP-2 D. Les structures traitées à base de CPs et les guides d'ondes de type $W_1^K A$ sont polarisés en mode TE. Les résultats de simulation obtenus montrent que les guides d'ondes mono-rangées présentent une dispersion très élevée au voisinage de $\lambda=1.31 \mu m$ et $\lambda= 1.37 \mu m$ pour le réseau carré. En revanche, les guides d'ondes de type $W_3^K A$ offrent une large bande de transmission dans l'intervalle de longueur d'ondes $[1.31-1.7] \mu m$. Nous concluons que les deux types de guides $W_1^K A$ et $W_3^K A$ assurent le bon guidage et confinement de la lumière au sein des structures.

Dans une seconde partie, nous avons proposé des filtres Channel drop à base de de CPs -2D constitués des rings différents(un, deux , trois et quatre résonateurs hexagonaux) pour extraire la fréquence $1.55 \mu m$ qui est utilisée en télécommunication par fibre optique. Nous avons obtenu une transmission totale de l'ordre de 63% correspondante à la longueur d'onde $1.55 \mu m$ pour le PCRR à un seul anneau. En revanche le taux de transmission au voisinage de la longueur d'onde désirée s'est dégradé en augmentant le nombre d'anneaux résonateurs de deux jusqu'aux quatre rings.

Conclusion générale

Conclusion Générale

Les cristaux photoniques sont des matériaux diélectriques nano structurés dont l'indice de réfraction varie de façon périodique à l'échelle de la longueur d'onde de la lumière. Cette périodicité provoque l'apparition de bandes interdites à la propagation de la lumière à l'intérieur du cristal sur des plages de longueurs d'onde dépendantes des caractéristiques de celui-ci (dimension et indice du motif de répétition).

Au cours de ce travail, nous avons cherché à concevoir quelques éléments qui trouveraient leur place dans un circuit intégré optique, tels que les filtres ultra sélectifs à hauts débits à base de CPs-2D. Le but est d'extraire l'onde ultra courte (1.55 μm) utilisée dans la Télécommunication par fibre optique. Notre simulation est effectuée sur la base de la méthode des éléments finies temporelles en utilisant le simulateur commercial Comsol Multiphysics qui nous a permis de nous donner les réponses spectrales en termes de transmission et de réflexion, et de calculer les composantes du champs électriques au sein de ces nano composants optiques

Notre étude a été composée de trois chapitres :

Nous avons commencé notre premier chapitre par des concepts généraux sur les cristaux photoniques et plus particulièrement les notions de bande interdite photonique et de diagramme de bande ainsi que les défauts dans les CP-2D. Finalement, nous avons présenté les diverses applications des cristaux bidimensionnels tels que : les démux, les filtres add drop...etc.

Dans le deuxième chapitre, nous avons établi les principes de couplage entre guide à cristal photoniques et guide à cavité couplées, ainsi que le principe de fonctionnement de filtre Fabry-pérot et enfin nous avons donné quelques applications des filtres à bases des résonateurs

Dans le troisième chapitre nous avons abordé les simulations pour la conception des structures à CPs-2D ; sans défauts et avec défauts, comme les guides d'ondes W_1^{KA} et W_3^{KA} . Enfin nous avons proposé des filtres ultra-sélectifs hauts débits à extraction (Channel drop filters, CDFs) basés sur le couplage entre des guides d'onde et des résonateurs en anneaux à base de CPs-2D dans des structures déconnectés (PCRRs) (ring resonator) afin d'extraire la longueur d'onde 1.55 μm . Nous avons proposé quatre topologies de filtres : la première

contient trois ports, un port d'entrée et deux ports de sortie, dans lequel un PCRR est situé entre deux guides d'ondes parallèles de forme hexagonale. Tandis que la seconde topologie du filtre PCRR comporte deux résonateurs en anneau et trois ports d'entrée et de sortie. Nous sommes passés ensuite à la conception de deux autres filtres sélectifs dont le premier contient trois résonateurs ring et le dernier comporte quatre résonateurs en anneaux dans le but d'améliorer les performances électromagnétiques en terme de transmission, aussi afin d'augmenter le nombre de résonance. Nous avons obtenu une transmission totale de l'ordre de 63% et correspondant à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ pour le PCRR à un seul filtre en anneau. En revanche le taux de transmission au voisinage de la longueur d'onde désirée s'est dégradé en augmentant le nombre d'anneaux résonateurs de deux jusqu'aux quatre rings.

Ce mémoire reste une étude préliminaire à compléter et à améliorer ses résultats par d'autres simulations dans le proche futur. Donc dans le prolongement de ce travail, nous proposons améliorer les résultats obtenus surtout pour les deux dernières topologies de filtre sélectif comportant trois et quatre rings respectivement et en choisissant les bonnes valeurs de paramètres physiques et géométriques des tiges diélectriques qui constituent les structure CPs-2D utilisée pour la conception des filtres sélectifs à hauts débits désirés. Ceci ne sera possible qu'après une analyse rigoureuse de la carte de bande interdite de la structure déconnectée du GaAs.

Références Bibliographiques

- [1] **F. Lallam**, H. Abri Badaoui, and M. Abri, " Novel 1.31 μ m 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). <http://www.photonics.pl/PLP>
- [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] Annabelle Gasco, «Fabrication et Caractérisation de Cristaux Photoniques pour Exaltation de Fluorescenc», Mémoire de master, Université de montréal, décembre 2010.
- [4] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung, "Photonic band structure : the facecentered-cubic case employing nonspherical atoms," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, N°17, 2295–2298, 1991.
- [5] Wang, T. C ; Cohen, R. E ; Rubner, M. F. Metallodielectric Photonic Structures Based on Polyelectrolyte Multilayers *Adv. Mater.* 2002, 14, 1534.
- [6] Kok, A.A.M ; van Heesch, C. M ; Geluk, E.J ; Sander-Jochem, M.J.H ; van der Tol, J.J.G.M.; Oei, Y.S.; Smit, M.K. Two-Dimensional photonic crystals on InP Rods *proc. IEEE/LEOS 2005*, 273.
- [7] Deubel, M ; Wegener, M ; Kaso, A ; John, S. Direct Laser Writing and Characterization of "Slanted Pore" Photonic Crystals *Appl. Phys. Lett.* 2004, 85, 1895.
- [8] C. Lecaplain, A. Hideur, S. Février, P. Roy, «Mode-locked Yb-doped Bragg fiber laser», *Optics Letters*, Vol. 34, no. 18, pp.2879-2881 (2009).
- [9] J. Zi, X. Yu, Y. Li, X. Hu, C. Xu, X. Wang, X. Liu et R. Fu, "Coloration strategies in peacock feathers", *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol.100, p. 12576-12578, 2003.
- [10] M. Jacobs, M. Lopez-Garcia, O.-P. Phrathep, T. Lawson, R. Oulton, et H. M. Whitney « Photonic multilayer structure of Begonia chloroplasts enhances photosynthetic efficiency », *Nat. Plants*, vol. 2, no 11, p. 16162, oct. 2016.
- [11] Melle. Saidani Asma, « Application des méthodes stochastiques pour l'optimisation des filtres passe-bande à base des cristaux photoniques unidimensionnels », mémoire master, Université de abou-bakr belkaïd, tlemcen, 2014.
- [12] V.VIGNERAS, H. ROUSSEL, J.P PARNEIX, W. TABBARA « Modélisation et mesure de la réponse électromagnétique de structures BIP bidimensionnelles » *JNM 2001*, Poitiers, 16-18 mai 2001.

Références Bibliographiques

- [13] Laurent Oyhénart, « Modélisation, Réalisation et caractérisation de cristaux photoniques tridimensionnels en vue d'application à la compatibilité électromagnétique », thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, N d'ordre 3114, 13 Déc, 2005.
- [14] 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).
- [15] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures", *Phys. Rev. Lett.*, Vol.65, p.25, 1990.
- [16] Christian GRILLET, «Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée», Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [17] Marc ZELSMANN « Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de la lumière » thèse de doctorat, université Joseph Fourier-Grenoble 1, novembre 2003.
- [18] Sedik Kheffache, «Propagation d'ondes élastiques dans les cristaux phononiques bidimensionnels», Mémoire de magister, Université de Tizi-Ouzou, 28, Sept 2011.
- [19] Maxene Hofman, « Composants Optiques à base de cristaux photonique pour applications à l'imagerie infrarouge », thèse de doctorat, université Lille, N d'ordre 40643, 23, nov 2011.
- [20] D. Cassagne, C. Jouanin, D. Bertho "Hexagonal photonic band gap structures", *Physical Review B*, Vol. 53, pp. 7134-7141, (1996).
- [21] Benoît LOMBARDET, «étude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégré», thèse de doctorat, N 3254, université Lausanne, 2005.
- [22] 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.
- [23] J.D.Joannopoulos, S.G.Johnson, J.N.Winn, R.D.Meade(1995), «Photonic Crystals Molding the Flow of Light», *2nd Edition*(Princeton University Press), 2008, 51p.
- [24] BENDJELLOUL Rahima, «Etude du couplage dans les guides d'onde à cristaux photoniques», Mémoire de magister, université Constantine, 11, Nov2009.
- [25] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Three-dimensionally periodic dielectriclayered structure with omnidirectional photonic band gap," *Appl. Phys. Lett*, vol. 77, no. 22, pp. 3490–3492, 2000.

Références Bibliographiques

- [26] D. BERNIER, « Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde », Thèse de doctorat n° 9305, L'université paris-sud-XI, ORSAY, 2008.
- [27] Amel LABBANI, « matériaux bip à base de nanoparticules métalliques et semi-conductrices etude des propriétés optiques par FDTD », Thèse de doctorat, université mentouri constantine, 2009.
- [28] J.-C. Tolédano, « Bases physiques de la plasticité des solides », livre, Ecole Polytechnique France, 11, juill 2007.
- [29] 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, p. 4753(1994).
- [30] Robert Michael FARHA, « Etude d'une structure à cristal photonique «LOM» gravée dans un guide Ti : LiNbO_3 dopé erbium pour l'émission de lumière à $1.55\mu\text{m}$ », Thèse de doctorat n° 2010TELE0019, Université Pierre et Marie curie et Télécom et management Sud Paris, 20, D 2010.
- [31] F.-L. Hsiao C. Lee, "A nano ring resonator based on 2D hexagonal lattice photonic crystals," in *IEEE Conf. On Optical MEMS and Nanophotonics*, Clearwater, Florida, pp. 107–108 (2009).
- [32] A Moungar, H Badaoui, M Abri, '16-Channels Wavelength Efficient Demultiplexing around 1.31/1.55 μm in 2D Photonic Crystal Slab', 2019.
- [33] 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.
- [34] "SelenOptics - Infrared fibers," SelenOptics - Infrared fibers. [Online]. Available: <http://selenoptics-web.wixsite.com/optics>. [Accessed : 26-Mar-2017].
- [35] Brahim Samir, Hammoudi Houcine, « Conception de diviseur de faisceau à base des cristaux photoniques bidimensionnels », Mémoire de master, Université de Mohamed Boudiaf - M'sila, 2016 /2017.
- [36] M. Bayindir, B. Temelkuran, E. Ozbay, "Propagation of photons by hopping: A waveguiding mechanism through localized coupled-cavities in three-dimensional photonic crystals", *Phys. Rev. B* 61, pp. R11855- R11858, 2000.
- [37] S. Olivier, M. Rattier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, R. M. De La Rue, T. F. Krauss, U. Oesterle, and R. Houdré, "Mini-stopbands of a one dimensional system: The channel

Références Bibliographiques

- waveguide in a two dimensional photonic crystal”, *Phys. Rev. B*, vol. 63, n. 11, pp. 113311-1–113311-4, 2001.
- [38] Hervé Bertin, «Etude de matrices de filtres Fabry Péroต์ accordables en technologie Moems intégré 3D: Application à l’imagerie multispectrale», thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 23 juill 2013.
- [39] DESIERES Yohan, «Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon», thèse de doctorat, l’institut national des sciences appliquées de Lyon, N° d’ordre 01, 20 décembre 2001.
- [40] C. Gohle, B. Stein, A. Schliesser, Th. Udem et T. W. Hänsch : Frequency comb vernier spectroscopy for broadband, high-resolution, high-sensitivity absorption and dispersionspectra. *Phys. Rev. Lett.* 99(26):263902(1–4), 2007.
- [41] Badev Alexandre, Nov. 2008, "Matériaux diélectriques à faibles Pertes utilisés comme résonateurs et filtres dans les circuits micro-ondes". Thèse de doctorat université de Toulouse (France).
- [42] B. E. Little, J. Foresi, G. Steinmeyer, E. R. Thoen, S. T. Chu, H. Haus, E. Ippen, L. C. Kimberling, and W. Greene, "Ultra-compact Si-SiO₂ microring resonator optical channel dropping filters," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 10, 549-551 (1998).
- [43] H. Alipour-Banaei, M. Jahanara, F. Mehdizadeh, “T-shaped channel drop filter based on photonic crystal ring resonator,” *Optik*, vol. 125, pp. 5348–5351, 2014.
- [44] Dr. h.c. Svante Littmarck, Mr. Farhad “SOCIETE ”, sur le site Comsol, [Online]. Available: <https://www.comsol.fr/company>. [Accessed : Juin 2017].