

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** : Réseaux et Télécommunications

**Par** :

BENALLAL Imene

DJERDOUBI Hafsa

**Sujet**

# **Coupleurs Directifs en Cristaux Photoniques**

Soutenu publiquement, le 26/06 /2022, devant le jury composé de :

Mr. BORSALI Riad

Melle DJELTI Hamida

Mme. BADAOUI Hadjira

Mme. MOKHTARI Lila

Professeur

MCA

Professeur

MCB

Université de Tlemcen

Université de Tlemcen

Université de Tlemcen

Université de Tlemcen

Président

Examinatrice

Encadreur

Co-Encadreur

Année universitaire : **2021-2022**

## Résumé

Les cristaux photoniques (CPs) sont des structures diélectriques dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, influant sur la propagation des ondes électromagnétiques à l'intérieur de la structure. Du fait de cette périodicité, les (CPs) présentent une propriété optique unique : la bande interdite photonique (BIP) dans laquelle aucun mode électromagnétique ne peut se propager. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications dans le domaine des ondes électromagnétiques, l'optoélectronique et les télécommunications optiques ; allant de la détection de gaz aux filtres optiques, papiers photoniques, impression sans encre, et écrans plats réfléchissants.

Dans ce mémoire, nous proposons de nouvelles topologies de coupleurs directifs à base des cristaux photoniques 2D. Ces structures sont formés de bâtonnets fabriquées en arsenic de galium GaAs (semi conducteur) d'indice de réfraction  $n_{GaAs}$  plongés dans l'air selon un réseau carré. La conception de ces composants optiques est basée sur l'utilisation de la méthode des éléments finis comme outil mathématique de simulation par le biais du logiciel adéquat appelé COMSOL Multiphysics.

### Mots clés :

Cristaux photoniques 2D, Structure déconnectée, Maille carrée, coupleurs,  $W_1^kA$ , comsol multiphysics, PWE.

## Abstract

Photonic crystals (CPs) are dielectric structures whose refractive index is periodically modulated at the wavelength scale, influencing the propagation of electromagnetic waves within the structure. Due to this periodicity, the (CPs) have a unique optical property: the photonic forbidden band (BIP) in which no electromagnetic mode can propagate. It is in particular this property that makes them interesting for many applications in the field of electromagnetic waves, optoelectronics and optical telecommunications; ranging from gas detection to optical filters, photonic papers, ink-free printing, and reflective flat screens. In this brief, we propose new topologies of directional couplers based on photonic crystals specific to the  $1.55\mu\text{m}$  wavelength. These structures are based on two-dimensional CPs made of rods made of gallium GaAs (semiconductor) arsenic of refractive index  $n_{\text{GaAs}}$  immersed in air in a square network. The design of these optical components is based on the use of the finite element method as a mathematical simulation tool through the appropriate software called COMSOL Multiphysics.

### **Keywords:**

2D photonic crystals, Disconnected structure, Square mesh, couplers, W1kA, multiphysics comsol, PWE.

## ملخص

البلورات الضوئية (CPS) هي هياكل عازلة يتم تعديل معامل الانكسار بشكل دوري على مقياس الطول الموجي. مما يؤثر على انتشار الموجات الكهرومغناطيسية داخل الهيكل. نظرا لهذه الدورية فإن (CPS) لها خاصية بصرية فريدة النطاق الممنوع الضوئي (BIP) الذي لا يمكن أن ينتشر فيه أي وضع الكهرومغناطيسي وهذه خاصية على وجه الخصوص هي التي تجعلها مثيرة للاهتمام بالنسبة للعديد من التطبيقات في مجال الموجات الكهرومغناطيسية والإلكترونيات الضوئية والاتصالات السلكية واللاسلكية البصرية تتراوح من الكشف عن الغاز إلى مرشحات البصرية وأوراق ضوئية و الطباعة الخالية من الحبر والشاشات المسطحة العاكسة

في هذا الموجز تقترح طوبولوجيات جديدة من المقارنة الاتجاهية بناءا على البلورات الضوئية خاصة بالطول الموجي  $um1,55$  لا تعتمد هذه الهياكل على البارافينات المكان ورا ثنائية الأبعاد المصنوعة من قضبان مصنوعة من زرنيخ الغاليوم (أشبه الموصلات) من معامل الانكسار  $n\_GaAs$  مغمورة في الهواء في شبكة مربعة . يعتمد تصميم هذه المكونات الضوئية على استخدام طريقة العناصر المحدودة كأداة محاكاة رياضية من خلال البرنامج المناسب المسمى `comsol Multiphysics`.

### :الكلمات الدالة

بلورات ضوئية ثنائية الأبعاد ، بنية منفصلة، شبكة مربعة، ازواج، W1KA , كومسول متعدد الفيزياء PWE

## REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université Abou-Bekr Belkaid-Tlemcen.

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

La réalisation de ce mémoire a été possible grâce au concours de plusieurs personnes à qui nous voudrions témoigner toute notre reconnaissance.

Ce projet n'aurait jamais pu voir ce jour sans l'aide, l'encadrement et l'orientation de Madame **BADAOUI Hadjira**, Professeur à l'université Abou Bekr Belkaid et Madame **MOKHTARI Lila**, Maitre de conférence classe B à l'université Abou Bekr Belkaidà qui nous tenons à adresser notre gratitude et notre respect.

Nous sommes très honorés par l'intérêt porté à ce travail par Monsieur **BORSALI Riad**, Professeur à l'université Abou Bekr Belkaid, qui a accepté de présider le jury, et Melle DJELTI Hamida, Maitre de conférence classe B à l'université Abou Bekr Belkaid, comme examinatrice qui a accepté de l'évaluer.

Nous exprimons également notre gratitude à tous les professeurs et enseignants qui ont collaboré à notre formation depuis notre premier cycle d'étude jusqu'à la fin de notre cycle universitaire. Sans oublier tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation du présent travail spécialement Monsieur **RAHMI Bachir** doctorant en télécommunications.

Et enfin, que nos chers parents et familles, et bien avant tout, trouvent ici l'expression de nos remerciements les plus sincères et les plus profonds en reconnaissance de leurs sacrifices, aides, soutien et encouragement afin de nous assurer cette formation dans les meilleures conditions.

## **Dédicaces**

Je tien a dédier ce modeste travail à tous ceux qui m'ont encouragé durant toute la période de réalisation de ce travail.

En particulier :

- A mes chers parents « MOHAMMED et NACERA » pour tous leurs sacrifices, leur amour, leurs soutiens et leurs prières tout au long de mes études,
  - A mes chers frères et chers belles sœurs.
  - A mon neveu AYMEN et ma niece RYMA
- A mes chers sœurs et amies FERIEL et GHIZLANE pour leurs encouragements permanents, et leur soutien moral.
  - A ma Binôme : DJERDOUBI Hafsa

## Dédicaces

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

A ma très chère mère Ghiat Zohra. Quoi que je fasse ou que je dise, je ne saurai point te remercier comme il se doit. Ton affection me couvre, ta bienveillance me guide et ta présence à mes côtés a toujours été ma source de force pour affronter les différents obstacles.

Mon père, Mohammed en signe d'amour, de reconnaissance et de gratitude pour  
Tous les soutiens et les sacrifices dont il a fait preuve à mon égard.

A mes chers frères : Mohammed Abd El kader et Ahmed Amine.

A ma chère sœur : Souheyla.

Pour leur appui et leur encouragement, je vous souhaite que du bonheur et plus de réussite.

A toute mes tantes : Fatna, Hafida, Milouda , Mardia ,Atika ,Nassima et leurs familles

Au plus gentil oncle du monde, Ghiat M'hammad et à tous les membres de la famille

A tous mes grands-parents qui je souhaite une bonne sante

A mes aimes, spécialement Bouanane Nour El Houda et Ghermaoui Sanaa

A tous mes professeurs du primaire à l'université

A mon Binome : Benallal Imene

## Liste des tableaux

Tableau I.1: Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire [26] .....	17
---	----



## Liste des figures

### Chapitre 1 : Généralités sur les cristaux photoniques

Figure I.1 : Représentation schématique des cristaux photoniques : Unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D) et Tridimensionnels (3D) .....	6
Figure I.2: Illustration d'un papillon au microscope électronique et coupe transversale d'aile zoomée au microscope électronique.....	7
Figure I.3: (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.....	8
Figure I.4: Collier d'opale naturelle quasi-périodiques de billes de silice et SEM image d'opale artificielle .....	8
Figure I.5: (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 $\mu\text{m}$ ); ds : espace entre les granums (environ 120 nm) ; dm : épaisseur d'un granum (environ $43 \pm 5$ nm pour un granum constitué de trois thylakoïdes ; a : période, $170 \pm 20$ nm, (C)Iridoplaste observé au microscope électronique à balayage.[14] .....	9
Figure I.6: Souris de mer <<Aphrodita>> (en haut à gauche ).Ce ver marin possède des épines (en bas à gauche ) qui constituent des cristaux photoniques (cylindres creux) comme le montre la photographie de droite.....	10
Figure I.7: Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches d'épaisseurs $a_1$ et $a_2$ de permittivités $e_1$ et $e_2$ ( $e_1 > e_2$ ) différentes[18].....	11
Figure I.8 : Représentation schématique de l'interface des ondes réfléchies par chaque dioptre [18].....	11
Figure I.9: Périodes d'un cristal photonique unidimensionnel.....	13
Figure I.10 :Structures bidimensionnelles :(a)connectée,(b)déconnectée.....	14
Figure I.11 : Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice :(a) Image en coupe d'un cristal sur SOI.(b) Structure à cristal photonique en membrane suspendue sur AlGaAs. [23].....	15
Figure I.12: réseau direct 2D : (a) structure carrée,(b)structure triangulaire, (c)structure hexagonale.....	16
Figure I. 13 : La première structure BIP 3D: la Yablonovite [31].....	18
Figure I.14: Exemples des structures artificiels 3D : Structure cubique(1), tas de bois(2), structure spirale(3), diamant(4) [32].....	18
Figure I.15: diagramme de bande d'un cristal photonique 2D constitué de trous d'air dans une matrice diélectrique et calculé par la méthode des ondes planes pour la polarisation TE (ligne rouge) et TM (pointillé bleu) ( $f=0.3$ ) :(a) réseau triangulaire,(b) réseau carré [35].....	22
Figure I. 16: Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon=12.25$ ) : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré [35].....	23
Figure I.17: Différentes stratégies des défauts additifs.....	23
Figure I.18 : Différentes stratégies des défauts lacunaires.....	24
Figure I.19: Différents types des défauts de substitution.....	24
Figure I.20 :Exemple de guide W1 à cristal photonique triangulaire de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant.....	25
Figure I.21 : Spectre de de guide W5 crée dans un réseau triangulaire de trou d'air suivant les deux directions cristallographiques $\Gamma K$ et $\Gamma M$ .....	30
Figure I.22:Spectre de transmission en mode $\Gamma K$ et $\Gamma M$ d'une structure W5 [37].....	30
Figure I.23 : Filtre Add-Drop.....	31

Figure I.24 : (a) Structure schématique d'un filtre Add-Drop et (b) son spectre de transmission normalisé à base d'un résonateur hexagonal .....	32
Figure I.25 : Schéma de principe d'une fonction de filtrage a base des cristaux photoniques : (a) filtre Fabry-Perot , (b) filtre Add-Drop [55].....	32
Figure I.26 : Spectre de transmission, (a) filtre Fabry-Perot , (b) filtre Add-Drop[8].....	33
Figure I.27: Principe de démultiplexeur spectrographe.....	33
Figure I.28 : Illustration de l'utilisation de la mini-stopband : (a) relation de dispersion locale, le mode fondamental étant le plus raide, le mode d'ordre supérieur le moins raide ; (b) schéma du couplage de mode dans le guide W3 ; (c) superposition des relations de dispersion pour des guides dont la largeur est modifiée.....	34
Figure I.29:c) Jonction Y[53]. .....	34
Figure I.30 : Schéma d'un coupleur optique directionnel.....	35
Figure I.31 : Puissance lumineuse de deux ondes à $\lambda$ différentes dans un des guides d'un coupleur.....	35

## Chapitre 2 : Couplage dans les Cristaux Photoniques

---

Figure II-1. Quadripôle.....	43
Figure II.2 : Diagramme schématique représentant les éléments principaux d'un coupleur directif avec ses quatre ports.....	44
Figure II.3 : a) coupleur contra-directif b) coupleur Co-directif.....	45
Figure II.4 : Deux symboles communs pour des coupleurs directionnels, et convention de flux de puissance.....	47
Figure II.5: Coupleur symétrique.....	47
Figure II.6 : Coupleur anti-symétrique.....	47
Figure II.7 : Diviseur d'onde.....	49
Figure II.8: Dispositifs à base de cristaux photoniques 2-D. (a) Coupleur directionnel ; (b) Biocapteur ; (c) Diviseur de puissance ; (d) Filtre ; (e) Démultiplexeur ; (e) Double virage.....	50
Figure II.9: Schéma d'un coupleur optique directionnel.....	51
Figure II.10: La simulation temporelle du coupleur directionnel montré dans (Figure II.9) [21] .....	51

## Chapitre 3 : Résultats de simulation de coupleurs directifs

---

Figure III.1: Interface d'utilisateur de logiciel Comsol.....	57
Figure III. 2 : Structure périodique 2D déconnectée.....	58
Figure III.3: Représentation schématique du diagramme de bande de circuit.....	59
Figure III. 4 : Représentation de la structure carrée sans défaut avec : $a=0.573\mu m, r/a=0.2$ .....	60
Figure III. 5: Réponse spectrale de la transmission et réflexion.....	60
Figure III. 6 : Structure d'un guide .....	61
Figure III. 7 : La réponse spectrale en transmission et réflexion du guide $W_1^K A$ .....	62
Figure III. 8: La répartition du champ $E_z$ .....	62

Figure III.9 : structure schématisée du coupleur directionnel en CP-2D. La longueur de couplage est LC.....	63
Figure III.10 : structure schématisée du coupleur directionnel en CP-2D.....	64
Figure III .11 : Spectre de transmission.....	65
Figure III .12 : Répartition du champ électrique dans le coupleur directionnel pour $\lambda = 1.551 \mu\text{m}$ .....	65
Figure III.13 : Répartition du champ électrique dans le coupleur pour $\lambda= 1.442 \mu\text{m}$ .....	66
Figure III.14 : structure schématisée du coupleur directionnel en CP-2D.....	66
Figure III .15 : Spectre de transmission.....	67
Figure III.16 : Répartition du champ électrique dans le coupleur pour $\lambda= 1.442 \mu\text{m}$ .....	67
Figure III.17: Répartition du champ électrique dans le coupleur pour $\lambda= 1.551 \mu\text{m}$ .....	67
Figure III.18: Répartition du champ électrique dans le coupleur pour $\lambda= 1.4822\mu\text{m}$ (port 2 Activé).....	68
Figure III.19: Répartition du champ électrique dans le coupleur pour $\lambda= 1.4822\mu\text{m}$ (port 1 Activé) .....	68

## Liste des abréviations

CP : cristal photonique.  
BIP : Bande Interdite Photonique.  
1D : Unidimensionnel.  
2D : Bidimensionnel.  
3D : Tridimensionnel.  
GaAs : L'Arséniure de Gallium.  
 $W_1^K \mathbf{A}$  : Guides d'ondes mono-rangées.  
PWE : Plane Wave Expansion méthode.  
RI : Réfractive Index.  
MEB : Microscope Electronique à Balayage.  
 $n$  : Indice de réfraction.  
 $a$  : Période du cristal photonique.  
 $\lambda$  : Longueur d'onde.  
 $\varepsilon$  : Permittivité diélectrique.  
 $\mu$  : Perméabilité magnétique.  
 $v_i$  : Volume occupé par le matériau de permittivité  $\varepsilon_i$ .  
 $f$  : Facteur de remplissage.  
 $\Delta n$  : Contraste d'indice.  
TE : Transverse Electric, polarisation TE .  
TM : Transverse Magnétique, polarisation TM.  
FDTD : Méthode de calcul des différences finies dans le domaine temporel.  
TMM : Méthode des matrices de transfert.  
ADF : Filtre ADD-Drop.  
CWDM : Dense Wavelength Division Multiplexing,  
WDM : Wavelength Division Multiplexing,  
 $r$  : Rayon du cristal photonique.  
 $C$  : Célérité de la lumière dans le vide.  
 $\Lambda$  : Volume de la cellule.  
 $Q$  : Facteur de qualité.  
 $\Phi$  : l'angle d'incidence.  
 $L_C$  : Longueur de couplage.  
BPM : Beam Propagate Method.  
FEM : Finite Element Method.

Résumé.....	i
Abstract .....	ii
Résumé en arabe .....	iii
Remerciements.....	iv
Dédicaces.....	v
Liste des tableaux .....	vii
Liste des figures.....	viii
Liste des abréviations .....	xi

<b>Introduction Générale.....</b>	<b>1</b>
-----------------------------------	----------

## Chapitre I : Généralités sur les cristaux photoniques

I. 1. Introduction.....	4
I.2. Présentation des cristaux photoniques artificiels.....	4
I.3. Cristaux photoniques naturels .....	6
I.4. Classification des cristaux photoniques.....	10
I.4.1. Les cristaux photoniques unidimensionnels.....	11
I.4.1.1. Propriétés géométriques et physiques d'un CPS-1D.....	12
A. Contraste d'indice .....	12
B. La période .....	12
C. Facteur de remplissage ... ..	13
I.4.1.2 La condition de réflexion totale .....	13
I.4.2 Les cristaux photoniques bidimensionnel s(2D) ..	13
I.4.2.1 Propriété géométrique et physique d'un CP-2D ..	15
A. Contraste d'indice .....	15
A.1 Fort contraste (approche membrane) ... ..	15
A.2 Faible contraste (approche substrat) ..	15
B. facteurs de remplissage F ... ..	16
B.1 maille élémentaire ... ..	16
I.4.3 Cristaux photonique tridimensionnel 3D .....	17
I.5. Les équations de Maxwell.....	18
I.6 Diagramme de bande ... ..	21
I.7 Les défauts. ....	23
I.7.1 Les défauts ponctuels .....	23
I.7.1.1 Les défauts additifs .....	23
I.7.1.2 les défauts lacunaires .....	23
I.7.2 Les défauts de substitution .....	24
I.7.2.1 les défauts linéaires. ....	24
I.7.3 Les défauts couplets .....	25
I.8 Les méthodes d'analyse et de synthèse des CPS-2D ...	25
I.8.1 la méthode d'onde plane PWE .....	25
I.8.2 les méthodes FDTD (Finite-Difference-Time-Domain) ..	27
I.8.3 La méthode de propagation du faisceau BPM ... ..	27

I.8.4 La méthode des réseaux de diffraction :	27
I.8.5 La méthode de matrice de transfert :	28
I.8.6 La météo de liaison forte ..	28
I.8.7 la méthode de développement sur des modes	28
I.8.8 la méthode des des éléments finis .	29
I.9 Les Application des CPS-2D ..	29
I.9.1 Guides d'ondes .....	29
I.9.2 Filtres .....	31
I.9.2.1 Filtres Add-drop .....	31
I.9.2.2 Filtres couplés .	32
I.9.3 DEMUX-coupler .....	33
I.9.4 Diviseurs ..	34
I.9.5 Coupleur directionnel ...	35
I.10 Conclusion ..	36
Références bibliographiques.....	37

## Chapitre II : Couplage dans les cristaux photoniques

---

II.1 Introduction .....	43
II.2 théorie des coupleurs directifs .....	43
II.2.1 définition de matrice S .....	43
II.2.2. Définition .....	44
II.2.3. Coupleur symétrique .....	46
II.2.4 Coupleur anti symétrique .....	47
II.2.5 Caractéristiques d'un coupleur directionnel .....	48
II.3. Jonction hybride .....	49
II.4. Quelques travaux de la littérature .....	49
II.4.1. coupleur directionnel à base d'un CP-2D .....	50
II.5 Conclusion :	52
Références bibliographiques.....	53

## Chapitre III : Résultats de simulation de coupleurs directifs

---

III.1. Introduction .....	56
III.2. Présentation du logiciel comsol MultiPhysics .....	56
III.3. Diagramme de ban de la structure étudiée .....	58
III.3.1. Description de la structure proposée .....	59
III.4. Étude des structures bidimensionnel avec défaut .....	60
III.4.1. Conception du guide mono rangée $W_1^k A$ .....	61
III.5 Conception d'un coupleur directionnel à base de CP-2D .....	63
III.6. Conclusion ..	69
Références bibliographiques.....	70
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>71</b>

## Introduction Générale

L'avancement de la technologie dans le domaine des semi-conducteurs offre la possibilité de contrôler, manipuler et orienter la propagation de la lumière pour répondre aux besoins industriels croissants dans plusieurs domaines. Parmi ces nouvelles technologies révolutionnaires, nous citons la notion des cristaux photoniques, une nouvelle classe des matériaux optiques représentée par des structures naturelles ou artificielles dont il existe une modulation périodique de l'indice de réfraction à l'échelle de longueur d'onde. Ces supports optiques ont des propriétés particulières qui donnent une opportunité pour un certain nombre d'applications à mettre en œuvre sur leur base. Ces matériaux sont apparus relativement récemment dans la littérature scientifique et ils ont ainsi été baptisés par analogie avec les structures électroniques et leurs bandes électroniques interdites. Ils ont rapidement évolué d'un simple concept théorique à un statut véritable dompteurs de photons présentant des dimensions de l'ordre de la longueur d'onde.

Les télécommunications optiques sont devenues l'un des éléments moteurs de l'industrie optoélectronique. On assiste depuis les 25 dernières années, à une augmentation spectaculaire du débit associée aux fibres optiques qui occupent une place importante dans les techniques de l'information.

Les cristaux photoniques (CPs) sont des matériaux qui possèdent une variation périodique de l'indice de réfraction (RI) et qui font l'objet d'un grand intérêt dans la communauté des sciences des matériaux [1,2]. En raison de la périodicité des matériaux diélectriques, les matériaux des CPs possèdent des bandes photoniques qui interdisent la propagation de certaines longueurs d'ondes dans le matériau [3]. Suivant les variations de l'indice de réfraction et de la période dans l'espace, les CPs peuvent être classés en tant qu'unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D). Ces derniers ont été intensivement exploités en tant que guides, cavités, fibres optiques, dispositifs photovoltaïques et miroirs de Bragg [1-2- 4-5]

Les cristaux photoniques sont des structures diélectriques dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, ils produisent une certaine région de fréquence, où la propagation des ondes électromagnétiques est interdite. Ces bandes interdites sont utilisées pour créer des modes localisés qui confinent l'énergie optique. En introduisant un défaut dans ces structures, la périodicité et donc la continuité de la BIP sont

brisées et la propagation de la lumière peut être localisée dans la région du défaut. 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 photodétecteurs, 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 [6].

Le travail est réparti en trois chapitres :

Le premier chapitre est consacré à un rappel général des concepts de base des cristaux photoniques et leurs propriétés singulières, en particulier l'ouverture de bandes interdites photoniques. Après une brève évocation de leurs principes de fonctionnement et de leurs caractéristiques, nous focalisons notre étude sur les cristaux bidimensionnels (2D), et plus précisément sur leur principe de guidage et les différents types des cavités et des guides à cristaux photonique. Nous nous attardons par la suite sur l'influence des paramètres géométriques sur ces structures. Dans la deuxième partie de ce chapitre nous nous intéressons au couplage guide-cavité. Ainsi, nous justifions l'intérêt d'utiliser ces structures photoniques pour la conception et la réalisation des filtres, des démultiplexeurs en longueurs d'ondes et des capteurs tout optique.

Le deuxième chapitre visera à introduire la théorie des coupleurs directifs et nous donnerons quelques exemples d'applications.

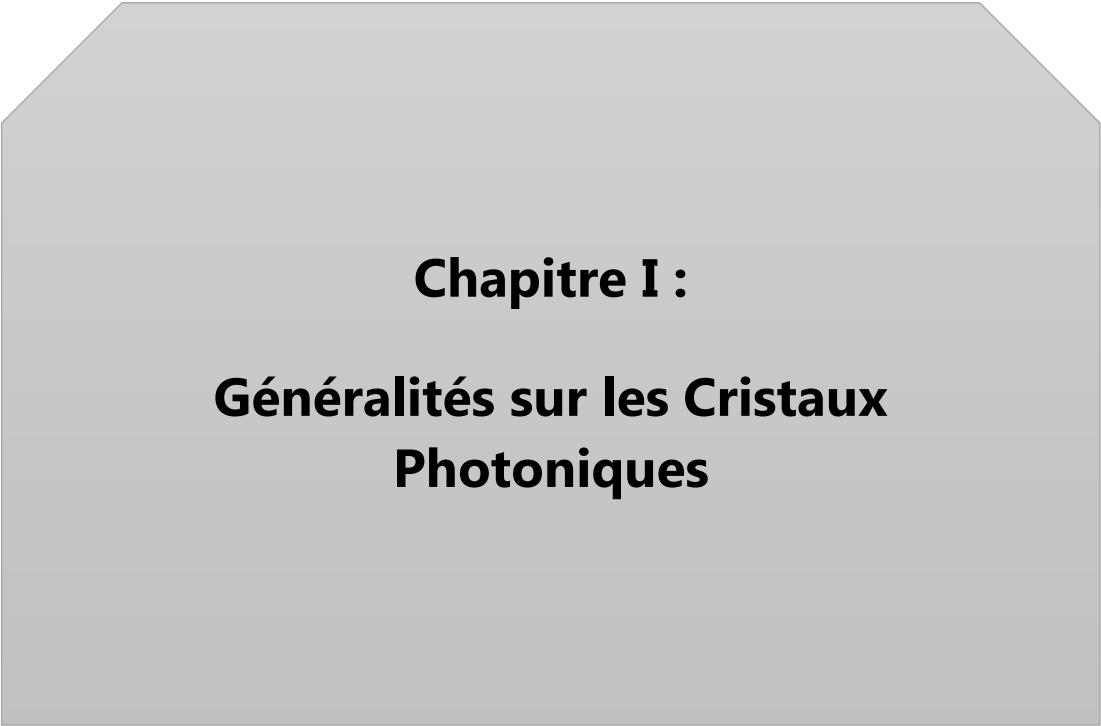
Au cours du troisième chapitre, nous présentons un rapport des résultats de simulation numériques que nous avons effectuée afin de déterminer les paramètres optimaux du coupleur directif. Nous avons étudiées des réseaux de tiges GaAs dans l'air (structure déconnectée).

Ce mémoire se terminera par une conclusion générale qui récapitule le travail accompli.



## Références Bibliographiques

- [1] S.John, Why trap light?. Nat. Mater, 11, 997–999, 2012.
- [2] E. Yablonovitch, In the limelight. Nat. Mater, 11, 1000–1001, 2012.
- [3] Q.Yan, L.Wang, X.S. Zhao, Adv. Funct. Mater, 17, 3695–3706. 2007.
- [4] C.Paquet, E. Kumacheva,. Mater. Today 11, 48–56. 2008.
- [5] Y. Zhao, Z. Xie, H. Gu, C. Zhu, Z. Gu, Chem. Soc. Rev. 41, 3297–3317. 2012.
- [6] 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



**Chapitre I :**  
**Généralités sur les Cristaux  
Photoniques**

## **I.1. Introduction :**

La recherche sur les cristaux photoniques (CP) a considérablement évolué au cours de ces dernières années, tant au niveau fondamental qu'appliqué. Ces structures périodiques sont à Bande Interdite Photoniques (BIP). Il est dit « cristal » puisqu'il est formé d'un arrangement périodique d'unités structurales et « photonique » puisque ce sont des photons et non pas des électrons qui se propagent à travers les cristaux photoniques [1].

Dans ce premier chapitre, nous présentons les concepts de base des cristaux photoniques, les différents types de structures permettant d'obtenir des bandes interdites photoniques, leurs caractéristiques physiques et géométriques ainsi que leurs applications.

## **I.2. Présentation des cristaux photoniques artificiels :**

C'est Lord Rayleigh en 1887 qui a le premier montré que l'on pouvait ainsi produire un gap ou bande interdite, même si le terme de « cristal photonique » ne fut introduit qu'en 1987 avec de la parution de deux articles majeurs de Eli Yablonovitch et Sajeev John [2], [3]. Ils y prévirent la possibilité de produire des structures à deux ou trois dimensions qui posséderaient des bandes interdites. Avant 1987, les cristaux photoniques unidimensionnels, qui sont des structures périodiques composées d'un empilement multicouche similaires à un « miroir de Bragg », étaient principalement étudiés. Comme Lord Rayleigh l'a montré en 1887[4], ces structures possédaient une bande interdite unidimensionnelle, et avaient une grande réflectivité. Aujourd'hui ces structures ont de nombreuses applications, aussi bien pour des surfaces réfléchissantes, pour l'amélioration de rendement de LEDs, ou pour leurs propriétés de très grande réflectivité dans les cavités optiques de certains lasers (ex : VCSEL). Une étude théorique détaillée de structures optiques unidimensionnelles a été réalisée par V.P. Bykov en 1972, qui a été le premier à examiner l'effet de bandes interdites sur l'émission spontanée provenant d'atomes et de molécules intégrées à la structure [5]. Bykov fait aussi des hypothèses sur l'emploi de structures bi- ou tridimensionnelles [6]. Ce concept de cristal photonique tridimensionnel fut ensuite examiné par Ohtaka en 1979[7], qui développa un protocole pour le calcul de structures de bandes. Toutefois, ses publications ne prirent de la valeur qu'à partir de la parution des articles de Yablonovitch et John. Leurs deux articles portaient sur les structures optiques périodiques à plusieurs dimensions. La motivation principale de Yablonovitch était d'appréhender la densité d'états photoniques, par analogie à la densité d'états électroniques, dans le but de contrôler l'émission spontanée de matériaux

intégrés aux cristaux photoniques. John, quant à lui, voulait utiliser les cristaux photoniques pour modifier la localisation et le contrôle de la lumière.

Après 1987, le nombre de publications concernant les cristaux photoniques commença à croître exponentiellement. Cependant, à cause de la difficulté de fabrication de ces structures pour qu'elles soient concrètes dans le spectre visible, les premières études étaient soit théoriques, soit dans les micro-ondes, car les cristaux pouvaient être fabriqués plus facilement à la grandeur du centimètre. En 1991, Yablonovitch conçoit le premier cristal photonique tridimensionnel possédant une bande interdite dans les micro-ondes [8].

En 1996, Thomas Krauss fit la première démonstration d'un cristal photonique bidimensionnel dans le spectre du visible [9]. Cela ouvrit la voie à la fabrication de cristaux photoniques par les méthodes utilisées dans le secteur des semi-conducteurs. Aujourd'hui, ces techniques permettent d'utiliser des cristaux photoniques en plaques (en anglais photonic Crystal Slabs), qui consistent en des cristaux photoniques bidimensionnels gravés dans des plaques de semi-conducteurs. La réflexion totale interne enferme la lumière dans la plaque et permet d'exploiter les propriétés du cristal. Actuellement, beaucoup de recherches se font sur ces plaques de cristaux photoniques dans le but de pouvoir les utiliser dans des circuits intégrés, et ainsi améliorer le traitement du signal optique à la fois dans et entre les puces.

Alors que les précédentes techniques doivent encore se développer pour avoir des applications commerciales, les cristaux photoniques bidimensionnels sont déjà utilisés sous la forme de fibres optiques à cristaux photoniques. Ces fibres ont été développées initialement par Philip Russel en 1998, et sont conçues pour améliorer les propriétés des fibres optiques ordinaires.

L'étude de cristaux photoniques tridimensionnels progresse plus doucement à cause de la difficulté de fabrication. Il n'y a pas de technique utilisée dans les semi-conducteurs qui serait applicable pour leur élaboration. Toutefois, des essais ont été effectués pour adapter les mêmes techniques et certains ont été concluants. Par exemple, une structure en « pile de bois » a été réalisée avec une technique de couche-par-couche [10]. Un autre axe de recherche a porté sur la construction de cristaux photoniques tridimensionnels par auto-assemblage, consistant en l'agglutination d'une solution de nano-sphères diélectriques en un cristal photonique [11] (Figure I.1).

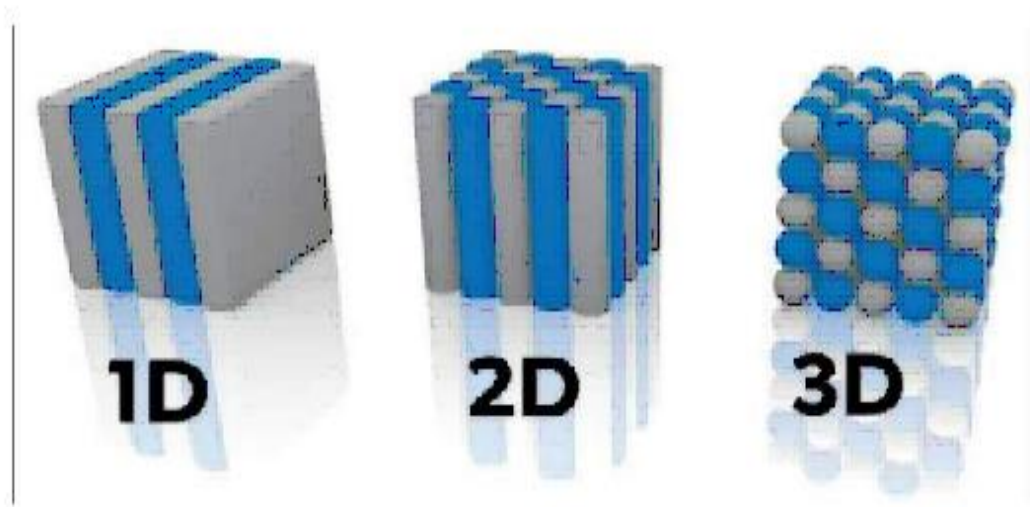


Figure I.1 : Représentation schématique des cristaux photoniques : Unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D) et Tridimensionnels (3D).

### I.3. Cristaux photoniques naturels :

Les cristaux photoniques existent dans la nature à l'intérieur des complexes, ces structures périodiques qu'on peut les rencontrer dans la nature sous forme minérale ou biologique comme les papillons, les oiseaux, bégonias et l'opale ainsi que les souris de mer (Aphrodite).

Les Papillons sont parmi les insectes les plus colorés que nous offre la nature. Ils sont en fait très largement tributaires de la lumière et équipés d'un arsenal impressionnant pour gérer cette interaction avec les ondes électromagnétiques [12].

Le Cyan ophrys acaste est un papillon originaire de BREZILE, dont les magnifiques reflets bleus et verts sont dus à l'interaction entre la lumière ambiante et la micro structuration naturelle de leurs ailes. En effet, il se trouve que celle-ci varie continuellement et périodiquement comme le montre d'analyse réalisée au microscope d'une des ailes de papillons (Figure I.2).

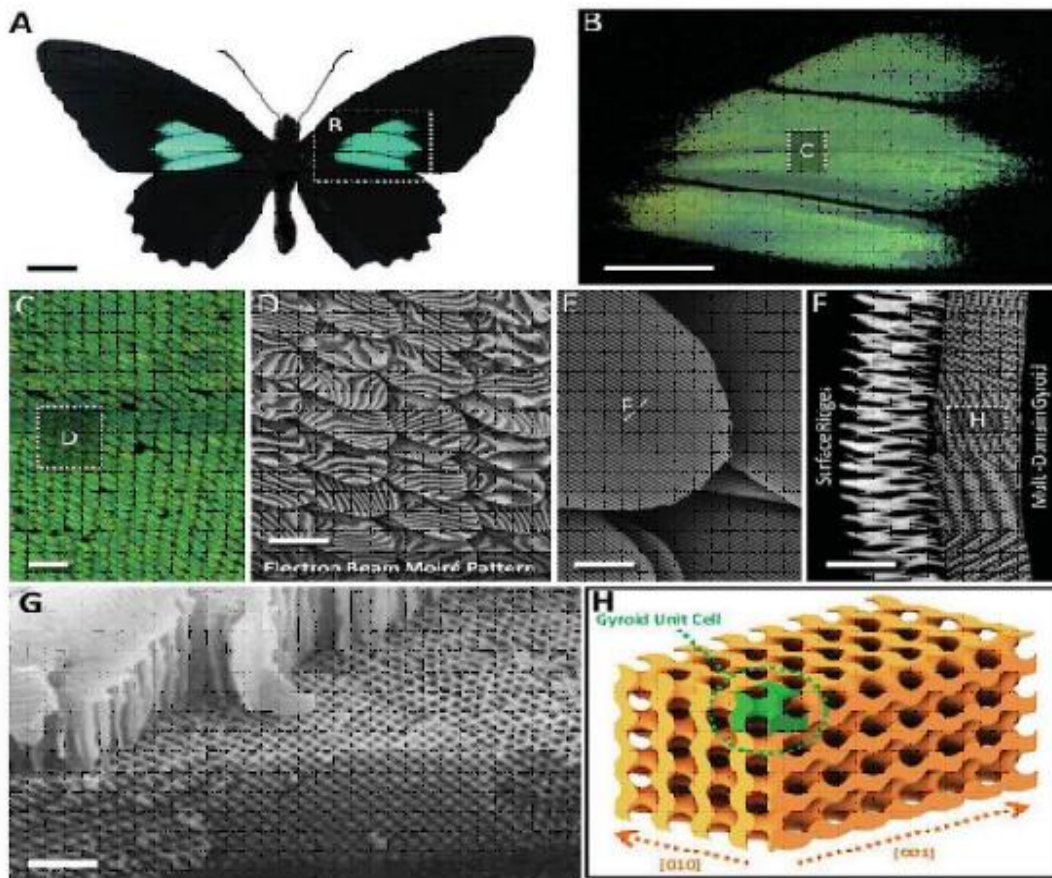


Figure I.2: Illustration d'un papillon au microscope électronique et coupe transversale d'aile zoomée au microscope électronique.

Les oiseaux ont toujours fasciné les humains par leurs couleurs. Les couleurs vives que l'on voit sont dues à la couleur structurale. Ce sont à la fois les pigments et la structure périodique de leurs plumes qui contribue à l'absorption et à la diffraction de la lumière. En effet, les pigments absorbent une partie de la lumière solaire et renvoient d'autres couleurs vers l'œil. En effet, dans le cas du paon, en observant une de ces plumes au microscope, on s'aperçoit que toutes les couleurs naissent dans les barbules des plumes. Les barbules sont des lames étroites faites d'une succession de petites cuvettes séparées par un seuil transversal. Au fond de ces cuvettes se trouvent de minces lamelles parallèles que l'on peut considérer comme des miroirs (Figure I.3).

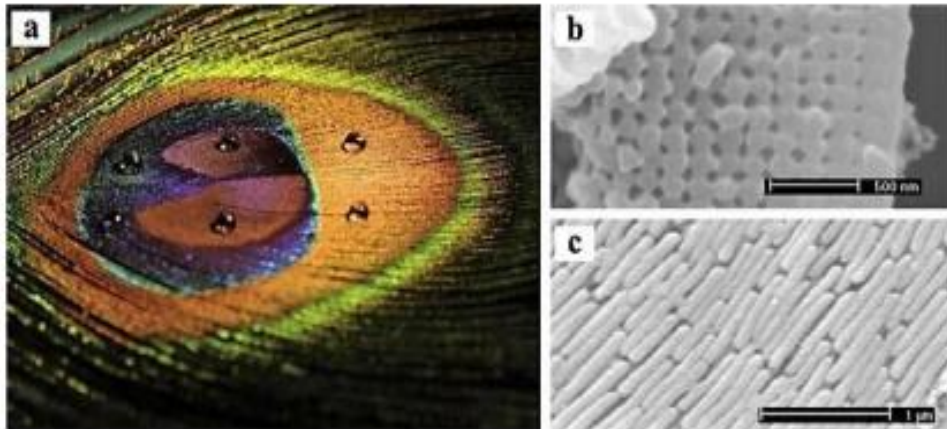


Figure I.3: (a) : Plume de paon, (b) et (c) : image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine ainsi que de trous d'air.

L'opale est une roche constituée de micro-billes de silice réparties selon un arrangement plus ou moins régulier. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères. La structure des opales est unique et constituée de dioxyde de silicium, arrangés selon une structure pyramidale entrelacée de viennes d'eau. Même si le contraste d'indice entre l'air et la silice ( $n = 1,5$ ) est faible, on peut utiliser ce genre de structures avec un contraste important pour réaliser des structures à bande interdite photonique [13] (Figure I.4).

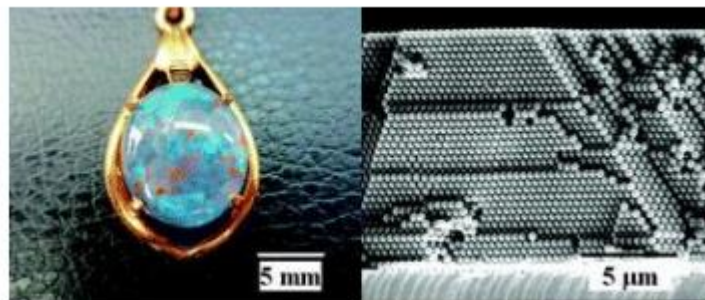


Figure I.4: Collier d'opale naturelle quasi-périodiques de billes de silice et SEM image d'opale artificielle.

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. Plus précisément, les chloroplastes, qui sont, au cœur des feuilles, contiennent des petites membranes réunies en piles appelées thylakoïdes dont le rôle est d'absorber la lumière [14] (Figure I.5).

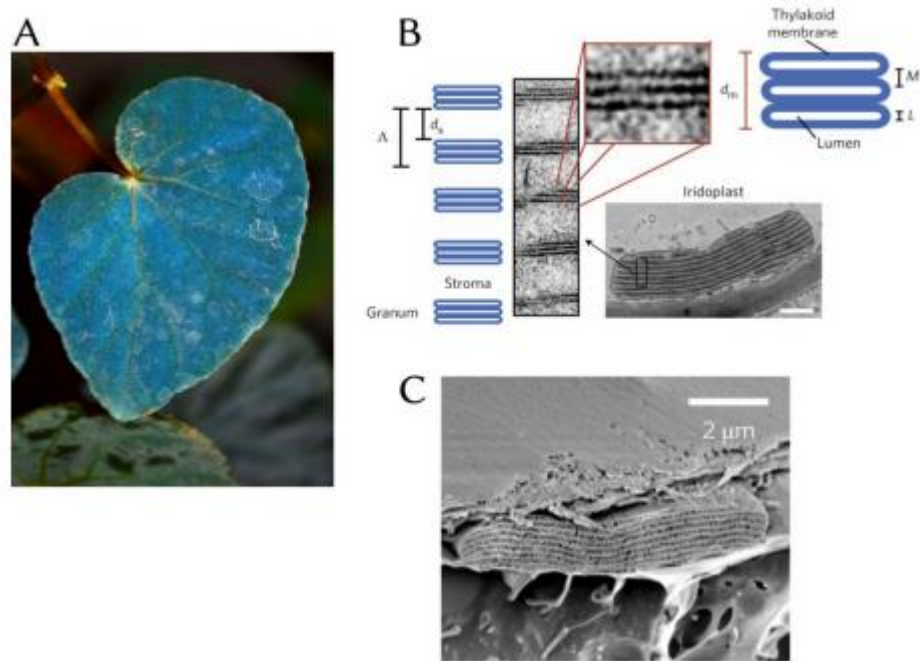


Figure I.5 : (A) Photographie d'une feuille de *Bégonias grandis* × *bégonias pavonina*, montrant l'iridescence bleue. (B) Iridoplaste observé au microscope électronique à transmission (barre d'échelle : 1  $\mu\text{m}$ ) ;  $d_s$  : espace entre les granums (environ 120 nm) ;  $d_m$  : épaisseur d'un granum (environ  $43 \pm 5$  nm pour un granum constitué de trois thylakoïdes) ;  $a$  : période,  $170 \pm 20$  nm, (C) Iridoplaste observé au microscope électronique à balayage [14].

Des études menées par des scientifiques australiens et britanniques ont mis au jour la présence d'un ver marin possédant des épines constituant des cristaux photoniques plus efficaces que ceux fabriqués par l'homme jusqu'à présent [15]. Ce ver marin, nommé « Aphrodita » est également appelé « souris de mer » de l'anglais « sea mouse » (Figure I.6). Il est partiellement recouvert d'épines irisées elles-mêmes constituées par un arrangement périodique de cylindres creux. Chaque cylindre ayant un diamètre de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière. Cette dernière est diffractée par le réseau organisé de cylindres.

En procédant à un rapide bilan des moyens mis en œuvre par la nature pour réaliser l'ensemble des fonctions qui ont été présentées dans cette partie, on peut être frappé par l'extraordinaire économie de matériaux utilisés : une phase solide, de la chitine chez les insectes ou de la kératine chez les oiseaux, les poissons et reptiles, deux polymères très



proches, et une phase fluide, liquide (eau ou fluide biologique) ou gazeuse (air). D'un point de vue optique, ces matériaux se comportent comme des composants diélectriques présentant un faible contraste d'indice de réfraction par rapport à l'air (jusqu'à 1,6 pour la chitine).

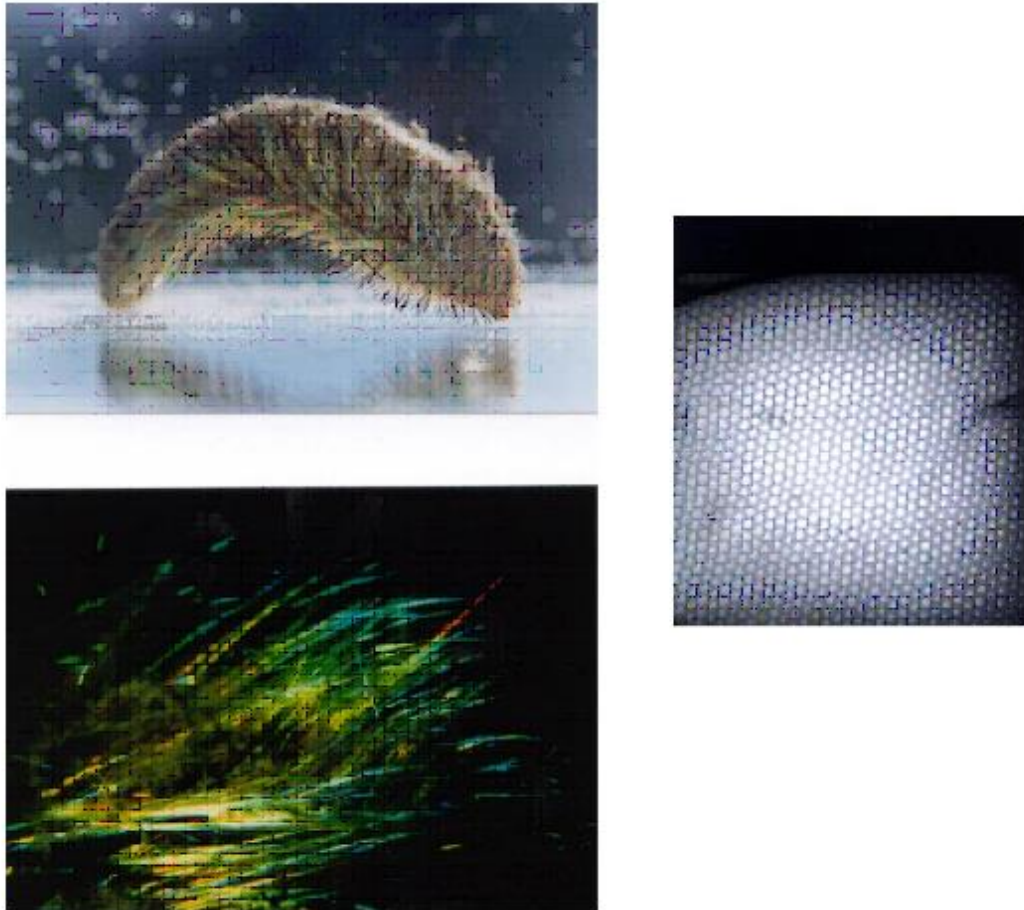


Figure I.6 : Souris de mer <<Aphrodite>> (en haut à gauche). Ce ver marin possède des épines (en bas à gauche) qui constituent des cristaux photoniques (cylindres creux) comme le montre la photographie de droite.

#### I.4. Classification des cristaux photoniques :

La classification couramment utilisée pour caractériser les cristaux photoniques est le nombre de directions de périodicité que possède le matériau. Le cas le plus simple est une périodicité à une dimension et le cas le plus complexe est une périodicité à unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

### I.4.1. Les cristaux photoniques unidimensionnels (1D) :

Les cristaux photoniques unidimensionnels (1D), appelés aussi « Miroirs de Bragg » sont représentés sur la (Figure I.7). Sont les plus simple à caractérisés. Ils sont constitués par un empilement périodique de couches diélectriques d'indices différents et d'épaisseur  $\lambda/4$  (miroir de Bragg), où  $\lambda$  représente la longueur d'onde de rayonnement guidée. [16]

Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications telles que les convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres sélectifs de longueur d'onde, multiplexeurs, lasers spéciaux à bande étroite [17].

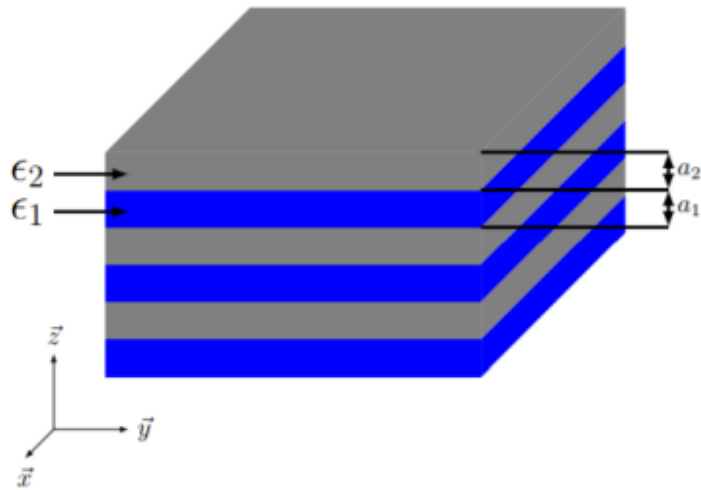


Figure I.7: Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches d'épaisseurs  $a_1$  et  $a_2$  de permittivités  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  ( $\epsilon_1 > \epsilon_2$ ) différentes [18].

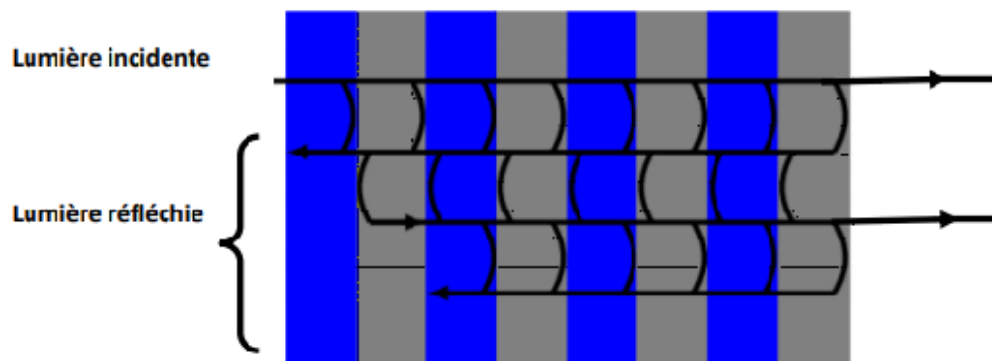


Figure I.8 : Représentation schématique de l'interface des ondes réfléchies par chaque dioptré [18].

Les Coefficients de réflexion très élevés et proches de 1. Sans rentrer dans le détail des calculs, il a été montré que lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales, la largeur de cette bande interdite  $\Delta\omega$  ne dépend que du contraste d'indice [22].

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi}\omega_0 \arcsin \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad (\text{I.1})$$

Où  $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$  et  $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$  sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques et  $\omega_0$  la fréquence centrale.

#### I.4.1.1. Propriétés géométriques et physiques d'un CPs-1D :

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

##### A. Contraste d'indice :

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

$$\delta = \frac{n_h}{n_1} \quad (\text{I.2})$$

Avec :

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

$n_1$  : L'indice de réfraction du matériau de bas indice.

##### B. La Période :

Ces paramètres géométriques, choisis selon le domaine de fréquence étudié, influent sur les caractéristiques de la bande interdite photonique. La période  $a = (a_1 + a_2)$  avec  $a_1$  l'épaisseur de la couche de permittivité  $\varepsilon_1$  et  $a_2$  l'épaisseur de la couche de permittivité  $\varepsilon_2$  Figure I.9.

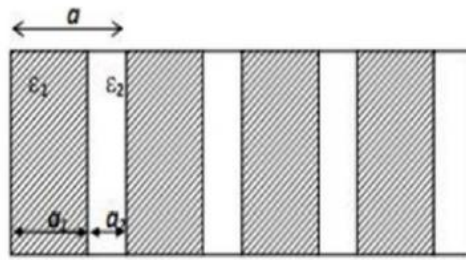


Figure 1.9: Périodes d'un cristal photonique unidimensionnel.

### C. Facteur de remplissage :

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

$$f = \frac{v_i}{a} \quad (\text{I.3})$$

Avec :

$v_i$  : Volume occupé par le matériau de permittivité  $\epsilon_i$

#### I.4.1.2. La condition de réflexion totale :

La condition de réflexion totale menant à une bande photonique interdite large est donnée par la relation [19] :

$$n_h * e_h = n_1 * e_1 = n_2 * e_2 \quad (\text{I.4})$$

Avec :

$n_h, n_1$  et  $e_h, e_1$  sont les indices de réfractations et les épaisseurs des couches respectivement, et sont souvent appelés les épaisseurs optiques.

#### I.4.2. Les cristaux photoniques Bidimensionnels (2D) :

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième direction.

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.

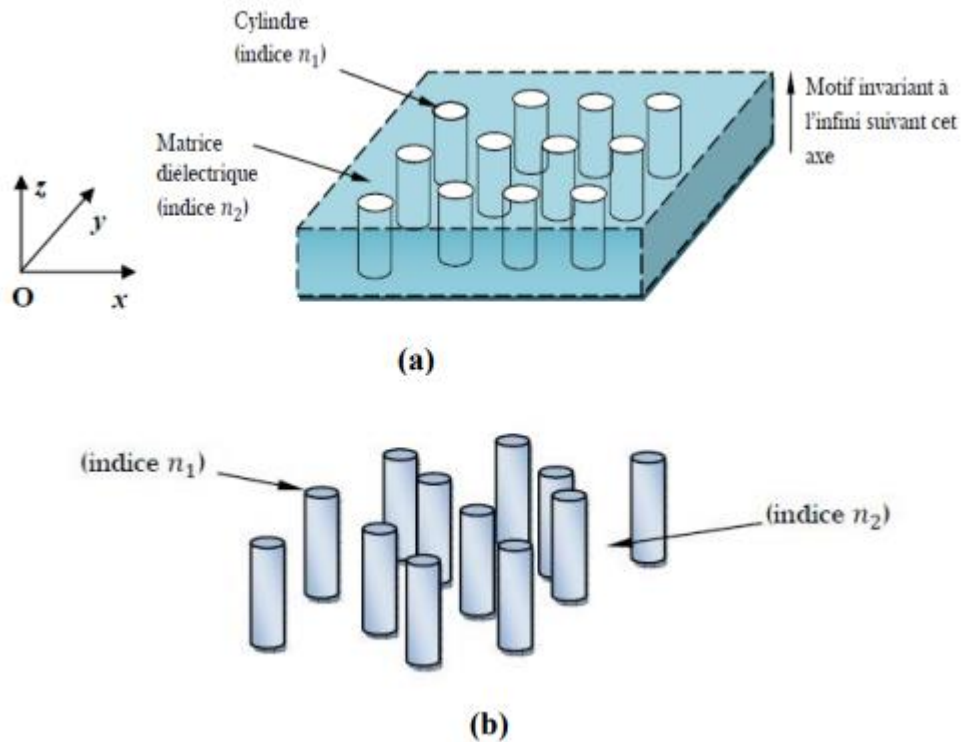


Figure I.10 : Structures bidimensionnelles : (a) connectée, (b) déconnectée [20].

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

- 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 [20].

Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles (ainsi que les structures unidimensionnelles en incidence non normale) sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand. [21]. On parle d'une bande interdite complète lorsque la structure interdit la propagation pour toutes les directions dans le plan de la périodicité, quelle que soit la polarisation.

### I.4.2.1. Propriétés géométriques et physiques d'un CPs-2D :

Ces avantages font de ces structures des candidats prometteurs pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée. Le guide d'onde classique qui assure le confinement vertical de la lumière se divise en deux catégories qui se distinguent par leur contraste d'indice.

#### A. Contraste d'indice $\Delta n$ :

Le contraste d'indice  $\Delta n$  est la différence entre les indices de réfraction des deux matériaux. [22] qui peut être comparé à la hauteur de la barrière de potentiel de la physique du solide. Il est donné par l'équation suivante :

$$\Delta n = n_h - n_l \quad (I.5)$$

$n_h$  : L'indice de réfraction du matériau de haut indice (high index).

$n_l$  : L'indice de réfraction du matériau de faible indice (low index).

#### A.1. Fort contraste (Approche membrane) :

Dans le cas d'un fort contraste d'indice ( $n_2 \gg n_1$ ), le champ est très confiné dans le guide. Les guides d'onde à fort contraste d'indice sont des membranes semi conductrices suspendues dans l'air (a), des couches de silicium déposées sur une couche de silice ou des couches de GaAs déposées sur une couche  $Al_xO_y$ . Un fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière et limite les pertes de propagation (Figure I.11).



Figure I.11 : Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice : (a) Image en coupe d'un cristal sur SOI. (b) Structure à cristal photonique en membrane suspendue sur AlGaAs. [23].

#### A.2. Faible Contraste (Approche substrat) :

Les cristaux photoniques bidimensionnels dans ce cas là sont gravés dans des hétérostructures à faible contraste d'indice. Si la différence d'indice est faible ( $n_2 \approx n_1$ ), la lumière

sera faiblement confinée dans le guide et l'étalement du champ optique au-dessus et en dessous du guide sera important. Les pertes de propagation existent toujours et peuvent être minimisées dans certaines situations. En revanche, ces structures sont moins fragiles mécaniquement et peuvent être étudiées par un modèle bidimensionnel où l'indice du milieu diélectrique est celui du mode guidé dans l'hétéro structure verticale [23].

### B. Facteur de remplissage $f$ :

Le facteur de remplissage  $f$  est défini comme étant le rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de la cellule élémentaire. Pour un cristal photonique bidimensionnel composé de trous d'air percés dans une matrice diélectrique, le facteur de remplissage en air  $f$  désigne le rapport entre l'aire du motif et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [24] :

$$f = A_{\text{motif}}/A_{\text{maille élémentaire}}. \quad (\text{I.6})$$

#### B.1. Maille élémentaire :

Il existe plusieurs façons de réaliser des structures bidimensionnelles selon la répartition des trous ou les piliers qui les forment, divisée en trois familles, celle en réseau carré, triangulaire et hexagonale [25] (Figure I.12).

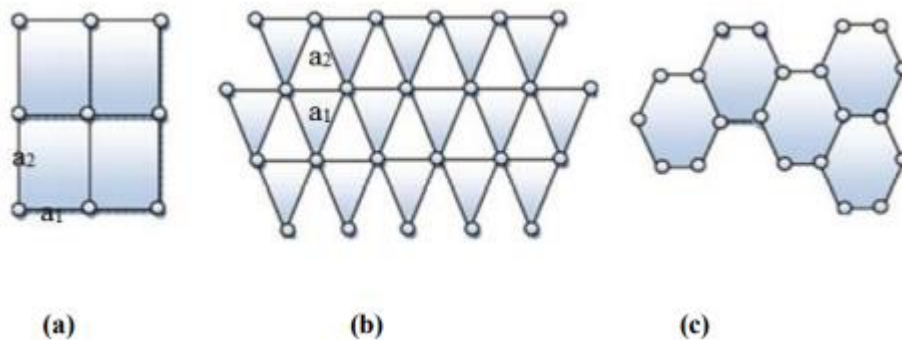


Figure I. 12 : réseau direct 2D : (a) structure carrée, (b) structure triangulaire, (c) structure hexagonale.

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



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

Tableau I.1: Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire [26].

#### I.4.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D) :

Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D) suscitent encore beaucoup d'intérêts. Les structures dont la constante diélectrique est structurée périodiquement dans les trois directions. Le premier CP-3D a été fabriqué par K.M Ho et al [27]. Il existe plusieurs formations et types construits de ce type : Sphères dans un réseau de diamant, la structure du tas de bois et Yablonovite. L'objectif était d'obtenir des structures 3D fonctionnant sur les mêmes principes que les structures 1D mais possédant une bande interdite photonique complète c'est-à-dire dans toutes les directions de l'espace. La yablonovite [28] est l'un des principaux cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués. En 1993, E. Yablonovitch fabriquait un cristal photonique 3D en perçant chaque trou dans un bloc de plexiglas selon trois angles azimutaux séparés de  $120^\circ$  et en créant un angle de  $35^\circ$  par rapport au traditionnel (Figure I.13) [29]. Il existe également d'autres structures qui autorisent l'apparition d'une bande interdite totale, notamment la structure dite en "tas de bois" la structure périodique de ces cristaux photoniques tridimensionnels est bâtie en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice est retirée pour obtenir un cristal photonique tridimensionnel Si/air dont le contraste d'indice est suffisant pour ouvrir une bande d'énergie interdite omnidirectionnelle (Figure I.14). Une autre catégorie de structures dite Les opales sont composées d'empilements périodiques de billes de silice, de quelques centaines de nanomètres de diamètre. Sous leurs formes artificielles, les opales peuvent être fabriquées par auto-organisation colloïdale de billes de silice.



Cependant, ces dernières sont ensuite dissoutes chimiquement pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice. De nombreuses techniques de fabrication existent encore comme la lithographie par holographie par rayons X, l'auto-clonage [30]

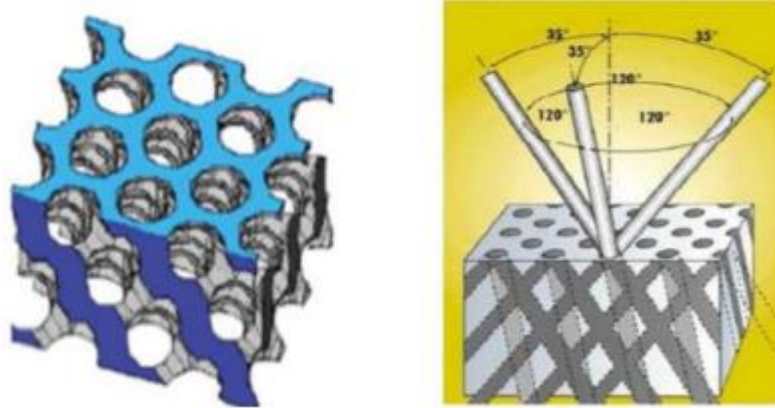


Figure I.13 : La première structure BIP 3D : la Yablonovite [31]

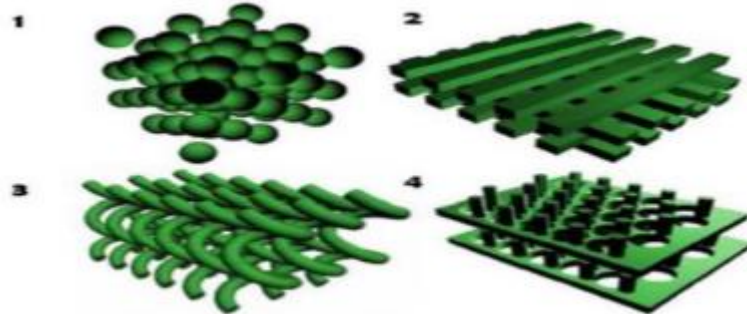


Figure I.14: Exemples des structures artificielles 3D : Structure cubique (1), tas de bois (2), structure spirale (3), diamant (4) [32].

### I.5. Les équations de Maxwell :

Les équations de Maxwell sont des lois fondamentales de la physique. Elles constituent, avec l'expression de la force électromagnétique de Lorentz, les postulats de base de l'électromagnétisme. Les équations de Maxwell dans le vide sont [33] :

$$\text{Loi de Faraday : } \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t \quad (\text{I.7})$$

$$\text{Loi d'Ampère : } \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \partial \vec{E} / \partial t \quad (\text{I.8})$$

$$\text{Loi de Gauss pour le champ électrique : } \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{I.9})$$

$$\text{Loi de Gauss pour le champ magnétique } \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.10})$$

Pour les équations I.7, I.8, I.9, I.10, les symboles utilisés ainsi que leurs unités dans le système international sont:

$\vec{E}$ : champ électrique (volts/mètre),

$\vec{B}$ : Densité de flux magnétique (tesla),

$\epsilon_0$ : permittivité du vide  $1/36 \pi * 10^{-9} \text{ F/m}$ .

$\mu_0$ : perméabilité du vide  $4\pi * 10^{-7} \text{ H/m}$ .

Il peut être utile de rappeler que la notion de continuité est très importante en électromagnétisme. Lors du passage d'un milieu à un autre, en l'absence de charge et de courant, les grandeurs suivantes conservent leur continuité.

- à l'interface, la composante tangentielle de  $\vec{E}$  est continue,
- à l'interface, la composante normale de  $\vec{B}$  est continue.

À partir de l'équation I.7, en appliquant l'opérateur nabla, nous pouvons écrire que

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \wedge \vec{B} \dots \dots (\text{I.11})$$

En remplaçant le terme  $\vec{\nabla} \wedge \vec{B}$  par son expression donnée par l'équation I.8,

$$\text{il vient } \vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

$$\text{Sachant que : } \vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \Delta \vec{E} \text{ et } \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$$

$$\text{On obtient alors l'équation d'onde } \Delta \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{I.12})$$

$$\text{En suivant le même raisonnement pour } \vec{B}, \text{ on aboutit à } \Delta \vec{B} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (\text{I.13})$$

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

$$\bullet \text{ Loi de Faraday } \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t \quad (\text{I.14})$$

$$\bullet \text{ Loi d'Ampère } \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{J} \quad (\text{I.15})$$

$$\bullet \text{ Loi de Gauss pour le champ électrique } \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{I.16})$$

- Loi de Gauss pour le champ magnétique  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$  (I.17)

Pour les équations I.12 et I.13, les symboles utilisés ainsi que leurs unités dans le système international sont :

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

$\vec{D}$  : vecteur déplacement électrique (coulombs/mètre<sup>2</sup>).

$\rho$  : densité de charges électriques (coulombs/mètre (1D) , coulombs/mètre<sup>2</sup> (2D) ou coulombs/mètre<sup>3</sup> (3D)).

$J$  : vecteur densité de courant (Ampères/ mètre<sup>2</sup>).

Ajoutons qu'il existe deux relations simples reliant  $D$  et  $E$  d'une part et  $B$  et  $H$  d'autre part dans le cas de matériaux linéaires et isotropes

$$\begin{cases} \vec{D} = \epsilon \vec{E} \\ \vec{B} = \mu \vec{H} \end{cases}$$

où  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$  ( $\epsilon_r$  est la permittivité diélectrique relative sans dimension) et  $\mu = \mu_0 \mu_r$  ( $\mu_r$  est la perméabilité relative sans dimension). Pour compléter les remarques de la partie 2.1.1 concernant la notion de continuité, ajoutons que :

- à l'interface, la composante tangentielle de  $\vec{H}$  est continue,
- à l'interface, la composante normale de  $\vec{E}$  est continue.

En considérant un milieu neutre et non conducteur (i.e.  $\rho = 0$  et  $J = 0$ ), les équations de Maxwell s'écrivent

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t \quad (\text{I.18})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu \left( \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \quad (\text{I.19})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{D} = 0 \quad (\text{I.20})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = 0 \quad (\text{I.21})$$

Nous remarquons que la forme de ces équations est identique à celle obtenue dans le cas du vide, au détail près que  $\epsilon_0$  et  $\mu_0$  ont été remplacés par  $\epsilon$  et  $\mu$  afin de prendre en compte les caractéristiques du milieu. Par le même raisonnement que nous avons mené dans la partie 2.1.1, on peut écrire l'équation d'onde dans un milieu matériel pour  $E$  et  $H$ .

$$\Delta E = \mu \partial^2 E / \partial t^2 \quad (\text{I.22})$$

$$\Delta H = \mu \partial^2 H / \partial t^2 \quad (\text{I.23})$$

Cependant, il arrivera que nous ayons à faire à des matériaux conducteurs, i.e. ayant une conductivité  $\sigma$ , exprimée en siemens/mètre, non nulle. Sachant que le vecteur densité de courant  $J$  est relié au champ électrique  $E$  par la relation :  $J = \sigma \vec{E}$ .

L'équation d'Ampère (équation I.16) devient

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu \left( J + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = \mu \left( \sigma \vec{E} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (\text{I.24})$$

En prenant comme base celle des ondes planes et en considérant une dépendance temporelle en  $\exp(-i\omega t)$ , convention habituelle employée en optique, nous pouvons définir les opérateurs élémentaires. Ceux-ci s'écrivent :

$$\vec{\nabla} = i\vec{k} \quad \text{et} \quad \frac{\partial}{\partial t} = -i\omega \quad (\text{I.25})$$

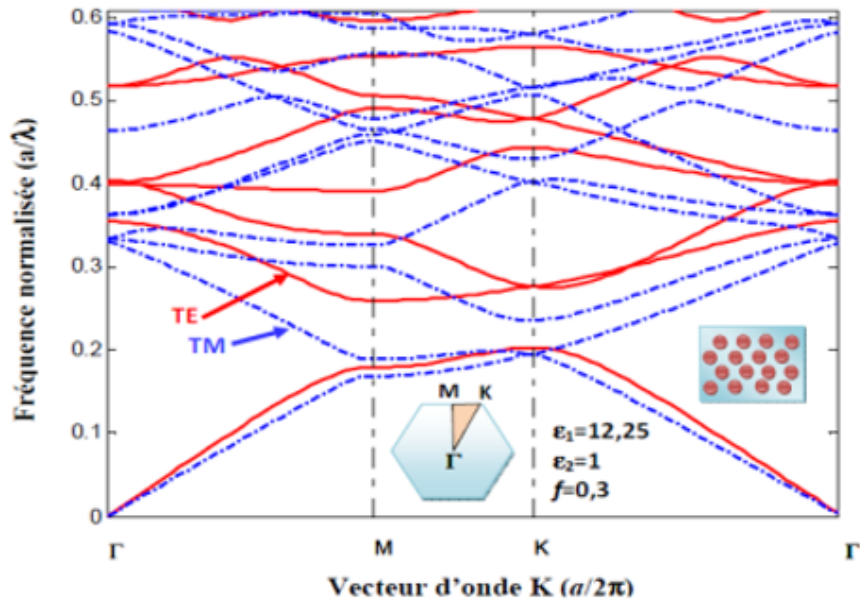
$$\Delta = \vec{\nabla}^2 = -k^2 \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\omega^2 \quad (\text{I.26})$$

Nous avons donc  $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -i\omega \vec{E}$  d'où

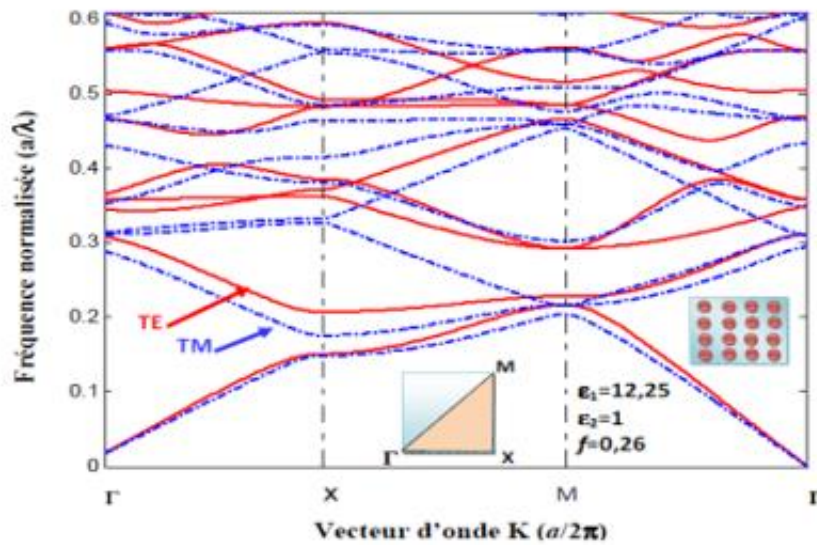
$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu \left( \frac{i\sigma}{\omega} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = \mu \left( i \frac{\sigma}{\omega} \right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \mu_0 \left( \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (\text{I.27})$$

## I.6. Diagramme de bande :

Chaque cristal photonique est caractérisé par son diagramme de bandes. La méthode de décomposition en onde plane nous a permis de voir les diagrammes de bandes des modes TE et TM d'un cristal photonique pour un réseau triangulaire gravé dans une hétéro-structure sur un substrat de GaAs dont le facteur de remplissage est  $f=30\%$  (Figure I.15). Pour la polarisation TE on observe une bande interdite en  $u=0.21-0.27$  tandis que pour la polarisation TM on remarque aucune bande interdite [34]. En effet les bandes interdite TE s'ouvrent généralement pour les structures connectées tandis que l'ouverture des bandes interdite TM sont plutôt favorisé pour les structures isolées comme c'est le cas pour les piliers entourés par l'air.



(a)



(b)

Figure I.15: diagramme de bande d'un cristal photonique 2D constitué de trous d'air dans une matrice diélectrique et calculé par la méthode des ondes planes pour la polarisation TE (ligne rouge) et TM (pointillé bleu) ( $f=0.3$ ) : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré [35].

Dans le cas du réseau triangulaire, une bande interdite photonique (BIP) est observée pour la polarisation TE pour  $a/\lambda \in [0,21; 0,27]$ . Pour la polarisation TM, aucune bande interdite n'apparaît. Cependant le réseau carré présente l'absence de la bande interdite photonique pour

les deux polarisations TE et TM. En effet, la plus grande BIP est obtenue avec un réseau triangulaire de trous d'air dans un diélectrique en polarisation TE [35].

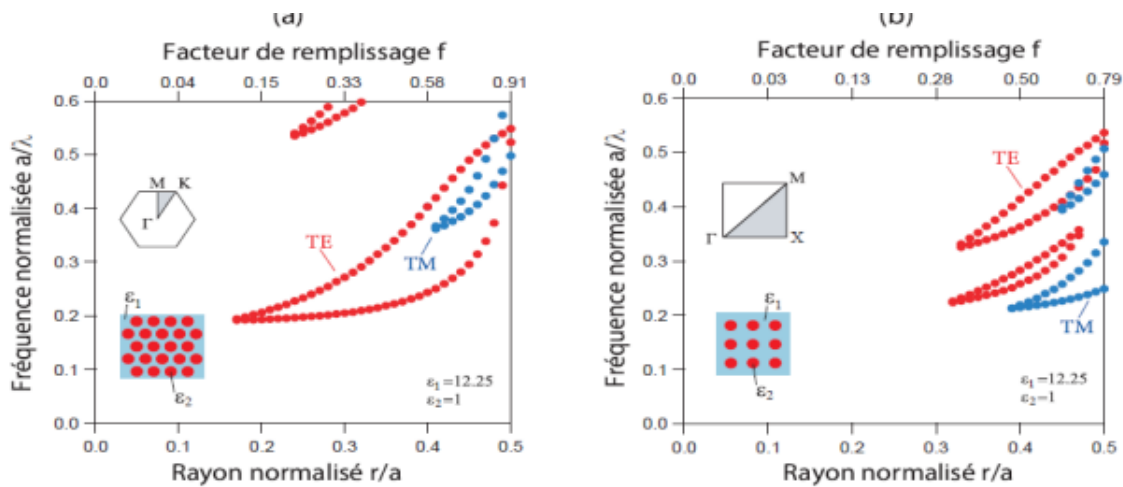


Figure I. 16: Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon=12.25$ ) : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré [35].

### I.7. Les défauts :

Les propriétés des structures à cristaux photoniques deviennent particulièrement intéressantes lorsque l'on introduit un ou plusieurs défauts dans la structure qui casse la périodicité de l'indice optique du cristal. En fait, il existe des modes évanescents à l'intérieur de la bande interdite. Ces modes ne se propagent pas mais l'insertion d'un défaut dans la périodicité du cristal permet d'introduire des modes propagatifs à l'intérieur de BIP. [36]

#### I.7.1. Les défauts ponctuels :

Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau, ils peuvent être obtenus par un changement de la permittivité, de la taille ou de la forme des motifs. Il existe trois types :

##### I.7.1.1. Les défauts additifs :

Ils consistent à l'ajout des éléments supplémentaires au réseau périodique initial. [37]

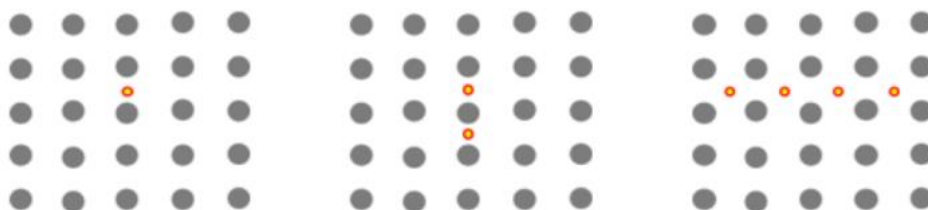


Figure I.17: Différentes stratégies des défauts additifs.

### I.7.1.2. Les défauts lacunaires :

Ils consistent à enlever des éléments du réseau périodique initial. [36]

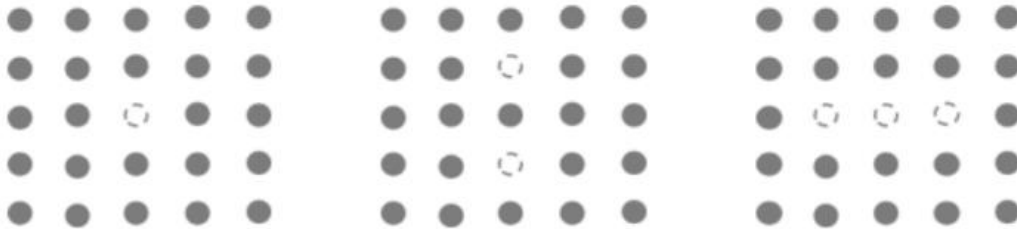


Figure I.18 : Différentes stratégies des défauts lacunaires

### I.7.1.3. Les défauts de substitution

Ils consistent à modifier des éléments du réseau initial, soit le diamètre ou la permittivité de certains motifs. [36]



Figure I.19: Différents types des défauts de substitution.

### I.7.2. Les défauts linéaires :

Ces défauts permettent de réaliser un guidage diffractif des ondes appelé aussi défauts étendus, de dimension 1, 2 ou 3, ne peuvent évidemment être obtenus que dans les cristaux de dimension au moins équivalente. Parmi ces défauts, les défauts 1D (W1) (Figure I.20), sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre d'études car ils ont vocation à être utilisés comme guides de lumière au sein d'un cristal donné. On peut d'ailleurs imaginer des défauts 2D (W2) ou 3D (W3) constitués d'une suite de guides W1, mis bout à bout et orientés dans les directions différentes, de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins possibles à l'intérieur du cristal. L'exemple de base est celui du guide d'onde linéaire W1 dans un cristal.[31]

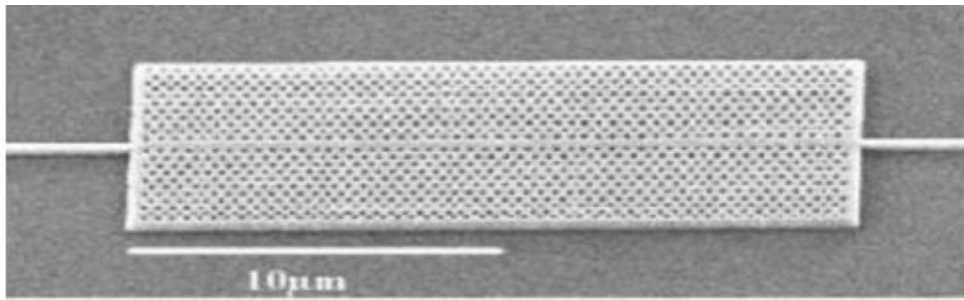


Figure I.20 : Exemple de guide W1 à cristal photonique triangulaire de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant.

### I.7.3. Les défauts couplés :

Les défauts couplés sont obtenus en liant les deux types des défauts linéaires et ponctuels. Le couplage entre ces défauts permet une apparition des pics supplémentaires de transmission dans la bande interdite [37].

### I.8. Les méthodes d'analyse et de synthèse des CPs-2D :

La méthode numérique la plus appropriée pour un problème donné dépend en grande partie de la Structure étudiée et des données requises. Certaines méthodes offrent une polyvalence au détriment de l'efficacité et / ou de la précision, tandis que d'autres sont très efficaces mais peuvent traiter uniquement une gamme limitée de géométries ou des problèmes spécifiques. Une autre considération est de savoir si une méthode résout le problème dans le domaine temporel ou fréquentiel. Dans le domaine temporel, la solution est calculée en fonction du temps, et peut donc être utilisée pour suivre la propagation d'une impulsion ou observer d'autres comportements transitoires. C'est particulièrement important lors de l'étude de nombreux effets non linéaires pour lesquels le temps dépend des propriétés des matériaux doivent être incluses explicitement. Un spectre de fréquences peut être calculé en lançant une impulsion courte et en prenant une transformée de Fourier de la réponse temporelle, cependant de longues simulations sont nécessaires pour obtenir la réponse en régime permanent de Q élevé structures. Les méthodes du domaine fréquentiel, d'autre part, calculent la solution comme une fonction de la fréquence, ce qui les rend plus appropriés pour le calcul de l'état d'équilibre des réponses fréquentielles et structures des bandes, et pour étudier les systèmes à forte dispersion matériaux. Il existe également un chevauchement considérable entre l'application de ces deux méthodes ; tandis que les spectres de fréquence peuvent être obtenus en prenant une transformée de Fourier d'une réponse temporelle, il est également



possible de calculer la réponse temporelle d'un appareil si la réponse en fréquence complète est connue.

### I.8. 1. La méthode d'ondes planes (PWE) :

La technique de décomposition en ondes planes (plane wave expansion, PWE) basée sur la résolution des équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel [36-37], est l'une des méthodes les plus utilisées pour le calcul de structure de bandes photoniques. Pour la décrire, supposons que les composantes électromagnétiques ont une dépendance harmonique en temps de type . Les équations de Maxwell différentielles s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = j \omega \mu_0 \vec{H} \quad (\text{I.28})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -j \omega \epsilon_r(\vec{r}) \epsilon_0 \vec{E} \quad (\text{I.29})$$

et sont respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique du vide, étant la fonction diélectrique du cristal photonique. Des deux équations de Maxwell précédentes découle l'équation d'onde suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} \quad (\text{I.30})$$

C'est la vitesse de la lumière dans le vide qui est donné par :  $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$

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

$$H(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \sum_{\lambda=1,2} h_{G' \lambda} \vec{e}_{G' \lambda} e^{j(k * G') r} \quad (\text{I.31})$$

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

$$\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}^*} \frac{1}{\epsilon_r} (\vec{G}^*) e^{j(\vec{G}^* \cdot \vec{r})} \quad (\text{I.32})$$

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

En posant  $\vec{G} = \vec{G}^i + \vec{G}^{i'}$  et en injectant (1.26) et (1.27) dans (1.25), on arrive à l'équation matricielle suivante

$$\sum_{\vec{G}} |\vec{k} + \vec{G}| |\vec{k} + \vec{G}^i| \epsilon_r^{-1} (\vec{G} - \vec{G}^i) \begin{bmatrix} \vec{e}_{2G} \cdot \vec{e}_{2G'} & -\vec{e}_{2G} \cdot \vec{e}_{1G'} \\ -\vec{e}_{1G} \cdot \vec{e}_{2G'} & \vec{e}_{1G} \cdot \vec{e}_{1G'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_{1G} \\ h_{2G'} \end{bmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} h_{1G} \\ h_{2G} \end{bmatrix} \quad (\text{I.33})$$

La résolution de l'équation (I.33) peut se faire en utilisant la méthode de diagonalisation. Pour différentes valeurs du vecteur d'onde qui sont limités à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin, on peut obtenir une série de fréquences propres  $w$  (valeurs propres de la matrice) qui va constituer la structure de bande photonique. Cette méthode est bien adaptée à l'étude de cristaux photoniques infiniment périodiques, elle a été utilisée par plusieurs auteurs pour la détermination de la bande interdite photonique des structures triangulaires bidimensionnelles ainsi que la structure du graphite.

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

### **I.8.2. Les méthodes FDTD (Finite-Difference-Time-Domain) :**

Ce sont les méthodes les plus générales et les plus utilisées pour le calcul des PhC car ils sont flexibles et peuvent gérer presque toutes les géométries [35]. La méthode implique la résolution des équations de Maxwell via des intégrations sur une grille discrétisée à la fois dans le temps et dans l'espace. Puisque la grille doit être assez fine pour résoudre la plus petite caractéristique du problème, traitant des structures PhC étendues peut être très exigeant en temps de calcul et en mémoire. FDTD peut être utilisé pour simuler des structures finies ou périodiques par le choix approprié d'absorption ou conditions aux limites périodiques ou bien de réseau fini en utilisant les conditions de mur magnétique ou de mur électrique [36]. Elles ont été proposées par Kane S. Yee en 1966.

### **I.8.3. La méthode de propagation du faisceau (BPM) :**

Qui est plus couramment utilisée pour étudier les fibres optiques et les guides d'ondes diélectriques [37,38], mais a été également appliqué aux PhC [39]. Cette approche implique le lancement d'une distribution initiale de champ  $u(x, y, z = 0)$  qui est alors propagé numériquement dans la direction  $z$ . La méthode a été initialement mise en œuvre pour la propagation avancée uniquement. Elle est plus efficace pour les structures qui varient lentement au niveau des directions de propagation. Les adaptations de la méthode originale ont permis la propagation et amélioré la polyvalence, mais BPM ne peut pas traiter avec la même portée des problèmes en tant que les méthodes FDTD.

### **I.8.4. La méthode des réseaux de diffraction :**

Cette méthode est basée sur une description du cristal photonique comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs. [42], [43] Ces réseaux sont séparés par des régions dont

les champs sont décomposés suivant la forme de Rayleigh, la théorie des réseaux est appliquée pour relier les coefficients de cette décomposition d'une région à l'autre. La résolution du système de relations matricielles entre les coefficients donne finalement la diffraction du matériau globale.

#### **I.8.5. La méthode de matrice de transfert :**

La TMM (Transfert Matrix Method) se réfère à une grande classe de techniques dans lesquelles la structure à modéliser est considéré comme un empilement de couches individuelles, où la transmission et la réflexion de chaque couche peut être caractérisée par des matrices de diffusion. [44] La Transmission à travers toute la pile est calculée en multipliant les matrices de diffusion ensemble d'une manière récursive. Ainsi, s'il existe plusieurs couches identiques, les matrices de diffusion n'a besoin d'être calculé qu'une seule fois, et peut ensuite être réutilisé à chaque fois que la couche apparaît dans la pile. Les méthodes de matrice de transfert sont une technique courante pour modéliser un film mince piles, où l'approche couche par couche est un choix évident [44], mais elles peuvent également être appliqué aux PhC, qui peuvent souvent être traités comme une pile périodique de diffraction réseaux [45, 46]. Le calcul de la structure de bande d'un PhC uniforme nécessite donc seule la connaissance des propriétés de diffusion d'une seule couche. Divers numérique des méthodes peuvent être utilisées pour calculer les matrices de diffusion, y compris la Fourier différentielle méthodes [47, 48] et méthodes par éléments finis [47].

#### **I.8.6. La méthode des liaisons fortes :**

Dans cette méthode, le champ électromagnétique est développé sur une base de fonction d'ondes localisées. Cette dernière est déterminée en calculant les fonctions de Wannier du cristal BIP parfait. Ce développement [48] est fait par analogie avec la description des liaisons fortes pour les orbitales électroniques des solides cristallins. Cette méthode semble être particulièrement rapide pour la détermination des états liés à des défauts dans le cristal.

#### **I.8.7. La méthode de développement sur des modes :**

La structure utilisée pour cette méthode est décomposée suivant des plans dans lesquels l'indice optique est constant selon une direction. Les champs sont développés sur les modes propres de chaque domaine trouvé [49,50]. Ceci conduit à des temps de calcul qui peuvent être considérablement réduits, particulièrement pour des structures en couches.

### **I.8.8. La méthode des éléments finis :**

La méthode des éléments finis est une méthode numérique pour résoudre les équations de Maxwell, dans diverses formulations ou d'autres équations aux dérivées partielles avec conditions aux limites. Les principaux avantages des méthodes à éléments finis, sont la représentation exacte des caractéristiques géométriques complexes présentes dans les applications réelles, les très bonnes propriétés de convergence qui permettent des résultats très précis en temps de calcul relativement court et la stabilité, l'applicabilité générale de la méthode aux différents paramètres de simulation [51], FEM utilise un maillage non structuré pour représenter le domaine, qui se décompose en nombreux éléments de forme simple, de taille et d'orientation différente, Les équations de Maxwell sont exprimées en un ensemble d'équations linéaires qui se rapprochent du champ sur un élément, une fonction d'interpolation est choisie et ses coefficients sont calculés pour chaque élément et stockés sous forme de matrices élémentaires ; Ces matrices sont ensuite assemblées en matrices globales qui forment un problème de valeur propre dont la dimension dépend du nombre d'éléments [52]. La méthode des éléments finis a été publiée par Turner en 1959, étant confinée à la communauté de la mécanique des structures et à l'industrie aérospatiale, par définition, cette méthode pourrait indiquer qu'il s'agit simplement d'une technique numérique pour obtenir des solutions approximatives aux équations différentielles particulières. [53]

### **I.9. Les applications des CPs-2D :**

#### **I.9.1. Guides d'onde :**

L'idée des guides d'ondes est apparue en 1994 sous l'impulsion de Joannopoulos, Meade et al [54], mais les premières réalisations ont été effectuées en 1999. La Figure I. 21 représente le schéma de guide d'onde W5, 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  $\Gamma K$  et  $\Gamma M$ . Deux types de guides d'onde W5 peuvent être créés suivant la périodicité des bords du cristal.

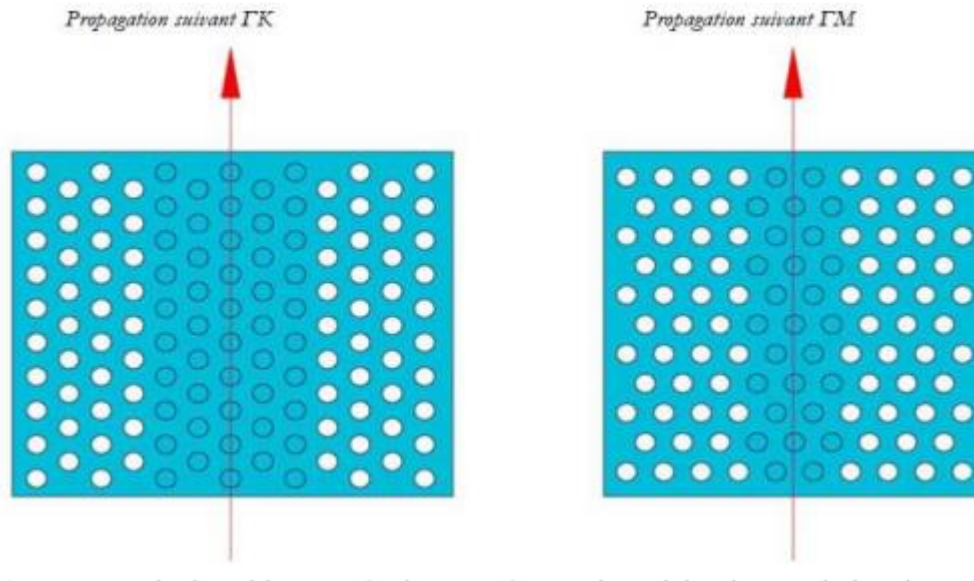


Figure I.21 : Spectre de de guide W5 crée dans un réseau triangulaire de trou d'air suivant les deux directions cristallographiques  $\Gamma K$  et  $\Gamma M$ .

La Figure I.21 représente le spectre de transmission dans la direction de propagation  $\Gamma K$  d'une structure W5 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'apparait pas, mais au contraire la transmission est favorisée autour  $1.55 \mu m$ .

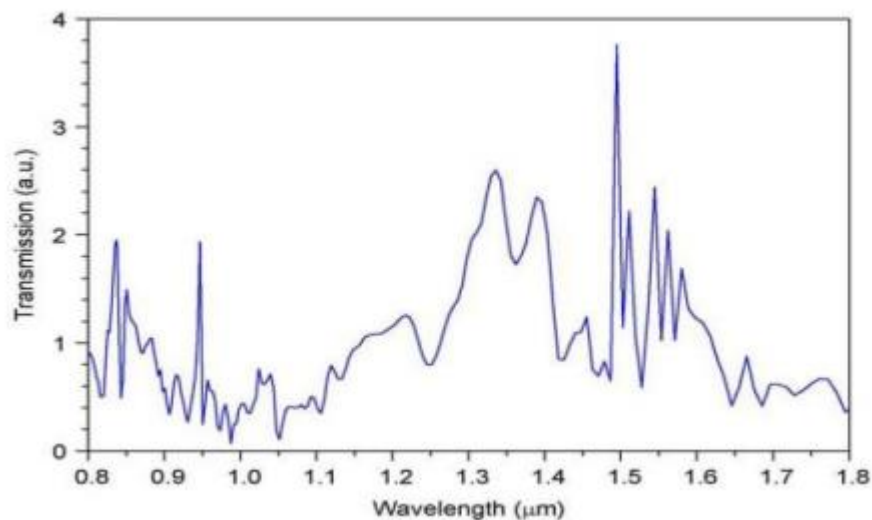


Figure I. 22 : Spectre de transmission en mode  $\Gamma K$  et  $\Gamma M$  d'une structure W5 [37].

### I.9.2. Filtres :

Un filtre est un élément ou une fonction dont l'objectif est de sélectionner une ou plusieurs bandes de fréquences [55] parmi le spectre électromagnétique et en rejette d'autres.

#### 1.9.2.1. Filtre Add-Drop :

Le principe du filtre add-drop (ADF), schématisé sur la Figure (I. 24(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. 23).

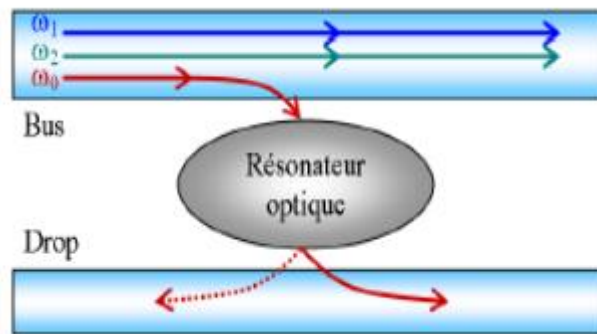


Figure I.23 : Filtre Add-Drop.

Les figures I.23 et I.24 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 [56] 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%.

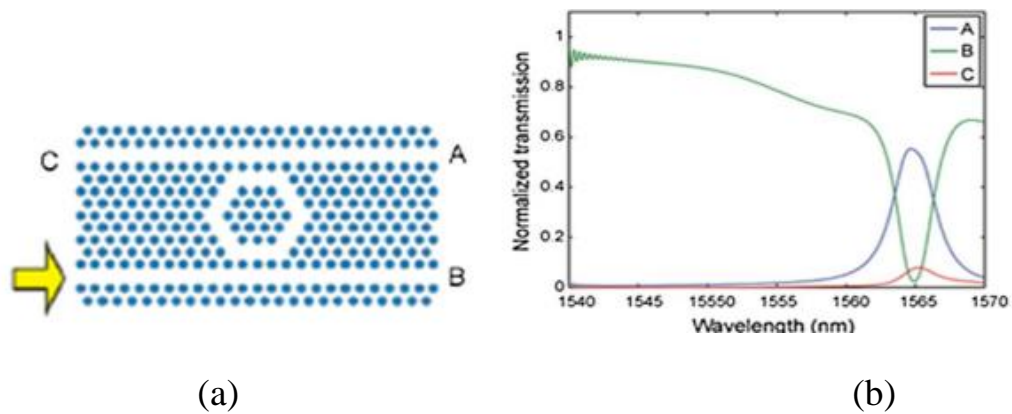


Figure I.24 : (a) Structure schématique d'un filtre Add-Drop et (b) son spectre de transmission normalisé à base d'un résonateur hexagonal

**1.9.2.2. Filtre couplés :**

Le filtrage spatio-fréquentiel est une des spécificités des filtres à cristal photonique. Les filtres peuvent être réalisés dans des structures périodiques en basant sur le couplage entre guides d'ondes et cavités. Dans ce cas, La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques-unes, qui seront couplées à la cavité. Cette approche permet plutôt de réaliser des filtres de type Fabry Perot et des filtres de type Add-Drop (Filtre directif vertical).

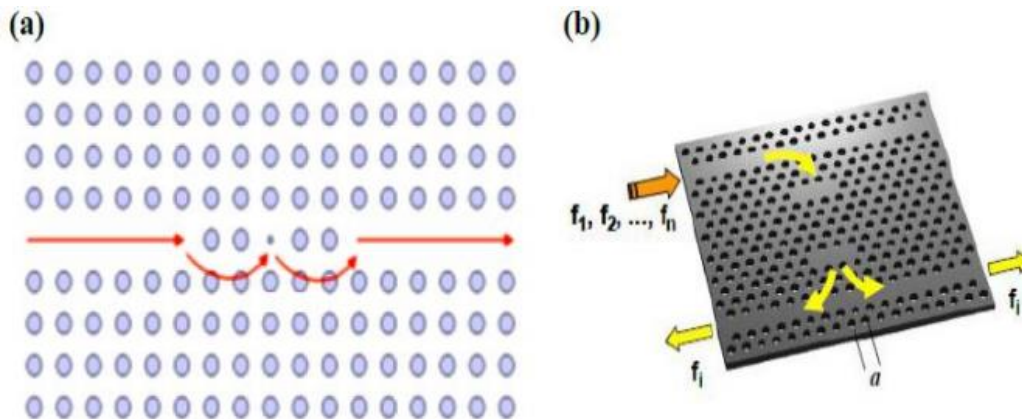


Figure I.25 : Schéma de principe d'une fonction de filtrage a base des cristaux photoniques : (a) filtre Fabry-Perot , (b) filtre Add-Drop [55].

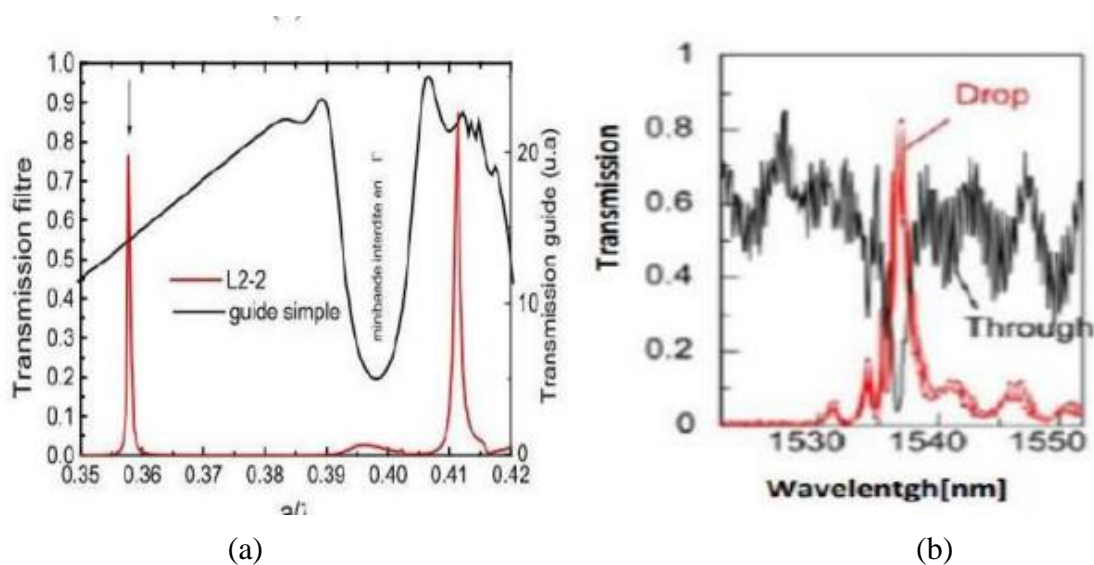


Figure I.26 : Spectre de transmission, (a) filtre Fabry-Perot , (b) filtre Add-Drop[55] .

### I.9.3. DEMUX-coupler :

Les propositions de démultiplexeurs à cristaux photoniques tendent à favoriser des cavités très petites (quelques périodes) et la fonctionnalité « add-drop », la plus exigeante [56]. Le principe du dispositif proposé est de se servir du couplage par diffraction de Bragg entre un mode fondamental rapide pour la propagation [57] du signal et un mode d'ordre supérieur, lent, pour l'extraction latérale du signal. Pour des guides à cristaux photoniques (CP) "W3" ou "W5", formés de 3 ou 5 rangées manquantes, ce couplage correspond à une mini stop band [53], dont la largeur typique est de 3-20 nanomètres à 1500 nm, tout fait adaptée au coarse WDM (CWDM), et donc aux réseaux métropolitain.

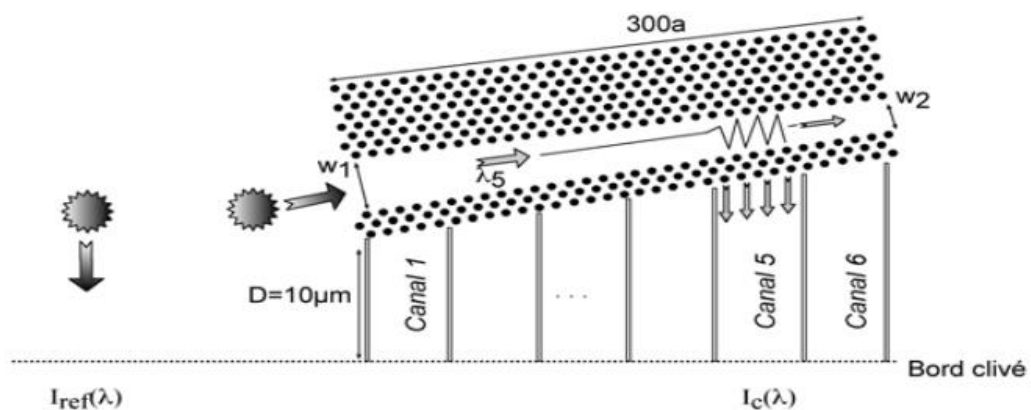


Figure I.27: Principe de démultiplexeur spectrographe : le guide PC de largeur proche de «W3 » couple le mode fondamental au mode d'ordre supérieur uniquement dans la section où la diffraction de Bragg entre les deux modes est autorisée. Ce mode est ensuite extrait latéralement à travers les trois rangées de trous [8].



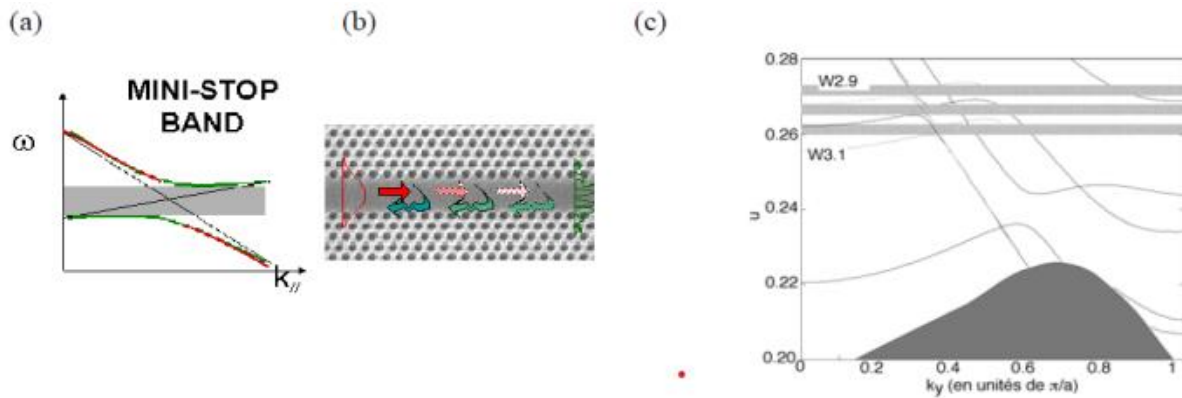


Figure I.28 : Illustration de l'utilisation de la mini-stopband : (a) relation de dispersion locale, le mode fondamental étant le plus raide, le mode d'ordre supérieur le moins raide ; (b) schéma du couplage de mode dans le guide W3 ; (c) superposition des relations de dispersion pour des guides dont la largeur est modifiée

### I.9.3. Diviseurs :

Le diviseur à CPs permet de séparer et de distribuer simultanément la lumière dans les différentes parties de circuit optique. Le diviseur de type jonction Y a été étudié comprenant un guide d'entrée, une portion de jonction Y et deux ou quatre guides de sortie. On obtient le nombre des sorties que l'on veut en les cascades. [58] Ce type de composant présente l'avantage d'offrir une réponse spectrale plate pour une gamme de longueur d'ondes très étendue, et l'analyse théorique portant sur des paramètres de conception a été menée par Fukazawa. [59].

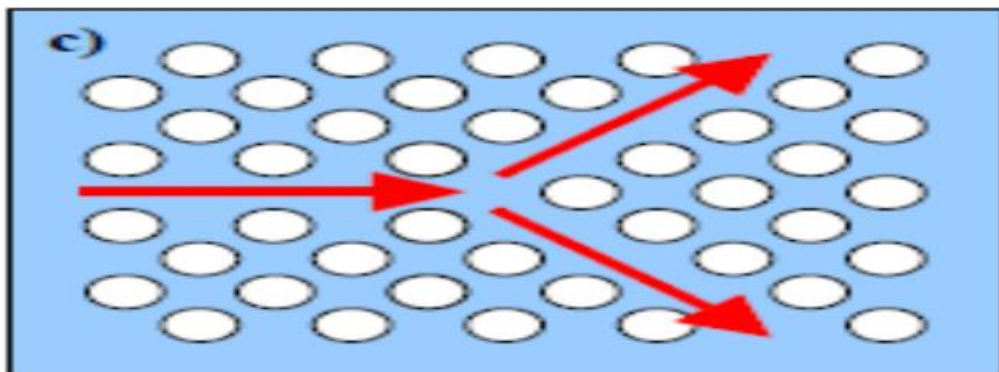


Figure I.29:c) Jonction Y[53].

**I.9.4. Coupleur directionnel :**

Le coupleur directionnel est un dispositif constitué de deux guides d'ondes monomodes parallèles. Il a quatre ports dont un port sert comme entrée et les trois ports comme des sorties. Deux guides monomodes séparés par une distance suffisamment faible l'un de l'autre forment un coupleur directionnel. [60] Un guide diélectrique peut être directement couplé à un guide à cristal photonique. L'efficacité de couplage dépend de la position de l'interface de découpe entre les deux guides [61].

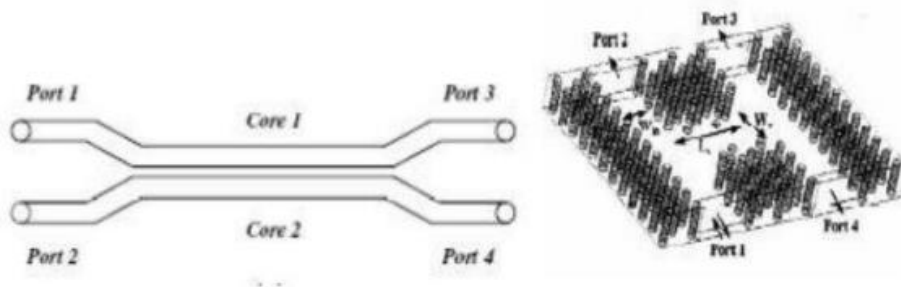


Figure I.30 : Schéma d'un coupleur optique directionnel.

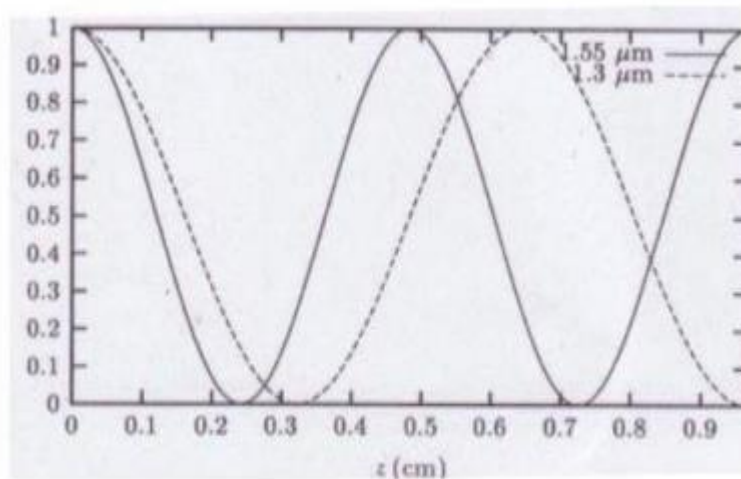


Figure I.31 : Puissance lumineuse de deux ondes à  $\lambda$  différentes dans un des guides d'un coupleur.

**I.10. Conclusion :**

Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui le rend intéressant pour de nombreuses applications. Dans ce chapitre, nous avons présenté les concepts de base liés aux cristaux photoniques ainsi que leur différents mode d'utilisation en présentant la méthode d'ingénierie de cristaux photonique telle que l'exploitation de diagramme de bande tout particulièrement sur la propriété de la bande interdite photonique. L'étude de défauts reste un sujet très riche lorsqu'on réalise des fonctions optiques à base de cristaux photoniques. La création d'un défaut dans les structures périodiques, qu'il soit linéaire ou local, modifiera le fonctionnement du matériau. Le chapitre suivant est réservé tout particulièrement aux coupleurs à base des CP-2D.

## Références Bibliographiques

- [1] F. Lallam, H. Abri Badaoui, and M. Abri, " Novel 1.31 $\mu$ 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] E. Yablonovitch, « Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics », *Physical Review Letters*, vol. 58, no 20, 1987, p. 2059–2062 (DOI 10.1103/PhysRevLett.58.2059, lire en ligne [archive] [PDF])
- [3] S. John, « Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices », *Physical Review Letters*, vol. 58, no 23, 1987, p. 2486–2489 (DOI 10.1103/PhysRevLett.58.2486, lire en ligne [archive] [PDF])
- [4]. W. S. Rayleigh, « On the remarkable phenomenon of crystalline reflexion described by Prof. Stokes », *Phil. Mag*, vol. 26, 1888, p. 256–265 (lire en ligne [archive] [PDF])
- [5] V. P. Bykov, « Spontaneous Emission in a Periodic Structure », *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 35, 1972, p. 269–273
- [6] V. P. Bykov, « Spontaneous emission from a medium with a band spectrum », *Quantum Electronics*, vol. 4, no 7, 1975, p. 861–871 (DOI 10.1070/QE1975v004n07ABEH009654, lire en ligne [archive])
- [7] K. Ohtaka, « Energy band of photons and low-energy photon diffraction », *Physical Review B*, vol. 19, no 10, 1979, p. 5057-5067 (DOI 10.1103/PhysRevB.19.5057, lire en ligne [archive])
- [8] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter et K.M. Leung, « Photonic band structure: the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms », *Physical Review Letters*, vol. 67, no 17, 1991, p. 2295–2298 (DOI 10.1103/PhysRevLett.67.2295, lire en ligne [archive] [PDF])
- [9] T. F. Krauss, R. M. DeLaRue et S. Brand, « Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths », *Nature*, vol. 383, no 6602, 1996, p. 699–702 (DOI 10.1038/383699a0)
- [10] S. Johnson (MIT) Lecture 3: Fabrication technologies for 3d photonic crystals, a survey [archive]
- [11] F. Meseguer, « Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects », *Liquids and MesoScience*, vol. 270-271, 2005, p. 1-7 (DOI 10.1016/j.colsurfa.2005.05.038, lire en ligne [archive] [PDF])
- [12] 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).

- [13] J.B. Jones, J.V. Sanders, and E.R. Segnit. Structure of opal. *Nature*, 204 :990–991, December 1964
- [14] Roberte Brugerolles gazouille, 30 octobre 2016.
- [15] R.C. McPhedran, N.A. Nicorovici, D.R. McKenzie, L.C. Botten, A.R. Parker, and G.W. Rouse. The sea mouse and the photonic crystal. *Aust. J. Chem.*, 54 :241–244, 2001.
- [16] Sandrine MASSY, « Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur LiNbO<sub>3</sub> », Thèse de doctorat N° 4, Université de Limoges, 2004.
- [17] 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.
- [18] Benoît Lombardet, 'Étude Et Réalisation De Cristaux Photoniques Pour L'optique Intégrée ', Thèse De Doctorat, École Polytechnique Fédérale De Lausann, 2005
- [19] Letartre, X., Seassal, C., Grillet, C., Rojo Romeo, P., Viktorovitch, P., D'yerville, M. L., Cassagne, D., Jouanin, C. Group velocity and propagation losses measurement in a single\_line photonic-crystal waveguide on InP membranes. *Applied Physics Letters*, 2001, vol 79, n° 15, p 2312-2314
- [20] 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.
- [21] J. B. Pendry, Photonic band structures. *Journal of modern optics* 41, p. 209 (1994).
- [22] B. Wild, Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité, Thèse de doctorat en Physique, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2006
- [23] N.Kawia et al., “Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional AlGaAs Photonic Crystal”. *Physical Review Letters* 86(11):p.2289,2001.
- [24] D. Felbacq, E. Centeno, Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary, *J. Optics Communications*, vol. 199, pp. 39–45, 2001.
- [25] M. Gorisse, Réalisation de filtres RF à base de cristaux photoniques, Thèse de doctorat en Micro et Nano Electronique, Université de Grenoble, 2006.
- [26] A.Dahmani , 'Optimisation des filtres selectifs à base des cristaux photoniques unidimensionnelles par une approche hybride ',Mémoire de master, Université de Tlemcen ,juin 2017.
- [27] 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

- [28] E. Yablonovitch, « Photonic band-gap structures, » Optical Society of America. B, vol. 10, n° 12, pp. 283-295, 1993.
- [29] M. Grillet, « cristaux photoniques et intégration photonique ». Thèse de doctorat de l'université de Lyon (2003).
- [30] Chow, E., Lin, S. Y., Wendt, J. R., Johnson, S. G., Joannopoulos, J. D. Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$  wavelengths. Optics letters, 2001, vol 26, n°5, p 286-288
- [31] C.J.M. Smith et al, "Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal". Applied physics letters (2001).
- [32] ABRI née BADAoui Hadjira, "Etude et Conception des Micro - composants à Base des Cristaux Photonique Bidimensionnels", Thèse de Doctorat, Université de Tlemcen, Décembre 2012.
- [33] Jérôme Muller. Réalisation et modélisation d'un microscope à sonde locale appliqué à l'étude du rayonnement thermique en champ proche. PhD thesis, Université Henri Poincaré - Nancy université, 2011.
- [34] Barbara WILD « Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité », Thèse de doctorat ,Ecole polytechnique fédérale de Lausanne (2006).
- [35] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Three-dimensionally periodic dielectric layered structure with omnidirectional photonic band gap," Appl. Phys. Lett, vol. 77, no. 22, pp. 3490– 3492, 2000
- [36] G. Tayeb, D. Maystre, Rigorous theoretical study of finite size two dimensional photonic crystals doped by microcavities, J. Optical Society of America A, vol. 14, pp. 3323– 3332, 1997
- [37] Riad MOUKHTARI : Contribution à L'étude et La Conception Des Cavités à Cristaux Magneto Photoniques, Thèse de doctorat , Université Mohamed Boudiaf - M'sila.
- [38] j.m.lourtioz, d.mayster, h.benisty, v.berger, j.m.gregerard, a. Tchebrikov « les cristaux photoniques ou la lumière en cage », GET et lavoisier, Paris, 2003.
- [40] C.J.M. Smith et al, "Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal". Applied physics letters (2001).

- [42] C. T. Chan, Q. L. Yu, and K. M. Ho, "Order-N spectral methods for electromagnetic waves," *Phys.Rev. B* 51, 16635–16642 (1995).
- [43] T. Briallat, définition, réalisation et caractérisation de matériaux à bandes photoniques interdites reconfigurables en Micro-ondes, thèse de doctorat, Univ. de Paris X, Décembre 2000.
- [44] M. D. Feit and J. A. Fleck, Jr., "Computation of mode properties in optical fiber waveguides by a propagating beam method," *Appl. Opt.* 19, 1154–1164 (1980).
- [45] B. J. Eggleton, P. S. Westbrook, C. A. White, C. Kerbage, R. S. Windeler, and G. L. Burge, "Cladding mode-resonances in air-silica microstructured optical fibers," *J. Lightwave Technol.* 18, 1084–1100 (2000).
- [46] M. Koshiba, Y. Tsuji, and M. Hikari, "Time-domain beam propagation method and its application to photonic crystal circuits," *J. Lightwave Technol.* 18, 102–110 (2000).
- [47] K. M. Leung and Y. F. Liu, "Full vector wave calculation of photonic band structures in face-centered cubic dielectric Media," *Phys. Rev. Lett.* 65, 2646–2649 (1990).
- [48] K. Busch, S. F. Mingaleev, A. Garcia-Martin, M. Schillinger, and D. Hermann, "The Wannier function approach to photonic crystal circuits," *J. Phys.: Condens. Matter* 15, R1233–R1256 (2003).
- [49] N. A. Nicorovici, R. C. McPhedran, and L. C. Botten, "Photonic band gaps for arrays of perfectly conducting cylinders," *Phys. Rev. E* 52, 1135–1145 (1995).
- [50] D. Felbacq, G. Tayeb, and D. Maystre, "Scattering by a random set of parallel cylinders," *J. Opt. Soc. Am. A* 11, 2526–2538 (1994).
- [51] L. M. Li and Z. Q. Zhang, "Multiple-scattering approach to finite-sized photonic band-gap materials," *Phys. Rev. B* 58, 9587–9590 (1998).
- [52] D. Maystre, "Electromagnetic study of photonic band gap," *Pure Appl. Opt.* 3, pp. 975–993 (1994).
- [53] Y. Qiu, K. M. Leung, L. Carin, D. Kralj, "Dispersion curves and transmission spectra of two dimensional photonic band-gap crystal: theory and experiments," *J. Appl. Phys.* 77, N°8, pp. 3631–3636 (1995).
- [54] D. Cassagne, "Matériaux à bandes interdites photoniques." *Ann. Phys. Fr.* 23, n°4 (1998).

- [55] J. B. Pendry and A. MacKinnon, “Calculation of photon dispersion relations,” *Phys. Rev. Lett.* 69, 2772–2775 (1992).
- [56] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, and K. M. Ho, “Photonic band gaps and defects in two dimensions : Studies of the transmission coefficient,” *Phys. Rev. B* 48, 14121–14126 (1993).
- [57] L. Li, “Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings,” *J. Opt. Soc. Am. A* 13, 1024–1035 (1996). [48] E. Silberstein, P. Lalanne, and J.-P. Hugonin, “Use of grating theories in integrated optics,” *J. Opt. Soc. Am. A* 18, 2865–2875 (2001).
- [58] P. Bienstman, Rigorous and efficient modelling of wavelength scale photonic components. These de doctorat, université de Gent, Belgique (2001).
- [59] P. Bienstman et R. Baets, Optical modelling of photonic crystals and VCSELs using eigenmode expansion and perfectly matched layers. *Optical and quantum electronics* 33, p. 327 (2001).
- [60] MAES Bjorn, PETRÁČEK Jiří, BURGER Sven, et al. « Simulations of high-Q optical nanocavities with a gradual 1D bandgap. *Optics express*, vol. 21, no 6, p. 6794-6806, (2013).
- [61] BRAUN Paul V., RINNE Stephanie A., et GARCÍA-SANTAMARÍA. Florencio. Introducing defects in 3D photonic crystals: state of the art. *Advanced Materials*”, vol. 18, no 20, p. 2665-2678, (2006).
- [62] BENACHOUR Yassine. Optimisation de cristaux photoniques pour l’optique non linéaire. Thèse de doctorat. Université Paris Sud-Paris XI, (2008).



**Chapitre II :**  
**Couplage dans les Cristaux Photoniques**

## II. 1. Introduction :

Les coupleurs directionnels sont des dispositifs passifs utilisés principalement dans le domaine de la technologie radio. Ils couplent une quantité définie de la puissance électromagnétique d'une ligne de transmission à un port permettant d'utiliser le signal dans un autre circuit. Une caractéristique essentielle des coupleurs directionnels est qu'ils ne couplent la puissance circulant que dans une seule direction. Un coupleur directionnel conçu pour répartir la puissance de manière égale entre deux ports est appelé coupleur hybride [1].

Les coupleurs directionnels sont le plus souvent construits à partir de deux lignes de transmission couplées placées suffisamment proches l'une de l'autre pour que l'énergie passant par l'une soit couplée à l'autre. Cette technique est favorisée aux fréquences micro-ondes où les conceptions de lignes de transmission sont couramment utilisées pour mettre en œuvre de nombreux éléments de circuit.

Dans ce chapitre, nous allons présenter principalement la théorie des coupleurs directifs suivie par quelques exemples d'application dans le domaine des télécommunications optique.

## II.2 Théorie des coupleurs directifs :

### II.2.1 Définition de matrice S :

La matrice S est une matrice d'onde comme nous allons le montrer par la suite. Nous donnons sa définition pour un quadripôle, sa généralisation étant alors évidente. On considère le quadripôle de la Figure II.1.

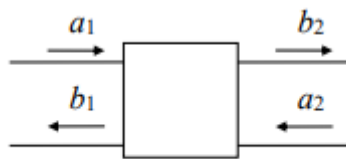


Figure II.1. Quadripôle.

La matrice reliant les ondes émergentes  $b_1$  et  $b_2$  aux ondes incidentes  $a_1$  et  $a_2$  s'écrit de la façon suivante :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (\text{II.1})$$

$$b_1 = s_{11}a_1 + s_{12}a_2$$

$$\text{D'où :} \quad b_2 = s_{21}a_1 + s_{22}a_2 \quad (\text{II.2})$$

Les paramètres  $s_{ij}$  de la matrice sont appelés « paramètres S ».

### II.2.2 Définition :

Les coupleurs directifs sont des éléments très importants dans le domaine de télécommunications hyperfréquences surtout pour mesurer les puissances hyperfréquences émises et réfléchies par une charge quelconque comme une antenne par exemple. Les coupleurs directifs sont très efficaces au niveau des pertes, ce sont en général des dispositifs radiofréquences ou hyperfréquences à faibles pertes.

Les coupleurs directifs à guide d'onde sont particulièrement utilisés pour les applications hyperfréquences avec de grandes puissances. Mais leur taille physique pose en général un problème lorsqu'on les utilise comme des éléments distribués car ils occupent beaucoup de place surtout lors d'une application nécessitant une large bande [2].

Selon la nomenclature adoptée pour un coupleur, et par définition les coupleurs directifs sont des dispositifs passifs disposant de quatre ports et permettant aux sorties de recueillir une puissance proportionnelle à l'entrée : ce sont des diviseurs de puissance [3].

Un coupleur directif comporte en général deux circuits : un circuit principal et un circuit secondaire, et un mécanisme de couplage entre eux [2].

Une partie de la puissance incidente, qui se propage sur la ligne principale de 1 vers 2, est couplée sur la ligne secondaire et sort en 3, pour un coupleur Co-directif, et en 4, pour un coupleur contra-directif [5].

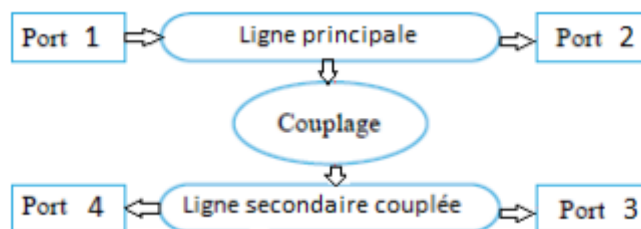


Figure II.2 : Diagramme schématisant les éléments principaux d'un coupleur directif avec ses quatre ports.

On pourra distinguer les grandes classes de coupleurs directifs (Figure II.3) que sont les coupleurs par proximité (contra-directif) et les coupleurs à jonctions (Co-directif) [2].

Le couplage contra-directif est un couplage qui résulte de la recombinaison des ondes réfléchies dans les plans des discontinuités tandis que le couplage Co-directif est dû à la différence de vitesse de phase des modes fondamentaux.

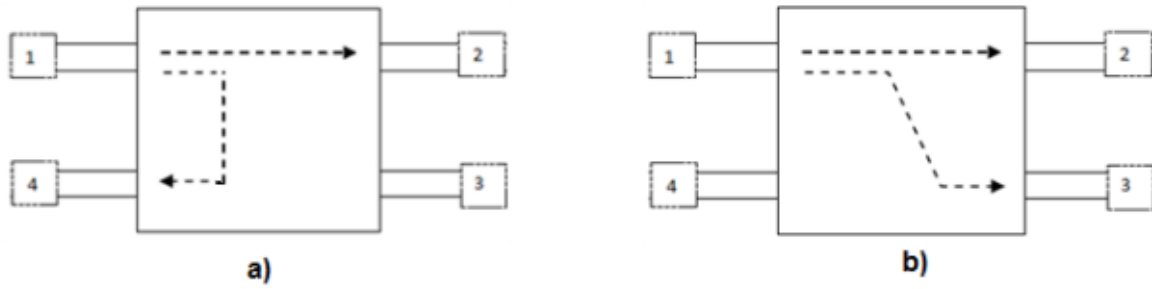


Figure II.3: a) coupleur contra-directif b) coupleur Co-directif

De façon plus générale, un coupleur directif est un quadripôle réciproque ( $s_{ij} = s_{ji}$ ), adapté ( $s_{ii} = 0 \forall i$ ) et idéalement sans pertes  $[s]^*=[s]^{-1}$  [6].

La matrice S de ce coupleur est :

$$S = \begin{bmatrix} 0 & s_{12} & s_{13} & s_{14} \\ s_{21} & 0 & s_{23} & s_{24} \\ s_{31} & s_{32} & 0 & s_{34} \\ s_{41} & s_{42} & s_{43} & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.3})$$

Pour un système sans pertes, on peut démontrer qu'il faut que :

$$s_{14}^* (|s_{13}|^2 - |s_{24}|^2) = 0 \quad (\text{II.4})$$

ET : 
$$s_{23}^* (|s_{12}|^2 - |s_{34}|^2) = 0 \quad (\text{II.5})$$

Qu'on peut satisfaire si  $s_{14} = s_{23} = 0$ . Puisque le réseau est sans pertes, la matrice S est unitaire :  $(s^*)^T s = 1$  et  $s^T s^* = 1$  (le produit des amplitudes de chaque rangée est 1), et on obtient [4] :

$$(|s_{12}|^2 + |s_{13}|^2) = 1 \quad (\text{II.6})$$

$$(|s_{12}|^2 + |s_{24}|^2) = 1 \quad (\text{II.7})$$

$$(|s_{13}|^2 + |s_{34}|^2) = 1 \quad (\text{II.8})$$

$$(|s_{24}|^2 + |s_{34}|^2) = 1 \quad (\text{II.9})$$

Ce qui implique que :  $|s_{13}| = |s_{24}|$ , et  $|s_{12}| = |s_{34}|$

Pour simplifier la matrice encore plus, on choisit des références de phase sur 3 des 4 ports, de sorte que [4]

$$s_{12} = s_{34} = \alpha \quad (\text{II.10})$$

$$s_{13} = \beta e^{j\theta} \quad (\text{II.11})$$

$$s_{24} = \beta e^{j\phi} \quad (\text{II.12})$$

Avec les conditions que  $\alpha$  est réel,  $\beta$  est réel, et  $\theta$  et  $\phi$  sont des constantes de phase à déterminer. Puisque  $(|s_{12}|^2 + |s_{13}|^2) = 1$ , on obtient  $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ . Pour ce coupleur directionnel sans pertes, la matrice S devient [4] :

$$s = \begin{bmatrix} 0 & \alpha & \beta e^{j\theta} & 0 \\ \alpha & 0 & 0 & \beta e^{j\phi} \\ \beta e^{j\theta} & 0 & 0 & \alpha \\ 0 & \beta e^{j\phi} & \alpha & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.13})$$

Le produit scalaire des rangées 2 et 3 doit être zéro

$$s_{12}^* s_{13} + s_{24}^* s_{34} = 0 \quad (\text{II.14})$$

Ou :  $\alpha \beta e^{j\theta} + \alpha \beta e^{-j\phi} = 0 \quad (\text{II.15})$

$$e^{j\theta} + e^{-j\phi} = 0 \quad (\text{II.16})$$

Le produit scalaire sera satisfait si  $\theta = \phi = \pi/2$  ou  $\theta = 0$  et  $\phi = \pi$ . Les symboles typiques pour des coupleurs directionnels sont montrés à la Figure II.4, où la convention de flux de puissance est montrée : l'entrée est toujours au port 1, le port de sortie est au port 2, le port de sortie du signal couplée est au port 3, et le port isolé est le port 4. Dans un coupleur idéal, il n'y a aucune puissance délivrée au port 4.

En conclusion : Nous définissons un coupleur avec :

$$s_{11} = s_{22} = s_{33} = s_{44}$$

$s_{21} = s_{12} = s_{43} = s_{34} = \delta$  Transmission entre les voies situées en lignes droites.

$s_{31} = s_{13} = s_{42} = s_{24} = \varepsilon$  transmission entre les voies d'une même paire.

$s_{41} = s_{14} = s_{32} = s_{23} = \tau$  Transmission entre les voies situées en diagonales.

Si  $\varepsilon = 0$  alors le coupleur est parfait.

La matrice de répartition du coupleur est donc complètement déterminée par les éléments de la première colonne.

Autrement dit, le calcul de la matrice de répartition se réduit au calcul des quatre paramètres  $s_{11}, s_{21}, s_{31}$  et  $s_{41}$  [6].

### II.2.3 Coupleur symétrique $\theta = \phi = \pi/2$ :

Le coupleur symétrique est montré à la Figure II.4, n'importe quel port peut être utilisé pour l'entrée. La sortie sera toujours du côté opposé de l'entrée, et le port isolé sera toujours du

même côté que l'entrée. Dans ce cas, on choisit  $\theta = \phi = \pi/2$ , ce qui veut dire que les termes d'amplitude ont la même phase [4].

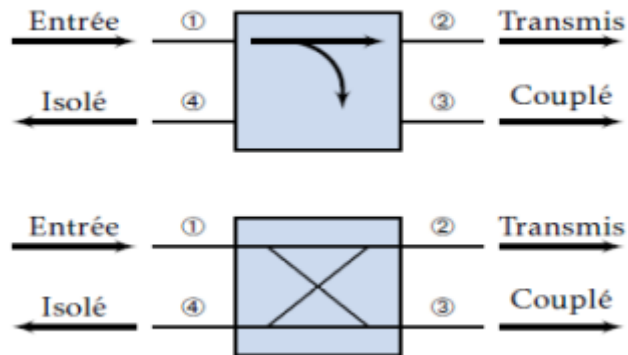


Figure II.4 : Deux symboles communs pour des coupleurs directionnels, et convention de flux de puissance.

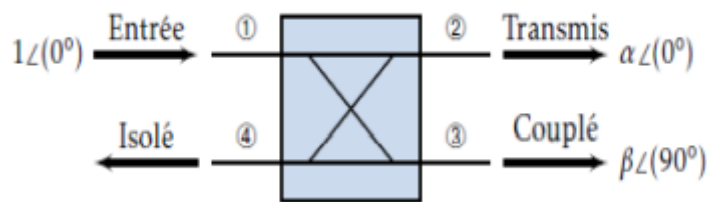


Figure II.5 : Coupleur symétrique.

La matrice S du coupleur symétrique est :

$$s = \begin{bmatrix} 0 & \alpha & j\beta & 0 \\ \alpha & 0 & 0 & j\beta \\ j\beta & 0 & 0 & \alpha \\ 0 & j\beta & \alpha & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.17})$$

### II.2.4 Coupleur anti-symétrique $\theta = 0$ et $\phi = \pi$ :

Le coupleur anti-symétrique est montré à la Figure II.6. Dans ce cas, on choisit  $\theta = 0$  et  $\phi = \pi$  ce qui veut dire que les termes d'amplitude  $\beta$  ont  $180^\circ$  de déphasage [4].

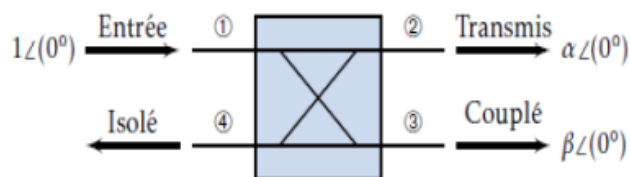


Figure II.6 : Coupleur anti-symétrique.

La matrice S du coupleur anti-symétrique est :

$$s = \begin{bmatrix} 0 & \alpha & \beta & 0 \\ \alpha & 0 & 0 & -\beta \\ \beta & 0 & 0 & \alpha \\ 0 & -\beta & \alpha & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.18})$$

On utilise typiquement trois paramètres pour définir un coupleur directionnel :

$$\text{Couplage} = C = 10 \log \frac{p_1}{p_3} = -20 \log \beta \quad [\text{dB}] \quad (\text{II.19})$$

$$\text{Directivité} = D = 10 \log \frac{p_3}{p_4} = 20 \log \frac{\beta}{|s_{14}|} \quad [\text{dB}] \quad (\text{II.20})$$

$$\text{Isolation} = I = 10 \log \frac{p_1}{p_4} = -20 \log |s_{14}| \quad [\text{dB}] \quad (\text{II.21})$$

Où :  $p_1, p_2, p_3$  et  $p_4$  représentent les puissances d'entrées et de sorties aux ports 1, 2, 3 et 4.

Le facteur de couplage indique le pourcentage de la puissance d'entrée qui est couplé au port de sortie. La directivité est une mesure de la capacité du coupleur à isoler les ondes transmises et réfléchies, tout comme l'isolation. Ces quantités sont reliées :

$$I = D + C \quad [\text{dB}] \quad (\text{II.22})$$

Un coupleur idéal aura une directivité et une isolation infinies

( $s_{14} = 0$ ). Dans ce cas,  $\alpha$  et  $\beta$  peuvent être déterminés à partir du facteur de couplage C [4].

Les coupleurs hybrides sont un cas spécial de coupleurs directionnels, où le facteur de couplage est -3dB, ce qui veut dire que

$\alpha = \beta = \frac{1}{\sqrt{2}}$ . Il existe deux types de coupleurs hybrides. Le coupleur en quadrature a un déphasage de  $90^\circ$  entre les ports 2 et 3 ( $\theta = \phi = \pi/2$ ) ; c'est un coupleur symétrique. La matrice S est :

$$[s] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 & j & 0 \\ 1 & 0 & 0 & j \\ j & 0 & 0 & 1 \\ 0 & j & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.23})$$

Le T-magique ou rat-race hybride a un déphasage de  $180^\circ$  entre les ports 2 et 3 lorsque l'entrée est au port 4 ; c'est un coupleur antisymétrique. Sa matrice S est :

$$[s] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 & j & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.24})$$

### II.2.5 Caractéristiques d'un coupleur directionnel :

Le choix d'un coupleur directionnel dépend :

- Puissance maximum à transmettre, elle dépend de la qualité de la réalisation et des dimensions du coupleur.
- Bande de fréquence d'utilisation, déterminée par le type et la technologie utilisée.
- Précision de la mesure, d'autant meilleure que la directivité du coupleur sera grande.
- Puissance minimum nécessaire pour la mesure, liée à la puissance dans la ligne principale et au facteur de couplage.

### II.3. JONCTIONS HYBRIDES [7], [8] :

Un cas particulier important est le coupleur directif à 3 dB qui est le plus souvent appelé jonction hybride (Figure II.7).



Figure II.7 : Diviseur d'onde

Ce coupleur a deux propriétés importantes :

- Il divise la puissance par 2 (et donc l'amplitude par  $\sqrt{2}$ ) entre les voies 2 et 4 ;
- Il crée un déphasage retard de  $90^\circ$  en

### II.4. Quelques travaux de la littérature :

En se basant sur ces composants de base des circuits photoniques intégrés, différents dispositifs ont été proposés et démontrés dans plusieurs domaines telles que les coupleurs directionnels [9-10], les doubles virages [11], les filtres [12-13], les démultiplexeurs [14-15], les diviseurs de puissance [16-17], les capteurs et biocapteurs [18-19]. Ces nouveaux dispositifs reproduisent les principes opérationnels des différents composants d'un circuit intégré en utilisant les photons comme porteurs d'information à la place des électrons. Quelques exemples de ces dispositifs sont illustrés dans la Figure II.8



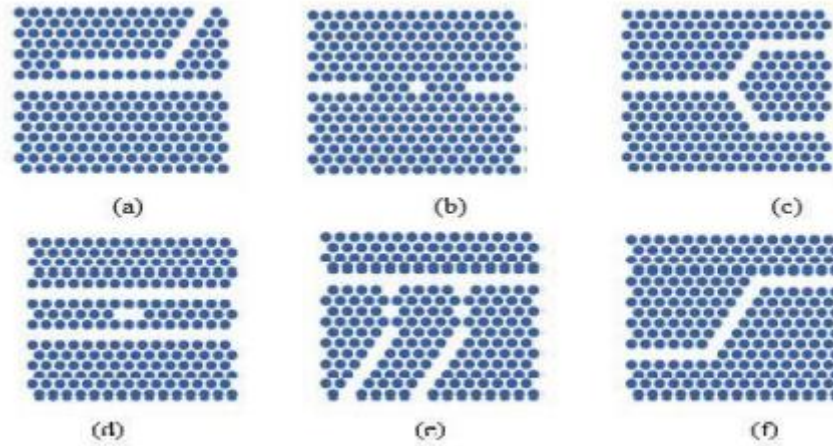


Figure II.8: Dispositifs à base de cristaux photoniques 2-D. (a) Coupleur directionnel ; (b) Biocapteur ; (c) Diviseur de puissance ; (d) Filtre ; (e) Démultiplexeur ; (f) Double virage

#### II. 4.1. Coupleur directionnel à base d'un CP-2D :

Le coupleur directionnel étudié dans cette section est un dispositif constitué de deux guides d'onde monomodes parallèles. Il a quatre ports dont un port sert comme entrée et les trois ports comme des sorties. Deux guides monomodes séparés par une distance suffisamment faible l'un de l'autre forment un coupleur directionnel. En effet, quand deux guides sont côte à côte, ils ne se comportent plus comme deux guides monomodes indépendants mais ils agissent comme un seul guide plus large multimode comprenant deux modes guidés comme il est montré dans la Figure II.9. Ces deux modes s'appellent des "super modes". La lumière se propageant dans l'un des guides est vue comme la superposition des super modes du coupleur. Les deux super modes ont des constantes de propagation différentes. Si la différence de phase entre les deux super modes est un multiple impair de  $\pi$ , la lumière va être transmise d'un guide vers l'autre au bout d'une longueur  $L_C$  appelée longueur de couplage. La lumière reviendra ensuite dans le guide initial au bout de  $2L_C$ , et ainsi de suite. On définit la longueur de couplage nécessaire pour transférer 100% de la lumière d'un guide vers l'autre par la relation suivante [20] :

$$L_c = \frac{\pi}{|k_e - k_o|} \quad (\text{II.25})$$

Avec :  $k_e$  est la constante de propagation du super mode pair et  $k_o$  celle du super mode impair.

Selon l'équation (II.25), si  $k_e = k_o$  (croisement de bandes ou modes dégénérés), la longueur de couplage devient infinie ; aucun transfert de puissance n'est possible entre les deux guides

et nous sommes dans une situation de découplage. Ce phénomène pourra être utile dans le cadre de circuits photoniques très denses où les guides seront très proches les uns des autres.

En effet, dans ce cas, les guides sont totalement isolés.

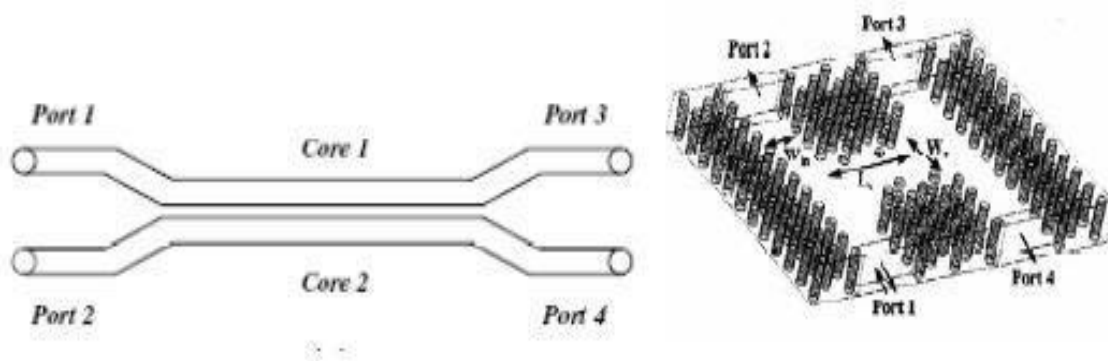


Figure II.9: Schéma d'un coupleur optique directionnel.

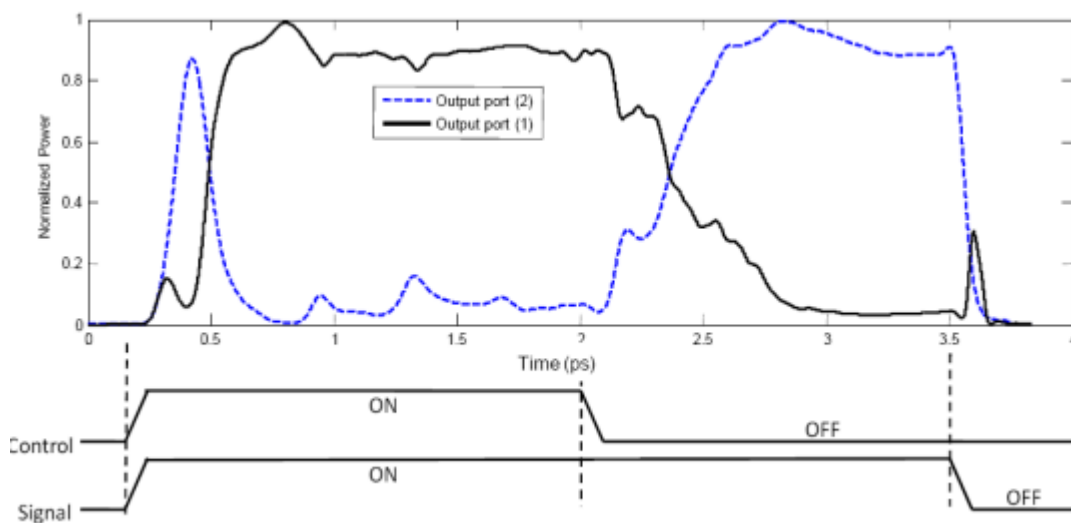


Figure II.10: La simulation temporelle du coupleur directionnel montré dans (Figure II.9) [21].

Afin de pouvoir observer les caractéristiques temporelles du switch, le signal d'entrée et de commande sont émis simultanément. Après 2ps le signal de commande est arrêté et après 3.5ps le signal d'entrée s'est arrêté aussi. La Figure (II.10) expose la densité de puissance en fonction du temps pour les deux sorties de la Figure (II.9). Puisque la vitesse de groupe du signal „entrée“ est plus rapide que celle du signal „commande“, il atteint la sortie plus rapidement durant une brève période ( $t=0.4p. s$ ), et sort du deuxième port de sortie.

A  $t=0.5p. s$  le signal de commande atteint la sortie « « passage à l'état non-linéaire » et force le signal d'entrée (données) à commuter vers le premier port. Quand le signal de commande est à l'état « OFF » ( $t=2p.s$ ), les tiges retournent à l'état linéaire et le signal de données commute à nouveau vers le premier port de sortie.

**II. 5. Conclusion :**

Dans ce chapitre, nous avons présenté les concepts de base liés aux coupleurs directifs y compris la matrice S suivis par quelques travaux de la littérature. Le chapitre suivant sera réservé aux résultats de simulation de coupleurs directifs fonctionnant dans la troisième fenêtre des télécommunications optiques.

### References Bibliographiques

- [1] W. Philip C. Magnusson, Transmission Lines and Wave Propagation, CRC Press, 26 Dec, 2000.
- [2] ALMUSTAFA MOHAMAD « Modélisation des micro-plasmas, conception des circuits micro-ondes, Coupleur Directionnel Hybride pour Mesures et des applications en Télécommunication » l'Université de Toulouse – délivré par : Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse), spécialité : Micro-ondes, Electromagnétisme et Optoélectronique (MEMO), 25 juillet 2013.
- [3] CRISTOPHE DALL'OMO « Contribution à l'étude d'antennes à pointage électronique en millimétrique. Conception et réalisation de différentes topologies de Matrices de Butler » l'université de Limoges –Ecole doctorale science-technologie-santé, spécialité : Télécommunication, 13 novembre 2003.
- [4] [http://www8.umoncton.ca/umcmormier\\_gabriel/HyperfrequencesB/GELE5222\\_notes5.pdf](http://www8.umoncton.ca/umcmormier_gabriel/HyperfrequencesB/GELE5222_notes5.pdf).
- [5] Analyse vectorielle de dispositifs passifs et d'un amplificateur RF simple. Département Télécommunications 2ème année option TST - Travaux pratiques Jean-Daniel ARNOULD. [http://communication.minatec.inpg.fr/arnould/.Yassine.ab.free.fr/ligne-transmission/tp2atst\\_vect07\\_nav.pdf](http://communication.minatec.inpg.fr/arnould/.Yassine.ab.free.fr/ligne-transmission/tp2atst_vect07_nav.pdf).
- [6] <https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-001566394/file/chapitre3.pdf>.
- [7] F. Gardiol, livre, « Hyperfréquences », vol. 13, 1981.
- [8] P. F. COMBES, Circuits passifs, propagation, antennes, 1997.
- [9] A. Sharkawy, S. Shi, D.W. Prather, R.A. Soref, Electro-optical switching using coupled photonic crystal waveguides, Opt. Exp. 10 (2002) pp. 1048–1059.
- [10] M.K. Moghadam, A.R. Attari, M.M. Mirsalehi, Improved photonic crystal directional coupler with short length, Photonics Nanostruct. Fundam. Appl. 8 (2010) pp. 47–53.
- [11] H. Badaoui, M. Feham, M. Abri, Double Bends and Y-Shaped Splitter Design for Integrated Optics, Prog. Electromag. Res. Lett. 28 (2012) pp. 129–138.
- [12] H. Takano, B.S. Song, T. Asano, S. Noda, Highly efficient multi-channel drop filter in a two-dimensional hetero photonic crystal, Opt. Exp. 14 (2006) pp. 3491–3496.
- [13] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, N. Paraire, Numerical optimization of high-Q-factor photonic crystal microcavities with a graded air lattice, J. Opt. Soc. Am. B 28 (2011) pp. 336–341.
- [14] M.Y. Tekeste, J.M. Yarrison-Rice, High efficiency photonic crystal-based wavelength demultiplexer, Opt Exp. 14 (2006) pp. 7931–7942.

- [15] A. Rostami, H.A. Banaei, F. Nazari, A. Bahrami, An ultra-compact photonic crystal wavelength division demultiplexer using resonance cavities in a modified Y-branch structure, *Optik* 122 (2011) pp. 1481–1485.
- [16] S. Fan, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos, C. Manolatou, H.A. Haus, Waveguide branches in photonic crystals, *J. Opt. Soc. Am. B* 18 (2001) pp. 162–165.
- [17] A. Ghaffari, F. Monifi, M. Djavid, M.S. Abrishamian, Analysis of photonic crystal power splitters with different configurations, *J. Appl. Sci.* 8 (2008) pp. 1416–1425.
- [18] F. Bougriou, T. Bouchemat, M. Bouchemat, N. Paraire, Optofluidic sensor using twodimensional photonic crystal waveguides, *Europ. Phys. J. Appl. Phys.* 62 (2013) pp. 11-20.
- [19] A. Harhouz, A. Hocini, Design of high-sensitive biosensor based on cavity-waveguides coupling in 2D photonic crystal, *J. Electromag. Waves Appl.* 29 (2015) pp. 659–667.
- [20] S. Droulias, Switching dynamics in nonlinear directional fibre couplers with intermodal dispersion, These de doctorat Université de Franche-Comté (France), (2004).
- [21] Mohammad Danaie, Hassan Kaatuzian, "Employing Optical Nonlinearity in Photonic Crystals: A Step Towards All-Optical Logic Gates", *Photonic Crystals - Innovative Systems, Lasers and Waveguides*, Dr. Alessandro Massaro (Ed.), (2012). ISBN: 978-953-5104162, InTech, Available from: <http://www.intechopen.com/books/photoniccrystalsinnovativ esystems lasers and waveguides/employingoptical-nonlinearity-in-photonic-crystals-a-step-towards-alloptical-logic-gates>.

**Chapitre III :**  
**Résultats de simulation des coupleurs  
directifs**

### III.1.Introduction :

Les cristaux photoniques symbolisés par CPs sont des structures périodiques de matériaux diélectriques métalliques ou des semi-conducteurs ayant un indice de réfraction périodique suivant une ou plusieurs directions. Ces cristaux sont donc de formidables outils capables de stocker, coupleur ou encore guider la lumière.

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 [1].

Nous consacrerons ce chapitre à la conception d'un coupleur directif à base des CPs-2D par le biais d'un logiciel adéquat appelé Comsol Multiphysics. Nous allons montrer que ces dispositifs optiques en particulier ont la possibilité d'exécuter deux fonctions dans les circuits optiques comprenant le fractionnement de la puissance et le couplage sélectif en longueur d'onde.

### III.2. Présentation du logiciel Comsol Multiphysics :

Le logiciel Comsol Multiphysics est un programme d'analyse structurelle, permettant de résoudre des problèmes de physique et d'ingénierie par élément finis : Mécanique des structures, électromagnétisme haute et basse fréquence, écoulement, transfert de chaleur, réactions chimiques, optiques, acoustiques et autres, plus particulièrement les phénomènes couplés ou multi-physiques. Ce logiciel fournit une interface complète avec MATLAB et ses boîtes à outils pour une grande variété de capacités de programmation, de prétraitement et de post-traitement. Les progiciels couvrent plusieurs plates-formes (Windows, Mac, Linux). En plus des interfaces utilisatrices classiques basées sur la physique. Le COMSOL Multiphysics est un logiciel de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis. Un élément fini est la donnée d'une cellule élémentaire et de fonctions de base de l'espace d'approximation dont le support est l'élément, et définies de manière à être interpolantes.

En juillet 1986, les étudiants Svante Littmarck et Farhad Saeidi de Germund Dahlquist ont fondé le logiciel COMSOL et la société correspondante sur la base d'un code développé pour un cours de troisième cycle à l'Institut royal de technologie (KTH) de Stockholm, en Suède. La première version a été lancée en 1998 [2]. En fait, c'est l'un des simulateurs les plus utilisés par les chercheurs afin de simuler les phénomènes liés aux matériaux et les différentes techniques utilisées pour la technologie de la photolithographie.

L'arborescence du modèle, dans le Constructeur du modèle, offre un aperçu complet du modèle et permet d'accéder à toutes les fonctionnalités (géométrie, maillage, paramètres physiques, conditions aux limites, études, solveurs, post-traitement et visualisations).

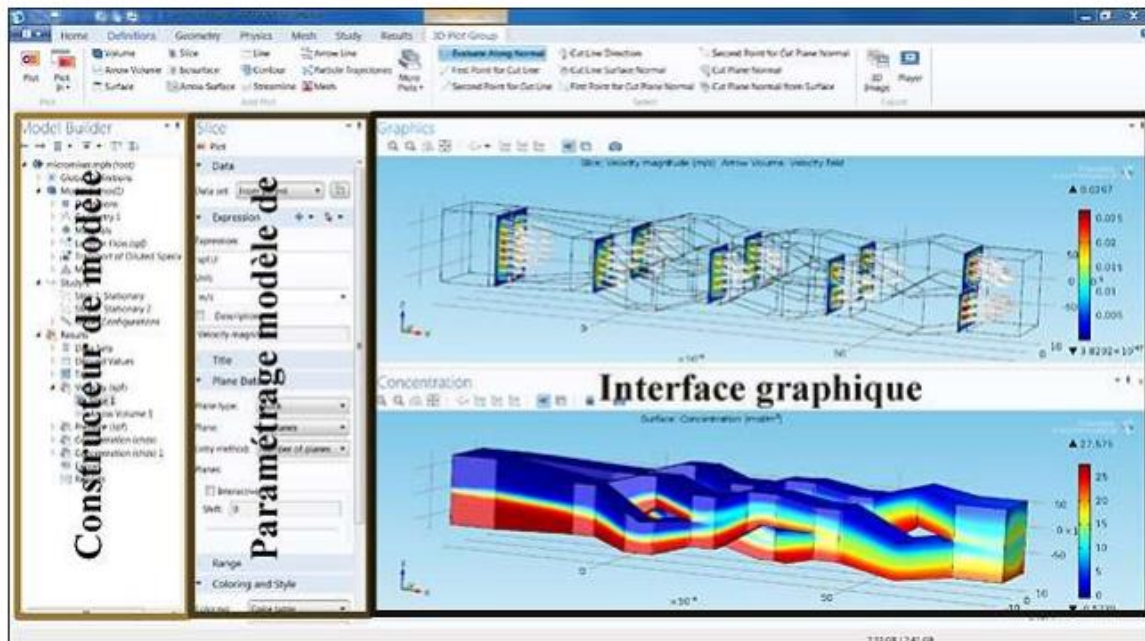


Figure III.1: Interface d'utilisateur de logiciel Comsol.

COMSOL Multiphysics propose des outils de modélisation géométrique en 1D, 2D et 3D, à partir d'un moteur géométrique COMSOL natif. Différentes primitives sont disponibles et il est également possible d'extruder des objets géométriques 2D en 3D. De plus, une révolution ou une extrusion peut être appliquée aux objets en 2D le long de courbes paramétrées. Les opérations booléennes (union, différence ou intersection par exemple) permettent de créer des formes plus complexes impliquant des ensembles de solides, de surfaces, de courbes et de points. Les fonctions de modélisation à main levée font appel aux surfaces et aux courbes paramétrées, ainsi qu'aux courbes interpolées. Les opérations géométriques sont toujours organisées selon une séquence dans l'arborescence du modèle.



### III. 3. Diagramme de bande de la structure étudiée :

A l'heure actuelle, on ne sait pas quel matériau est le plus adapté aux nanotechnologies pour la réalisation des Cristaux Photoniques mais parmi les matériaux d'indice de réfraction élevé le GaAs qui semble être très approprié. Ainsi, de nombreux travaux ont déjà porté sur la mise au point de guides d'ondes et des composants optiques à base de GaAs [3]. Pour obtenir le diagramme de bande photonique des structures étudiées, la méthode des ondes planes a été employée. Dans cette section, nous allons étudier en premier lieu le cas des cristaux photoniques bidimensionnels planaires qui possèdent tous leurs motifs, dans un réseau carré de tiges diélectrique à base de GaAs plongées dans l'air (Figure III.2). Les simulations numériques sont réalisées pour le mode TE en utilisant la géométrie du réseau carré.

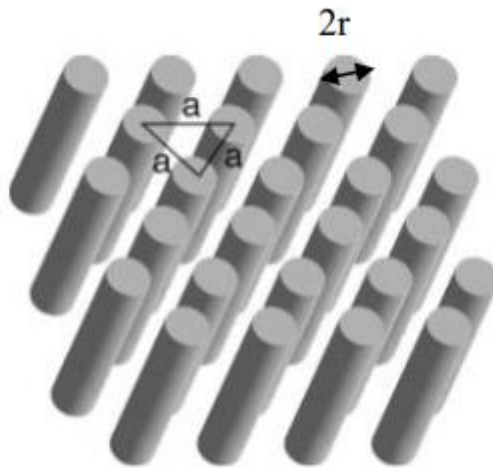


Figure III. 2 : Structure périodique 2D déconnectée [4].

Le diagramme de bande représente la variation des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de hautes symétries de celui-ci. Elle est illustrée sur la figure III.3. Il s'agit d'une structure périodique déconnectée à maille carrée de tiges GaAs avec un indice de réfraction de 3,4 implanté dans l'air pour la polarisation TE. Le rayon ( $r$ ) des tiges diélectriques est de 1146 nm, l'espacement entre les tiges est appelé constante de réseau  $a = 0.573$  nm.

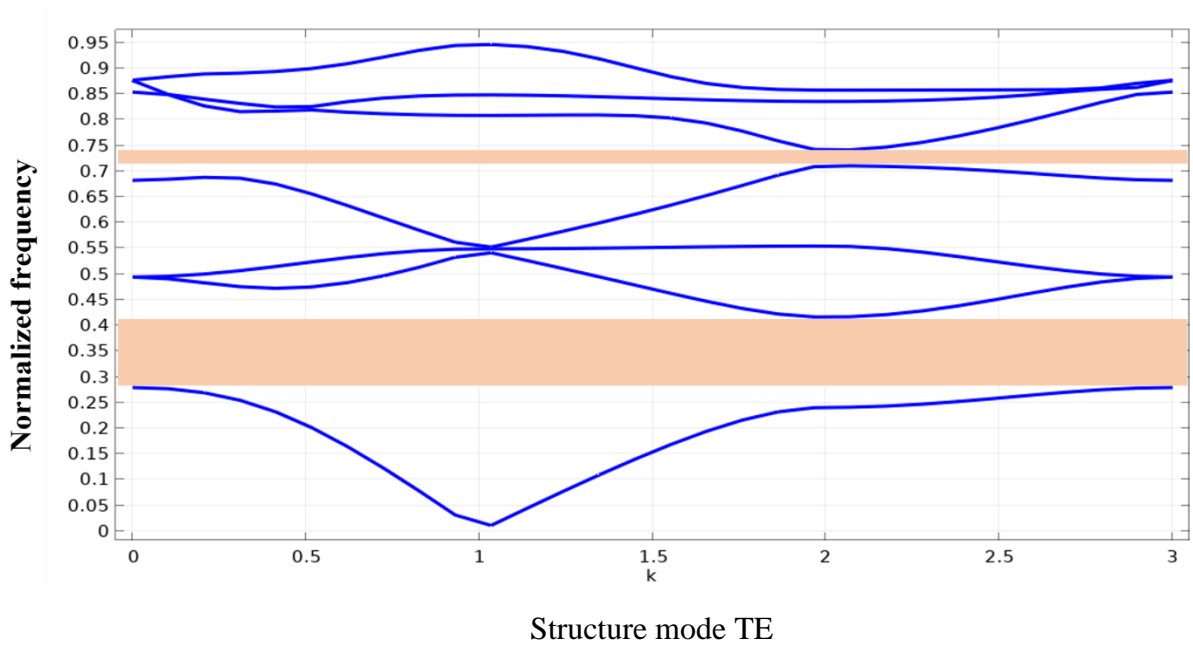


Figure III.3: Représentation schématique du diagramme de bande de circuit.

Les paramètres sont définis comme suit:  $n = 3,4$ ,  $r = 0,2 \times a$  et  $a = 0,573 \mu m$ .

Selon la figure III.3, on remarque qu'il existe deux bandes interdites photoniques TE qui s'ouvrent respectivement entre ( $0,275 \leq a/\lambda \leq 0,425$ ) et ( $0,71 \leq a/\lambda \leq 0,745$ ).

### III. 3. 1. Description de la structure proposée :

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 carré. Comme il est illustré sur la figure III. 4, cette structure fait 17 rangés de long et 30 rangés de large, de période  $a = 0,573 \mu m$  ( $a$  : 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  $[1,2-1,8] \mu m$  ; 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  $(16,9 \times 9,4) \mu m$ .

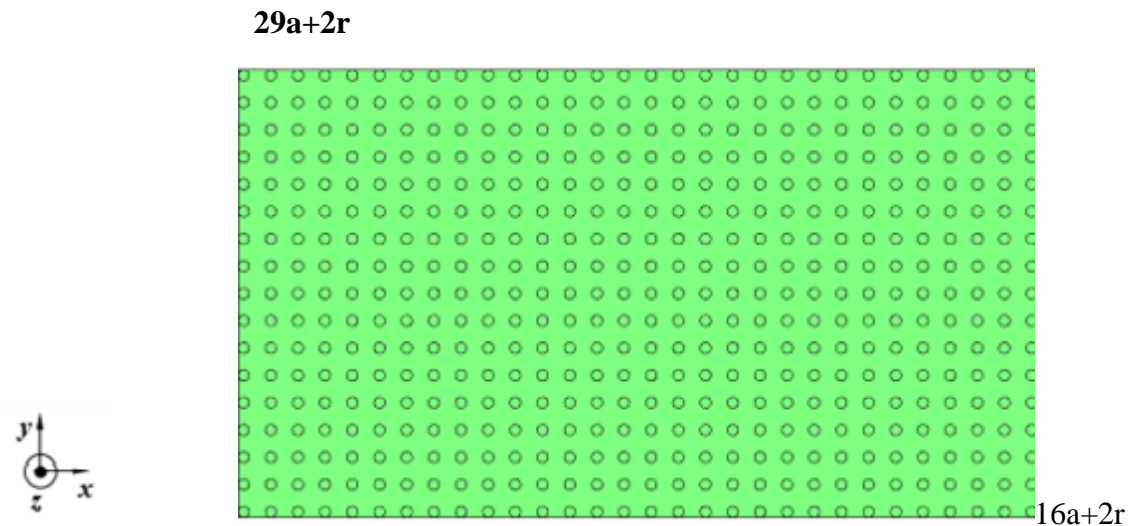


Figure III. 4 : Représentation de la structure carrée sans défaut avec :  $a=0.573\mu m$ ,  $r/a=0.2$ .

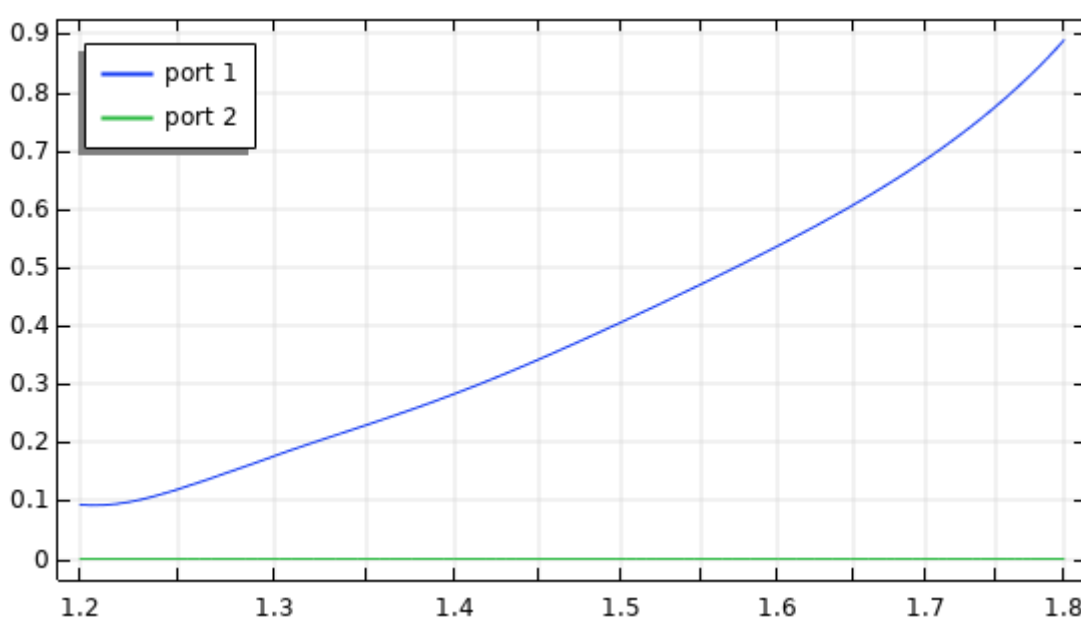


Figure III. 5: Réponse spectrale de la transmission et réflexion.

Sur la figure III.5, nous enregistrons une transmission nulle pour la structure décrite précédemment opérante dans l'intervalle de longueur d'onde  $[1.2-1.8] \mu m$ .

### III. 4. Etude des structures bidimensionnelles avec défaut :

Dans un cristal photonique bidimensionnel, la création d'un défaut est causée par la rupture de la périodicité diélectrique. Cette rupture va engendrer l'ouverture d'une bande de

fréquence autorisée à l'intérieur de la bande interdite photonique. La largeur et la position de cette bande autorisée sont générées par les caractéristiques du défaut [5].

### III. 4. 1. Conception du guide mono-rangée $W_1^K A$ :

Le guide d'onde  $W_1^K A$  est obtenu par le retrait d'une rangée de trous d'air de la structure proposée précédemment (figure III.6).

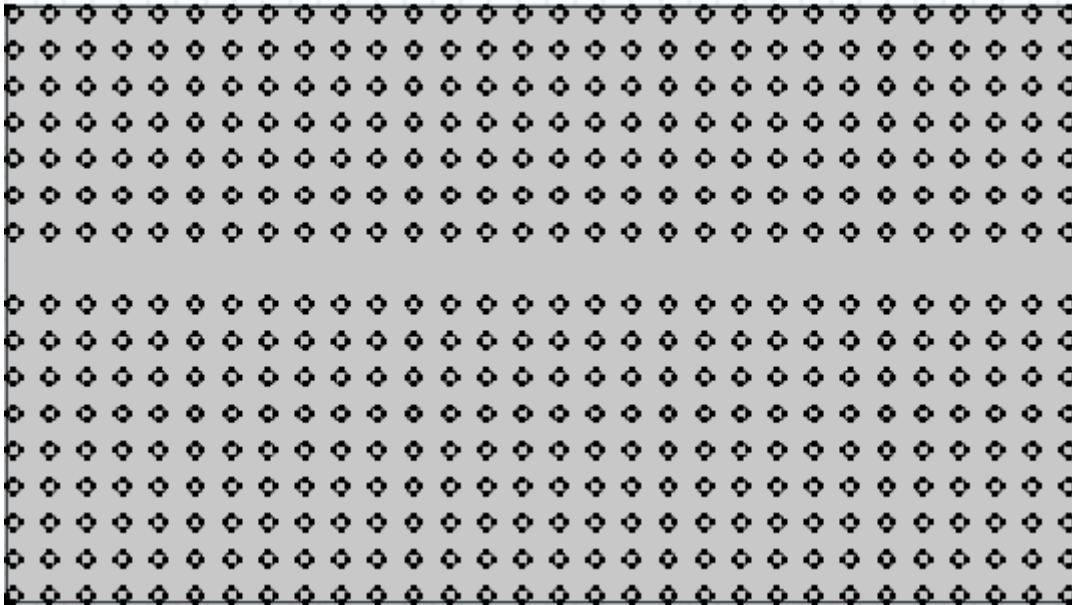


Figure III. 6 : Structure d'un guide  $W_1^K A$ .

Sur la figure III.7, on présente le coefficient de transmission et de réflexion du guide  $W_1^K A$  dans un intervalle de longueur  $[1.44, 1.6] \mu\text{m}$ , obtenus par la méthode FEM sous le logiciel comsol.

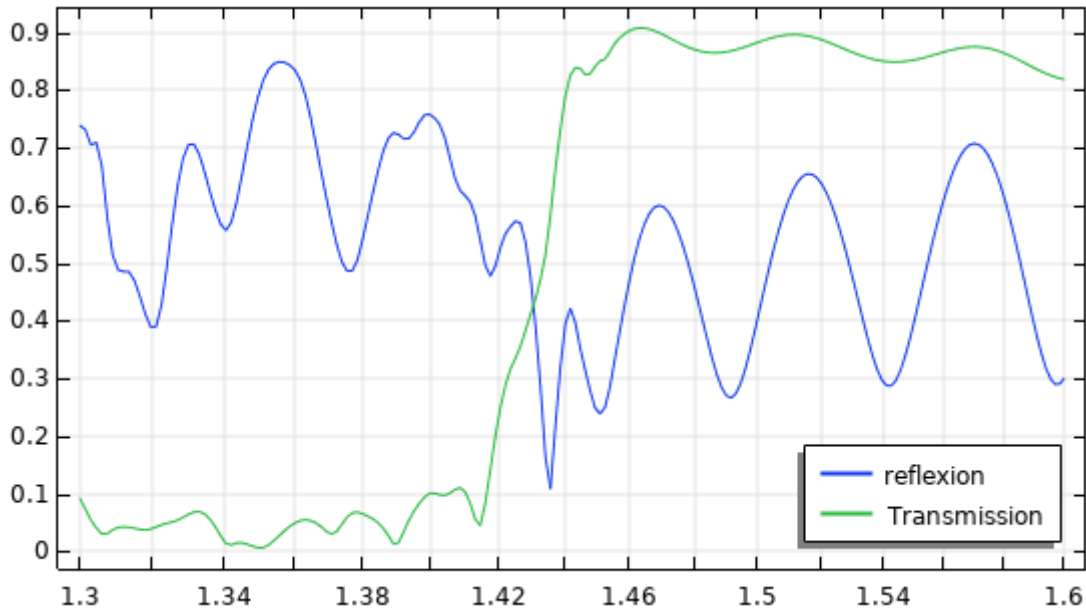


Figure III. 7 : La réponse spectrale en transmission et réflexion du guide  $W_1^K A$  .

D'après la figure III.7, on constate que la transmission est quasiment nulle au voisinage de la longueur d'onde  $1.35 \mu\text{m}$  par contre la réflexion atteint un niveau plafond de l'ordre de 90 %. D'autre part, on remarque l'ouverture d'une bande de transmission dans l'intervalle  $[1.43-1.6]\mu\text{m}$  avec un coefficient de transmission maximal qui est de l'ordre de 90%.

La figure III.8 illustre la cartographie du champ  $E_z$  le long du guide qui montre l'acheminement du champ électrique à travers le canal du guide.

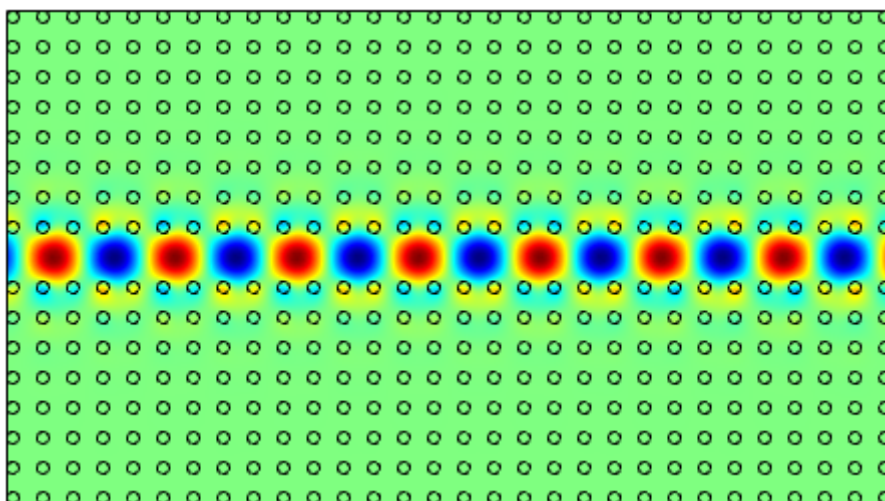


Figure III. 8: La répartition du champ  $E_z$ .

### III. 5. Conception d'un coupleur directionnel à base de CP-2D:

La structure d'un coupleur directionnel à base de CP-2D est schématisée dans la figure III.9, faisant 30 rangées de long et 17 rangées de large. Elle est sous d'un réseau carré des tiges en GaAs dans l'air. Ce dernier se compose de deux guides d'onde droits dans la direction  $\Gamma K$  et qui se rapprochent progressivement par le biais d'une rangée de trous circulaires. Puisque les deux guides d'ondes monomodes identiques ne sont pas éloignés l'un de l'autre, donc il y aura forcément d'interactions entre eux. Dans ce cas là, les modes évanescents des modes guidés vont se recouvrir, on parle alors des modes couplés : le mode du guide voisin excité récupère tout ou une partie de la puissance disponible. Ce phénomène d'échange d'énergie entre les guides est périodique. La période spatiale de l'oscillation d'énergie dans un guide et le coefficient de couplage par unité de longueur dépendent du degré avec lequel la partie évanescente du mode guidé pénètre dans l'autre guide [6].

On peut caractériser le système à deux guides monomodes par deux super-modes pairs et impairs d'indices effectifs différents. Cette différence d'indice introduit une différence de vitesse de propagation.

Des interférences intermodales alternativement constructives et destructives provoquent le transfert d'intensité lumineuse d'un guide vers l'autre. Si la différence de phase entre les deux super-modes est un multiple impair de  $\pi$ , la lumière va pouvoir être transmise d'un guide vers l'autre au bout d'une longueur  $L_C$  appelée par la longueur de couplage. La lumière reviendra ensuite dans le guide initial au bout de  $2 L_C$  et ainsi de suite.

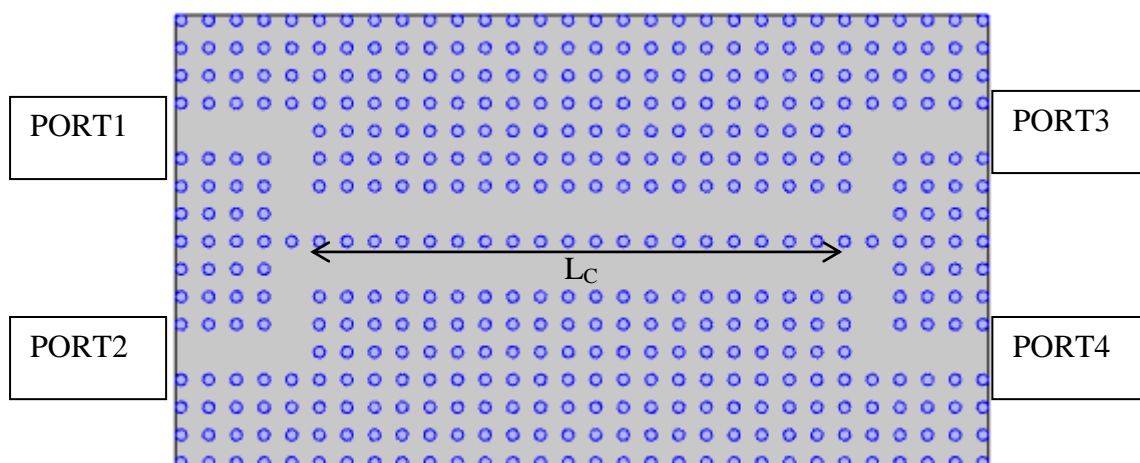


Figure III.9 : structure schématisée du coupleur directionnel en CP-2D. La longueur de couplage est  $L_C$ .

Pour une longueur de couplage importante, le recouvrement est faible. Dans cette configuration, la longueur de couplage totale  $L_C$  est définie par :

$$L_C = \frac{\lambda}{2\Delta n} \quad \text{III.1}$$

Avec :  $\Delta n$  représente la différence d'indice entre les guides effectifs qui dépend entre autre sur la distance de couplage [7].

Dans cette section, nous allons montrer que les coupleurs ont la possibilité de modifier la puissance transmise sur chaque bras en modifiant la longueur de couplage. Les spectres de la transmission normalisée du coupleur directionnel (figure III.11) ainsi que la distribution d'intensité lumineuse entre les bras du CP pour les différentes longueurs d'ondes sont obtenus à l'aide du simulateur Comsol Multiphysics.

Afin de démontrer la performance de couplage de ce dispositif, le coupleur est prévu pour fonctionner à l'état normale, cela signifie que l'onde lumineuse au port 1 avec la longueur d'onde appropriée de  $1.551\mu\text{m}$  est guidée au port 3.

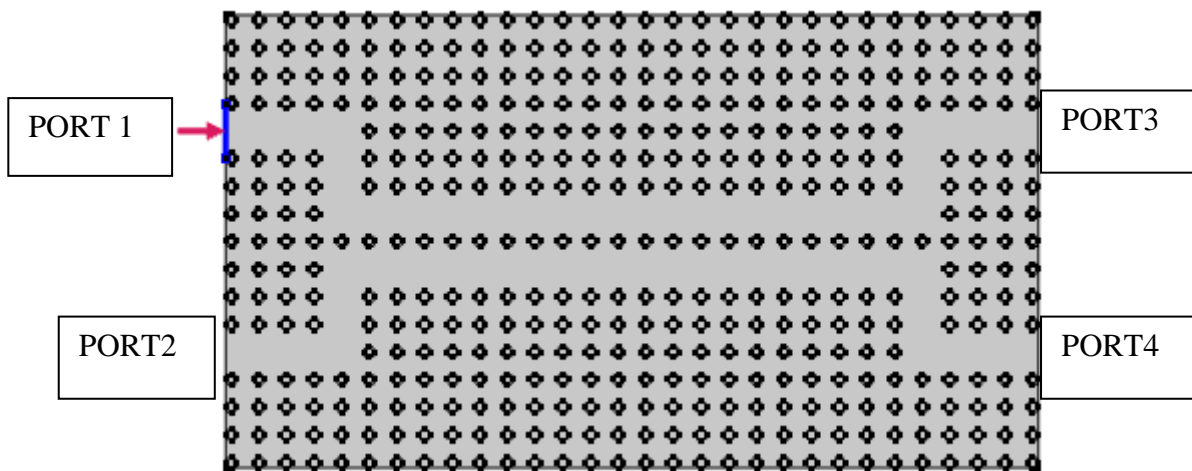


Figure III.10 : structure schématisée du coupleur directionnel en CP-2D.

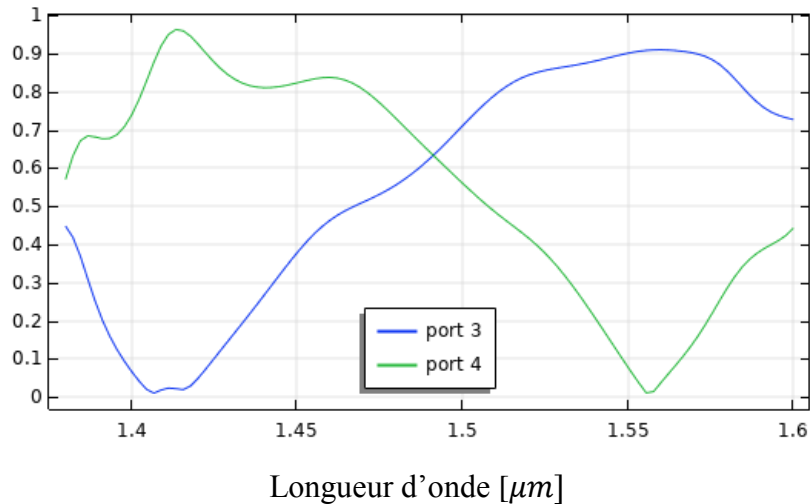
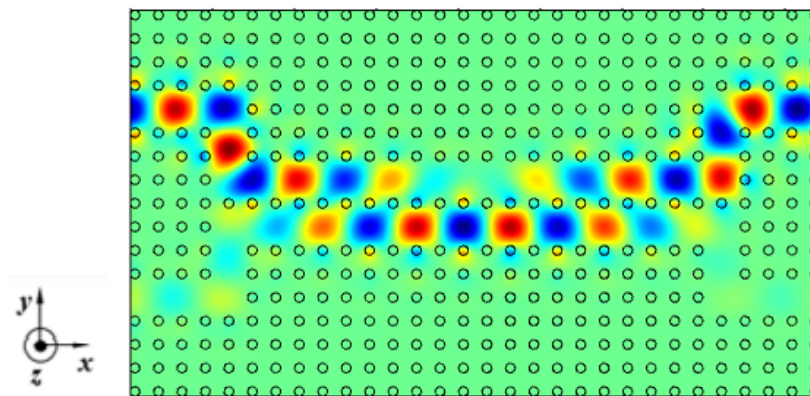


Figure III .11 : Spectre de transmission

Figure III .12 : Répartition du champ électrique dans le coupleur directionnel pour  $\lambda = 1.551 \mu\text{m}$ .

Selon la figure III.12, puisque l'énergie lumineuse est transférée au bras d'injection vers le second donc on peut dire que la longueur de propagation parcourue par la lumière à travers le coupleur directionnel est égale à une fois ou un nombre impair de fois de la longueur de couplage. En sélectionnant la longueur optimale pour la région de couplage, la lumière d'entrée à la longueur d'onde  $1.551 \mu\text{m}$  sort du port de sortie direct.

Mais, lorsque la longueur d'onde de la lumière injectée à l'entrée du coupleur change, elle va provoquer un changement de la longueur de couplage. Donc, le signal d'onde lumineuse d'entrée est commuté à un autre guide d'où il sort de son port. Par conséquent, l'état du coupleur directionnel est inversé par rapport à son état normal (figure III.13).



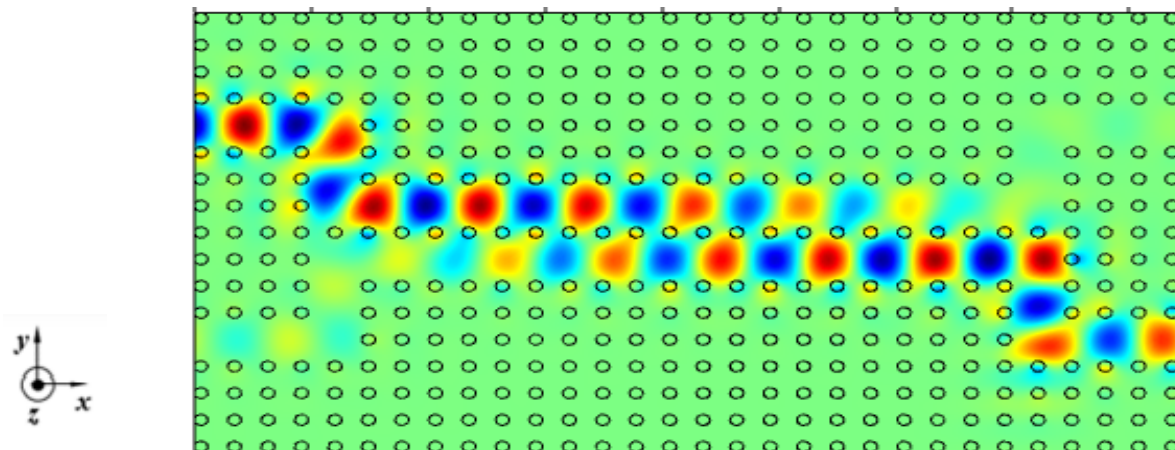


Figure III.13 : Répartition du champ électrique dans le coupleur pour  $\lambda = 1.442 \mu\text{m}$

La partie suivante est consacrée aux résultats de simulation du coupleur directionnel étudié précédemment dont l'injection de la lumière se fait cette fois-ci au niveau du port 2 (figure III.14). Des interprétations analogues par rapport au cas précédent.

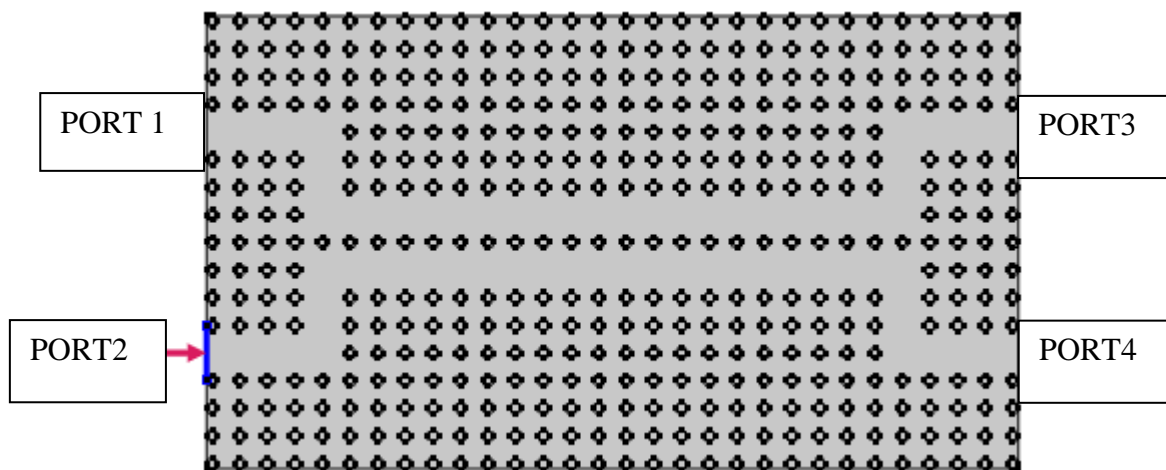


Figure III.14 : structure schématisée du coupleur directionnel en CP-2D.

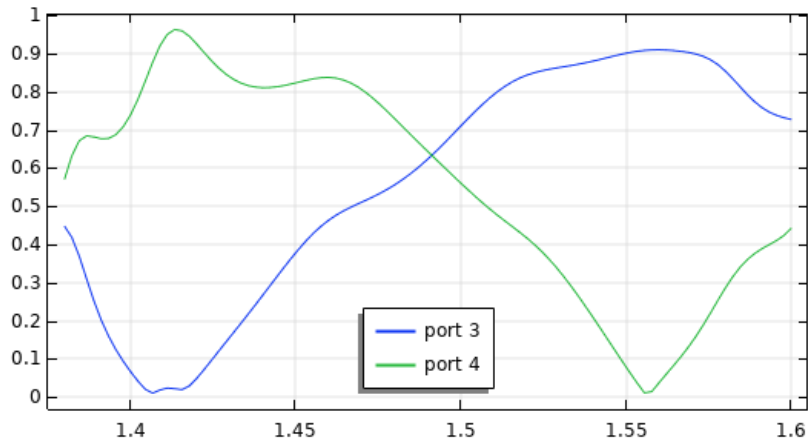


Figure III .15 : Spectre de transmission

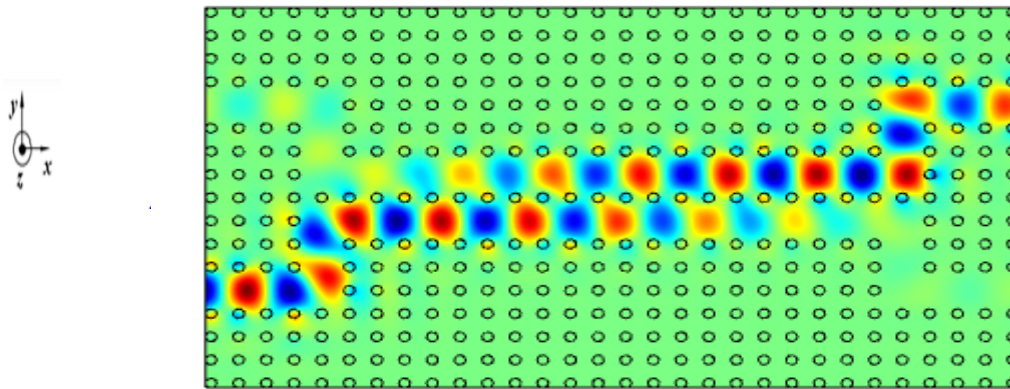


Figure III.16 : Répartition du champ électrique dans le coupleur pour  $\lambda= 1.442 \mu\text{m}$

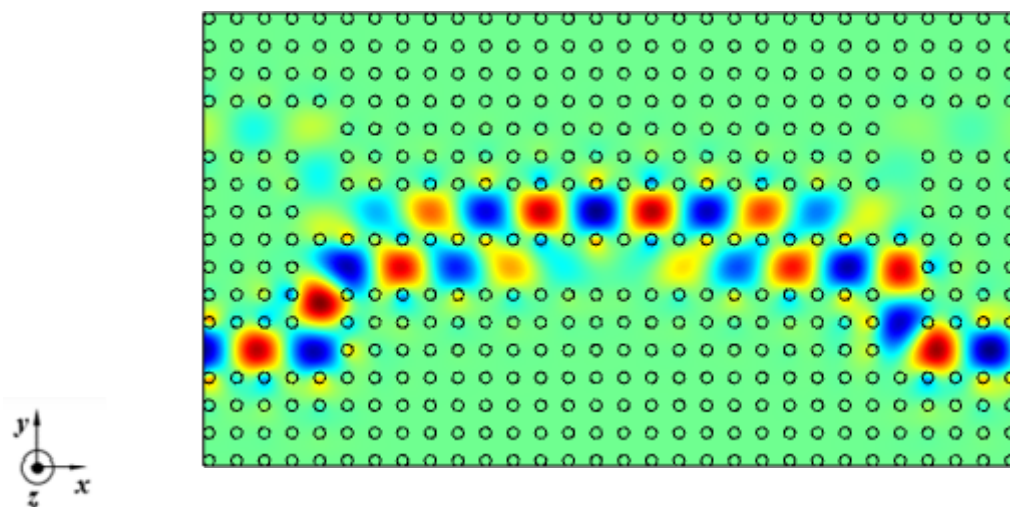


Figure III.17: Répartition du champ électrique dans le coupleur pour  $\lambda= 1.551 \mu\text{m}$

Un cas particulier, selon la réponse spectrale du coupleur directif, lorsque la longueur d'onde vaut  $1.4822\mu\text{m}$ , on remarque que le coupleur fractionne la puissance d'entrée de la lumière en deux pour réaliser un diviseur de puissance. Dans ce cas là, on dit qu'il s'agit d'un coupleur directif à 3dB qui est le plus souvent appelé par la jonction hybride caractérisé par un déphasage entre les deux ports de sortie transmise et couplée égal à  $90^\circ$  (Figure III.18).

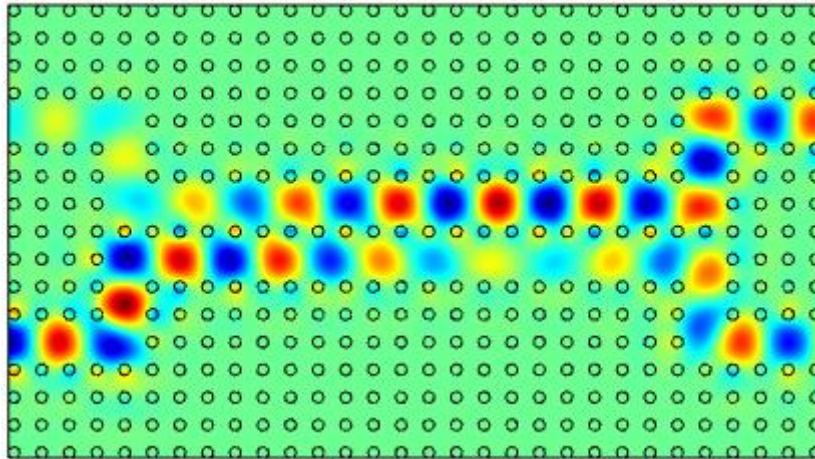


Figure III.18: Répartition du champ électrique dans le coupleur pour  $\lambda= 1.4822\mu\text{m}$  (port 2 Activé)

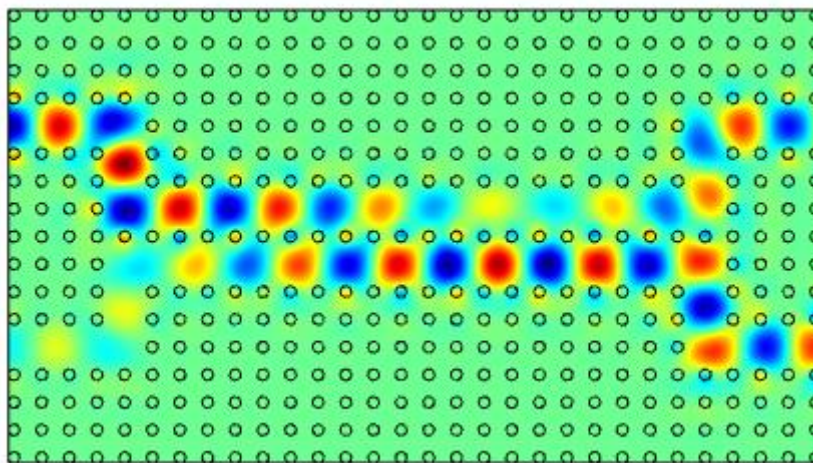


Figure III.19: Répartition du champ électrique dans le coupleur pour  $\lambda= 1.4822\mu\text{m}$  (port 1 Activé)

### III. 6. Conclusion:

Dans ce chapitre, un coupleur directif linéaire basé sur des CPs-2D a été conçu et simulé avec succès par la méthode des éléments finis à l'aide de logiciel COMSOL Multiphysics. En premier temps, nous nous sommes intéressés à la conception d'un guide d'onde  $W_1^K A$  dans un réseau carré pour une structure déconnectée polarisée en mode TE. En exploitant ce guide en raison de sa petite taille, le coupleur directif est conçu par l'assemblage de deux guides d'onde placés en parallèle. Lorsque la longueur d'onde de la lumière est de  $1,442\mu\text{m}$  est injectée au port 1, le signal passe entre les deux guides et sort vers le port 4 avec une efficacité de transmission de 90, en outre, quand on lance la même longueur d'onde au port 2, le signal sera vers le port 3 avec une efficacité de 90% et quasiment nulle sur le port 4. Contrairement à la longueur d'onde de  $1,551\mu\text{m}$ , en la injectant au port 1, le signal sera vers le port 3 toujours avec une efficacité maximale (90%) et nulle au port 4, et quand on la lance au port 2, le signal sera vers le port 4 (90% d'efficacité) et nulle au port 3.

En revanche, en choisissant la longueur d'onde précise, nous avons considéré la plus courte longueur de couplage ainsi que le rapport de puissance de sortie optimal, deux facteurs importants dans l'évaluation de l'efficacité de couplage.

### Références Bibliographiques

- [1] A Fedouche, HA Badaoui, M Abri, *An ultra-compact  $1 \times 5$  and  $1 \times 10$  beam-splitters in photonic crystal slab*, *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, Vol. 157, pp. 1300-1305, 2018.
- [2] Abdelbasset Mounzar, Hadjira Badaoui, Mehadji Abri, '16-Channels wavelength efficient demultiplexing around  $1.31/1.55 \mu\text{m}$  in 2D photonic crystal slab', *Optik*, Volume 193, September 2019, 162685.
- [3] L. Mokhtari, H. A. Badaoui, M. Abri, M. Abdelbasset, F. Lallam, and B. Rahmi, "Proposal of a New Efficient or/Xor Logic Gates and All-Optical Nonlinear Switch in 2D Photonic Crystal Lattices," *Progress In Electromagnetics Research C*, Vol. 106, 187-197, 2020.
- [4] Mongar Abdelbasset, Hadjira Badaoui and Abri Mehadji, 'Efficient Demultiplexing of Two Channels Based on Quasi-Square Ring Resonator for Integrated Optics', *ISPA'19: The Sixth International Conference on the Image and Signal Processing and their Applications Mostaganem, Algeria, November 24-25, 2019*.
- [5] Hichem Chaker, Hadjira Badaoui, Mehadji Abri & Ibrahim Benadla, 'Efficient synthesis of dual-band selective filters using evolutionary methods in a 1D photonic crystal slab for near-infrared applications', *Journal of Computational Electronics* (2020), doi:10.1007/s10825-019-01439-8.
- [6] SGAOULA Sami, "conception d'un commutateur optique à base d'un coupleur directionnel en cristaux photoniques 2D", mémoire de fin de lude, université de Guelma, 2013.
- [7] F. Lallam, H. Badaoui, M. Abri, A. Fedouche, Design of a novel photonic crystal  $1.31/1.55 \mu\text{m}$  bi-band filter for near infrared application, *Optica Applicata*, Vol. 48, Issue 3, pp. 341-348, 2018.

## **Conclusion générale:**

L'étude présentée dans ce mémoire a pour objectif de faire la conception d'un coupleur directif en cristaux photoniques 2D dans le régime linéaire pour une application dans les réseaux optiques. Tout d'abord, nous avons vu les principes et concepts de base liés aux cristaux photoniques, ces matériaux ont la particularité de présenter des bandes interdites photoniques qui interdisent la propagation de la lumière dans la structure. L'utilisation de cet effet de bande interdite ouvre la voie à la réalisation de nombreuses fonctions optiques telles que le guidage et le couplage. Une part importante du travail a consisté en des approches numériques. De façon générale, les simulations numériques qui ont été menées en deux dimensions, utilisant les techniques des ondes planes PWE et la méthode des éléments finis FEM. Pour cela, nous avons utilisé le logiciel COMSOL afin d'atteindre notre objectif. Ce mémoire de fin d'étude renouvelle par conséquent le sujet de couplage, par lequel on sent bien qu'il existe un certain nombre de piste à explorer pour aboutir à un composant optique dont les performances seraient celles voulues par les utilisateurs système.