

Université Abou Bekr Belkaid  
Tlemcen Algérie



جامعة أبي بكر بلقايد

تلمسان الجزائر

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



# THESE

Présentée

**A L'UNIVERSITE DE TLEMCCEN  
FACULTE DE TECHNOLOGIE**

Pour l'obtention du diplôme de

**DOCTORAT**

**Spécialité : " Télécommunications"**

Par

***Mme. ABRI BADAoui Hadjira***

---

**ÉTUDE ET CONCEPTION DES MICRO COMPOSANTS A BASE  
DES CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS**

---

Soutenue en Décembre 2012 devant le Jury :

SEDDIKI Omar	Professeur à l'université de Tlemcen	Président
TEMMAR Abdelkader	Professeur à l'INT-TIC, ORAN	Examineur
ABBES Oukacha	Professeur à l'université de Saida	Examineur
NOURI Keltouma	Maitre de conférences (A) à l'université de Saida	Examineur
FEHAM Mohammed	Professeur à l'université de Tlemcen	Directeur de thèse
ABRI Mehadjj	Maitre de conférences (A) à l'université de Tlemcen	Co-Directeur

# Résumé

Les cristaux photoniques sont des matériaux nano-structurés dont les tailles caractéristiques submicroniques permettent un contrôle sans précédent du confinement de la lumière et rendent possible la miniaturisation des principales fonctions optiques. Justement, cette thèse constitue un ensemble de travaux qui s'appuie sur la conception et le développement de nouveaux composants à base des cristaux photoniques pour des applications dans les communications et le traitement du signal optique à haute cadence et de leur intégration au sein de circuits photoniques en utilisant une méthode qui repose sur la résolution des équations de Maxwell aux différences finies dans le domaine temporel bidimensionnel FDTD-2D. Cette dernière permettra de percevoir aisément les mécanismes mis en jeu dans ces structures. Des dispositifs à cristaux photoniques tels que les guides mono rangée  $W1^K A$ , à trois rangées omises  $W3^K A$ , les doubles virages à  $60^\circ$ , les jonctions en Y  $1 \times 2$  et  $1 \times 4$  ainsi que les filtres sont élaborés afin de réaliser des fonctions tout-optique complexes et attrayantes.

Plusieurs diagrammes de bandes sont calculés et présentés pour les structures carrées et triangulaires en employant la méthode des ondes planes pour le choix des paramètres d'entrées du cristal photonique (indice de réfraction, taille du motif).

L'intégration de ces différents éléments au sein de "circuits optiques" s'avèrent une approche très prometteuse pour le traitement énergétiquement efficace de quantités de plus en plus importantes des données.

**Mots clés :** Cristaux photoniques, optique intégrée, guide  $W1^K A$ , guide  $W3^K A$ , double virages, jonction en Y, filtre résonnant, cavité Fabry-Pérot (FP), FDTD-2D.

# Abstract

Photonic crystals are nanostructure materials with submicron size features allow unprecedented control of light confinement and make possible the miniaturization of the major optical functions. Precisely, this thesis is a body of work based on the design and development of new components based on photonic crystals for applications in communications and optical signal processing at high speed and their integration into circuits photonic using a method based on solving Maxwell's equations finite difference time domain FDTD-2D two-dimensional. This will easily perceive the mechanisms involved in these devices. Photonic crystal devices such as mono guides  $W1^kA$  row, three rows omitted  $W3^kA$ , double turns  $60^\circ$ , the Y-junction  $1 \times 2$  and  $1 \times 4$  and the filters are developed to achieve functions all-optical complex and attractive.

Multiple band patterns are calculated and presented for square and triangular structures using the expansion plane wave method (PWM) for the selection of input parameters of the photonic crystal (refractive index, lattice constant).

The integration of these elements in "optical circuits" proved a very promising approach for the treatment effective amounts of energy more and more important data.

**Key words:** photonic crystals, integrated optics,  $W1^kA$  guide,  $W3^kA$  guide, double bends, Y-junction, resonant filter, Fabry-Perot (FP), FDTD-2D.

## ملخص

البلورات الضوئية هي مواد ذات البنية النانومترية مع ميزات حجم  $\text{submicron}$  السماح بالتحكم لم يسبق لها مثيل من الحبس الخفيفة وتجعل من الممكن التصغير البصري وظائف رئيسية. على وجه التحديد ، هذه الأطروحة هو مجموعة من الأعمال على أساس تصميم وتطوير مكونات جديدة على أساس البلورات الضوئية للتطبيقات في مجال الاتصالات ومعالجة الإشارات الضوئية بسرعة عالية واندماجها في الدوائر الضوئية باستخدام أسلوب حل على أساس الفرق ماكسويل معادلات الوقت محدود النطاق FDTD 2D ثنائي الأبعاد. وسوف يدرك بسهولة أن هذه الآليات التي تشارك في هذه الأجهزة. الأجهزة الضوئية مثل الكريستال الصف الواحد  $W1^KA$  أدلة ، و حذف ثلاثة صفوف  $W3^KA$ ، يتحول مزدوجة 60 درجة، 1 ص تقاطع  $2 \times 1 \times$  و 4 وتوضع المرشحات لتحقيق جميع المهام، مجمع البصرية الجذابة. يتم حساب أنماط متعددة النطاقات وقدم مربعة للهياكل والتعاون الثلاثي باستخدام أسلوب موجات الطائرة لاختيار معلمات الإدخال من الكريستال الضوئية (معامل الانكسار، وحجم التعبئة). ثبت أن تكامل هذه العناصر في "الدوائر البصرية" نهجا واعداد للغاية بالنسبة للمبالغ العلاج الفعال للبيانات طاقة أكثر وأكثر أهمية.

**الكلمات الرئيسية :** البلورات الضوئية، والبصريات المتكاملة ،  $W1^KA$  دليل، دليل  $W3^KA$ ، والانحناءات المزدوجة ،  $\gamma$  - مفترق تصفية الرنانة ، فابري، بيرو (FP) ، FDTD-2D.



# Table des matières

Remerciements.....	i
Liste des acronymes.....	ii
Liste des figures.....	iii
Liste des tableaux.....	iv
Introduction générale.....	01

## Chapitre I : Généralités sur les Cristaux Photoniques

I.1. Introduction .....	07
I. 2. Définition .....	08
I. 3. Les types des cristaux photoniques.....	11
I. 3. 1. Les cristaux photoniques unidimensionnels .....	11
I. 3. 2. Les cristaux photoniques bidimensionnels.....	11
a) Fort contraste d'indice (approche membrane).....	13
b) Faible contraste d'indice (approche substrat) .....	14
I. 3. 3. Les cristaux photoniques tridimensionnels.....	16
I. 4. Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique.....	17
I. 4 .1. Le contraste d'indice $\delta$ .....	18
I. 4. 2. Les périodes.....	18
I. 4 .3. Le facteur de remplissage $f$ .....	18
I. 5. Techniques de modélisation.....	19
I. 5. 1. La méthode des ondes planes (PWE).....	19
I. 5. 2. La méthode FDTD.....	20
I. 5. 3. La méthode des matrices de transfert.....	21
I. 5. 4. La méthode des réseaux de diffraction.....	21
I. 5. 5. La méthode des liaisons fortes.....	22
I. 5. 6. La méthode de développement sur des modes propres.....	22
I. 6. Relations de dispersion.....	22
I. 6. 1. Diagrammes de bandes.....	22

I. 6. 2. Carte des bandes interdites.....	24
I. 7. Le cristal avec défaut.....	27
I.7 .1. Les défauts ponctuels.....	27
I.7 .2. Les défauts étendus.....	28
a) Dimensions des motifs élémentaires .....	28
b) Distance entre motifs élémentaires .....	28
c) Valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires.....	29
d) Défaut par vacuité .....	29
I. 8. Application .....	30
I. 9. Méthode d'élaboration.....	30
I. 10. Quelques travaux de la littérature.....	30
I. 10. 1. Etude d'un filtre à base d'un cristal photonique bidimensionnel.....	30
I. 10. 2. Conception d'un virage à 60° optimisé.....	32
I. 10. 3. Un démultiplexeur pour les longueurs d'ondes 1,31 $\mu\text{m}$ et 1,55 $\mu\text{m}$ .....	33
I. 11. Conclusion.....	34

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

II. 1. Introduction.....	37
II. 2. FDTD à deux dimensions.....	38
II.2.1. Discrétisation par la méthode des différences finies centrées.....	40
II. 2. 2. Stabilité numérique.....	44
II. 3. Conditions aux limites.....	46
II. 3. 1. Conditions d'absorption de type Mur.....	46
II. 3.2. Conditions symétriques et antisymétriques.....	47
II. 4. Conditions d'injection d'une onde.....	48
II. 4. 1. La source dure.....	49
II. 4. 2. La formulation champ total / champ réfléchi.....	49
II. 5. Validation de la méthode.....	51
II. 6. Conclusion.....	53

### Chapitre III : Le Guidage dans Les Cristaux Photoniques Bidimensionnels

III. 1. Introduction.....	55
III. 2. Etudes des structures bidimensionnelles sans défaut.....	55
III. 2. 1. Etude des diagrammes de bandes des CPs 2D sans défauts .....	56
III. 2. 2. Structure à maille triangulaire sans défaut .....	58
III. 2. 3. Structure carrée sans défaut.....	61
III. 3. Les cristaux photoniques 2D en géométrie guide d'onde.....	64
III. 4. Nomenclature.....	65
III. 4. 1. Largeur.....	65
III. 4. 2. Direction cristallographique.....	66
III. 4. 3. Symetrie des bords.....	66
III. 4. 4. Choix de l'hétérostructure verticale.....	67
III. 4. 5. Simulation en super-cellule.....	68
III. 5. Diagramme de bandes des structures photoniques triangulaires à défauts étendus.....	69
III. 5. 1. Analyse des diagrammes de bandes des guides $W1^K A$ et $W3^K A$ .....	69
III. 5. 2. Analyse des modes à l'intérieur de la bande interdite photonique.....	73
III. 6. Conception des guides droits à cristal photonique.....	73
III. 6. 1. Conception du guide mono-rangée $W1^K A$ mono rangée.....	73
III. 6. 2. Conception du guide $W3^K A$ à trois rangées manquantes.....	77
III. 7. Conclusion.....	80

### Chapitre IV : Les Doubles Virages et les Jonctions dans les Cristaux Photoniques 2D

IV. 1. Introduction.....	82
IV. 2. Les doubles virages.....	82
IV. 2. 1. Double virage à $60^\circ$ non optimisé.....	83
IV. 2. 2. Optimisation du double virage à $60^\circ$ .....	87
a) Les pertes par courbure.....	87
b) Les pertes par transition.....	88
IV. 3. La jonction en Y $1 \times 2$ .....	92
IV. 3. 1. La jonction en Y $1 \times 2$ non optimisée.....	92
IV. 3. 2. Optimisation de la jonction en Y $1 \times 2$ .....	96

IV. 4. La jonction en Y 1×4.....	100
IV. 4. 1. La jonction Y 1×4 non optimisée.....	100
IV. 4. 2. Optimisation de la jonction en Y 1×4.....	103
IV. 5. Conclusion.....	106

## **Chapitre V : Le Filtrage dans les Cristaux Photoniques Bidimensionnels**

V. 1. Introduction.....	109
V. 2. Couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées.....	109
V. 2. 1. Principe de fonctionnement.....	109
V. 2. 2. Filtre Fabry-Perot.....	111
V. 3. Présentation des résultats de simulation.....	112
V. 4. Conclusion.....	121
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>122</b>
<b>Annexe A.....</b>	<b>127</b>
<b>Annexe B.....</b>	<b>130</b>
<b>Annexe C.....</b>	<b>133</b>
<b>Références bibliographiques.....</b>	<b>135</b>
<b>Publications et conférences.....</b>	<b>147</b>

*À ma famille,  
et plus particulièrement à mes parents,  
et plus particulièrement encore à Mehadji*

# Remerciements

---

*L'arbre se reconnaît à ses fruits*

Cette thèse de doctorat a été effectuée au sein du Laboratoire des Systèmes, et Technologies de l'Information et de la Communication (STIC) de l'université Abou Bekr BELKAID de Tlemcen, sous la direction du professeur Monsieur FEHAM Mohammed.

C'est avec beaucoup de plaisir que je lui exprime ma reconnaissance pour m'avoir fait confiance en acceptant d'être le promoteur de cette thèse et pour m'avoir accueilli dans son laboratoire de recherche. J'ai pu apprécier la justesse de ses conseils à des moments cruciaux de mon travail de thèse, qui ont orienté mes travaux, ainsi que sa disponibilité et ses qualités pédagogiques et scientifiques. J'en profite pour lui exprimer ici ma plus profonde gratitude.

Je tiens aussi très chaleureusement à remercier Monsieur ABRI Mehadji, Maître De Conférences A à l'université de Tlemcen et co-encadrant de ce travail de thèse, d'avoir encadré mon travail pendant les trois dernières années et d'avoir su guider mes activités doctorales. Je le remercie notamment d'avoir pris la succession de Monsieur FEHAM pour le soutien inestimable et la rigueur qu'il a su mettre dans la relecture de mes articles et de ma thèse. Il a consacré de nombreuses heures à l'interprétation et à l'analyse critique des résultats obtenus, ce qui m'a grandement aidé à leur faire prendre corps dans la rédaction de divers articles. Je souhaite également le remercier pour la qualité des discussions scientifiques que nous avons eues ensemble, j'ai pu profiter de ses avis et de ses critiques toujours constructives. Il a accepté de m'initier à diverses techniques de programmation. Je lui en suis très reconnaissant. Grâce à lui, j'ai également co-encadré des étudiants PFE et j'ai apprécié leur sympathie et leur collaboration, ainsi que ses conseils pratiques qui furent précieux sur des moments clés de mes travaux.

Je remercie les membres du jury d'avoir accepté de se pencher sur mes travaux ; et en premier lieu je cite Monsieur SEDDIKI Omar, professeur à l'université de Tlemcen pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur TEMMAR A.E.K., Professeur à l'INT-TIC, d'ORAN, et Monsieur ABBES Oukacha, Professeur à l'université de Saida, pour l'honneur qu'ils me font en acceptant de juger ce travail.

Je tiens particulièrement à remercier Mademoiselle NOURI Keltouma, Maître de conférences A à l'université de Saida qui a bien voulu participer à ce jury.

Mes remerciements vont aussi aux membres du laboratoire STIC, notamment mes collègues doctorants pour leur précieuse collaboration. De façon plus large, je tiens à saluer les professeurs de sciences qui, notamment au lycée, ont développé ma curiosité scientifique en tâchant de la satisfaire, tout en négligeant l'obscurité et l'ignorance.

Je ne peux manquer de remercier ma famille et ma belle famille pour leur soutien constant. Exceptionnellement, à mes parents avec qui j'ai vécu dans un climat toujours serein et sans lesquels je n'en serai pas là aujourd'hui. Il m'est impossible de trouver des mots pour dire à quel point je suis fier d'eux, et à quel point je les aime.

Un grand merci à mon frère, Ahmed, ainsi qu'à mes sœurs, Sihem, Dahbia et Lynda, ma grand-mère, mes oncles et tantes, cousins et cousines, et surtout au plus petit membre de la famille Wassim, qui tous ensemble constituent mon équilibre, mes racines, bref ma famille. Sans vous je n'y serais jamais arrivé. Merci à Tous !!!

Pour conclure, je souhaite bien évidemment adresser à nouveau le plus grand des mercis à mon extraordinaire mari Mehadji qui m'épaulé et m'a fait partager avec ma thèse des moments vainqueurs et sans qui rien n'aurait été possible.

# Liste des acronymes

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

$\lambda$  : Longueur d'onde.

$a$  : Période du cristal photonique.

$r$  : Rayon du cristal photonique.

$f$  : Facteur de remplissage.

$n$  : Indice de réfraction.

$\vec{k}$  : Vecteur d'onde.

$\vec{G}$  : Vecteur du réseau réciproque

$v_g$  : Vitesse de groupe.

$c$  : Célérité de la lumière dans le vide.

$\epsilon$  : Permittivité diélectrique.

$\mu$  : Perméabilité magnétique.

**BIP** : Bande Interdite Photonique.

**CP** : Cristal Photonique.

**CFC** : Cubique à Face Centrée.

**CFP** : Cavités Fabry-Pérot .

**CCWG**: Coupled Cavities Wave Guide.

**CROW**: Coupled Resonator Optical Waveguide.

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

**MEB** : Microscope Electronique à Balayage.

**PBG** : Photonic Band Gap.

**PhC** : Photonic Crystal.

**PML** : Perfectly Matched Layer.

**PWE** : Plane Wave Expansion.

**TE** : Transverse Electric.

**TM** : Transverse Magnetic.

**UV** : Ultraviolet.

**W1<sup>K</sup>A** : guides d'ondes mono-rangées.

**W3<sup>K</sup>A** : guides d'ondes à trois rangées.

**WDM**: Wavelength division multiplexing.



# Liste des figures

## Chapitre I : Généralités sur les Cristaux Photoniques

- Figure I. 1 :** Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).
- Figure I. 2 :** Exemples de cristaux photoniques naturels prise par microscope électronique à balayage : (a) Les opales naturelles constituées d'un réseau quasi-périodique de billes de silice, (b) Les papillons nommés *Princeps nireus* [18].
- Figure I. 3 :** Plume de paon. L'encadré de droite est une image prise au microscope électronique : La structure cristal photonique 2D [19].
- Figure I. 4 :** Exemple de cristal photonique bidimensionnel artificiel imagé en microscopie électronique.
- Figure I. 5 :** Structure unidimensionnelle.
- Figure I. 6 :** Structures bidimensionnelles: (a) connectée, (b) déconnectée [22].
- Figure I. 7 :** Image MEB d'un cristal photonique gravé dans une hétéro-structure [24].
- Figure I. 8 :** Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical: (a) Membrane suspendue dans l'air d'épaisseur 270 nm, (b) Cristal photonique planaire avec des trous profonds de  $\approx 0.5 \mu\text{m}$ , gravés partiellement dans la couche Al x O y [24-25].
- Figure I. 9 :** Structure 2D : (a) structure carrée, (b) structure triangulaire, (c) structure hexagonale.
- Figure I. 10 :** Cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique et réseau réciproque associé. Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin sont reportés ( $\Gamma$ , M et K) et la convention utilisée pour la polarisation est donnée.
- Figure I. 11 :** Structure « La Yablonovite ».
- Figure I. 12 :** Exemples des structures artificiels 3D : structure cubique (1), tas de bois (2), structure spirale (3), quasi-diamant (4).
- Figure I. 13 :** Un cristal photonique unidimensionnel.
- Figure I. 14 :** Diagrammes de bandes des CP2Ds de trous d'air dans une matrice de diélectrique ayant l'indice du silicium. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes sous environnement matlab pour les polarisations TE (lignes rouges) et TM (pointillés bleus) : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré.
- Figure I. 15 :** Cartes des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique  $\epsilon_1 = 10,5$  : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré. Le recouvrement entre les deux polarisations ne se fait que pour des valeurs élevées de  $r/a$ .
- Figure I. 16 :** Premières bandes interdites TE des cristaux photoniques bidimensionnels avec des contrastes d'indices différents : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré.
- Figure I. 17 :** Défauts ponctuels : (a) Défaut lacunaire, (b) et (c) Défauts de substitutions.
- Figure I. 18 :** Défaut de dimension du motif élémentaire.
- Figure I. 19 :** Défaut de distance entre motifs élémentaires.
- Figure I. 20 :** Défaut sur la permittivité relative.
- Figure I. 21 :** Défaut par vacuité (c'est le défaut le plus utilisé).
- Figure I. 22 :** Vue schématique du filtre CP 2D.
- Figure I. 23 :** (a) spectre de transmission du guide (par simulation FDTD-2D), (b) la répartition du champ électrique du guide à base des cristaux photoniques bidimensionnels pour  $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ .

- Figure I. 24 :** La structure du virage à  $60^\circ$ . Les trous d'air avec des rayons variables sont représentés par un cercle au niveau du coude.
- Figure I. 25 :** Les spectres de transmission et de réflexion du virage proposé.
- Figure I. 26 :** Résultats de la simulation FDTD d'un démultiplexeur en longueur d'onde : (a) longueur d'onde  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , (b) longueur d'onde  $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$ .
- Figure I. 27 :** Spectres de transmission des filtres dans les guides secondaires du démultiplexeur : (a) dans une structure carrée, (b) dans une structure triangulaire.

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

- Figure II. 1 :** Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée.
- Figure II. 2 :** Discrétisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.
- Figure II. 3 :** Discrétisation temporelle.
- Figure II. 4 :** Algorithme de calcul des champs.
- Figure II. 5 :** Présentation du problème.
- Figure II. 6 :** Schéma explicatif des conditions symétriques et antisymétriques.
- Figure II. 7 :** Plan de travail utilisé par la simulation FDTD.
- Figure II. 8 :** Spectre de transmission. (a) Un calcul obtenu par simulation FDTD-2D, (b) résultats obtenus par [65].
- Figure II. 9 :** Plan de travail utilisé par la simulation FDTD-2D.

## Chapitre III : Le Guidage dans Les Cristaux Photoniques Bidimensionnels

- Figure III . 1 :** Diagramme de bandes d'un cristal photonique bidimensionnels de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon_1 = 10,5$ ) pour un facteur de remplissage en air de 44 % ( $a = 0,48 \mu\text{m}$ ,  $r = 0,167 \mu\text{m}$ ). Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes sous environnement Matlab pour les polarisations TE (lignes rouges) et TM (pointillés bleus) : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré.
- Figure III . 2 :** Structure triangulaire sans défaut ( $\epsilon_1 = 10,5$ ,  $f = 44 \%$ ,  $a = 0,48 \mu\text{m}$  et  $r = 0,167 \mu\text{m}$ ).
- Figure III . 3 :** Réponse spectrale en transmission et en réflexion.
- Figure III . 4 :** Répartition du champ magnétique Hz d'une structure à maille triangulaire sans défaut excité en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 50000 itérations.
- Figure III . 5 :** Représentation de la structure carrée sans défaut. ( $\epsilon_1 = 10,5$ ,  $f = 38,16 \%$ ,  $a = 0,48 \mu\text{m}$  et  $r = 0,167 \mu\text{m}$ ). La lumière est injectée dans la structure puis récupérée via des guides rubans.
- Figure III . 6 :** Réponse spectrale en transmission et en réflexion.
- Figure III . 7 :** Répartition du champ magnétique Hz sans défaut excité en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 50000 itérations.
- Figure III . 8 :** Schéma d'un guide d'onde : (a) défini dans un réseau dimensionnel triangulaire de trous d'air, (b) défini dans un réseau bidimensionnel de colonnes de diélectriques, (c) dans un réseau de trous d'air.
- Figure III . 9 :** (a) Représentation schématique d'un guide créé dans un réseau bidimensionnel de trous d'air par l'omission d'une rangée de trous, (b) : Exemple d'un guide  $W1^{\text{KA}}$ , photographié au microscope électronique à balayage (MBE) [75].

- Figure III . 10 :** Exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air : (a) suivant la direction  $\Gamma K$ , (b) suivant la direction  $\Gamma M$ .
- Figure III . 11 :** Exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air : (a) de type A, (b) de type B.
- Figure III . 12 :** Exemple de définition d'une super-cellule dans le cas d'un défaut linéaire.
- Figure III . 13 :** Diagramme de bandes des modes guidés dans un guide  $W1^K A$  en orientation  $\Gamma K$ . La structure photonique est triangulaire de trous d'air ( $r = 0,348a$ ) dans un diélectrique ( $\epsilon_1 = 10,5$ ). Le guide  $W1^K A$  est obtenu par le retrait d'une rangée de trous d'air.
- Figure III . 14 :** Diagramme de bandes des modes guidés dans un guide  $W3^K A$  en orientation  $\Gamma K$ . La structure photonique est triangulaire de trous d'air ( $r = 0,348a$ ) dans un diélectrique ( $\epsilon_1 = 10,5$ ).
- Figure III . 15 :** (a) Diagramme de dispersion des modes guidés dans un guide  $W3^K A$  en orientation  $\Gamma K$ , (b) vue agrandie d'un croisement et d'un anti-croisement, (c) Représentation schématique à proximité du premier point de repliement du mode fondamental ( $k=\pi/a$ ).
- Figure III . 16 :** Guide mono rangée  $W1^K A$ . Le pas de discrétisation est choisis tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu m$ . ( $\epsilon_1 = 10,5, f = 44 \%$ ,  $a = 0,48 \mu m$  et  $r = 0,167 \mu m$ ).
- Figure III . 17 :** Réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide  $W1^K A$ . Le pas de discrétisation est choisis tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu m$ .
- Figure III . 18 :** Répartition du champ magnétique Hz du Guide mono rangée  $W1^K A$  excité en mode TE : (a) 15000 itérations, (b) 20000 itérations, (c) 30000 itérations.
- Figure III . 19 :** Guide  $W3^K A$  en structure à maille triangulaire excitée en mode TE. Le pas de discrétisation est choisis tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu m$ . ( $\epsilon_1 = 10,5, f = 44 \%$ ,  $a = 0,48 \mu m$  et  $r = 0,167 \mu m$ ).
- Figure III . 20 :** Réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide  $W3^K A$ .
- Figure III . 21 :** Les répartitions spatiales temporelles du champ magnétique Hz dans le guide  $W3^K A$  obtenues par un calcul FDTD-2D : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations.

#### Chapitre IV : Les Doubles Virages et les Jonctions dans les Cristaux Photoniques 2D

- Figure IV. 1 :** Double virages d'un angle  $\alpha$  dû à la jonction de trois guides  $Wn^D S$  dans un cristal photonique.
- Figure IV. 2 :** Représentation schématique des méthodes adoptées dans le calcul FDTD-2D.
- Figure IV. 3 :** Structure du double virage non optimisé. Le cristal photonique est un réseau à maille triangulaire de trous d'air de rayon ( $r = 0,348a$ ) gravés dans un milieu diélectrique ( $\epsilon_1 = 10,5$ ). Le guide d'onde  $W1^K A$  en CP est obtenu avec une seule rangée de trous omise.
- Figure IV. 4 :** Réponse spectrale en transmission et en réflexion du double virage de  $60^\circ$ .
- Figure IV. 5 :** Répartition du champ magnétique Hz du double virage non optimisé excité en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisis tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu m$ .
- Figure IV. 6 :** Pertes par courbure dans une approche conventionnelle.
- Figure IV. 7 :** (a) configuration envisagée pour réduire les pertes par décalage dans un guide courbé conventionnel, (b) configuration par courbure continûment variable, (c) configuration par miroir réfléchissant.

- Figure IV. 8 :** Structure du double virage optimisé. Un miroir réfléchissant est inséré entre sur la pointe des coudes. Le pas de discrétisation spatiale est choisis tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ .
- Figure IV. 9 :** Réponse spectrale du double virage optimisé.
- Figure IV. 10 :** Répartition du champ magnétique Hz du circuit double virage optimisé excité en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisis tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ .
- Figure IV. 11 :** Structure du dispositif étudié non optimisé. Le cristal photonique bidimensionnel est un réseau à maille triangulaire de trous d'air de rayon ( $r = 0,348 a$ ) gravés dans un milieu diélectrique ( $\epsilon_1 = 10,5$ ). Le canal du diviseur est obtenu par la suppression d'une seule rangée.
- Figure IV. 12 :** Réponse spectrale en transmission et en réflexion de la jonction Y 1×2 non optimisée calculée aux différents ports du diviseur.
- Figure IV. 13 :** Répartition du champ magnétique Hz de la jonction Y 1×2 non optimisée excité en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisis tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ .
- Figure IV. 14 :** La structure optimisée de la jonction en Y 1×2. La jonction est obtenue par le retrait d'une rangée de trous d'air. Le pas de discrétisation spatiale est choisis tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ .
- Figure IV. 15 :** La réponse spectrale en transmission et réflexion du diviseur optimisé obtenue par simulation FDTD-2D de la structure illustrée dans la figure IV. 14. L'onde électromagnétique injectée se divise de façon presque égale dans la jonction Y.
- Figure IV. 16 :** Répartition du champ magnétique Hz de la jonction en Y 1×2 optimisée excité en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisis tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ .
- Figure IV. 17 :** La structure de la jonction en Y 1×4 non optimisée excitée en mode TE. La structure photonique est à maille triangulaire de trous d'air ( $r = 0,348a$ ) dans un diélectrique ( $\epsilon_1 = 10,5$ ). La jonction est obtenue par le retrait d'une rangée de trous d'air [101].
- Figure IV. 18 :** La réponse spectrale en transmission et en réflexion de la jonction en Y 1×4 non optimisée obtenue par simulation FDTD-2D de la structure illustrée dans la figure IV. 17.
- Figure IV. 19 :** La distribution du champ Hz de la jonction en Y 1×4 non optimisée excitée en mode TE obtenue par une simulation FDTD-2D : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations.
- Figure IV. 20 :** La géométrie de la jonction en Y 1×4 optimisée.
- Figure IV. 21 :** Les spectres en transmission et en réflexion de la jonction en Y 1×4 optimisée obtenus par simulation FDTD-2D de la structure illustrée dans la figure VI. 20.
- Figure IV. 22 :** La distribution du champ Hz de la jonction en Y 1×4 optimisée, excitée en mode TE obtenue par une simulation FDTD-2D : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations.

## Chapitre V : Le Filtrage dans les Cristaux Photoniques Bidimensionnels

- Figure V. 1 :** Schéma de propagation par saut de photons entre deux modes couplés.
- Figure V. 2 :** Dispositif associant guide et cavité d'un même cristal photonique bidimensionnel [114].
- Figure V. 3 :** Conception des filtres résonnants à base des cristaux photoniques bidimensionnels en utilisant les cavités Fabry-Pérot (FP) dans une structure triangulaire.
- Figure V. 4 :** Filtres passe-bande résonnants réalisés par cascader des cavités Fabry-Pérot (FP) dans un guide d'onde mono-rangée : (a) trois cavités couplées sont utilisées en employant 4 trous d'air, (b) cinq cavités sont utilisés en employant 6 trous d'air supplémentaires, (c) sept cavités sont utilisées en employant 8 trous d'air.
- Figure V. 5 :** Spectres de transmission normalisés obtenus par la méthode FDTD-2D de la structure illustrée sur la figure V. 4.
- Figure V. 6 :** Spectres de réflexion normalisés obtenus par la méthode FDTD-2D de la structure illustrée sur la figure V. 4.
- Figure V. 7 :** La distribution du champ magnétique Hz de la structure excitée en mode TE, pour 30000 itérations : (a) trois cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous d'air, (b) cinq cavités couplés sont utilisés en employant six trous d'air supplémentaires, (c) sept cavités couplées sont utilisées en employant huit trous d'air.
- Figure V. 8 :** Filtres passe-bandes résonnants réalisés par une série de cavités Fabry-Pérot (FP) dans un guide d'onde d'une mono-rangée et en omettant deux trous d'air avoisinant: (a) quatre cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous d'air, (b) cinq cavités couplées sont utilisés en employant six trous d'air, (c) trois cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous d'air.
- Figure V. 9 :** Spectres de transmission normalisés obtenus par la méthode FDTD-2D de la simulation de la structure illustrée à la figure V. 8.
- Figure V. 10 :** Spectres de réflexion normalisés obtenus la méthode FDTD-2D de la simulation de la structure illustrée à la figure V. 8.
- Figure V. 11 :** La distribution du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE, après 30000 itérations: (a) quatre cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous d'air, (b) six cavités couplées sont utilisés en employant six trous d'air, (c) trois cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous.

# Liste des tableaux

## Chapitre I : Généralités sur les Cristaux Photoniques

**Tableau I. 1 :** Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire.

# Introduction générale

Au cours de ces dernières années, des progrès spectaculaires ont été accomplis dans le domaine des sciences et techniques de l'information. Depuis la réalisation en 1948 d'un des premiers composants à base d'un matériau semi-conducteur: le transistor, l'intégration de nombreuses fonctions électriques sur une même puce a permis de faire croître sans cesse la capacité et la vitesse de nos ordinateurs. La microélectronique a envahi notre vie de tous les jours et la plupart des appareils autour de nous contiennent au moins une puce électronique. Des fonctions optiques ont également pu être développées avec des matériaux semi-conducteurs, comme l'émission et la détection de la lumière, ouvrant ainsi la voie de l'optoélectronique. Les diodes électroluminescentes, les diodes lasers et les capteurs CCD (Coupled Charge Device) peuvent ici être cités.

A l'heure actuelle, la plupart des données échangées entre les ordinateurs reliées à internet transitent par les lignes téléphoniques. L'information est codée sous forme d'impulsions électriques et se propage d'un point à un autre en suivant des câbles métalliques. Ce procédé s'est imposé naturellement car le réseau téléphonique constitue le réseau le plus développé à l'échelle planétaire. Pourtant, ses inconvénients sont nombreux: faibles débits, dépense énergétique élevée, coût et fragilité des câbles métalliques... Pour améliorer la situation et répondre à la demande croissante de hauts débits, une solution alternative consiste à coder les données sous forme d'impulsions lumineuses qui transitent par des fibres optiques. Les avantages sont multiples: débits théoriques très élevés (environ 30 TBits/s), faible dépense énergétique, résistance et faible coût des fibres optiques. Malheureusement, le savoir-faire actuel ne permet pas de profiter pleinement des avantages de cette technologie. Quand le signal optique atteint un carrefour, il faut généralement le convertir sous forme de signal électrique pour le traiter et le diriger dans la bonne direction. Le cheminement d'un paquet de données sur la toile se caractérise donc par une multitude de conversions du signal de l'optique vers l'électrique (optoélectronique) et vice-versa. Ces multiples conversions sont coûteuses et limitent fortement les débits.

Pour profiter des avantages du codage de l'information sous forme lumineuse, il faudrait s'affranchir de l'électronique et pouvoir réaliser toutes les opérations sur le signal optique. La discipline scientifique qui étudie ces problèmes porte le nom d'optique intégrée.

Son objectif est de réaliser des circuits optiques capables de traiter les données sous forme optique tout comme les circuits électroniques qui traitent les données sous forme électrique. Pour souligner cette analogie, l'optique intégrée est parfois nommée photonique.

En effet, la poursuite des progrès d'intégration pourrait bientôt se heurter à des limitations en termes de bande passante et de dissipation d'énergie et à des problèmes de capacités parasites entre les pistes plus proches. De plus, l'augmentation de la taille des circuits pourrait créer des problèmes de synchronisation d'horloge. Pour lever ce verrou, une des possibilités serait justement d'utiliser des moyens d'interconnexion optique, soit entre puces, soit entre certaines parties d'une puce, soit entre les transistors à l'intérieur même de celle-ci. Parmi les solutions envisagées aujourd'hui, une voie intéressante serait de fabriquer des dispositifs photoniques.

Les photons sont apparus donc comme des vecteurs d'information performants. C'est dans ce contexte qu'Eli Yablonovitch suggéra, dans un article fondateur daté de 1987 [1], d'étendre les concepts de structure de bandes et de bande interdite. En structurant artificiellement la matière, il est possible de contrôler la lumière. Yablonovitch souhaitait initialement appliquer cette idée au problème du contrôle de l'émission spontanée, mais rapidement le caractère plus général de ce concept est apparu : les cristaux photoniques (CPs) étaient nés.

Les cristaux photoniques ou matériaux à bandes interdites photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde dans une ou plusieurs directions de l'espace. La périodicité de l'indice diélectrique joue le même rôle pour les photons que la périodicité du potentiel ionique dans un cristal pour les électrons. De même qu'il existe des bandes permises et des bandes interdites pour les électrons, il apparaît des bandes interdites pour les photons dans les cristaux photoniques. A l'origine, ces derniers ont été proposés pour inhiber l'émission spontanée par annulation de la densité d'états dans la bande interdite photonique. L'absence de modes optiques disponibles dans cette dernière a rapidement été utilisée pour réaliser des miroirs parfaits capables de réfléchir l'intégralité de l'énergie d'une onde lumineuse quel que soit son angle d'incidence.

Les cristaux photoniques ont alors suscité un très vif intérêt au sein de la communauté scientifique pour devenir, à la fin du siècle dernier, l'un des sujets de recherche les plus actifs toutes disciplines confondues. Les progrès théoriques et expérimentaux ont été spectaculaires. Même si la fabrication de cristaux photoniques 3D pose encore de nombreuses difficultés, des



résultats inimaginables, une décennie auparavant, ont été obtenus récemment sur des structures 2D. Citons par exemple un facteur de qualité supérieur à 600000 mesuré par Noda sur une microcavité à cristaux photoniques [2]. A l'heure actuelle, les cristaux photoniques constituent plus que jamais un matériau prometteur pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée.

Depuis quelques temps, l'utilisation des cristaux photoniques comme conducteurs optiques dans les bandes de transmission a attiré de nombreux efforts de recherche. La propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux périodiques est un thème de recherche assez ancien dont les bases ont été posées au début du 20<sup>ème</sup> siècle par Ewald avec la théorie dynamique de la diffraction [3]. Cette dernière a notamment inspiré Bethe et Sommerfeld pour leur théorie de la propagation des électrons dans les solides qui fut à la base de l'électronique moderne. Au début des années quatre-vingt, les propriétés originales de réfraction de la lumière ont été étudiées dans les guides d'ondes corrugués et des phénomènes tels que l'auto-collimation ou la réfraction négative ont été démontrés expérimentalement dans ces structures [4-7]. Les guides d'onde corrugués se caractérisent par des variations périodiques de l'indice diélectrique et doivent être considérés comme des cristaux photoniques même si le terme n'existait pas encore à l'époque. Plus récemment, des phénomènes analogues ont été prédits et observés expérimentalement dans les cristaux photoniques modernes [8-12]. Cette redécouverte, à l'heure du fort développement de l'optique intégrée, a ouvert la voie vers de nouvelles utilisations possibles des cristaux photoniques. Les propriétés originales de propagation de la lumière dans ces structures peuvent être utilisées pour réaliser de nouvelles générations de composants pour l'optique intégrée (guides d'onde, diviseurs, coudes, démultiplexeurs, filtres,...). C'est le défi que ce travail de thèse a tenté de relever.

Si l'on introduit des défauts dans le cristal photonique, de nouveaux états permis apparaissent dans la bande interdite photonique. La lumière peut être confinée selon plusieurs dimensions selon le défaut et la dimensionnalité du cristal photonique. Par exemple, si l'on introduit un défaut unidimensionnel dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée en deux dimensions. Une cavité bidimensionnelle est créée. Si l'on introduit un défaut linéaire dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée dans une dimension et elle est libre de se propager dans l'autre dimension, ce qui constitue un guide d'onde. En utilisant ces concepts de base, il est alors possible de concevoir des dispositifs pour l'optique intégrée avec ces cavités et ces guides d'ondes. L'introduction d'éléments à

base de cristaux photoniques permettrait de traiter toute l'information sous forme lumineuse et de miniaturiser les circuits actuels. C'est la raison pour laquelle de nombreuses propositions pour des dispositifs à base de cristaux photoniques ont été faites et parfois déjà réalisées, comme les guides d'ondes, les virages, les filtres sélectifs, et les multiplexeurs.

Ce travail s'appuie sur l'étude des dispositifs de guidage, de répartition et de filtrage réalisés à partir de ce type de cristaux, aux longueurs d'ondes des télécommunications par fibres optiques.

Cette thèse s'articule autour de cinq chapitres suivants :

Le premier chapitre est une introduction générale de l'étude des cristaux photoniques. En premier lieu nous énumérons les différents types de cristaux photoniques, ensuite nous allons rappeler le concept de base des cristaux photoniques et nous citons leurs propriétés physiques ainsi que les différentes applications optiques qui peuvent en découler de ces matériaux. Nous présentons également le principe d'ouverture de bandes interdites photoniques et la carte de dispersion. Nous aborderons par la suite les techniques de modélisation et les principes de défauts ponctuels qui existent aux niveaux des CPs. Nous achèverons ce chapitre par quelques travaux de la littérature.

Dans le second chapitre nous présentons en détail la méthode des différences finies dans le domaine temporel en deux dimensions FDTD-2D basée sur l'algorithme de Yee. Cette méthode permet de résoudre les équations de Maxwell avec précision et simuler la propagation de la lumière dans les structures bidimensionnelles. Elle permet notamment d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission des structures à géométries complexes. Cette méthode est très puissante, versatile et parfaitement adaptée à l'étude de ces structures.

Dans le troisième chapitre, une attention particulière sera portée sur les cristaux photoniques 2D planaires gravés sur l'hétéro-structure InP/GaInAsP/InP qui serviront de support aux études de cette thèse. En premier temps nous commençons par les structures sans défaut à mailles carrées et triangulaires. Les réponses spectrales en transmission et en réflexion ainsi que la répartition du champ seront présentées et discutées. Nous étendons cette étude à la conception des guides d'ondes mono-rangée W1KA et à trois rangées manquantes W3KA, suivies par une analyse de leurs diagrammes de bande.

Dans le quatrième chapitre nous intéressons aux doubles virages de  $60^\circ$ , aux jonctions Y  $1 \times 2$  et  $1 \times 4$  qui constituent des briques de base dans les interconnexions optiques. Pour cela on a cherché, en particulier à construire une bibliothèque de composants photoniques élémentaires. Une optimisation a été introduite afin d'améliorer les performances de ces différents circuits photoniques en termes de transmission et de réflexion.

Le cinquième chapitre sera enfin consacré à la conception des filtres passe-bandes qui constitue l'un des éléments les plus importants dans l'optique intégrée. Plusieurs topologies de filtres seront proposées. Les réponses spectrales en transmission et en réflexion seront présentées en utilisant la méthode FDTD-2D.

Cette thèse se terminera par une conclusion générale et des perspectives pour une poursuite de ce travail.

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

# Chapitre I

## Généralités sur les Cristaux Photoniques

### Résumé :

L'objectif de ce chapitre est de présenter les concepts de base liés aux cristaux photoniques (CPs) et d'introduire les cristaux photoniques bidimensionnels planaires. En premier lieu, nous énumérons les différents types de cristaux photoniques, ensuite nous allons citer leurs propriétés géométriques et physiques ainsi que les différentes techniques de modélisation. Nous présentons également le principe d'ouverture de bandes interdites photoniques et la carte de dispersion qui nous motiverons sur le choix de la technologie utilisée dans le cadre de cette thèse. Nous aborderons par la suite le domaine des applications optiques qui peuvent en découler de ces matériaux et les principes de défauts qui existent aux niveaux des CPs. Nous achèverons ce chapitre par quelques travaux de la littérature.

## I. 1. Introduction

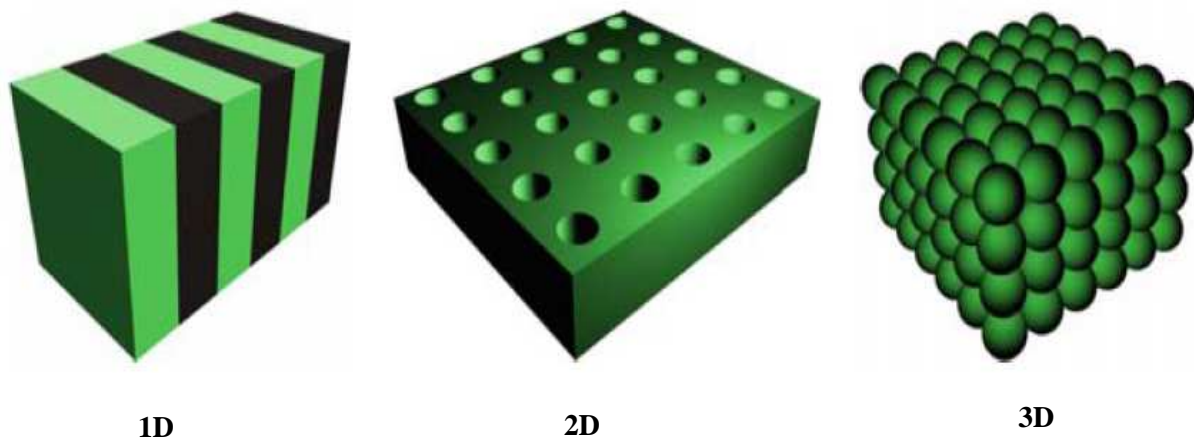
Les matériaux à bandes interdites photoniques avec l'abréviation BIP en anglais: (Photonic Band Gap, PBG), ont suscité un très vif intérêt au sein de la communauté scientifique depuis leur invention par E. Yablonivitch en 1987 [1]. Ces matériaux, appelés «cristaux photoniques» (PC, Photonic Crystal) sont des milieux transparents dans lesquels l'indice optique varie de manière périodique. Cette variation périodique peut être réalisée dans une, deux ou trois directions de l'espace [13].

Grâce à l'analogie formelle qui existe entre les équations de Maxwell régissant la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique et l'équation de Schrödinger pour les électrons, on peut appréhender les cristaux photoniques avec les outils et les concepts développés en physique du solide [14]. Dans les solides, le potentiel périodique du réseau ionique crée des bandes d'énergie pour la propagation des électrons. Certaines bandes d'énergie peuvent être complètement interdites aux électrons. De la même façon, dans une structure de permittivité diélectrique périodique, l'énergie des photons dans le cristal peut se décrire par des bandes photoniques, dont certaines peuvent être interdites. Une radiation lumineuse, qui a son énergie dans la bande interdite photonique, ne pourra pas pénétrer dans le matériau quel que soit son angle d'incidence ou sa polarisation.

Les cristaux photoniques ouvrent la voie à la réalisation de nombreuses fonctions optiques grâce aux possibilités de confinement de la lumière qui pourraient révolutionner la fabrication des circuits intégrés optoélectroniques. La majorité des applications des cristaux photoniques repose sur leurs bandes interdites photoniques. Il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique afin de disposer d'une fréquence permise dans la bande interdite. Les défauts ponctuels permettent de créer des micro-résonateurs dont la fonction est de réaliser des sources de lumière, intenses et très confinées spatialement. Les défauts linéaires réalisent des guides d'ondes, leur intérêt par rapport à ceux traditionnels c'est qu'ils présentent de faibles pertes au niveau des courbures. Le rapprochement de guides d'ondes et de défauts ou cavités résonnantes dans un CP amène à des possibilités de filtrage et de multiplexage en longueur d'onde dans le cadre de l'optique intégrée. Ces fonctions sont intéressantes pour le monde des télécommunications optiques.

## I. 2. Définition

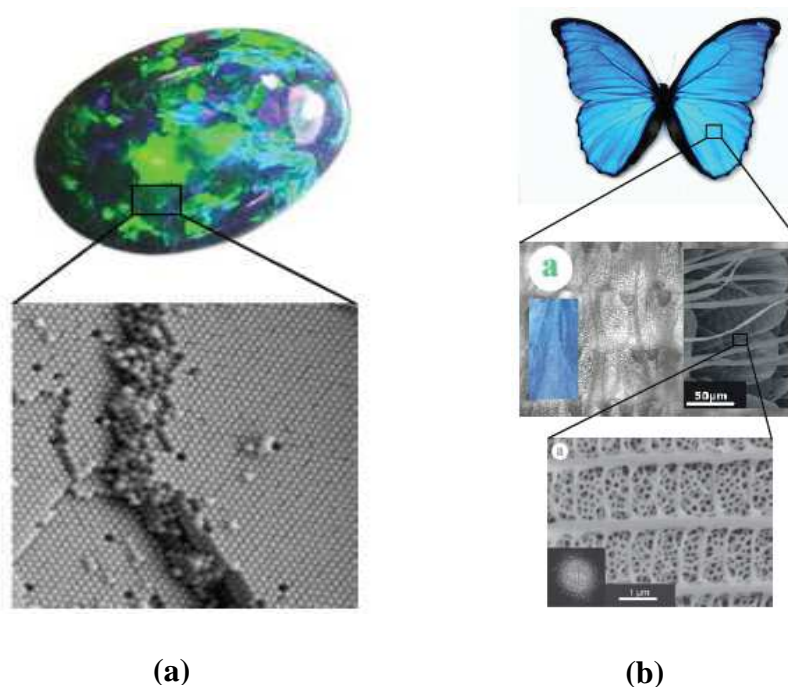
Les cristaux photoniques sont des matériaux dont l'indice diélectrique varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde, sur une ou plusieurs directions de l'espace. La périodicité peut être unidimensionnelle 1D (miroir de Bragg), bidimensionnelle 2D ou encore tridimensionnelle 3D (Figure I.1). Cette variation périodique de l'indice optique suivant les différentes directions entraîne l'apparition de gammes de fréquence pour laquelle la lumière ne peut alors plus se propager. C'est l'analogie entre la propagation d'une onde électromagnétique dans ces milieux et la propagation des électrons dans un cristal photonique qui a mené à l'appellation de ces bandes de fréquences «Bandes interdites Photoniques». La réalisation d'une périodicité sur toutes les directions de l'espace permet de réfléchir une onde lumineuse quelque soit son angle d'incidence ou sa polarisation [15].



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

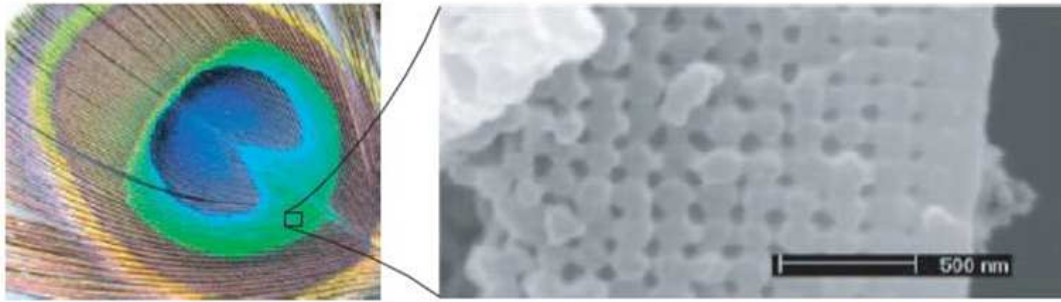
Le problème de la propagation d'une onde électromagnétique dans un empilement multicouche périodique de diélectriques (cristal photonique 1D) connu plus généralement sous le nom de miroir de Bragg n'est en effet bien connu que depuis les années 60 [16-17]. Certaines espèces animales et minérales fabriquent et utilisent des structures présentant des périodicités d'indice dans une, deux ou trois dimensions de l'espace à des fins esthétiques et stratégiques depuis bien longtemps et ce n'est que finalement très récemment que l'homme y a trouvé un intérêt intellectuel (et financier). Ainsi, l'opale est une roche constituée de micro-billes de silice réparties selon un arrangement régulier dans les trois dimensions de l'espace

(Figure I. 2. (a)). De fait, c'est un cristal photonique naturel. L'opale n'est pas le seul exemple de cristal photonique naturel. On peut trouver dans la nature d'autres exemples comme celui des ailes de papillon *Princeps nireus* dont les magnifiques reflets bleu-vert sont dus à l'interaction entre la lumière ambiante et la micro-structuration naturelle de leurs ailes (Figure I. 2 (b)). Le phénomène physique sous-jacent étant la diffraction de la lumière par la micro-structuration, responsable des interférences multiples dont la périodicité, qui peut être dans une, deux ou trois directions de l'espace, est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière incidente.



**Figure I. 2 :** Exemples de cristaux photoniques naturels prise par microscope électronique à balayage : (a) Les opales naturelles constituées d'un réseau quasi-périodique de billes de silice, (b) Les papillons nommées *Princeps nireus* [18].

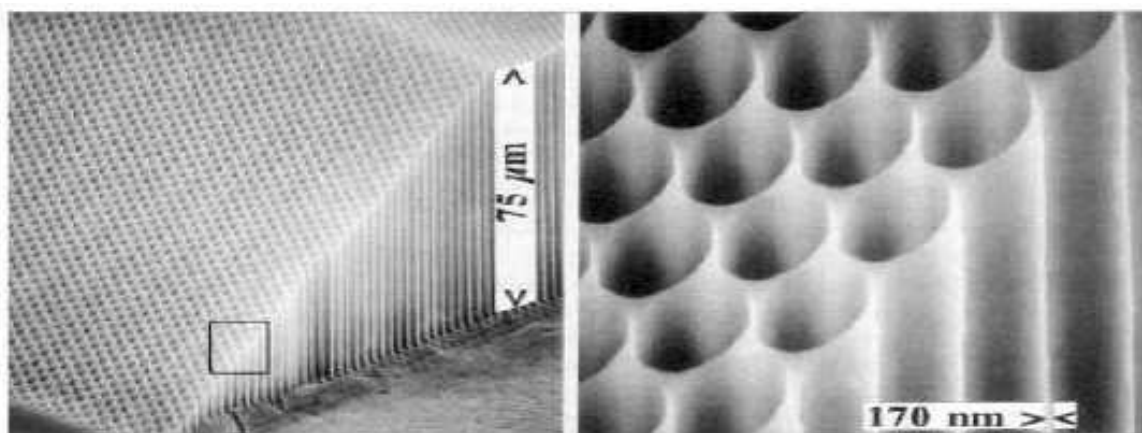
L'origine de la coloration de nombreuses espèces animales et végétales provient aussi de motifs périodiques. La coloration bleue des ailes de papillons morpho et les couleurs bleu, vert, jaune et marron des plumes de paons proviennent de la diffraction par des cristaux photoniques 2D à nombre et longueur de maille variables (Figure I. 3).



**Figure I. 3 :** Plume de paon. L'encadré de droite est une image prise au microscope électronique : La structure cristal photonique 2D [19].

Une première analogie avec la physique du solide avait alors été faite dans le cas unidimensionnel. Il a toutefois fallu attendre la fin des années 80 pour qu'une généralisation du miroir de Bragg à plusieurs dimensions ne soit clairement introduite par Yablonovitch pour le contrôle de l'émission spontanée dans les émetteurs semi-conducteurs. Les applications et la fabrication de ces structures étaient certainement encore trop « lointaines » pour qu'une généralisation à plusieurs dimensions de ce concept ne soit imaginée et publiée. Les cristaux à deux dimensions ont en effet atteint le niveau de maturité nécessaire pour le développement d'applications. La fabrication de cristaux photoniques à trois dimensions est encore au stade de la recherche, alors que des cristaux photoniques 3D existent déjà (les opales, les ailes des papillons...).

Par comparaison, l'image suivante (Figure I.4) [20] montre toujours en imagerie électronique, un cristal photonique bidimensionnel artificiel.



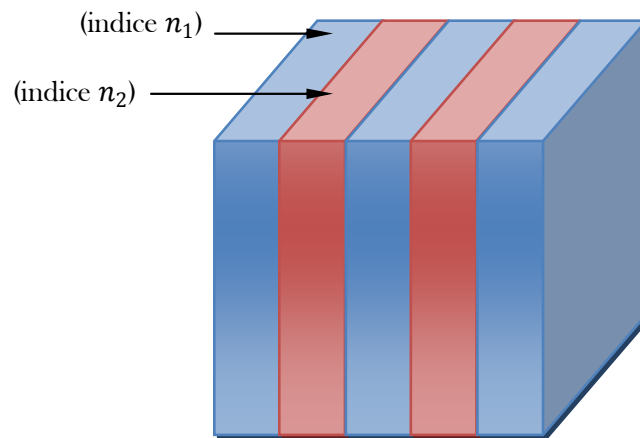
**Figure I. 4 :** Exemple de cristal photonique bidimensionnel artificiel imagé en microscopie électronique.



### I. 3. Les types des cristaux photoniques

#### I. 3. 1. Les cristaux photoniques unidimensionnels

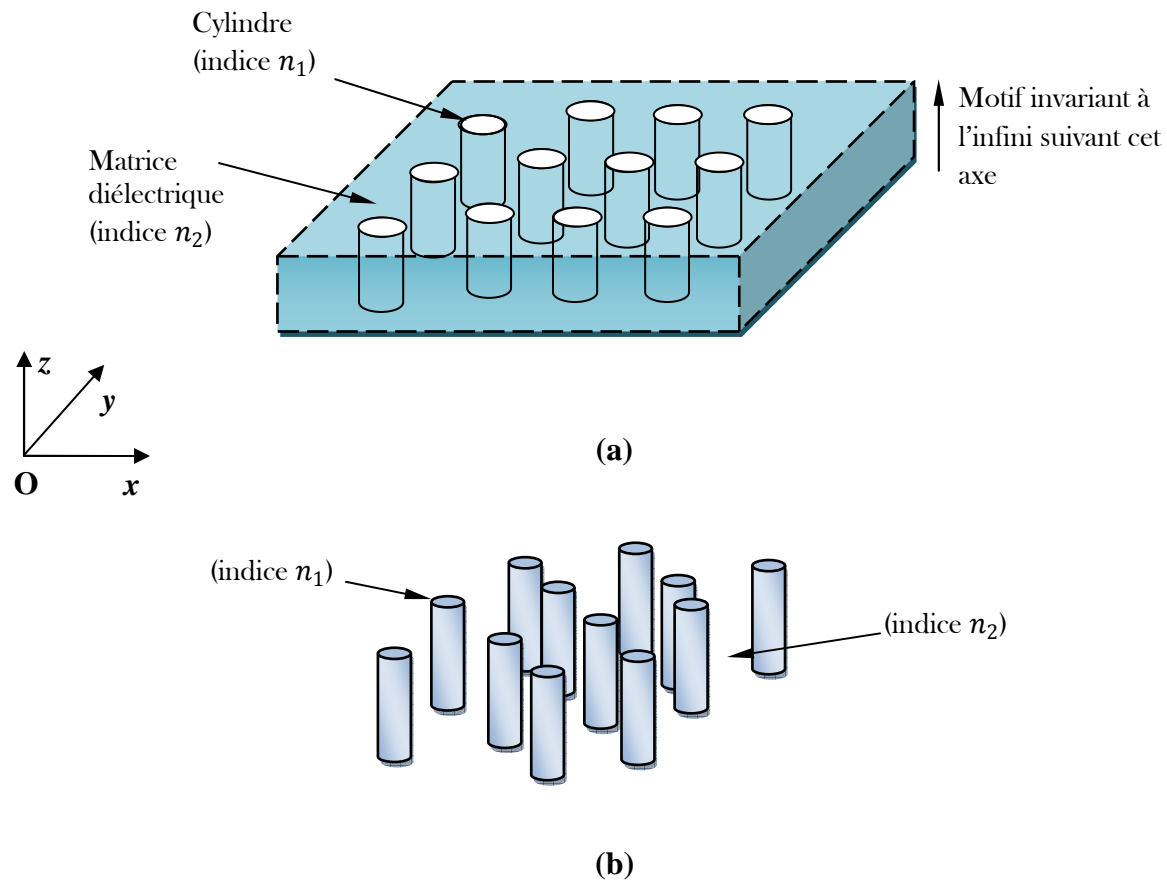
Ces structures sont couramment utilisées sous le nom de réseau de Bragg [21]. Elles sont généralement réalisées par un empilement de couches d'indice de réfraction différent et d'épaisseur optique  $\lambda/4$ .  $\lambda$  étant la longueur d'onde guidée autour de laquelle le matériau doit interdire la propagation des ondes électromagnétiques sous une incidence normale. Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications : convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres sélectifs de longueur d'onde, multiplexeurs, miroirs de cavités lasers (VECSELs).



**Figure I. 5 :** Structure unidimensionnelle.

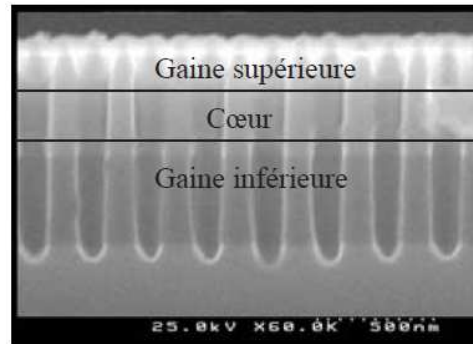
#### I. 3. 2. Les cristaux photoniques bidimensionnels

Les cristaux photoniques à trois dimensions posent encore de nombreux problèmes de fabrication. Pour cette raison, nous nous sommes intéressés aux cristaux photoniques à deux dimensions qui peuvent être fabriqués facilement. A deux dimensions, les cristaux photoniques sont composés d'un réseau périodique de piliers diélectriques dans l'air (structure déconnectée) ou de trous d'air percés dans une matrice diélectrique (structure connectée) (Figure I. 6).



**Figure I. 6 :** Structures bidimensionnelles : (a) connectée, (b) déconnectée [22].

Un cristal photonique 2D parfait est périodique dans le plan (Oxy) et infiniment long dans la direction (Oz). Il possède une bande interdite photonique dans le plan (Oxy). Ces systèmes n'existent pas dans la réalité. Pour compenser l'absence de bande interdite dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité des cristaux 2D, la lumière peut être confinée dans une hétéro-structure d'indice. Cette dernière se compose d'une couche diélectrique de fort indice de réfraction (cœur) entourée de deux autres couches diélectriques d'indices de réfraction plus faibles (gaine) (Figure I. 7). Ces guides d'ondes planaires sont couramment utilisés en optique intégrée et sont facilement fabriqués par des techniques habituelles d'épitaxie [23]. Les cristaux photoniques obtenus portent le nom des cristaux photoniques bidimensionnels planaires ou des cristaux photoniques en géométrie de guides d'ondes (2D+1D). Leurs propriétés vont être étudiées dans les paragraphes suivants et des détails sur le processus de fabrication se trouvent en annexe B.

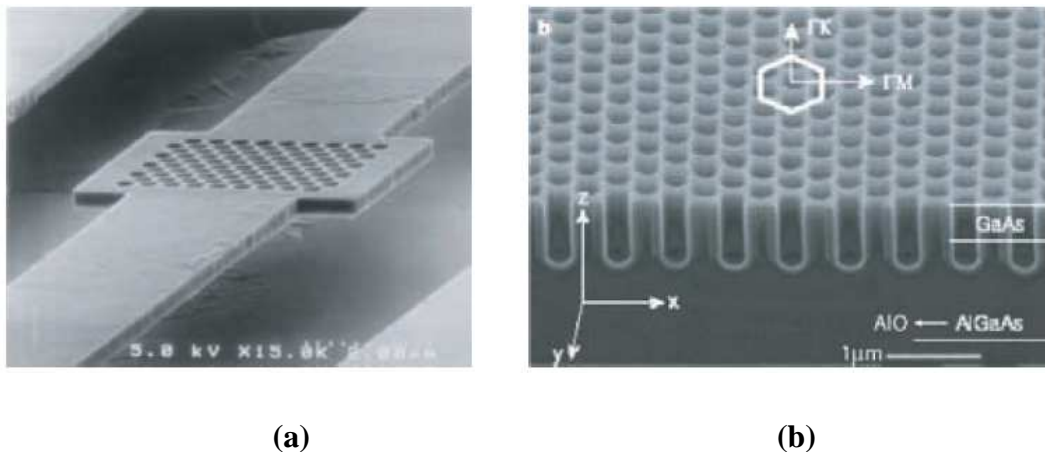


**Figure I. 7 :** Image Microscope à Balayage Electronique (MEB) d'un cristal photonique gravé dans une hétéro-structure [24].

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

#### a) Fort contraste d'indice (approche membrane)

Les confinements à fort contraste d'indice sont généralement obtenus à l'aide d'une membrane semi-conductrice suspendue dans l'air, une couche de Si déposée sur  $\text{SiO}_2$  ou encore une couche de GaAs déposée sur  $\text{Al}_x\text{O}_y$  (Figure I.8).



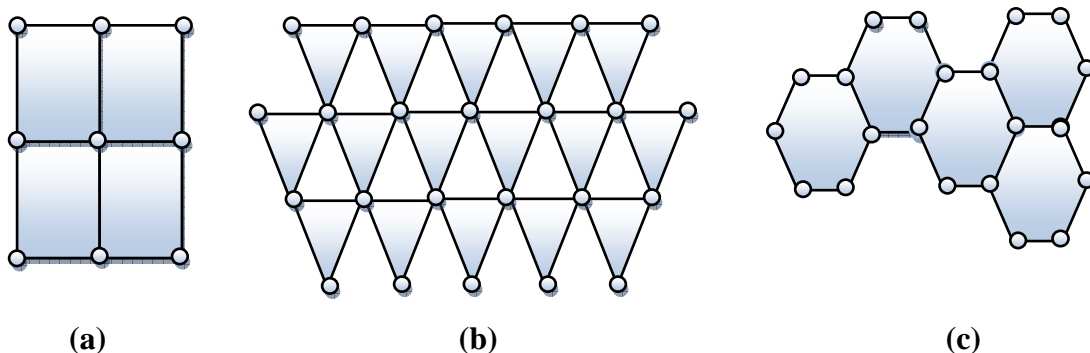
**Figure I. 8 :** Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical: (a) Membrane suspendue dans l'air d'épaisseur 270 nm, (b) Cristal photonique planaire avec des trous profonds de  $\approx 0.5 \mu\text{m}$ , gravés partiellement dans la couche  $\text{Al}_x\text{O}_y$  [24-25].

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

### b) Faible contraste d'indice (approche substrat)

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

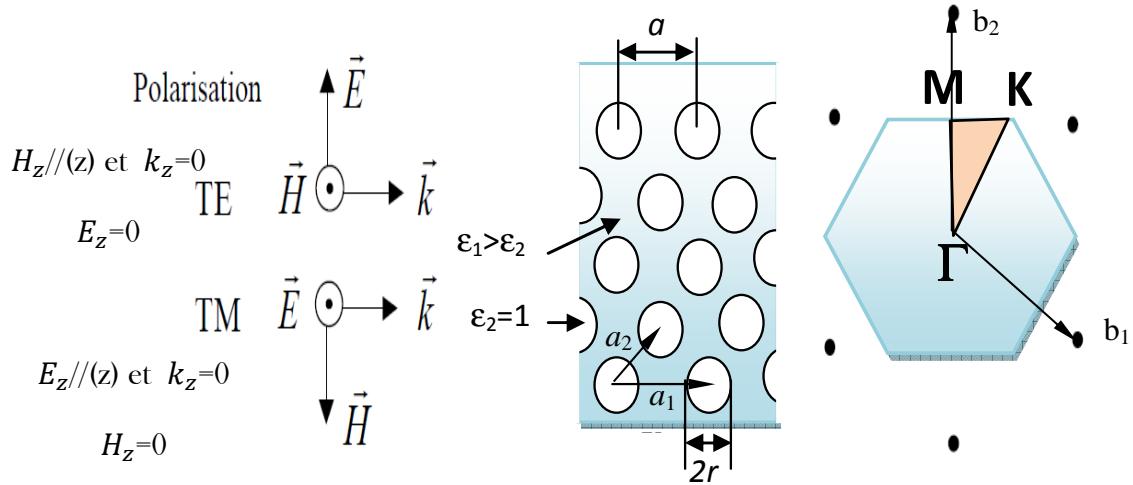
Les structures 2D sont des cristaux dont la permittivité diélectrique est périodique dans les deux dimensions et reste invariante dans la troisième dimension. Elles se regroupent principalement suivant trois familles qui sont les réseaux carrés, triangulaires et hexagonales (figure I. 9).



**Figure I. 9 :** Structure 2D : (a) structure carrée, (b) structure triangulaire, (c) structure hexagonale.

Dans ces structures 2D, ils existent deux types de propagation : dans le plan (in-plane,  $k_z = 0$ ) et hors plan (off-plane  $k_z$  non nul),  $z$  et  $k_z$  sont respectivement l'axe parallèle aux cylindres et la constante de propagation suivant cet axe (Figure I. 10). En propagation in-plane, on distingue deux modes de polarisations pour les ondes électromagnétiques, la polarisation électrique TE (le champ magnétique  $\vec{H}$  est parallèle à l'axe  $z$ ) et la polarisation magnétique TM (le champ électrique  $\vec{E}$  est parallèle à l'axe  $z$ ). Le comportement fréquentiel n'est pas forcément identique selon la polarisation. En effet, l'apparition de bandes interdites

ainsi que leur largeur et position dépendent du taux de remplissage de la structure, du motif élémentaire et du contraste d'indice.



**Figure I. 10 :** Cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique et réseau réciproque associé. Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin sont reportés ( $\Gamma$ , M et K) et la convention utilisée pour la polarisation est donnée.

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.

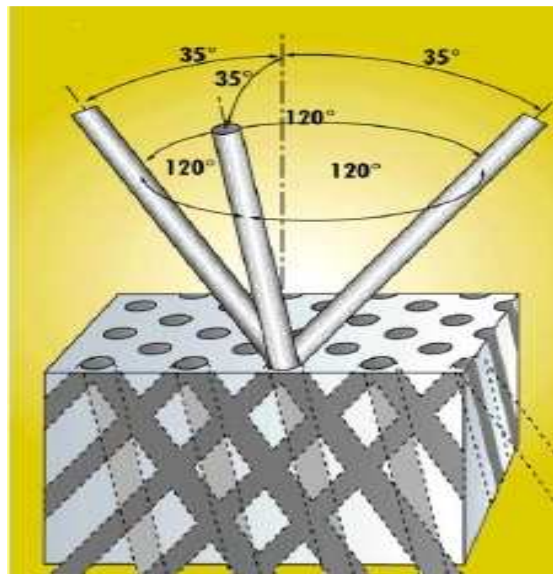
	Réseau carré	Réseau triangulaire
Vecteurs directs ( $a_1, a_2$ )	$a_1 = a(1, 0), a_2 = a(0, 1)$	$a_1 = a(1, 0), a_2 = a\left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$
Vecteurs réciproques ( $b_1, b_2$ )	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1, 0)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(0, 1)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a}\left(1, -\frac{\sqrt{3}}{3}\right)$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

**Tableau I. 1 :** Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire.

### I. 3. 3. Les cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D) suscitent encore beaucoup d'intérêts. Ce sont des structures tridimensionnelles périodiques suivant les trois directions de l'espace. Il existe un grand nombre de structures possibles. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué par S. Y. Lin et al [26]. Il était formé de sphères de silicium arrangées selon une structure diamant. En 1993, E. Yablonovitch fabriquait un cristal photonique 3D en perçant chaque trou dans un bloc de plexiglas selon trois angles azimutaux séparés de  $120^\circ$  (Figure I. 11). Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur "la Yablonovite" [27]. Avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois.

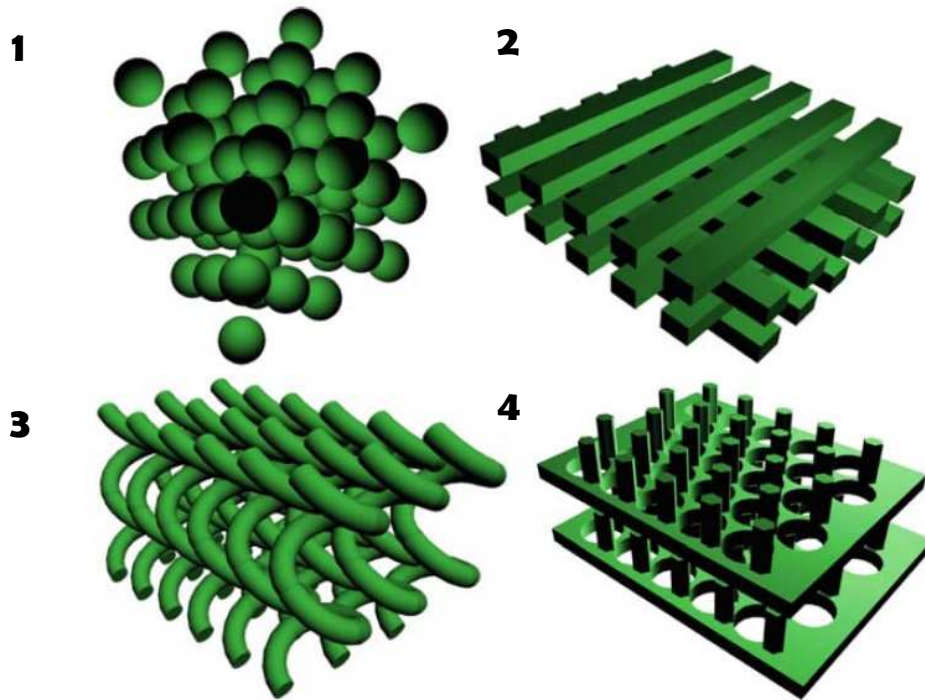
De nombreuses méthodes de fabrication des cristaux photoniques tridimensionnels ont été proposées.



**Figure I. 11 :** Structure « La Yablonovite ».

Auguste Bravais a établi un classement de différentes familles de cristaux. Il a montré que les cristaux peuvent se répartir en sept types de mailles (7 systèmes cristallins) et 14 types de réseaux (réseaux de Bravais). En réalité, peu de structures 3D possèdent une bande interdite complète. K. M. Ho et al [28] ont été les premiers à montrer théoriquement la présence d'une bande interdite complète dans une structure à symétrie cubique à face centrée (CFC) ou communément appelée structure diamant.

La figure I. 12 montre quelques exemples des cristaux photoniques artificiels 3D.



**Figure I. 12 :** Exemples des structures artificielles 3D : structure cubique (1), tas de bois (2), structure spirale (3), quasi-diamant (4).

Malgré les remarquables progrès reportés récemment, les technologies de fabrication des CPs 3D n'ont pas encore atteint des performances suffisantes pour envisager leur utilisation dans les prochaines générations de composants pour l'optique intégrée. Il existe une multitude de techniques de fabrication prometteuses comme la lithographie par holographie, par gravure, par rayon X, l'auto-clonage, ...etc. Elles souffrent encore toutes d'une mise en oeuvre laborieuse et délicate. Ceci conduit à envisager la réalisation et l'étude de structures bidimensionnelles.

Comme nous le verrons par la suite, l'existence d'une bande interdite photonique n'est pas la seule propriété intéressante des cristaux photoniques.

Par ailleurs, du point de vue théorique, les calculs sur des structures bi et tridimensionnelles sont particulièrement lourds.

#### **I. 4. Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique**

Un cristal photonique est caractérisé par : les différents matériaux qui le composent, le système cristallin 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 caractéristiques sont :

### I. 4.1. Le contraste d'indice $\Delta\varepsilon$

Le contraste d'indice  $\Delta\varepsilon$  est la différence entre les permittivités des deux matériaux, qui peut être comparé à la hauteur de la barrière de potentiel de la physique du solide. Il est donné par l'équation (I. 1) :

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\text{substrat}} - \varepsilon_{\text{trou}} \quad (\text{I.1})$$

Avec :

$\varepsilon_{\text{substrat}}$  : permittivité du matériau de haut indice.

$\varepsilon_{\text{trou}}$  : permittivité du matériau de bas indice.

### I. 4.2. Les périodes

Ces paramètres géométriques, choisis selon le domaine de fréquence étudié, influent sur les caractéristiques de la bande interdite photonique. Par exemple pour un cristal photonique unidimensionnel, la période  $a$  est :  $a = (a_1 + a_2)$  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. 13).

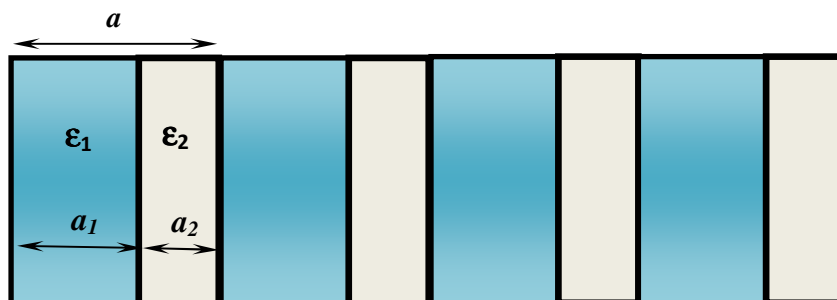


Figure I. 13 : Un cristal photonique unidimensionnel.

### I. 4.3. Le facteur de remplissage $f$

Le facteur de remplissage  $f$  peut être comparé au largeur du potentiel périodique de la physique du solide. 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. L'influence de ces différents paramètres sur le



comportement d'une structure photonique peut être comprise par analogie avec un potentiel périodique induit par l'arrangement des atomes dans un semi-conducteur.

## I. 5. Techniques de modélisation

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

### I. 5. 1. La méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes, dite technique de développement en ondes planes (PWE: Plane Wave Expansion), basée sur la résolution des équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel [29-31], est l'une des méthodes les plus utilisées pour le calcul de structure de bandes photoniques. Pour la décrire, supposons que les composantes électromagnétiques ont une dépendance harmonique en temps de type  $e^{-j\omega t}$ . Les équations de Maxwell différentielles s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = j\omega\mu_0\vec{H} \quad (\text{I.2})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -j\omega\epsilon_r(\vec{r})\epsilon_0\vec{E} \quad (\text{I.3})$$

$\mu_0$  et  $\epsilon_0$  sont respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique du vide,  $\epsilon_r(\vec{r})$  étant la fonction diélectrique du cristal photonique. Des deux équations de Maxwell précédentes découle l'équation d'onde suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} \quad (\text{I.4})$$

$c$  est la vitesse de la lumière dans le vide qui est donnée 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 :

$$H(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}' \lambda=1,2} h_{G'\lambda} \vec{e}_{G'\lambda} e^{j(\vec{k}+\vec{G}')\vec{r}} \quad (\text{I.5})$$

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

$$\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}''} \epsilon_r^{-1}(\vec{G}'') e^{j(\vec{G}''\vec{r})} \quad (\text{I.6})$$

Où :  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde appartenant à la première zone de Brillouin et  $\vec{G}''$  étant un vecteur du réseau réciproque.

Notons que  $\{\vec{e}_{1G'}, \vec{e}_{2G'}, \vec{K} + \vec{G}'\}$  forment un trièdre direct.

En posant  $\vec{G} = \vec{G}' + \vec{G}''$  et en injectant (I. 5) et (I. 6) dans (I. 4), on arrive à l'équation matricielle suivante :

$$\sum_{\vec{G}'} |\vec{K} + \vec{G}'| |\vec{K} + \vec{G}'|_{\varepsilon_r^{-1}} (\vec{G} - \vec{G}') \begin{bmatrix} \vec{e}_{2G'} \cdot \vec{e}_{2G'} & -\vec{e}_{2G'} \cdot \vec{e}_{1G'} \\ -\vec{e}_{1G'} \cdot \vec{e}_{2G'} & \vec{e}_{1G'} \cdot \vec{e}_{1G'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_{1G'} \\ h_{2G'} \end{bmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} h_{1G} \\ h_{2G} \end{bmatrix} \quad (\text{I.6})$$

La résolution de l'équation (7) peut se faire en utilisant la méthode de diagonalisation. Pour différentes valeurs du vecteur d'onde  $\vec{k}$  qui sont limités à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin, on peut obtenir une série de fréquences propres  $\omega$  (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. 5. 2. La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)

La méthode FDTD (Finite difference time domain) est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies [32-33]. Un maillage dans l'espace réel est réalisé afin de discrétiser les champs et de pouvoir estimer leurs dérivées. Les champs sont propagés dans le temps de proche en proche à partir d'une certaine distribution de départ donnée par l'utilisateur et pendant un certain temps T.

On peut donc observer le régime transitoire du système (en fonction du temps) et voir le régime permanent s'établir. De plus, il est possible de remonter à la réponse fréquentielle de la structure. En effet, connaissant l'évolution temporelle des champs en tous points du système, le calcul du spectre en ces points peut être effectué par transformée de Fourier. Le spectre d'un point « intéressant » du système sera alors divisé par celui de la source (Il faudra ici utiliser une source impulsionnelle afin d'avoir un spectre en fréquence relativement large).

Les conditions aux limites constituent un point très important dans cette méthode du fait du traitement presque exclusif de structures finies. Il est possible d'utiliser à la fois des conditions périodiques et des conditions absorbantes sur une même structure. Ceci est

intéressant, par exemple, pour la simulation d'un guide à cristal photonique. Parmi les conditions absorbantes, les plus utilisées sont les conditions de Mur [34] ou de PML (Perfectly Matched Layer) [35-36]. Cette dernière, basée sur le placement d'un absorbant artificiel sur le bord de la cellule, est définie pour avoir une adaptation d'impédance avec le vide et pour éliminer toute réflexion. La condition périodique est une condition de Bloch de la forme :  $\vec{E}(\vec{r} + \vec{a}t) = \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{a}}$ , où  $\vec{a}$  est la période du réseau.

Cependant, cette méthode de calcul est très lente et demande beaucoup de ressources informatiques car les champs sont calculés en tous points de la structure, et pour tous les incréments de temps. De plus, la durée T du calcul peut être longue pour des structures résonnantes, et le résultat peut éventuellement dépendre de la source et du milieu utilisés. Cette méthode sera étudiée en détail dans le deuxième chapitre.

### I. 5. 3. La méthode des matrices de transfert TMM

La méthode TMM (Transfert Matrix Method) est souvent utilisée pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission des empilements unidimensionnels [37], mais elle a été adaptée au cas bidimensionnel par Pendry [29][38]. La structure est divisée en une succession de couches et une matrice de transfert permet de relier les champs d'une couche à une autre [39]. La fréquence est ici une variable, et non plus une inconnue comme dans le cas des ondes planes. Ainsi, il est aussi possible, par cette méthode, de remonter à la structure de bande puisque l'on calcule les éventuels vecteurs d'onde de propagation en fonction de la fréquence. De plus, l'éventuelle dépendance en fréquence de la constante diélectrique sera plus facilement prise en compte.

### I. 5. 4. La méthode des réseaux de diffraction

Elle est basée sur une description du cristal photonique comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs. Les champs sont décomposés dans chaque région séparant ces réseaux et la théorie des réseaux est appliquée pour relier les coefficients de cette décomposition d'une région à l'autre. Le système de relations matricielles obtenu permet d'établir la matrice de diffusion [S] qui caractérise le milieu [40-42]. L'intérêt de cette méthode est qu'elle donne non seulement les modes guidés et les résonances (ce sont les pôles de la matrice de diffusion), mais aussi les pertes intrinsèques de ceux-ci.

### I. 5. 5. La méthode des liaisons fortes

On développe ici le champ électromagnétique sur une base de fonctions d'onde localisées, par analogie avec la description des liaisons fortes pour les orbitales électroniques des solides cristallins. La base des fonctions d'onde localisées est déterminée en calculant les fonctions de Wannier du cristal photonique parfait [43]. Cette méthode semble être particulièrement rapide pour la détermination des états liés à des défauts dans le cristal.

### I. 5. 6. La méthode de développement sur des modes propres

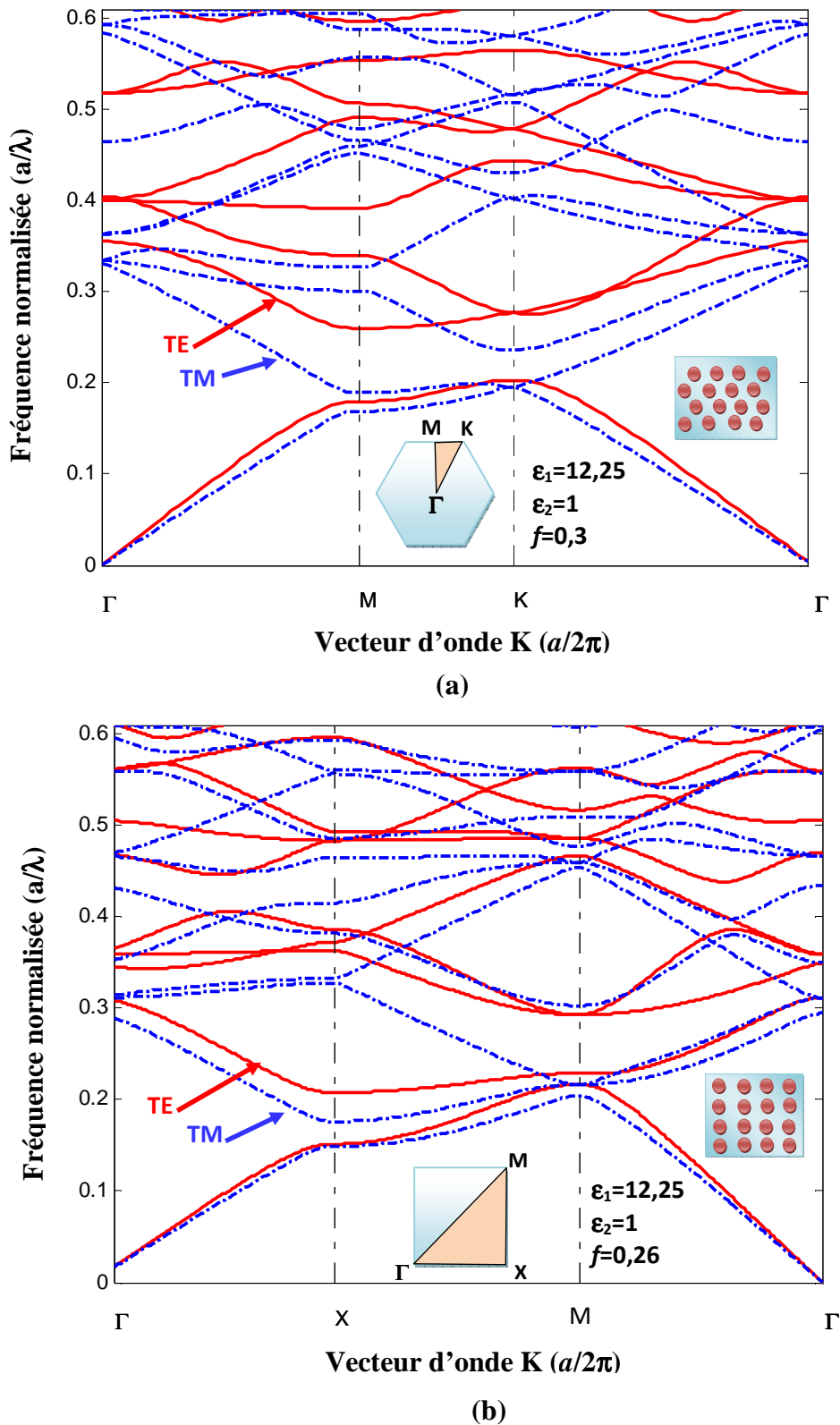
Plutôt que de travailler avec une discrétisation spatiale fixée par une grille, la structure est ici décomposée suivant des plans dans lesquels l'indice optique est constant selon une direction. Les champs sont ensuite développés sur les modes propres de chaque domaine trouvé [44-45]. Ceci conduit à des temps de calcul qui peuvent être considérablement réduits, particulièrement pour des structures en couches.

## 1.6. Relations de dispersion

### I. 6. 1. Diagrammes de bandes

Les relations de dispersion des CPs 2D dépendent de la polarisation de la lumière. On peut séparer le champ électromagnétique en deux modes de polarisations indépendantes, la polarisation TE et la polarisation TM. En polarisation TE,  $\vec{E}$  est orienté dans le plan de périodicité et le champ  $\vec{H}$  n'a qu'une composante normale au plan. Le champ électromagnétique est ainsi de la forme  $(E_x, E_y, H_z)$ , les autres composantes étant nulles. En polarisation TM, les rôles de  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont permutés et le champ est de la forme  $(H_x, H_y, E_z)$ .

La figure I. 14 représente les diagrammes de bandes pour les réseaux carré et triangulaire et pour les deux polarisations TE et TM. La structure étudiée correspond à une matrice bidimensionnelle de trous d'air ( $n_{\text{air}} = 1$ ) dans du silicium ( $n_{\text{Si}} = 3,5$ ). Le diamètre des trous est égal à  $0,288a$  dans les deux structures, ce qui correspond à des facteurs de remplissages différents selon le réseau ( $f=0,26$  pour le réseau carré,  $f=0,30$  pour le réseau triangulaire). Une bande interdite photonique pour la polarisation TE est obtenue pour le réseau triangulaire.

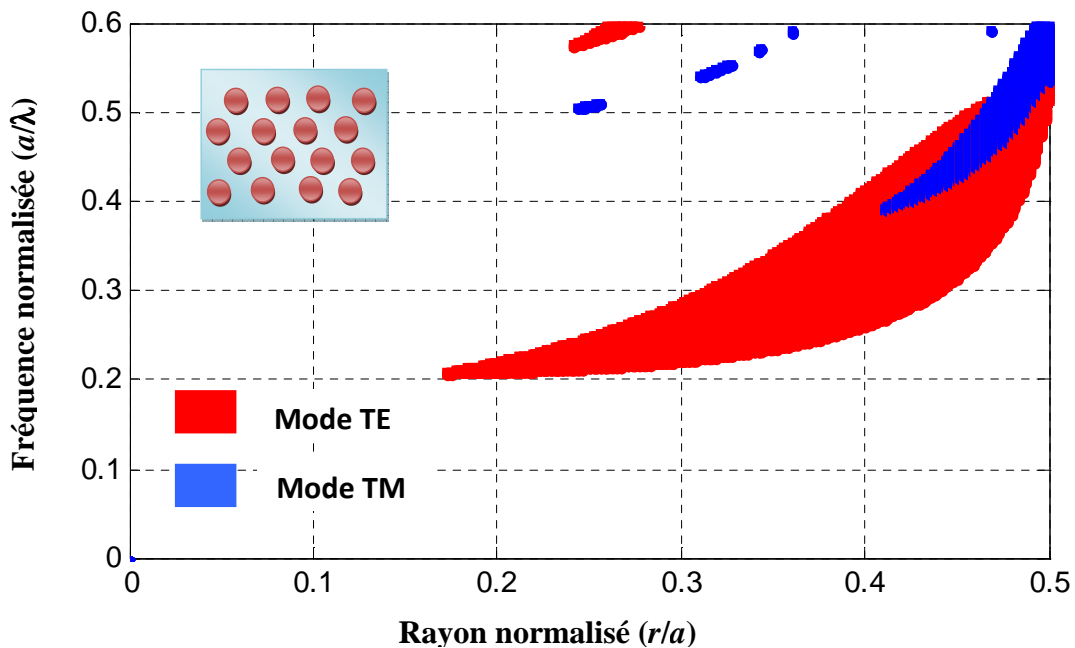


**Figure I. 14 :** Diagrammes de bandes des CP2Ds de trous d'air dans une matrice de diélectrique ayant l'indice du silicium. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes sous environnement matlab pour les polarisations TE (lignes rouges) et TM (pointillés bleus) : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré.

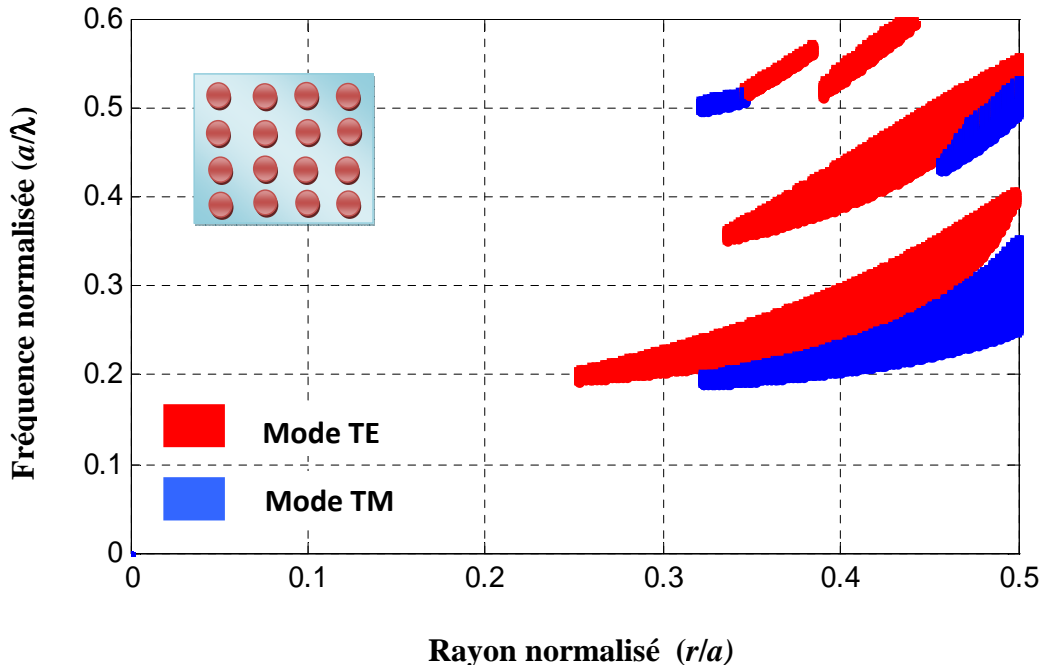
Dans le cas du réseau triangulaire, une bande interdite photonique (BIP) est observée pour la polarisation TE pour  $a/\lambda=0,21-0,27$ . Pour la polarisation TM, aucune bande interdite n'apparaît. Cependant le réseau carré présente l'absence de la bande interdite photonique pour les deux polarisations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

### I. 6. 2. Carte des bandes interdites

Le calcul du diagramme de bande vu précédemment nous renseigne, entre autres, sur les propriétés (la position et la largeur) des bandes interdites photoniques pour chaque polarisation. Cependant, deux paramètres peuvent encore être ajustés afin de jouer sur celles-ci : l'indice de la matrice et le facteur de remplissage en air (ou le rapport  $r/a$ ). Pour un matériau donné (donc pour un indice de la matrice donné), il est intéressant de connaître l'influence du facteur  $r/a$  sur la position et la largeur des gaps photoniques : c'est la carte des bandes interdites. Un exemple est donné sur la figure I. 15 dans le cas d'une matrice de constante diélectrique  $\epsilon_1=10,5$ . Pour de faibles facteurs de remplissage en air, il n'y a pas de bande interdite car le système est peu perturbé. Il faut atteindre  $r/a = 0,18$  pour voir apparaître la bande interdite TE de plus basse énergie et c'est seulement pour un rayon des trous important (lorsque leur diamètre vaut 90 % de la période environ) que l'on a un recouvrement des gaps pour les deux polarisations, donc une bande interdite complète (Figure I. 15 (a)).



(a)

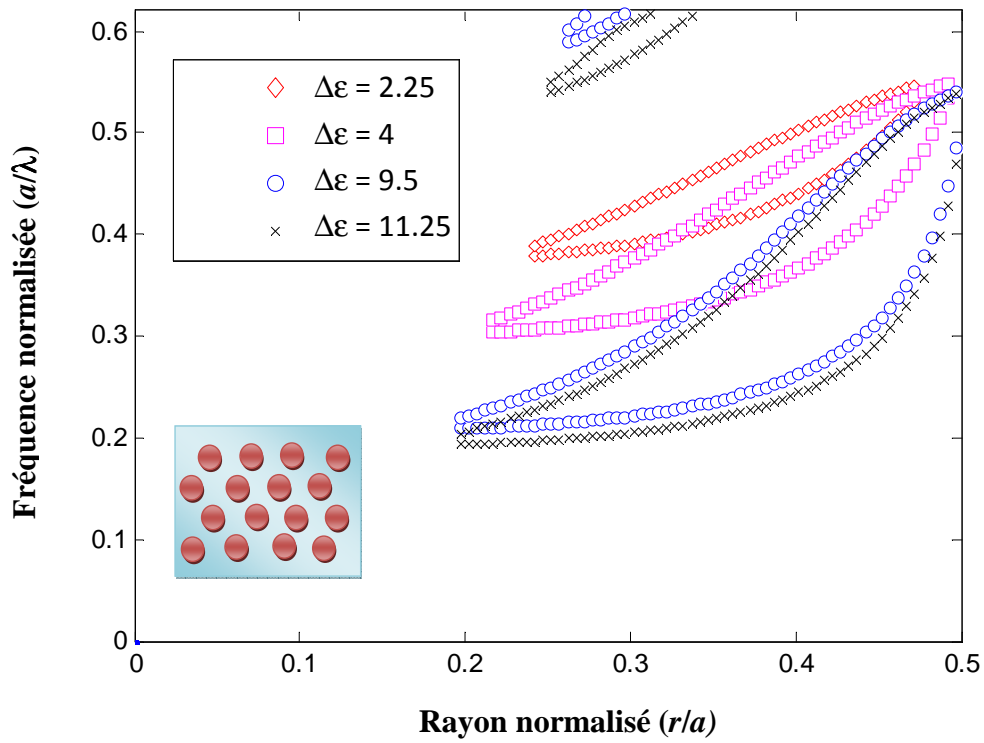


(b)

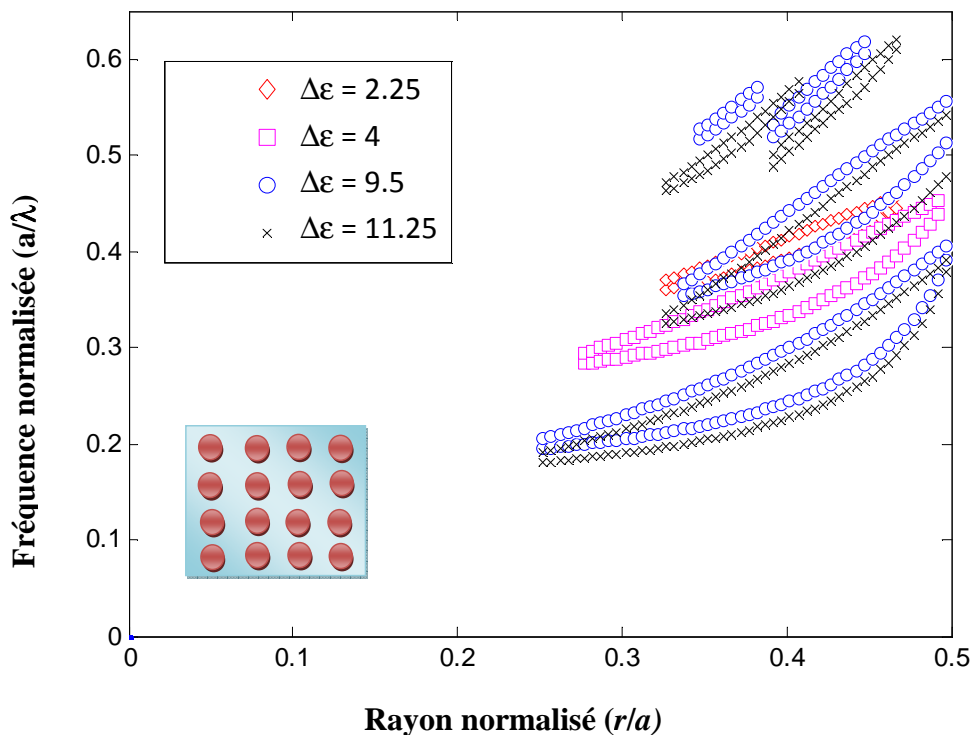
**Figure I. 15 :** Cartes des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique  $\epsilon_1 = 10,5$  : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré. Le recouvrement entre les deux polarisations ne se fait que pour des valeurs élevées de  $r/a$ .

Cette carte des bandes interdites est très pratique pour décider les paramètres du cristal photonique en vue d'une application. Il paraît donc intéressant de travailler avec le gap le plus large possible. En comparaison entre les Figure I. 15 (a) et (b), il n'est pas toujours judicieux de se placer dans une zone de fort facteur de remplissage en air (lorsque les trous ont un diamètre important), là où le gap est le plus large, pour des raisons de fuites hors du plan du cristal.

Les figures I. 16 (a) et (b) montrent la première bande interdite TE en fonction du facteur de remplissage pour des contrastes d'indice différents ( $\Delta\epsilon = \epsilon_{\text{substrat}} - \epsilon_{\text{trou}}$ ) pour respectivement un réseau triangulaire et carré. Si le contraste d'indice augmente, la position de la bande interdite se déplace vers les basses énergies et la largeur de la bande interdite augmente. Notons enfin que les bandes interdites se décalent vers les hautes énergies lorsque le facteur de remplissage augmente. Donc, le réseau triangulaire est privilégié au réseau carré car les bandes interdites TE sont plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage en air plus faibles.



(a)



(b)

**Figure I. 16 :** Premières bandes interdites TE des cristaux photoniques bidimensionnels avec des contrastes d'indices différents : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré.



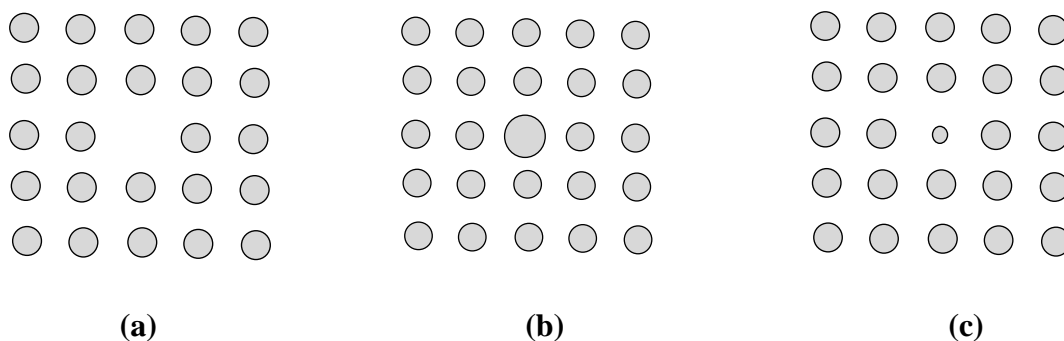
## I. 7. Le cristal avec défaut

Les cristaux photoniques ne permettront de réaliser de véritables fonctions optiques et de contrôler les flux de lumière que si l'on y introduit des défauts.

Comme pour les cristaux solides, il existe deux principaux types de défauts : les défauts ponctuels et les défauts étendus. Les premiers, associés à une rupture locale de périodicité, se traduisent par la présence de modes électromagnétiques à des fréquences discrètes, analogues aux défauts électroniques. Les seconds, que l'on peut considérer comme analogues aux dislocations, peuvent donner lieu à des bandes permises de propagation, là où se trouve une bande interdite dans le cristal idéal.

### I.7.1. Les défauts ponctuels

Il existe de multiples manières de créer des défauts ponctuels dans les cristaux photoniques. On peut aussi procéder au retrait, à l'ajout ou à la modification d'un ou plusieurs motifs du cristal. Pour reprendre la terminologie de la physique du solide, on réalise alors des défauts lacunaires ou de substitution (Figure I. 17). Dans tous les cas de cette figure, on crée des cavités optiques dont les modes de résonances vont venir se positionner en énergie au sein des bandes interdites du cristal [46-48].

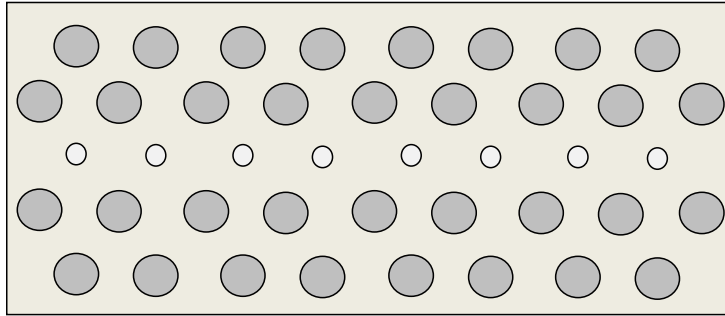


**Figure I. 17 :** Défauts ponctuels : (a) Défaut lacunaire, (b) et (c) Défauts de substitutions.

## I.7.2. Les défauts étendus

### a) Dimensions des motifs élémentaires

Pour rompre la périodicité d'une structure BIP, on peut modifier la taille du motif élémentaire qui compose le cristal photonique (Figure I. 18).

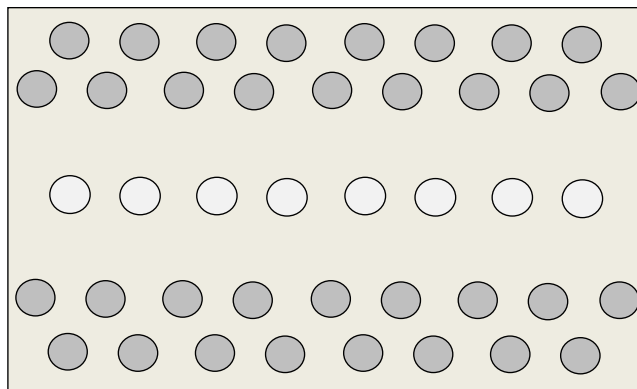


**Figure I. 18 :** Défaut de dimension du motif élémentaire.

Sur cette figure les dimensions des motifs élémentaires de la troisième rangée ont été réduites.

### b) Distance entre motifs élémentaires

On peut aussi modifier l'espace qui existe entre les motifs élémentaires des réseaux cristallins (Figure I. 19).

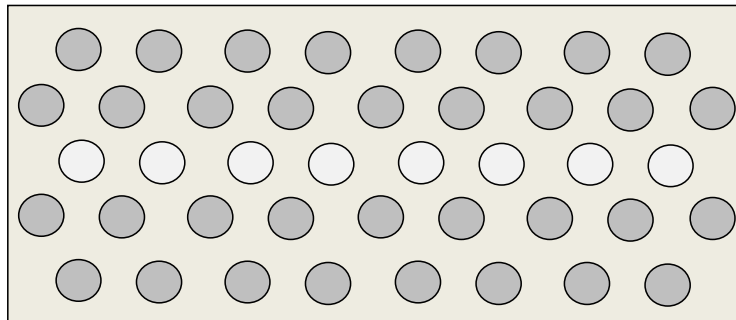


**Figure I. 19 :** Défaut de distance entre motifs élémentaires.

Sur la figure I. 19, l'écart entre la deuxième et la troisième rangée et l'écart entre la troisième et la quatrième rangée ont été augmentés pour former le défaut.

### c) Valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires

Il est possible de modifier localement la nature du matériau et plus concrètement en agissant sur la valeur de la permittivité relative (Figure I. 20).

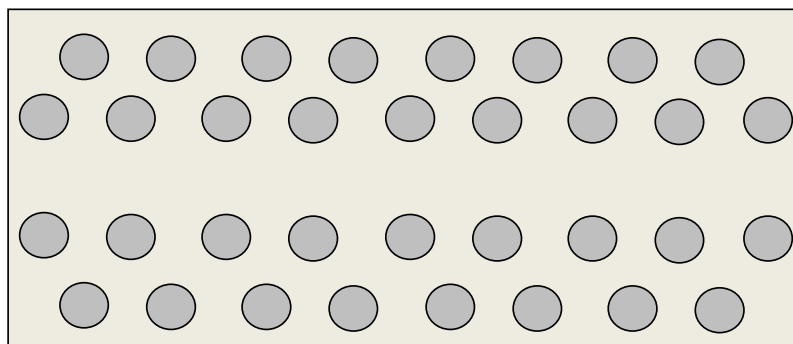


**Figure I. 20 :** Défaut sur la permittivité relative.

Sur cette figure, la permittivité des motifs élémentaires de la rangée du milieu a été changée.

### d) Défaut par vacuité

Le défaut par vacuité correspond à l'élimination de motifs élémentaires qui se trouvent remplacés par la permittivité du substrat (Figure I. 21).



**Figure I. 21 :** Défaut par vacuité (c'est le défaut le plus utilisé).

Les motifs élémentaires de la rangée du milieu ont été enlevés.

## **I. 8. Application**

La capacité des CPs à manipuler, confiner et contrôler la lumière dans les trois directions de l'espace suscite de nombreuses applications. Celles-ci se situent principalement dans les domaines de l'informatique et de la communication, avec la fabrication de dispositifs reproduisant les principes opérationnels des différents composants d'un circuit intégré, en utilisant les photons comme porteur d'information à la place des électrons. La lumière a en effet plusieurs avantages par rapport aux électrons. Elle peut voyager dans un matériau diélectrique plus rapidement qu'un électron dans un fil métallique ; elle peut porter une grande quantité d'information par seconde ; les interactions entre photons et matériau diélectrique sont moins importantes que celles entre électrons et matériau métallique, ce qui réduit les pertes d'énergie.

## **I. 9. Méthode d'élaboration**

Les applications discutées précédemment nécessitent des CPs opérationnels dans la gamme du visible et du proche infrarouge du spectre électromagnétique, c'est-à-dire des matériaux présentant une modulation spatiale de l'indice de réfraction comprise entre une centaine de nanomètres et quelques micromètres. De nombreuses méthodes d'élaboration ont été développées afin d'élaborer de tels cristaux, chacune utilisant des matériaux peu absorbants dans cette gamme de longueur d'onde. On distingue deux grandes catégories : les méthodes dites « top-down », en référence à la nomenclature anglo-saxonne, qui sont basées sur l'utilisation de la lithographie ou de l'holographie afin de sculpter une structure périodique dans un monolithe ; et les méthodes « bottom-up » qui consistent à assembler des objets colloïdaux pour former le matériau périodique final.

## **I. 10. Quelques travaux de la littérature**

### **I. 10. 1. Etude d'un filtre à base d'un cristal photonique bidimensionnel**

Dans ce travail, la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD-2D) a été employée. Un guide d'onde mono-mode à base des cristaux photoniques bidimensionnels en structure triangulaire a été présenté. Les paramètres du guide d'onde ont

été optimisés pour un fonctionnement autour de la longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$  dans une gamme de longueurs d'onde de  $40 \text{ nm}$  (figure I. 23 (a)).

Le guide d'onde est formé par la création d'un défaut étendu suivant la direction  $x$  obtenu par la suppression de trois rangées de tiges diélectriques, y compris la rangée du milieu ayant un rayon  $r_1$  et les autres un rayon  $r_2$ . En outre, les tiges de la première rangée de rayon  $r_1$  de côté la ligne de défauts sont déplacés vers l'intérieur par  $d_1 = 0,3a$  et les tiges de la deuxième rangée de rayon  $r_2$  sont déplacés vers l'intérieur par  $d_2 = 0,2a$ , assurant que le guide ne supporte qu'un seul mode guidé dans la bande interdite photonique. La figure I. 22 montre le schéma de principe du guide, et les flèches représentent la direction du mouvement des tiges [49].

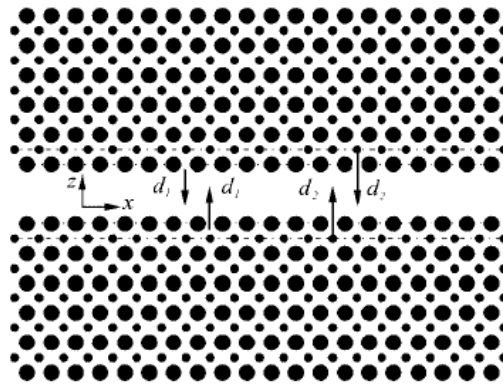


Figure I. 22 : Vue schématique du filtre CP 2D.

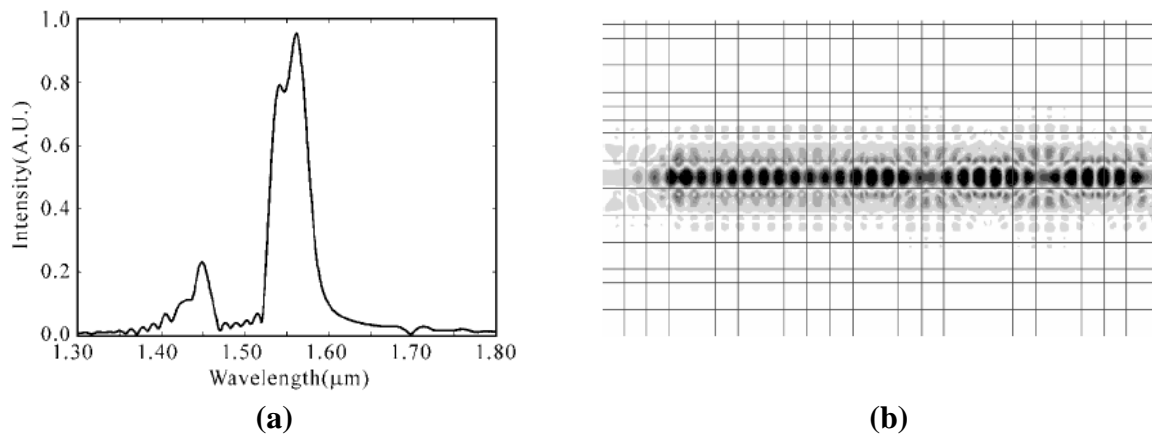
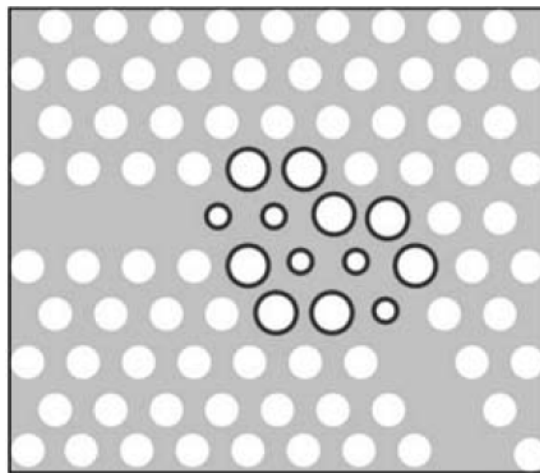


Figure I. 23 : (a) spectre de transmission du guide (par simulation FDTD-2D), (b) la répartition du champ électrique du guide à base des cristaux photoniques bidimensionnels pour  $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ .

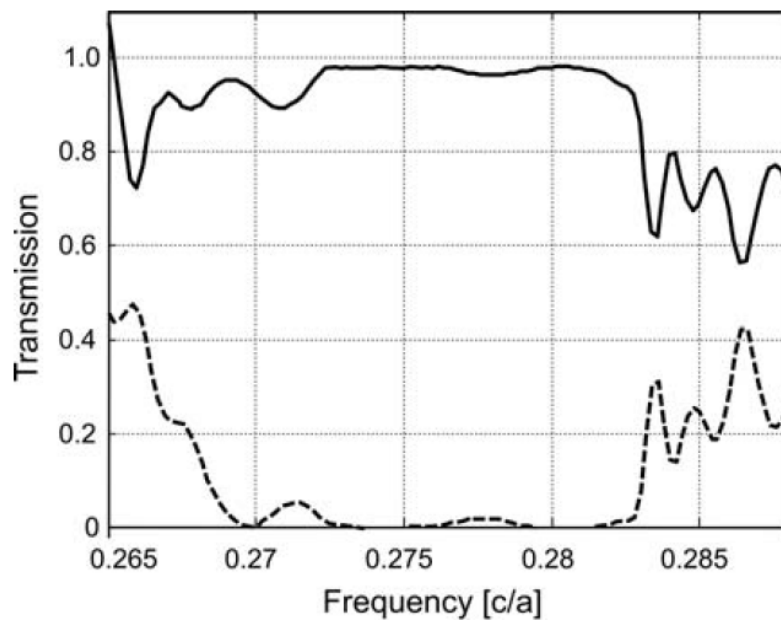
La figure I. 23 (b) démontre clairement l'existence du phénomène de filtrage dans le guide proposé.

### I. 10. 2. Conception d'un virage à 60° optimisé

Dans ce travail, un virage de 60° à base des cristaux photoniques bidimensionnels (CPs) en deux dimensions (2D) a été conçu pour assurer une transmission élevée sur une large bande passante. Une modification géométrique de la région du virage a été appliquée pour améliorer les caractéristiques de transmission. Cette modification aboutit à augmenter la bande passante relative de 6,5% à 25,7% de la largeur de bande interdite photonique (figure I.25). L'indice de réfraction effectif a été employé, les structures conçues sont simulés par la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD 2D). La structure du virage ainsi que les spectres en transmission et en réflexion sont représentées sur les figures I.24 et I.25 [50]. Notons que dans notre thèse, nous allons utiliser une autre technique qui consiste à ajouter des miroirs réfléchissants au niveau des coins du coude au lieu d'augmenter les rayons des trous et supprimer les petits trous situés aux centre du guide.



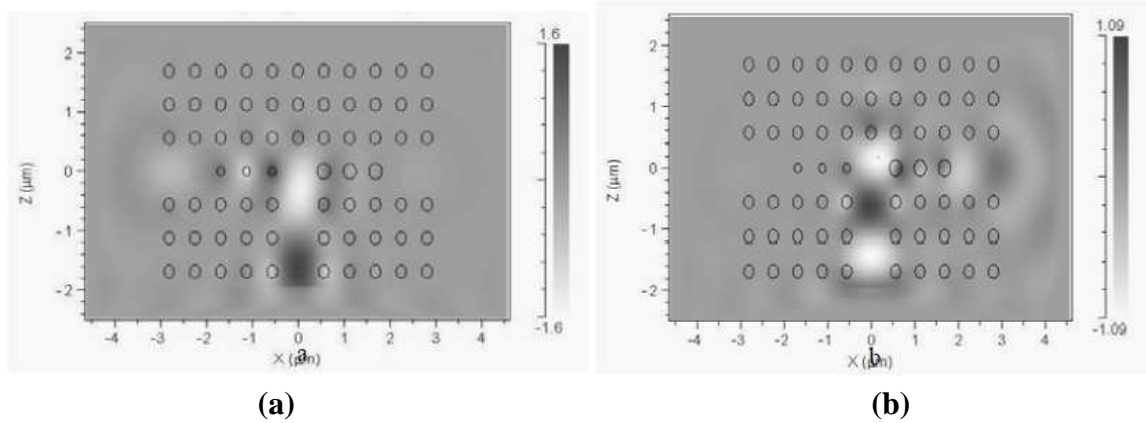
**Figure I. 24 :** La structure du virage à 60°. Les trous d'air avec des rayons variables sont représentés par un cercle au niveau du coude.



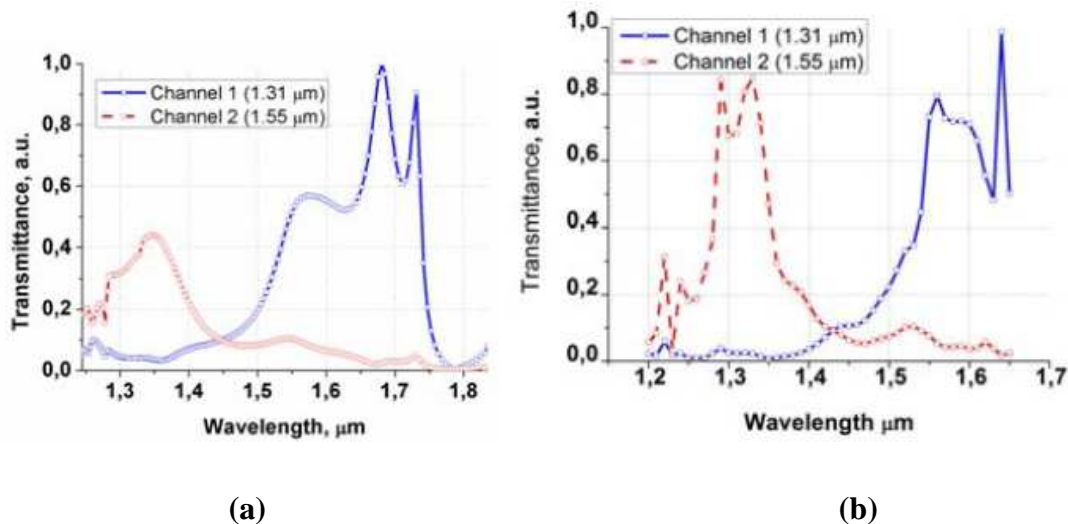
**Figure I. 25 :** Les spectres de transmission et de réflexion du virage proposé.

### **I. 10. 3. Un démultiplexeur pour les longueurs d'ondes 1,31 $\mu\text{m}$ et 1,55 $\mu\text{m}$**

Une méthode pour la conception d'un démultiplexeur en longueur d'onde à base des cristaux photoniques 2D pour la séparation des impulsions ultra-courtes du canal est proposée [51]. La méthode est basée sur l'analyse des cartes de bandes interdites photoniques complète qui permet de sélectionner les paramètres géométriques du démultiplexeur. Le dispositif sépare efficacement les canaux avec des longueurs d'onde 1,31  $\mu\text{m}$  et 1,55  $\mu\text{m}$  (Figure I. 26). Les réponses spectrales obtenues ont permis de valider l'efficacité de la méthode proposée et l'applicabilité de ces dispositifs pour le traitement de l'information dans l'optique intégrée (Figure I. 27).



**Figure I. 26 :** Résultats de la simulation FDTD d'un démultiplexeur en longueur d'onde : (a) longueur d'onde  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , (b) longueur d'onde  $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$ .



**Figure I. 27 :** Spectres de transmission des filtres dans les guides secondaires du démultiplexeur : (a) dans une structure carrée, (b) dans une structure triangulaire.

## I. 11. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les concepts de base liés aux cristaux photoniques et plus particulièrement les cristaux photoniques bidimensionnels planaires. En premier lieu nous avons énuméré les différents types de cristaux photoniques, ensuite nous avons cité leurs propriétés physiques et géométriques ainsi que les différentes applications optiques qui peuvent en découler de ces matériaux. Nous avons présenté également le



principe d'ouverture de bandes interdites photoniques et la carte de dispersion qui permet de sélectionner les paramètres de cristal et le type de structure dans le cadre de cette thèse. Nous avons abordé par la suite les techniques de modélisation et les principes de défauts qui existent aux niveaux des CPs 2D. Nous avons terminé ce chapitre par quelques travaux de la littérature.

Ces cristaux photoniques sont très prometteurs pour la réalisation de composants optiques planaires compacts et originaux. Ils représentent une plate-forme extrêmement intéressante pour la future optique intégrée miniature car ils ont les qualités requises de confinement. Il est donc important pour nous de prévoir leurs caractéristiques physiques par la modélisation de façon à caler au mieux, pour une application définie, les propriétés voulues. La méthode des différences finies dans le domaine temporel bidimensionnelle FDTD 2D nous paraît un outil adéquat pour répondre à ce type de problématique.

Le chapitre suivant sera entièrement dédié à la présentation générale de l'outil numérique utilisé FDTD 2D.

# Chapitre II

## Méthode des Différences Finies Temporelles Bidimensionnelles FDTD-2D

### Résumé :

Dans ce chapitre, nous présenterons la méthode de simulation utile pour la conception de structures à cristaux photoniques à deux dimensions, il s'agit de la méthode des différences finies temporelles bidimensionnelles FDTD-2D. Cette dernière permet de résoudre directement les équations de Maxwell sur une structure de profil d'indice quelconque.

En premier lieu, nous allons détailler le principe des différences finies centrées, ensuite nous effectuerons une discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell selon l'algorithme de Yee. Nous présenterons également le critère de stabilité et les conditions aux limites pour implémenter l'algorithme de la FDTD-2D. La résolution des équations de Maxwell est réalisée dans le domaine temporel, ce qui permet d'appréhender visuellement la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu structuré comme le sont les cristaux photoniques. Ce point rend cette méthode très adaptée pour réaliser de véritables simulations numériques et développer une compréhension intuitive des processus de propagation.

## II. 1. Introduction

Parallèlement aux études technologiques visant à concevoir et optimiser les composants élémentaires de la photonique intégrée, il est indispensable de développer des outils d'aide à la conception permettant de concevoir des systèmes photoniques complexes.

Les contraintes portant sur la conception de systèmes (temps de simulation, en particulier) conduisent à décrire les composants élémentaires par des modèles de haut niveau, fondés, en général, sur des équations analytiques. Cette approche, appelée modélisation comportementale, est rendue difficile dans le cas de la photonique intégrée du fait de l'impossibilité d'écrire de façon simple les interactions entre les composants élémentaires.

Le comportement de la lumière dans une structure BIP de dimension finie ou infinie est régi par les équations de Maxwell. D'une manière générale, la modélisation des cristaux photoniques passe par le calcul des diagrammes de dispersion, de la réflexion et de la transmission. Les méthodes les plus citées dans la littérature pour l'étude des cristaux photoniques sont : méthode des ondes planes (PWE), méthode des différences finies temporelles (FDTD), méthode des matrices de transfert, méthode des matrices de diffraction et méthode des modes couplés. Parmi toutes ces méthodes, les plus répandues sont la méthode des ondes planes et la méthode FDTD, qui sont utilisées dans nos simulations. La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) ou la méthode des différences finies dans le domaine temporel, est une approche numérique permettant la résolution des équations de Maxwell portant sur les variables spatiales et la variable temporelle.

L'application de cette méthode aux équations de Maxwell dans l'espace libre a été introduite pour la première fois par Yee en 1966 [52]. Elle consiste à approcher les dérivées ponctuelles spatiales et temporelles qui apparaissent dans les équations de Maxwell par des différences finies centrées. Le schéma proposé par Yee permet de surmonter la difficulté due à la dépendance simultanée des champs électriques  $\vec{E}$  et du champ magnétique  $\vec{H}$  entre eux, en effet, on obtient un schéma numérique explicite permettant le calcul du champ électromagnétique dans tout le volume d'étude en fonction du temps. Les composantes des champs électriques et magnétiques sont décalées d'un demi-pas spatial et calculées de manière alternative et itérative, respectivement à des multiples pairs et impairs du demi-pas temporel. En choisissant une excitation large bande, et après transformée de Fourier, on obtient la caractérisation large bande de la structure en une seule simulation.

Plus tard, en 1975, le schéma de Yee a été généralisé par A. Taflove [32] [53-54] par l'introduction des termes de conductivité électrique et magnétique autorisant le traitement des pertes.

La méthode FDTD présente un grand nombre d'avantages :

- Tout d'abord, c'est une méthode simple : elle met en jeu, en effet, des concepts et des outils de résolutions élémentaires (équations de Maxwell, différences finies).
- Ensuite, elle permet l'obtention en une seule simulation des informations temporelles et spectrales sur une structure. Elle apporte aussi des éléments de compréhension sur l'établissement du champ électromagnétique dans la structure en offrant la possibilité d'obtenir la distribution du champ à différents temps.
- Enfin, cette méthode permet l'évaluation en fonction de temps de nombreuses autres grandeurs comme le vecteur de Poynting ou l'énergie électromagnétique stockée. En revanche, elle requière des moyens de calcul et des tailles mémoires informatiques importants, dépendant de la taille de l'espace de travail. Pour diminuer les temps d'exécution, les espaces de travail doivent être choisis assez réduits.

Les structures étudiées seront donc assez limitées en taille (quelques dizaines de microns à  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ ).

En particulier, nous allons tout d'abord examiner dans ce chapitre, les principaux points clés de la méthode FDTD : la discrétisation des équations de Maxwell [55-57] aux sens des différences finies centrées, le critère de stabilité, les conditions aux limites et le plan de travail utilisé par la simulation FDTD.

## II. 2. FDTD à deux dimensions

Dans un milieu anisotropique et inhomogène, la FDTD repose sur l'équation de Faraday et d'Ampère [58-59] :

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

Considérons les équations de Maxwell de (II. 1), le système à discrétiser devient alors dans un repère cartésien (Oxyz) :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) & \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) & \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) & \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

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

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II.4})$$

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

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial H_z}{\partial y} \right] \quad (\text{II.6})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II.7})$$

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

On remarque qu'il est donc possible d'effectuer deux regroupements. En effet, le système ainsi formé par les six dernières équations se réduit en deux triplets de composantes découplés l'un de l'autre. Dans ce cas là, chacun de ces deux triplets se réfère à un mode de

polarisation TE et TM. Donc, on peut traiter d'une façon indépendante la propagation du champ électromagnétique pour les deux polarisations.

La polarisation TE (Transverse Electric), est la polarisation où le champ  $\vec{E}$  est perpendiculaire à la direction (Oz), se définit de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial H_z}{\partial y} \right] \end{array} \right. \quad (\text{II.9})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ -\frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \end{array} \right. \quad (\text{II.10})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right] \end{array} \right. \quad (\text{II.11})$$

La polarisation TM (Transverse Magnétique) est la polarisation où le champ  $\vec{H}$  est perpendiculaire à la direction (Oz), se définit de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ -\frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \end{array} \right. \quad (\text{II.12})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_z}{\partial x} \right] \end{array} \right. \quad (\text{II.13})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \end{array} \right. \quad (\text{II.14})$$

### II. 2. 1. Discrétisation par la méthode des différences finies centrées

Il s'agit d'une méthode de numérisation qui permet de passer de l'expression analytique d'une équation à son approximation numérique [60]. Elle s'applique à toute dérivée partielle, quelle soit spatiale ou temporelle, du premier ou du second ordre, d'une fonction  $f(x,y,z,t)$ . Son principe est donné comme suit :

Considérons une fonction  $f$  de variable  $x$ , continue et dérivable jusqu'à l'ordre  $n$ , qui peut être développée en série de Taylor de chaque côté du point  $x_0$ , comme suit :

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) + \left(\frac{\Delta x}{2}\right) f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots + \frac{1}{n!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) + \dots \quad (\text{II. 15})$$

$$f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) - \left(\frac{\Delta x}{2}\right) f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots + \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) + \dots \quad (\text{II. 16})$$

La soustraction de ces deux expressions permet d'exprimer, avec une erreur de deuxième ordre, la dérivée première de la fonction  $f$  en  $x_0$  :

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

$\theta(\Delta x^2)$  représente l'erreur d'ordre 2 commise, et qui sera négligée par la suite.

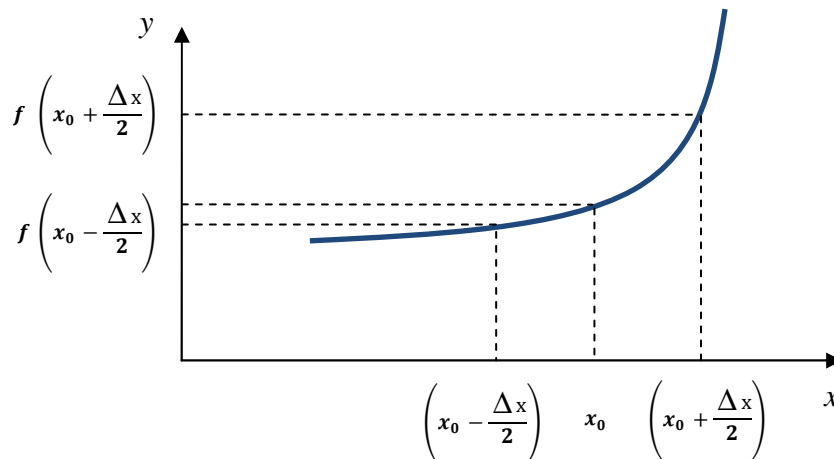
On appelle approximation centrée cette approximation de la dérivée. Les résultats qu'elle offre sont plus précis en comparaison avec ceux donnés par d'autres types d'approximations dites droites ou gauches et décrites respectivement par les formules (II. 18) et (II.19):

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f(x_0)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (\text{II.18})$$

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (\text{II.19})$$

L'approximation centrée a été utilisée dans notre étude pour discrétiser les dérivées partielles, spatiales et temporelles présentes dans les équations de Maxwell.

On calcule la dérivée centrée d'une fonction (figure II. 1) au centre d'un intervalle  $\Delta x$  en se basant sur les valeurs de la fonction aux extrémités.



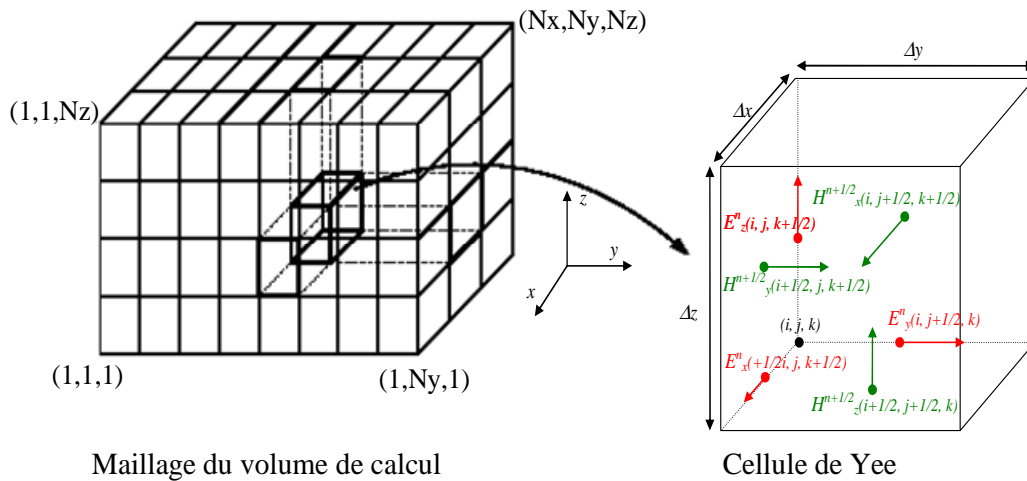
**Figure II. 1 :** Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée.

L'expression (II.17) peut être appliquée, par exemple à la première équation du système (II.2), pour approcher à la fois la dérivée temporelle et les dérivées spatiales, en négligeant l'erreur  $\theta(\Delta x^2)$ .

La première équation du système (II.2) est complètement discrétisé et devient :

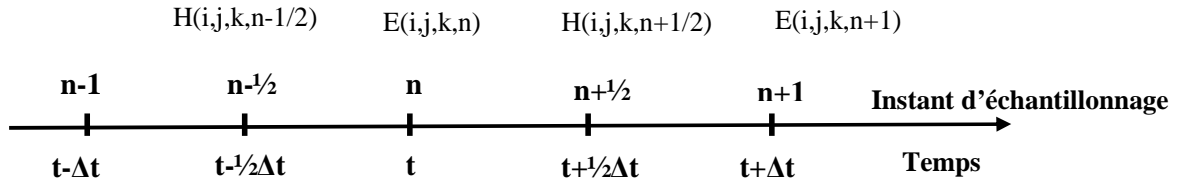
$$\frac{H_x\left(x,y,z,t+\frac{\Delta t}{2}\right)-H_x\left(x,y,z,t-\frac{\Delta t}{2}\right)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu} \left( \frac{E_y\left(x,y,z+\frac{\Delta z}{2},t\right)-E_y\left(x,y,z-\frac{\Delta z}{2},t\right)}{\Delta z} - \frac{E_z\left(x,y+\frac{\Delta y}{2},z,t\right)-E_z\left(x,y-\frac{\Delta y}{2},z,t\right)}{\Delta y} \right) \quad (\text{II.20})$$

Où  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta z$  représentent les pas de maillage spatial, et  $\Delta t$  le pas de maillage temporel. Il apparaît que, spatialement, la composante  $H_x$  est centrée par rapport à  $E_z$  suivant la direction  $y$ , et centrée par rapport à  $E_y$  suivant la direction  $z$ . De même,  $E_y$  et  $E_z$  sont évaluées à un instant d'échantillonnage centré sur celui des deux composantes  $H_x$ . Il en découle le schéma de maillage spatial présenté en figure (II. 2) ainsi que le maillage temporel présenté en figure (II. 3). Le volume de calcul est divisé en  $N_x \times N_y \times N_z$  cellules élémentaires de dimensions  $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$ , appelées cellules de Yee [52] (cube de Yee  $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ ), où  $A^n(i,j,k)$  représente la composante de champ  $\vec{A}$  de la cellule  $(i,j,k)$  évaluée à l'instant d'échantillonnage  $n \times \Delta t$ .



**Figure II. 2 :** Discretisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.





**Figure II. 3 :** Discrétisation temporelle.

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

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

$$H_X^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) = H_X^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[ \frac{E_Z^n(i, j+1, k+1/2) - E_Z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta y} - \frac{E_Y^n(i, j+1/2, k+1) - E_Y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta z} \right] \quad (\text{II.21})$$

$$H_Y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) = H_Y^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[ \frac{E_X^n(i+1/2, j, k+1) - E_X^n(i+1/2, j, k)}{\Delta z} - \frac{E_Z^n(i+1, j, k+1/2) - E_Z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta x} \right] \quad (\text{II.22})$$

$$H_Z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) = H_Z^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[ \frac{E_Y^n(i+1, j+1/2, k) - E_Y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta x} - \frac{E_X^n(i+1/2, j+1, k) - E_X^n(i+1/2, j, k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II.23})$$

$$E_X^{n+1}(i+1/2, j, k) = E_X^n(i+1/2, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[ \frac{H_Z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_Z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} - \frac{H_Y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_Y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2)}{\Delta z} \right] \quad (\text{II.24})$$

$$E_y^{n+1}(i,j+1/2,k) = E_y^n(i,j+1/2,k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[ \frac{H_x^{n+1/2}(i,j+1/2,k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i,j+1/2,k-1/2)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+1/2}(i+1/2,j+1/2,k) - H_z^{n+1/2}(i-1/2,j+1/2,k)}{\Delta x} \right] \quad (\text{II.25})$$

$$E_z^{n+1}(i,j,k+1/2) = E_z^n(i,j,k+1/2) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[ \frac{H_y^{n+1/2}(i+1/2,j,k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i-1/2,j,k+1/2)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}(i,j+1/2,k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i,j-1/2,k+1/2)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II.26})$$

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

Avec le schéma de discrétisation temporelle (figure II. 3), une variation de champ magnétique entraîne une variation de champ électrique, qui à son tour entraîne une variation de champ magnétique, et ainsi de suite, représentant ainsi très bien les phénomènes de propagation dans le volume de calcul. Cependant, l'algorithme FDTD est dispersif, c'est-à-dire qu'un signal se propageant dans le domaine de calcul FDTD subit des transformations (distorsion, atténuation) dues à la discrétisation. C'est pourquoi une bonne représentation numérique des phénomènes physiques ne peut être obtenue qu'après un choix judicieux des paramètres de discrétisation spatiales  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ , et temporelle  $\Delta t$ .

## II. 2. 2. Stabilité numérique

L'algorithme numérique présenté par la figure II. 4 impose une borne supérieure concernant le pas de discrétisation temporel en fonction des pas de discrétisation spatiale.

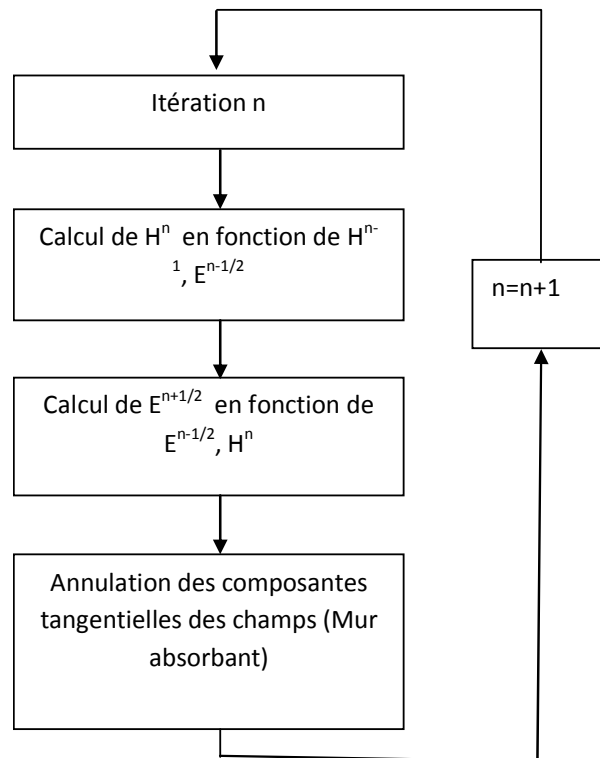
Cette limite est nécessaire pour éviter toute instabilité numérique. Le détail du calcul des conditions de stabilité a été décrit dans l'annexe C.

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2}} \quad (\text{II.27})$$

L'étude de la stabilité numérique a montré que le pas de discrétisation temporel devait satisfaire une certaine condition pour assurer la stabilité de l'algorithme [60]. En outre, les pas de discrétisation spatiales doivent aussi vérifier certaines conditions pour représenter suffisamment bien la structure à simuler.

Et avec une résolution spatiale  $\Delta x = \Delta y \leq \frac{\lambda}{10 \cdot \sqrt{\epsilon_r}}$ , il est possible de donner

l'algorithme de calcul FDTD-2D qui se présente sous la forme indiquée à la figure (II. 4) permettant d'avoir l'évolution temporelle des champs électriques et magnétiques [60-61]:



**Figure II. 4 :** Algorithme de calcul des champs.

Des problèmes apparaissent ainsi sur la frontière de l'espace de travail puisque la valeur des champs à l'extérieur de l'espace de travail n'est connue à aucun instant. Malheureusement, l'espace de travail est limité, on ne connaît à aucun instant cette valeur. Le bord de l'espace de travail doit donc être traité de façon différente en prenant garde de ne pas introduire des réflexions n'ayant aucune origine physique.

## II. 3. Conditions aux limites

Dans le but d'implémenter l'algorithme sur machine, il est nécessaire de restreindre le domaine « ouvert » de la résolution des équations de Maxwell à un domaine borné pour limiter la capacité mémoire utilisée (et par conséquent le temps de calcul). Ce domaine spatial borné que nous nommerons espace de travail devra être suffisamment grand pour contenir toute la structure d'étude et des conditions aux limites simuleront son extension à l'infini [62]. Il existe 3 types de conditions aux limites : les conditions d'absorption, les conditions de symétrie et les conditions de périodicité [60] [36] [63]. Ce travail présente uniquement les conditions d'absorption de type Mur [34] qui simule un domaine infini en recherchant la plus faible réflexion numérique aux interfaces, ainsi que les conditions symétriques et antisymétriques.

### II. 3. 1. Conditions d'absorption de type Mur

Selon les conditions d'absorption de type Mur, il s'agit d'introduire une interface (Mur fictif) pour limiter le volume de simulation qui laisse passer toute onde électromagnétique sans aucune réflexion ( $\Gamma$ ) (figure II. 5), et produire l'illusion d'un domaine ouvert.

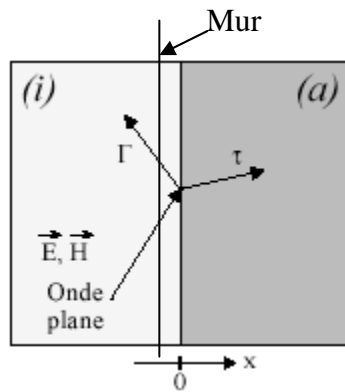


Figure II. 5 : Présentation du problème.

Dans nos simulations, nous avons utilisé des conditions de type Mur.

### II. 3. 2. Conditions symétriques et antisymétriques

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

$$\begin{cases} E_x(x) = -E_x(-x) \\ E_y(x) = E_y(-x) \\ E_z(x) = E_z(-x) \end{cases} \quad (\text{II.28})$$

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

$$\begin{cases} H_x(x) = H_x(-x) \\ H_y(x) = -H_y(-x) \\ H_z(x) = -H_z(-x) \end{cases} \quad (\text{II.29})$$

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

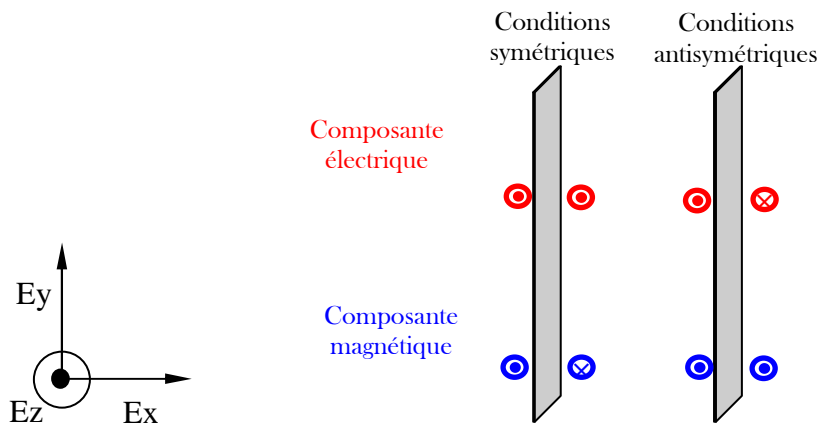
$$\begin{cases} E_x(x) = E_x(-x) \\ E_y(x) = -E_y(-x) \\ E_z(x) = -E_z(-x) \end{cases} \quad (\text{II.30})$$

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

$$\begin{cases} H_x(x) = -H_x(-x) \\ H_y(x) = H_y(-x) \\ H_z(x) = H_z(-x) \end{cases} \quad (\text{II.31})$$

En connaissant ces propriétés de symétrie, il n'est pas nécessaire de simuler le volume au total pour une structure symétrique. On peut donc diviser le volume en deux à la surface

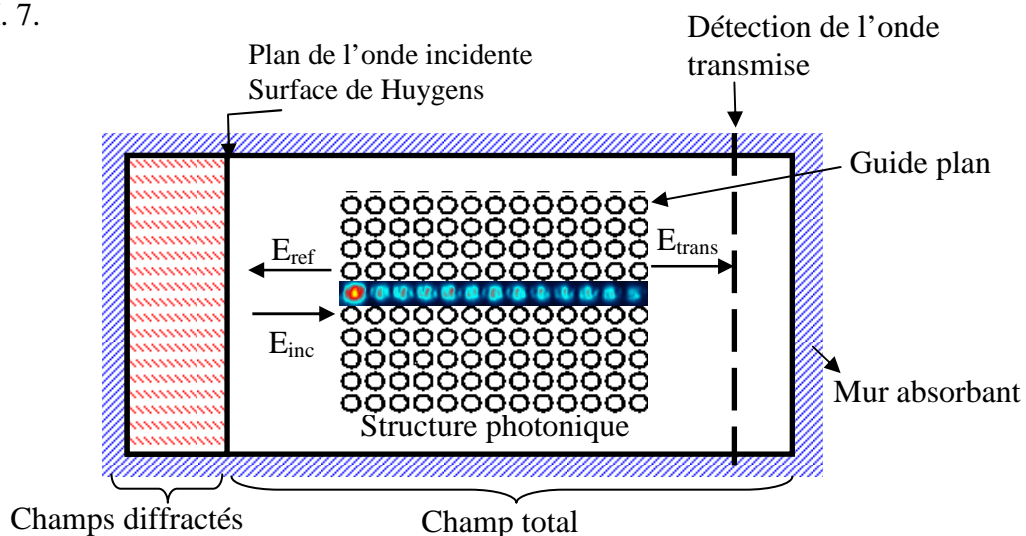
$x = 0$  et faire une simulation que du coté  $x > 0$ , par exemple. Cette explication peut être illustrée par la figure II. 6 ci-dessous:



**Figure II. 6 :** Schéma explicatif des conditions symétriques et antisymétriques.

## II. 4. Conditions d'injection d'une onde

L'injection d'une onde électromagnétique est un point fondamental pour la simulation. En effet, parmi les nombreuses méthodes d'injection, nous pouvons retenir celle de la « Hard Source » (source dure en français) ainsi que celle de la formulation champ total / champ réfléchi. Pour que la mesure du champ soit précise et fiable, il faut que le champ soit parfaitement absorbé par le mur (absorbant PML (Perfect Matched layer), tout en respectant certaines conditions définies par « l'approche guidée », dont le principe est illustré sur la figure II. 7.



**Figure II. 7 :** Plan de travail utilisé par la simulation FDTD.

### II. 4. 1. La source dure

La source dure consiste simplement à imposer une fonction temporelle à un certain nombre de composantes des champs électromagnétiques. Par exemple, une source dure sur la composante  $E_z$  pourra être implémentée au point  $(i_s, j_s, k_s)$  de la manière suivante :

$$E_z|_{i_s, j_s, k_s}^n = E_0 \sin(2\pi f_0 \Delta t) \quad (\text{II. 32})$$

Dans le cas d'une source sinusoïdale à la fréquence  $f_0$ , une dépendance temporelle de type gaussienne définie par [64] :

$$E_z|_{i_s, j_s, k_s}^n = E_0 \exp\left[-\left(\frac{t - t_0}{\omega}\right)^2\right] \sin[2\pi f_0 \Delta t] \quad (\text{II. 33})$$

En conclusion, ce type de source est très utile pour exciter et donc de déterminer les différents modes d'une structure donnée, malheureusement le fait d'imposer le champ en un point, un plan ou une surface empêche toute onde réfléchi par la structure de traverser cette source. La formulation champ total / champ réfléchi permet de palier à ce problème.

### II. 4. 2. La formulation champ total / champ réfléchi

L'approche de cette formulation est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques et sur la linéarité des équations de Maxwell.

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{inc}} + E_{\text{ref}} \quad (\text{II. 34})$$

$$H_{\text{tot}} = H_{\text{inc}} + H_{\text{ref}} \quad (\text{II. 35})$$

Où  $E_{\text{inc}}$  et  $H_{\text{inc}}$  représentent les valeurs champs incidents qui sont supposées connu en tout point de l'espace de travail.  $E_{\text{ref}}$  et  $H_{\text{ref}}$  sont les valeurs des champs réfléchis ; Ces champs sont des inconnus du système puisqu'ils résultent de l'interaction de l'onde incidente avec la structure à simuler. Ainsi il apparaît deux régions dans notre espace de travail : la première correspond à la région où les champs totaux sont présents, la seconde correspond à une région où seulement les champs réfléchis (par la structure) sont présents. La surface séparant ces deux régions est appelée surface de Huygens.

Cette technique simule donc l'injection d'une onde incidente avec une direction privilégiée puisqu'un traitement particulier est en fait nécessaire sur l'interface des deux régions et sur des composantes voisines.

Si on distingue, en une dimension, deux zones, où l'on calcule dans l'une le champ total  $i > i_0$  et dans l'autre le champ réfléchi  $i < i_0, \dots$ ), l'algorithme général de Yee aura la forme :

$$E_z|_i^{n+1} = E_z|_i^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left( H_y|_{i+1/2}^{n+1/2} - H_y|_{i-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (\text{II. 36})$$

Pour  $i > i_0$  tous les champs intervenant sont des champs totaux et pour  $i < i_0$  se sont des champs diffusés. Voyons ce qu'on a en  $i_0$ :

$$E_{z,\text{total}}|_{i_0}^{n+1} = E_{z,\text{total}}|_{i_0}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left( H_{y,\text{total}}|_{i_0+1/2}^{n+1/2} - H_{y,\text{ref}}|_{i_0-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (\text{II. 37})$$

Cette expression n'est pas consistante, elle est donc incorrecte. Pour la corriger, il faut faire en sorte que tous les champs soient de même type. Dans notre cas, des champs totaux. Il suffit donc d'ajouter le terme  $-\frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left( H_{y,\text{inc}}|_{i_0-1/2}^{n+1/2} \right)$ , terme que l'on connaît par définition. La correction permettant de rendre consistante les expressions n'a pas besoin d'être faite qu'à la frontière entre zone de champ total et réfléchi. Cette correction est notée:

$$E_{z,\text{total}}|_{i_0}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_0}^n \right\} - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left( H_{y,\text{inc}}|_{i_0-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (\text{II. 38})$$

Les formules permettant de calculer le champ sur chacune des frontières sont données ci-dessous :

□ Cas à deux dimensions

⇒ Correction sur  $E_z$  :

*Frontière du bas:*

$$E_{z,\text{total}}|_{i,j_0}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i,j_0}^{n+1} \right\} + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta y} \left( H_{x,\text{source}}|_{i,j_0-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (\text{II. 39})$$

*Frontière du haut:*

$$E_{z,\text{total}}|_{i,j_1}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i,j_1}^{n+1} \right\} - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta y} \left( H_{x,\text{source}}|_{i,j_1+1/2}^{n+1/2} \right) \quad (\text{II. 40})$$



Frontière de gauche:

$$E_{z,\text{total}}|_{i_0,j}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_0,j}^{n+1} \right\} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \left( H_{x,\text{source}}|_{i_0-1/2,j}^{n+1/2} \right) \quad (\text{II. 41})$$

Frontière de droite:

$$E_{z,\text{total}}|_{i_1,j}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_1,j}^{n+1} \right\} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \left( H_{y,\text{source}}|_{i_1+1/2,j}^{n+1/2} \right) \quad (\text{II. 42})$$

⇒ Correction sur  $H_x$ :

Frontière du bas :

$$H_{x,\text{ref}}|_{i,j_0-1/2}^{n+1/2} = \left\{ H_x|_{i,j_0-1/2}^{n+1/2} \right\} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} \left( H_{z,\text{source}}|_{i,j_0}^n \right) \quad (\text{II. 43})$$

Frontière du haut :

$$H_{x,\text{ref}}|_{i,j_1-1/2}^{n+1/2} = \left\{ H_x|_{i,j_1-1/2}^{n+1/2} \right\} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} \left( H_{z,\text{source}}|_{i,j_1}^n \right) \quad (\text{II. 44})$$

⇒ Correction sur  $H_y$ :

Frontière de gauche:

$$H_{y,\text{ref}}|_{i_0-1/2,j}^{n+1/2} = \left\{ H_y|_{i_0-1/2,j}^{n+1/2} \right\} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \left( E_{z,\text{source}}|_{i_0,j}^n \right) \quad (\text{II.45})$$

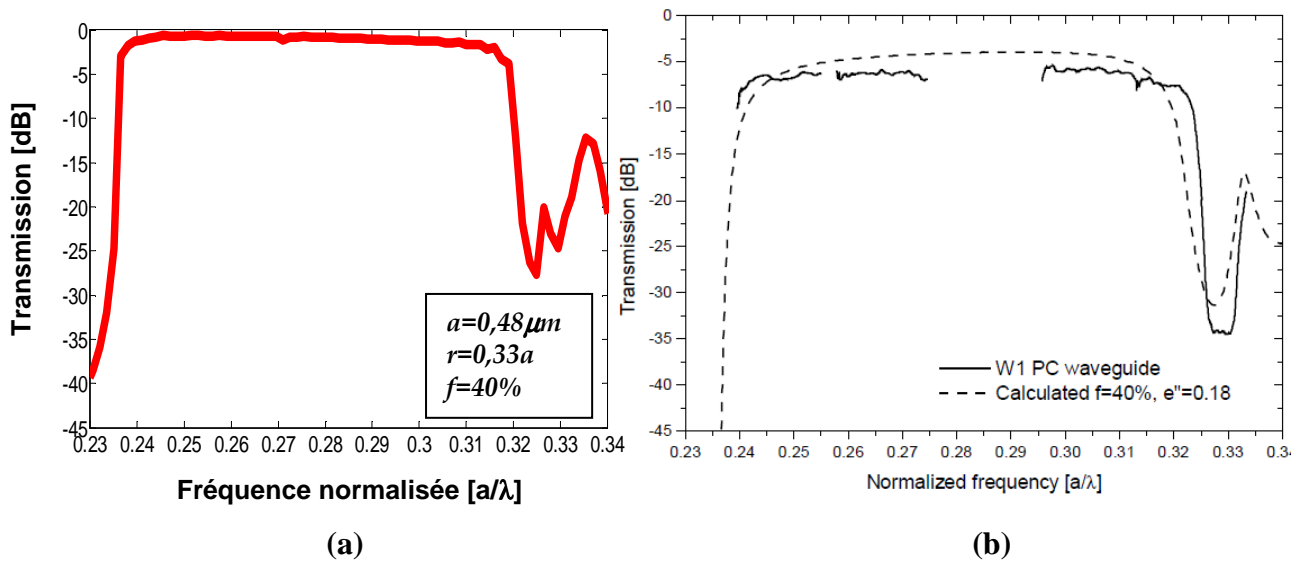
Frontière de droite:

$$H_{y,\text{ref}}|_{i_1+1/2,j}^{n+1/2} = \left\{ H_y|_{i_1+1/2,j}^{n+1/2} \right\} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \left( E_{z,\text{source}}|_{i_1,j}^n \right) \quad (\text{II. 46})$$

## II. 5. Validation de la méthode

Pour mettre en valeur l'outil de simulation<sup>1</sup>, nous avons comparés les résultats de la littérature à ceux obtenus avec la méthode FDTD-2D. La figure II. 8 (a) donne un exemple de validation des résultats de simulation obtenus par un calcul FDTD-2D d'un guide mono-rangée  $W1^K A$  avec celui mesuré et calculé par [65] et présenté sur la figure II.8 (b) en échelle logarithmique.

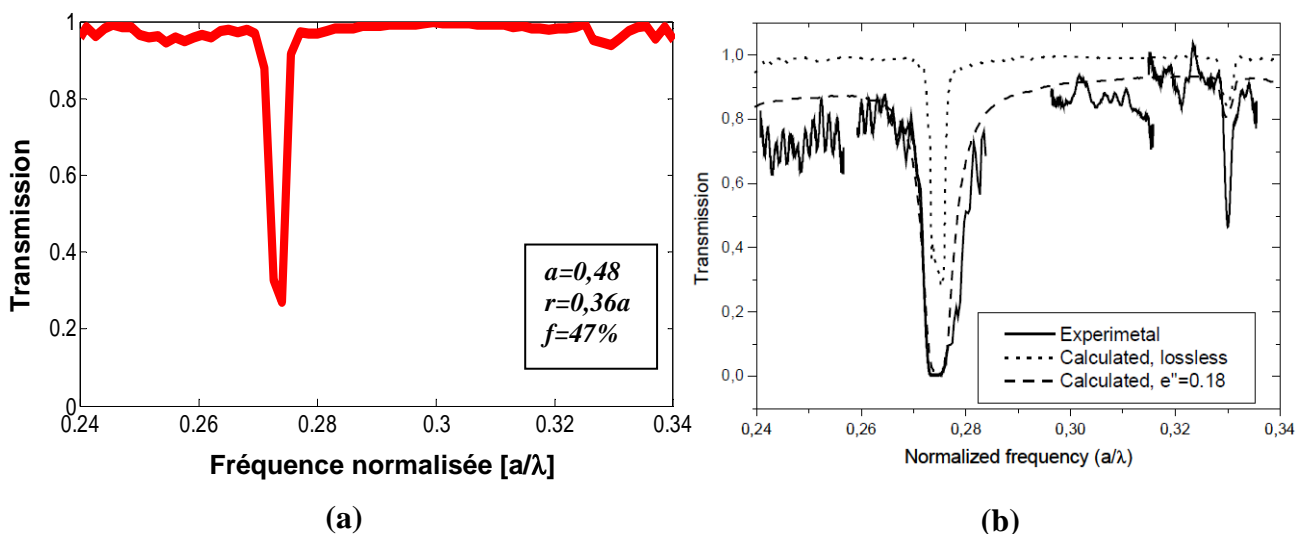
<sup>1</sup> Laboratoire d'Électronique, Optoélectronique et Microsystèmes (LEOM), École Centrale de Lyon.



**Figure II. 8** : Spectre de transmission : (a) Un calcul obtenu par simulation FDTD-2D. (b) résultats obtenus par [65].

Selon la figure II.8 (a) et (b), on observe une très bonne concordance entre les deux courbes, ils indiquent l'existence d'une transmission dans l'intervalle  $[0,235-0,325]$ . Le bord de la bande interdite est bien décrit. Cependant, les maxima de transmission dans le calcul plafonnent à 0 dB, alors que la mesure n'atteint que -5 dB. Cette différence vient du fait que le calcul, qui est un calcul bidimensionnel où l'on a supposé que la structure avait une hauteur infinie, ne prend pas en compte les pertes vers l'air et le substrat.

Sur la figure II. 9, on présente un autre exemple de validation, il s'agit d'un guide à trois rangées  $W3^K A$  obtenu par FDTD-2D (figure II. 9 (a)) et mesure obtenue par [65].



**Figure II. 9** : Plan de travail utilisé par la simulation FDTD.

D'après les figures II. 9 (a) et (b), on constate un très bon accord avec l'expérience [65], d'ailleurs ils montrent une transmission maximale sur toute la gamme [0,24-0,34] sauf pour les fréquences normalisées  $a/\lambda=0,275$  et  $a/\lambda=0,33$ . Le maximum de transmission obtenue par un calcul FDTD-2D est de 100%, alors qu'il est de 80% obtenue par mesure; cette différence étant due à la structure qui est supposée infinie.

## II. 6. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté un outil puissant et versatile, parfaitement adapté à la conception des circuits photoniques 2D afin de déterminer les paramètres permettant de réaliser les fonctions optiques désirées. Cette modélisation, basée sur la résolution directe des équations de Maxwell permet en outre d'obtenir, en tenant compte des conditions de validité de la méthode 2D, la réponse rigoureuse de la structure étudiée.

Nous avons détaillé le principe des différences finies centrées et vu comment effectuer la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell selon la cellule de Yee. Nous avons présenté également le critère de stabilité numérique et les conditions aux limites pour implémenter l'algorithme de la FDTD-2D.

Le calcul de toutes les composantes des champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir de nombreuses informations précises, notamment grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier. On peut ainsi, à partir de la propagation d'un seul pulse temporel, obtenir des spectres en fréquence en divers points de la structure ainsi que la cartographie des champs.

Afin de mettre en valeur la méthode FDTD-2D, il était judicieux d'effectuer une comparaison avec la littérature. Nous avons donc présenté deux exemples de guides d'onde droits, respectivement  $W1^K A$  et  $W3^K A$ , où une parfaite concordance a été observée.

Cette méthode sera largement utilisée dans la suite de ce travail et plus particulièrement pour la conception des guides d'ondes, des doubles virages, des diviseurs et des filtres résonnants. Elle nous permettra de percevoir aisément les mécanismes mis en jeu dans ces dispositifs.

# Chapitre III

## Le Guidage dans Les Cristaux Photoniques Bidimensionnels

### Résumé :

Dans ce chapitre, nous allons voir que les cristaux photoniques bidimensionnels peuvent être utilisés pour la réalisation de plusieurs fonctions d'optique intégrée planaire. Nous commençons tout d'abord par les structures sans défaut ensuite nous allons nous concentrer sur l'étude d'une des structures les plus simples, réalisables à partir de cristaux photoniques: un guide droit mono-rangée appelé guide  $W1^K A$  et un guide à trois rangées manquantes appelé guide  $W3^K A$ . Une connaissance approfondie de la propagation dans ces types de guides est essentielle car le guide est la brique de base nécessaire à la réalisation de structures plus complexes. Il s'agit donc d'obtenir un guidage avec une puissance maximale autour de la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$ . Les guides conçus seront donc utilisés par la suite pour la réalisation d'autres systèmes cascades comme les doubles virages, les diviseurs en Y  $1 \times 2$ , les diviseurs en Y  $1 \times 4$  et les filtres résonnants.

### III. 1. Introduction

Un attrait majeur des cristaux photoniques repose sur l'insertion contrôlée de défauts au sein du cristal lors de sa fabrication. Les géométries possibles sont quasi-infinies et peuvent aller de la modification de la taille ou de l'indice d'un seul motif du cristal à des défauts plus étendus comme le retrait de rangées entières de motifs. Comme pour les semi-conducteurs, ces défauts peuvent générer des états permis aux fréquences de la bande interdite du cristal parfait et être ainsi le « support » d'un champ électromagnétique propagatif pour ces fréquences. Un contrôle de la propagation de la lumière au sein du cristal et à l'échelle de la longueur d'onde est alors envisageable via ces défauts. L'utilisation de ces structures ouvre notamment une voie vers une miniaturisation des composants d'optique intégrée et une amélioration de leurs performances.

Il est important de souligner que le mécanisme de guidage est complètement différent de celui existant dans les guides d'ondes classiques par l'introduction des défauts au sein de ces structures périodiques, puisque ce n'est pas la réflexion totale due à la différence d'indice de réfraction qui assure le guidage, mais l'existence d'une bande interdite photonique. La conséquence immédiate est que l'on peut envisager de fabriquer des guides optiques présentant des courbures importantes, chose impossible dans un guide basé sur la réflexion totale.

Dans ce chapitre nous vison à concevoir des briques de base pour l'optique intégrée, il s'agit des guides d'ondes mono-rangée  $W1^K A$  et à trois rangées omises  $W3^K A$  en structures triangulaire et carrée. Mais avant d'aller aux structures avec défauts, nous entamons en premier lieu les structures bidimensionnelles sans défauts, ensuite nous verrons le comportement de ces mêmes structures avec un défaut linéaire et voire ainsi la différence de celle-ci avec la structure normale c'est-à-dire sans défaut.

### III. 2. Études des structures bidimensionnelles sans défaut

Dans ce qui va suivre, nous allons étudier le cas des cristaux bidimensionnels planaires qui possèdent tous leurs motifs, à réseau de trous d'air dans une hétéro-structure de matériau diélectrique de fort indice. Deux types de structure seront analysés, il s'agit d'un réseau à maille triangulaire et d'un réseau à maille carrée.

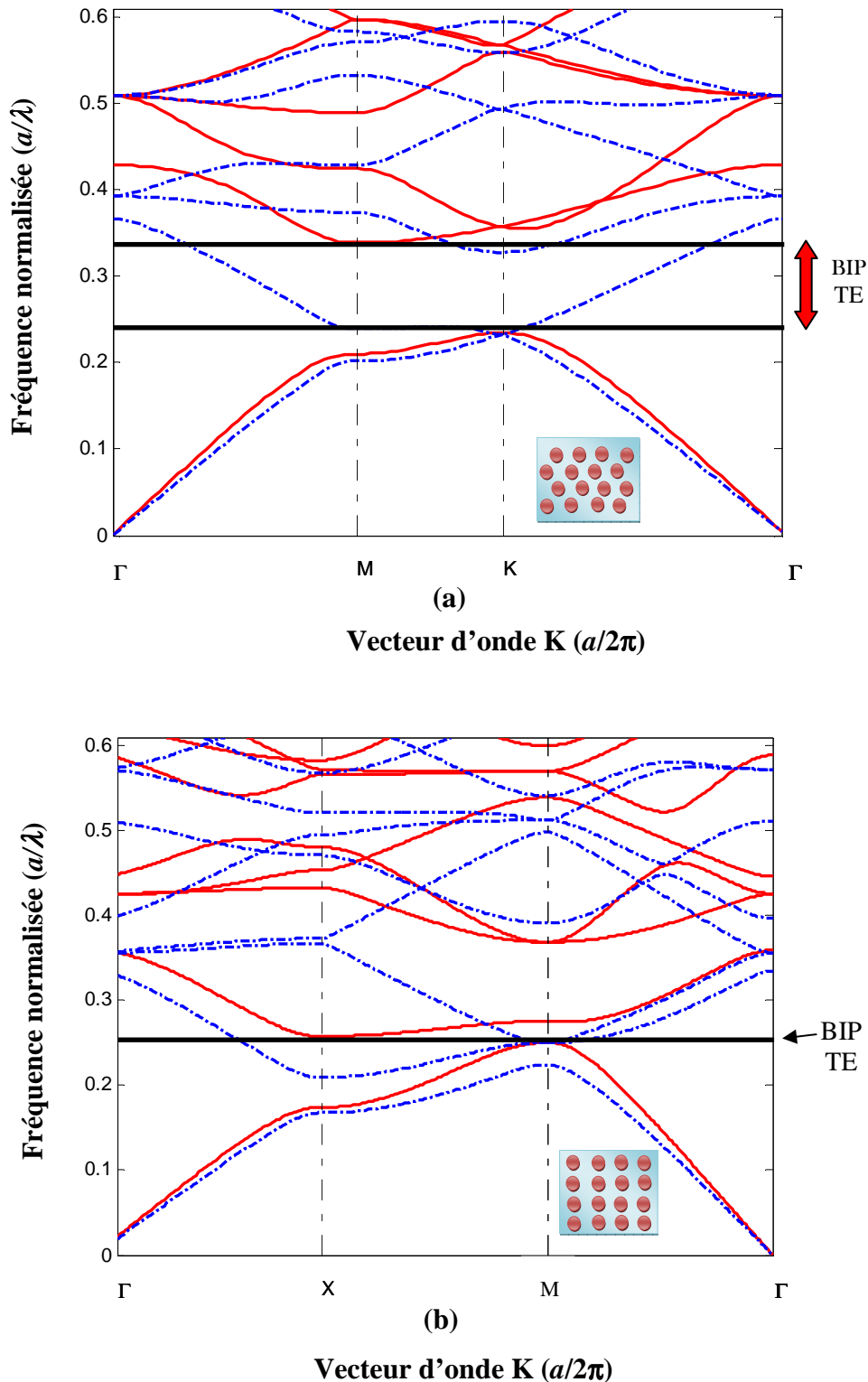
Avants d'examiner les caractéristiques des structures sans défauts en terme de transmission et en terme de réflexion, il est judicieux de présenter leurs diagrammes de bandes afin de fixer les paramètres du cristal.

### III. 2. 1. Etude des diagrammes de bandes des CPs 2D sans défauts

Nous avons vu au paragraphe I.6.1 du premier chapitre que le réseau triangulaire est parmi les géométries simples qui offrent une bande interdite la plus large possible. De plus, il est relativement aisé de réaliser des trous et, s'ils sont remplis d'air, un fort contraste d'indice est possible. En effet, l'étude de différents cas fait apparaître que la structure triangulaire de trous d'air permet l'ouverture d'une large bande interdite photonique en polarisation TE et même une bande interdite complète sous certaines conditions. Ainsi, c'est cette géométrie qui est la plus utilisée dans la littérature pour réaliser des cristaux photoniques bidimensionnels et c'est celle que nous utiliserons dans l'ensemble de ce travail.

Un exemple de diagramme de bande pour cette structure est rapporté sur la figure III. 1, dans le cas où  $r/a = 0,34$  et  $\epsilon_1 = 10,5$  ( $r$  étant le rayon des trous,  $a$  le paramètre de maille du cristal et  $\epsilon_1$  la constante diélectrique de la matrice de haut indice). Le calcul est fait le long des axes de haute symétrie de la première zone de Brillouin, sur le circuit  $\Gamma$ -M-K- $\Gamma$ , en utilisant la méthode des ondes planes. L'énergie des bandes est exprimée en fonction du facteur sans dimension  $a/\lambda$ . Dans le cas d'un CP 2D triangulaire et pour la polarisation TE, une large bande interdite apparaît. Par contre, seul un gap réduit est observé pour la polarisation TM dans ce cas.

Pour le réseau carré une faible bande interdite apparaît pour le mode TE alors qu'elle n'existe plus pour le mode TM.



**Figure III.1 :** Diagramme de bandes d'un cristal photonique bidimensionnels de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon_1=10,5$ ) pour un facteur de remplissage en air de 44 % ( $a = 0,48 \mu\text{m}$ ,  $r=0,167 \mu\text{m}$ ). Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes sous environnement Matlab pour les polarisations TE (lignes rouges) et TM (pointillés bleus) : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré.

### III. 2. 2. Structure à maille triangulaire sans défaut

Parmi les différentes structures récemment utilisées, on trouve les structures à maille triangulaire sans défaut; elles sont particulièrement intéressantes puisqu'elles possèdent une bande interdite photonique quelque soit la polarisation de la lumière [66-68]. Pour des raisons de simplicité, seulement des cristaux photoniques à deux dimensions ont été considérés dans la présente thèse, c'est à dire que, les trous d'air sont de longueurs infinies. La structure photonique bidimensionnelles supporte une bande interdite photonique dans la région de  $0,23 < a/\lambda < 0,34$  pour la lumière polarisée en mode TE.

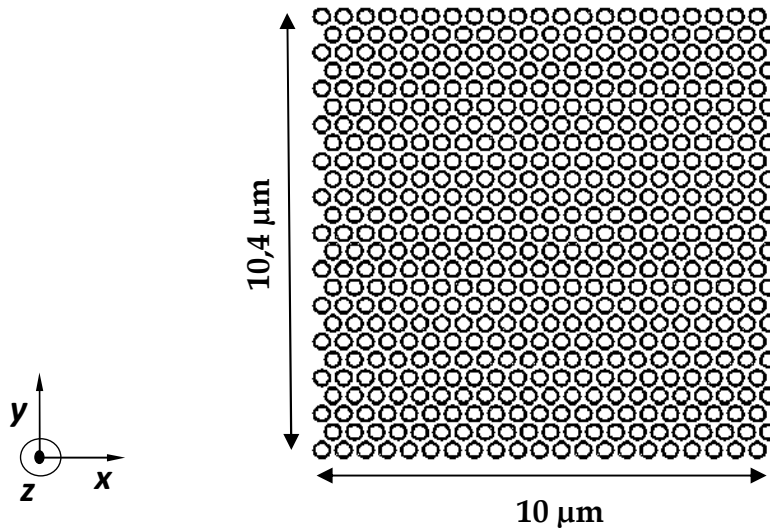
Le réseau CP2D triangulaire est défini par les paramètres suivants: paramètre de maille  $a=0,48 \mu\text{m}$ , facteur de remplissage  $f=44\%$ , indice de réfraction  $n=3,24$ . La structure étudiée a été excitée à l'entrée en polarisation TE, il s'agit du champ ( $E_x, E_y, H_z$ ). Une source pulsée gaussienne est utilisée pour exciter le mode fondamental à l'entrée de la structure.

Nous avons exploité dans ce travail un code FDTD à deux dimensions qui permet de saisir les paramètres de simulation (pas de discrétisation spatiale, mode de simulation (TE/TM), nombre d'itérations, les conditions d'injection (injection d'un mode guidé par l'intermédiaire d'une surface de Huygens) et les conditions aux limites de type (Mur, symétrique ou antisymétrique)) [32] [34] [53-54]. Dans nos simulations,  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$  et le nombre total d'itérations est de 50000 pour toutes les simulations.

Les principaux résultats accessibles à la fin de simulation sont les cartographies des différentes composantes des champs et le calcul des coefficients de transmission et de réflexion.

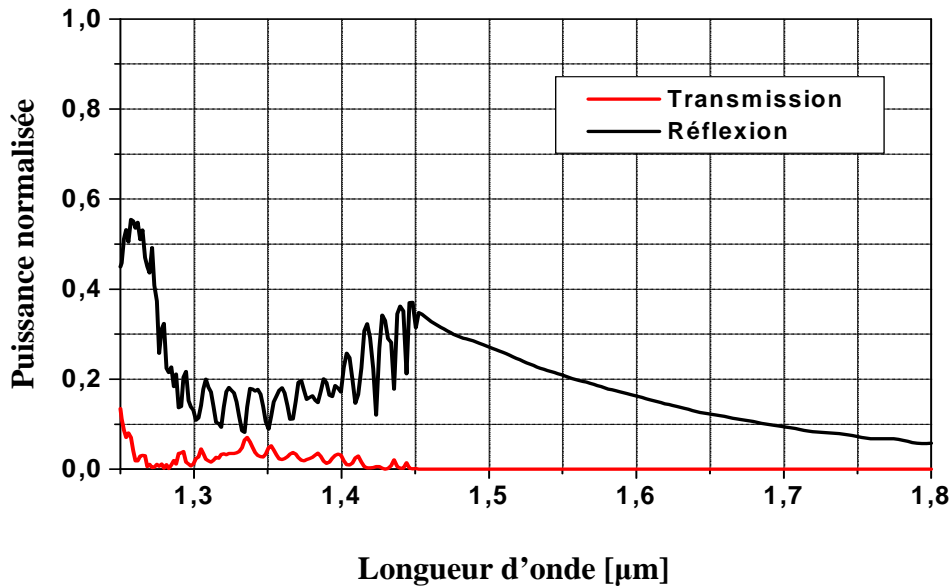
Sur la figure III. 2, nous présentons la structure en réseau triangulaire sans défaut. Les dimensions de cette structure est de  $10,4 \mu\text{m}$  de longueur et de  $10 \mu\text{m}$  de largeur.





**Figure III . 2 :** Structure triangulaire sans défaut ( $\epsilon_1= 10,5$ ,  $f=44$  %,  $a=0,48$   $\mu\text{m}$  et  $r=0,167$   $\mu\text{m}$ ). La lumière est injectée dans la structure puis récupérée via des guides rubans.

Sur la figure III. 3, nous présentons le coefficient de transmission et de réflexion pour le mode TE obtenus par la méthode FDTD-2D.

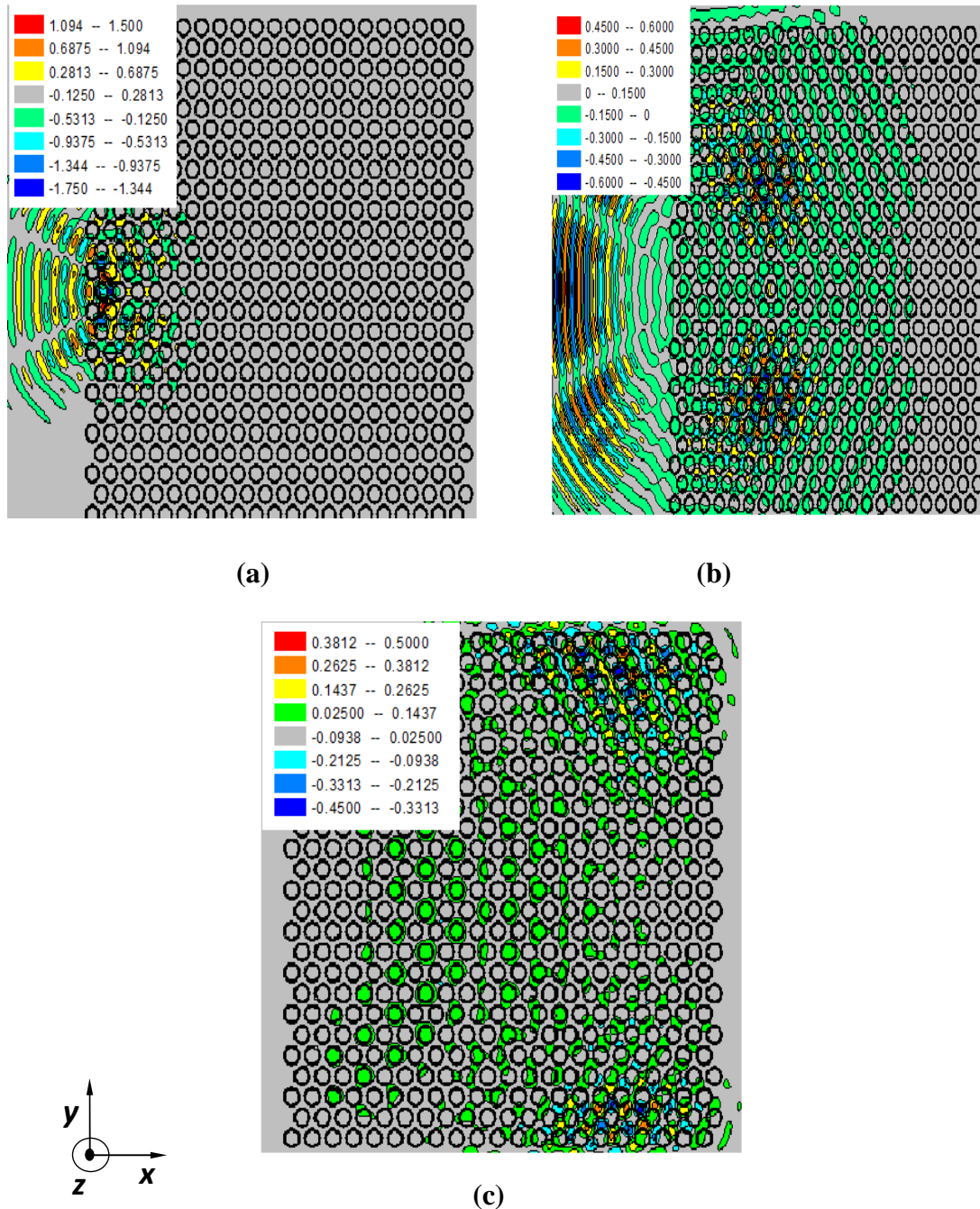


**Figure III . 3 :** Réponse spectrale en transmission et en réflexion.

On remarque sur la figure III. 3 que le coefficient de transmission est presque nul s'étalant sur la bande de longueur d'onde  $[1,25-1,8]$   $\mu\text{m}$  contrairement au coefficient de réflexion qui est élevé et atteint 38% à la longueur d'onde 1,45  $\mu\text{m}$ . La quantité de réflexion

mesurée à la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$  et de l'ordre 20%. Ceci démontre clairement l'absence du phénomène de guidage dans la structure à maille triangulaire sans défaut.

Les figures III. 4 (a), (b) et (c) représentent respectivement la répartition du champ magnétique  $H_z$  en tracé contour pour 15000, 20000 et 50000 itérations.



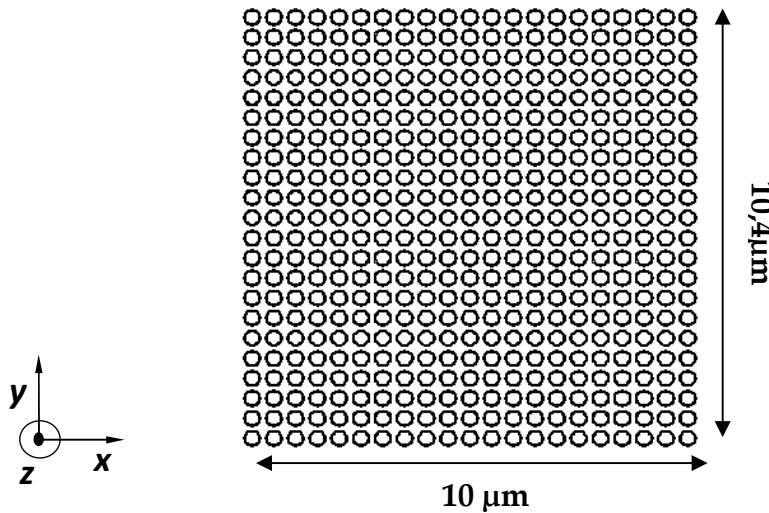
**Figure III. 4 :** Répartition du champ magnétique  $H_z$  d'une structure à maille triangulaire sans défaut excitée en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 50000 itérations.

L'allure de la distribution du champ Hz de la figure III. 4 montre que la lumière est dispersé dans l'air, ce qui justifie l'absence de guidage le long de la structure à maille triangulaire pour les différentes itérations, ceci est dû à la présence de la bande interdite photonique qui ne laisse pas pénétrer l'onde électromagnétique

### III. 2. 3. Structure carrée sans défaut

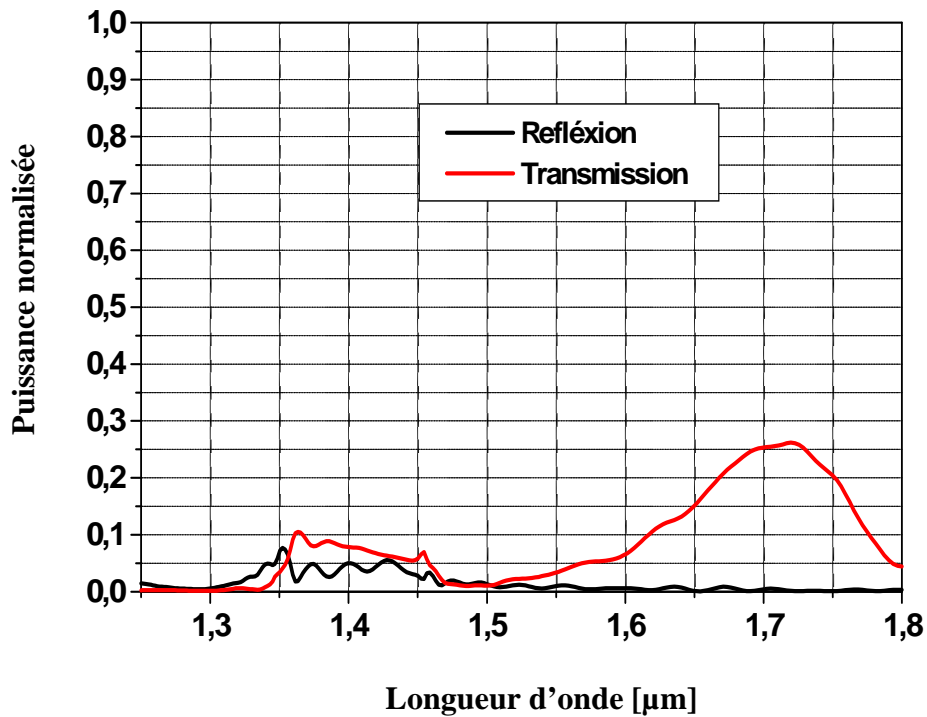
La structure carrée est définie par les mêmes paramètres d'entrées et dimensions géométrique que celle de la structure à maille triangulaire.

La structure carrée à simuler est représentée sur la figure III. 5.



**Figure III . 5 :** Représentation de la structure carrée sans défaut. ( $\epsilon_1= 10,5$ ,  $f=38,16 \%$ ,  $a = 0,48 \mu\text{m}$  et  $r=0,167 \mu\text{m}$ ). La lumière est injectée dans la structure puis récupérée via des guides rubans.

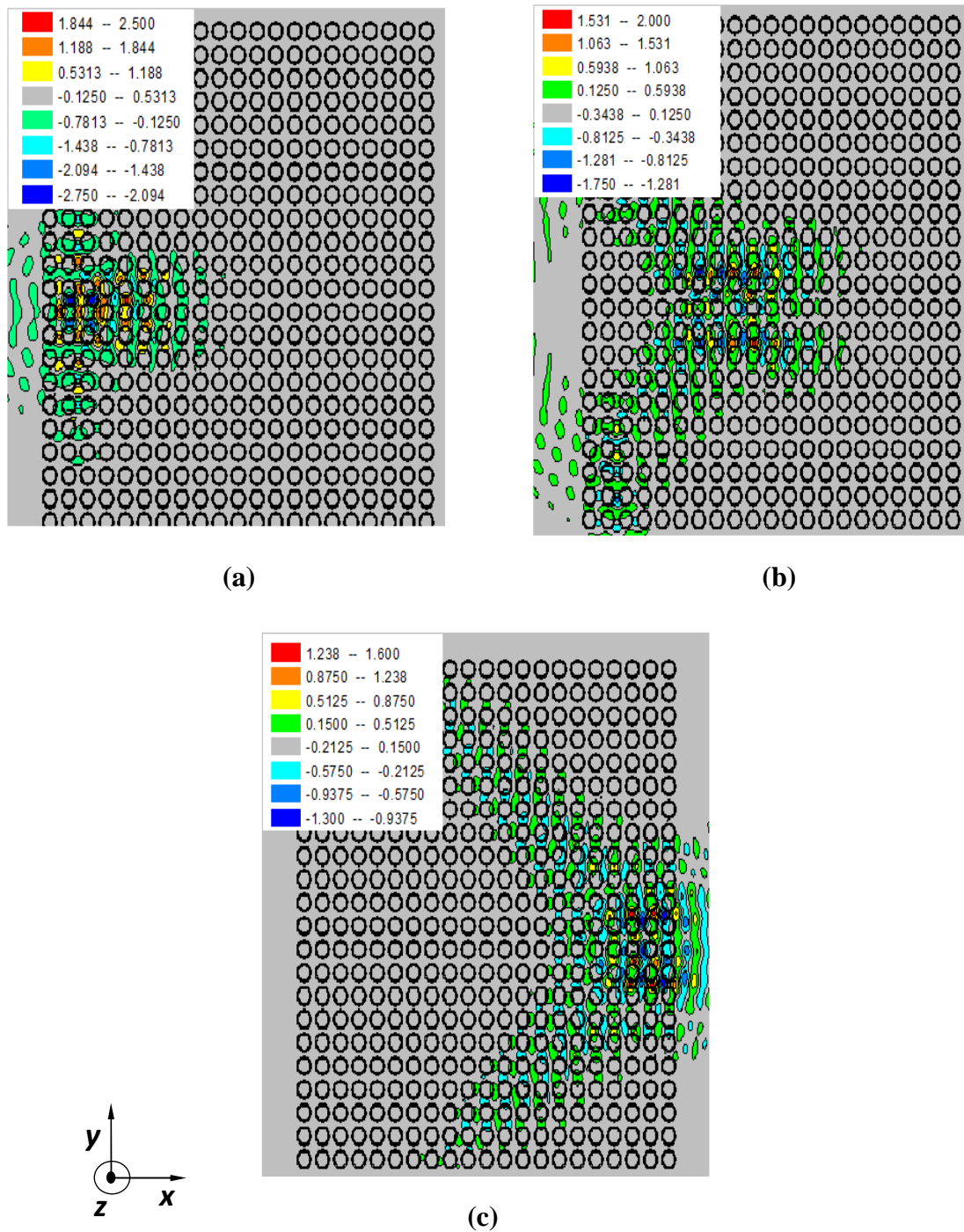
Sur la figure III. 6, on présente la réponse spectrale en transmission et en réflexion de la structure à maille carrée obtenue sous FDTD-2D.



**Figure III . 6 :** Réponse spectrale en transmission et en réflexion.

À partir de la figure III. 6, on voit très bien que la transmission relevée au niveau de la sortie de la structure est presque nulle sur la gamme en longueur d'onde s'étalant de [1,25-1,8]  $\mu\text{m}$ . La quantité de transmission maximale est de l'ordre de 25% à la longueur d'onde 1,7  $\mu\text{m}$ . Elle ne dépasse pas les 5% à la longueur d'onde 1,55  $\mu\text{m}$ . La lumière injecté est dispersé dans l'air d'où une réflexion nulle en entrée de la structure carrée. Ceci démontre clairement l'absence du guidage dans cette structure photonique. Il a été montré que la variation des paramètres de la structure, tels que le rayon des trous, l'indice de réfraction et la taille de la structure, affectait la transmission de l'onde dans le cristal photonique [69-70].

Afin d'observer la propagation de l'onde le long de la structure carrée à différents instants on présente sur la figure III. 7 la répartition du champ magnétique Hz de la structure carrée sans défaut pour respectivement 15000, 20000 et 50000.

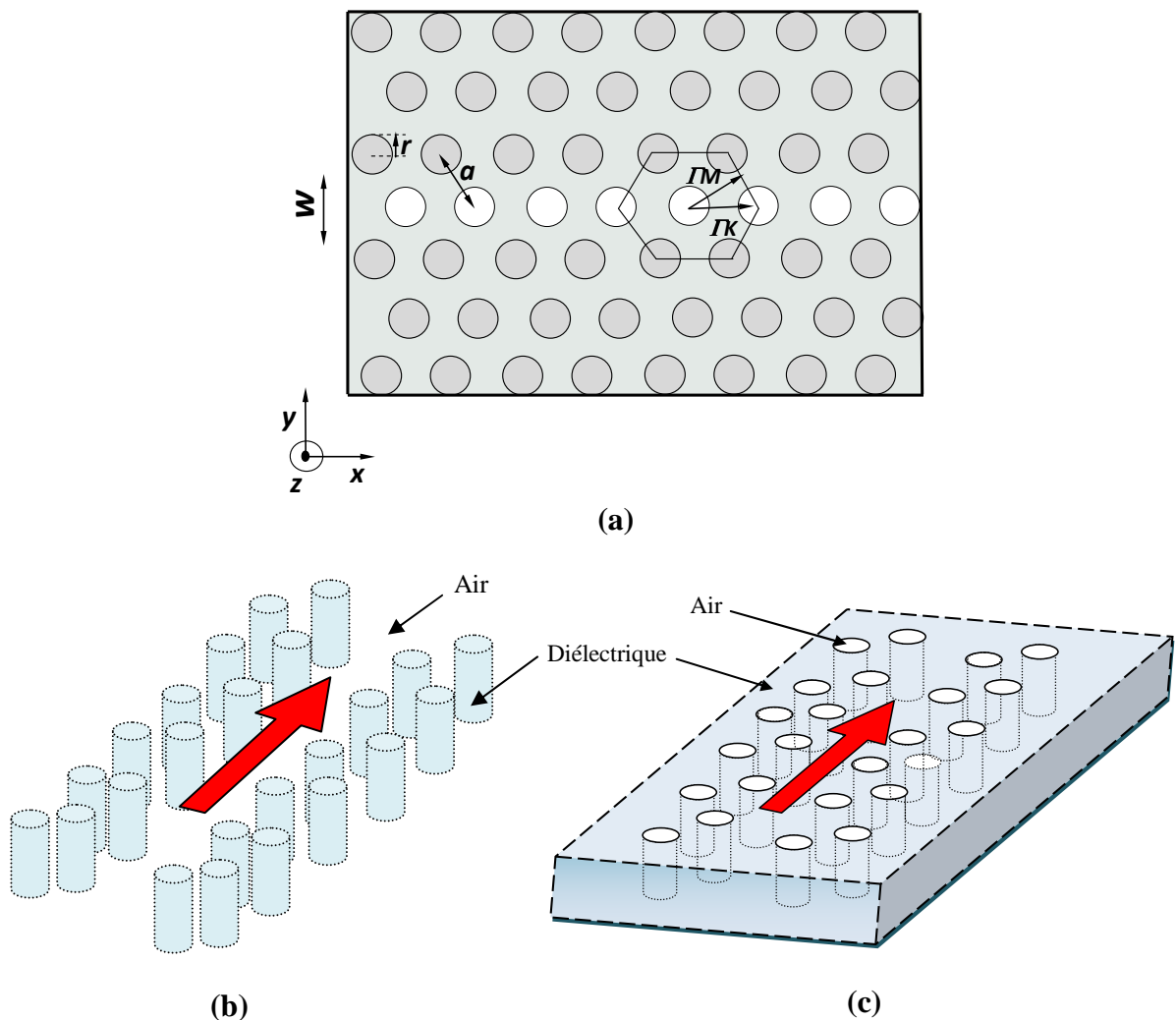


**Figure III.7** : Répartition du champ magnétique  $H_z$  sans défaut excité en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 50000 itérations.

Selon la figure III.7, on voit très bien que le champ magnétique est dispersé dans l'air et qui atteint le bord de la structure avec une faible transmission. Ceci justifie les résultats obtenus en termes de transmission et en réflexion présentés sur la figure III.6.

### III. 3. Les cristaux photoniques 2D en géométrie guide d'onde

Un guide est un défaut linéique introduit au sein d'un cristal photonique. Il peut alors être créé en écartant deux demi-plans de cristaux photoniques (Figure III. 8 (a)). L'écart entre les deux demi-plans, la direction cristallographique ainsi que la symétrie des bords permettant de définir un guide à cristal photonique. Si l'on se restreint à une périodicité dans deux directions de l'espace, le cristal photonique 2D est constitué soit de colonnes de diélectrique entourées d'air, soit de trous d'air gravés au travers d'une matrice diélectrique (Figure III. 8 (a) et (b)). La nomenclature présentée dans le paragraphe suivant a été adoptée afin de les désigner sans ambiguïté.



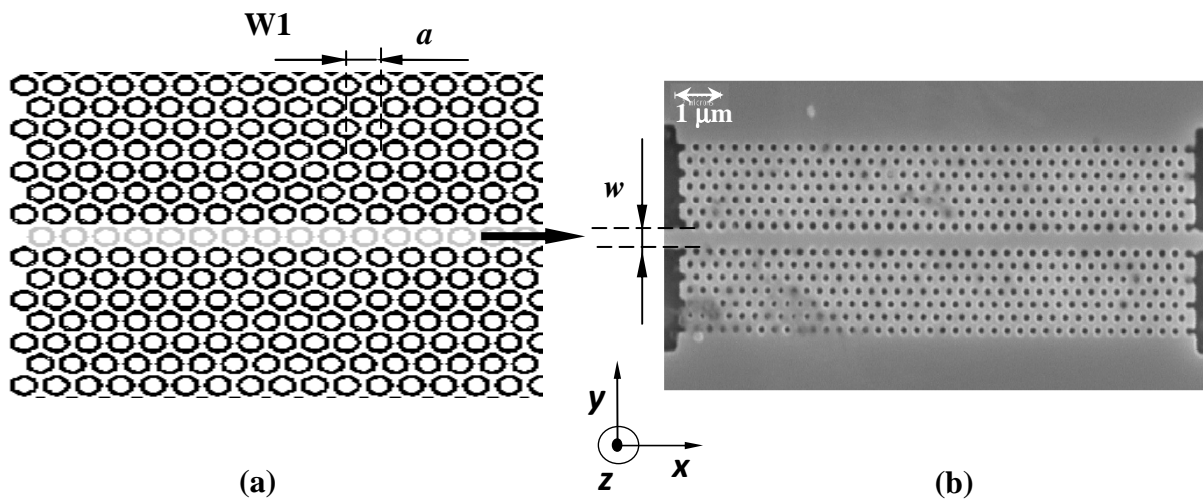
**Figure III. 8 :** Schéma d'un guide d'onde : (a) défini dans un réseau dimensionnel triangulaire de trous d'air, (b) défini dans un réseau bidimensionnel de colonnes de diélectriques, (c) dans un réseau de trous d'air.

Le cas d'un guide défini dans un réseau bidimensionnel de trous d'air dans un matériau de haut d'indice est bien plus réaliste du point de vue des applications (figure III. 8 (c)) [71-74]. C'est pourquoi c'est celui que nous allons considérer dans toute la suite de ce manuscrit.

## III. 4. Nomenclature

### III. 4. 1. Largeur

La nomenclature adoptée consiste à désigner par " $W_n$ " un guide, où  $n$  est la largeur exprimée en nombre de rangées manquantes de trous du cristal photonique bidimensionnel. Ce nombre  $n$  n'est pas nécessairement entier. La figure III. 9 représente par exemple un guide formé de trois rangées manquantes de trous d'air : ce guide est usuellement appelé " $W1^KA$ ".

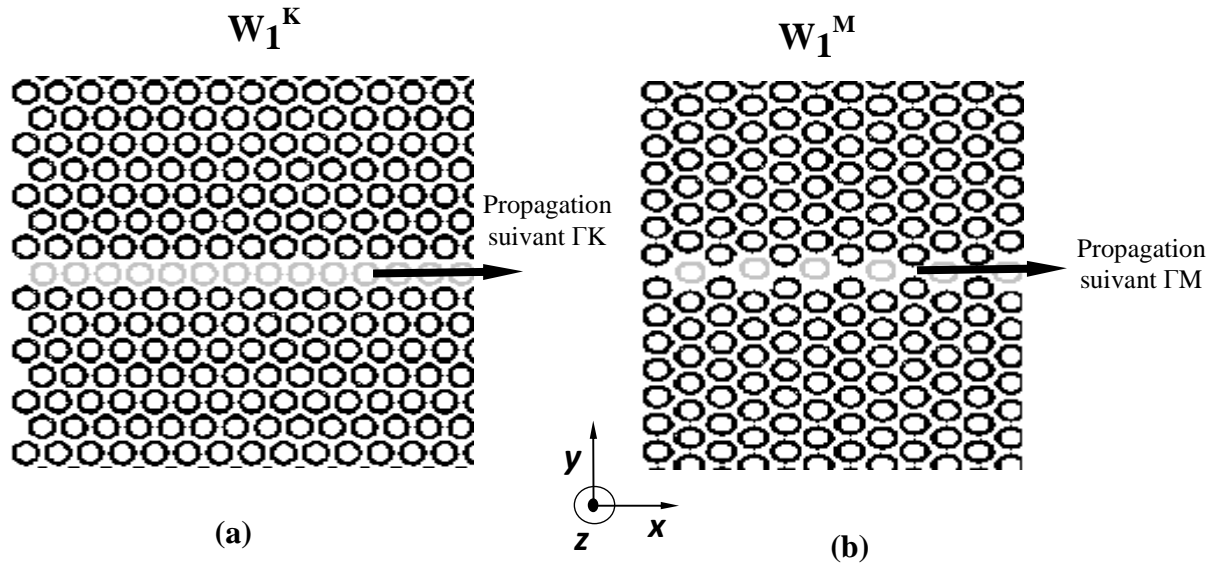


**Figure III . 9 :** (a) Représentation schématique d'un guide créé dans un réseau bidimensionnel de trous d'air par l'omission d'une rangées de trous, (b) : Exemple d'un guide  $W1^KA$ , photographié au microscope électronique à balayage (MEB) [75].

La distance entre les centres des trous situés de part et d'autre du guide est définie par ' $w$ '. Où  $a$  désigne la période du cristal, c'est-à-dire la distance entre deux trous plus proches voisins.

### III. 4. 2. Direction cristallographique

Considérons le cas d'un réseau triangulaire constitué de trous d'air. Les deux directions privilégiées sont  $\Gamma M$  et  $\Gamma K$ . Deux types de défauts linéiques, peuvent être créés suivant la périodicité des bords du cristal (Figure III. 10). Un guide dont la direction cristallographique des bords est  $\Gamma K$  est désigné par " $W_n^K$ " et suivant la direction  $\Gamma M$  est désigné par " $W_n^M$ ".

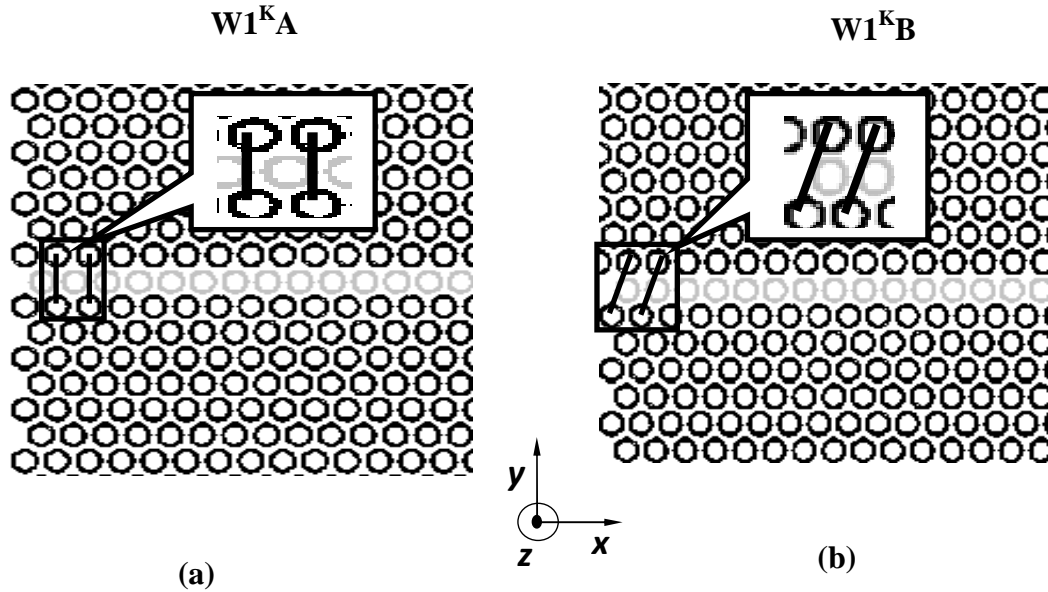


**Figure III . 10 :** Exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air : (a) suivant la direction  $\Gamma K$ , (b) suivant la direction  $\Gamma M$ .

### III. 4. 3. Symétrie des bords

Les trous situés de part et d'autre du guide peuvent être: Soit en vis-à-vis, et, dans ce cas, le guide est dit symétrique, ou encore du type A (Figure III. 10 (a)); soit décalés d'un nombre demi entier de périodes, dans ce cas le guide est dit antisymétrique, ou encore de type B (Figure III. 11 (b)) [76].





**Figure III . 11 :** Exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air : (a) de type A, (b) de type B.

Et donc la nomenclature adoptée pour un guide d'onde défini canoniquement dans un réseau bidimensionnel est " $Wn^D S$ ", où  $n$  représente la largeur du guide en nombre de rangées de trous manquantes,  $D$  est la direction cristallographique des bords du guide et  $S$  caractérise la symétrie des bords du guide.

#### III. 4. 4. Choix de l'hétérostructure verticale

La collimation du faisceau dans la troisième direction de l'espace est assurée par réflexion totale interne (voir section I. 3. 2). La structure verticale de tous les échantillons à cristaux photoniques bidimensionnels est donc une couche de haut indice, entourée de deux couches de bas indice. Le choix de l'épaisseur des couches de l'hétérostructure est établi en fonction de différents paramètres [77-78].

- Dans tous les cas, l'idéal est d'avoir une structure monomode verticalement pour la polarisation TE, afin d'éviter le couplage entre différents modes par l'intermédiaire des cristaux photoniques (voir annexe A).
- On recherche également un fort confinement vertical du champ.

- la couche du côté de l'air doit être la moins épaisse possible pour éviter de graver des trous très profonds et pour profiter du fort confinement par l'air.

En fonction de ces critères, nous avons choisi la structure verticale suivante :

Le cœur est constitué du quaternaire InP/GaInAsP/InP d'indice  $n=3,24$  à  $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ .

### III. 4. 5. Simulation en super-cellule

Pour calculer le diagramme des bandes d'un cristal photonique par la méthode PWE, il faut au préalable définir une super-cellule. Dans le cas d'un défaut, on réintroduit artificiellement la périodicité brisée par ce défaut en le plaçant au centre d'une cellule de base qui comprend plusieurs rangées de motifs et on répète périodiquement cette super-cellule suivant les directions de l'espace dans lequel s'organise le cristal photonique d'origine (Figure III. 12). L'utilisation de la super-cellule n'est valable que si la distance entre les défauts périodiques ainsi introduits est suffisamment importante pour que les défauts ne se couplent pas entre eux. Le couplage entre deux cavités optiques se traduit, en effet, par un dédoublement des modes résonnants, de la même façon qu'une particule, dans un système à deux puits de potentiel rapprochés, voit son niveau fondamental se dédoubler. Typiquement, pour un cristal réalisé dans un matériau diélectrique de permittivité relative voisine de 10, la méthode de la super-cellule s'applique dans de bonnes conditions dès lors que la distance entre défauts est supérieure ou égale à 4 périodes du cristal d'origine [65].

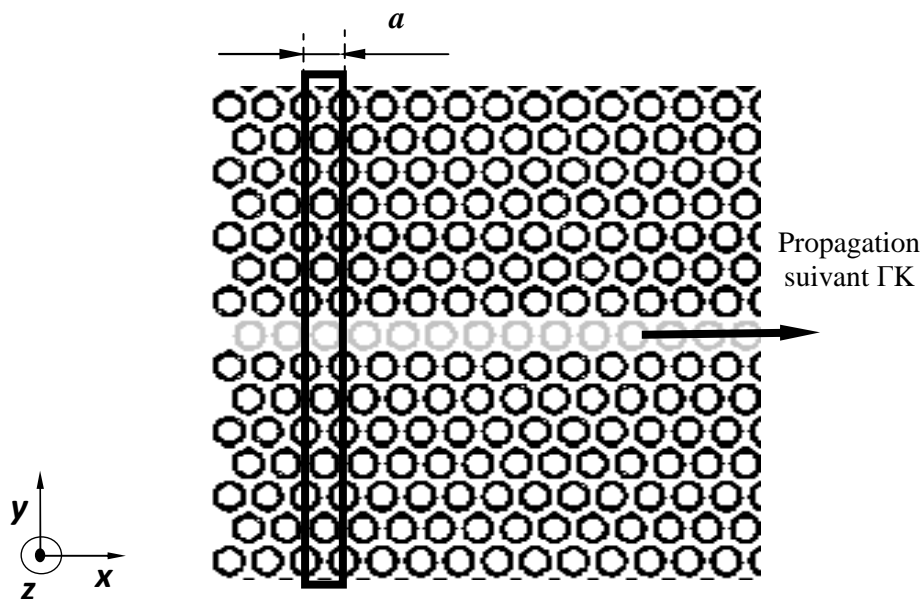


Figure III . 12 : Exemple de définition d'une super-cellule dans le cas d'un défaut linéaire.

### III. 5. Diagramme de bandes des structures photoniques triangulaire à défauts étendus

#### III. 5. 1. Analyse des diagrammes de bandes des guides $W1^K A$ et $W3^K A$

Dans un cristal photonique, 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.

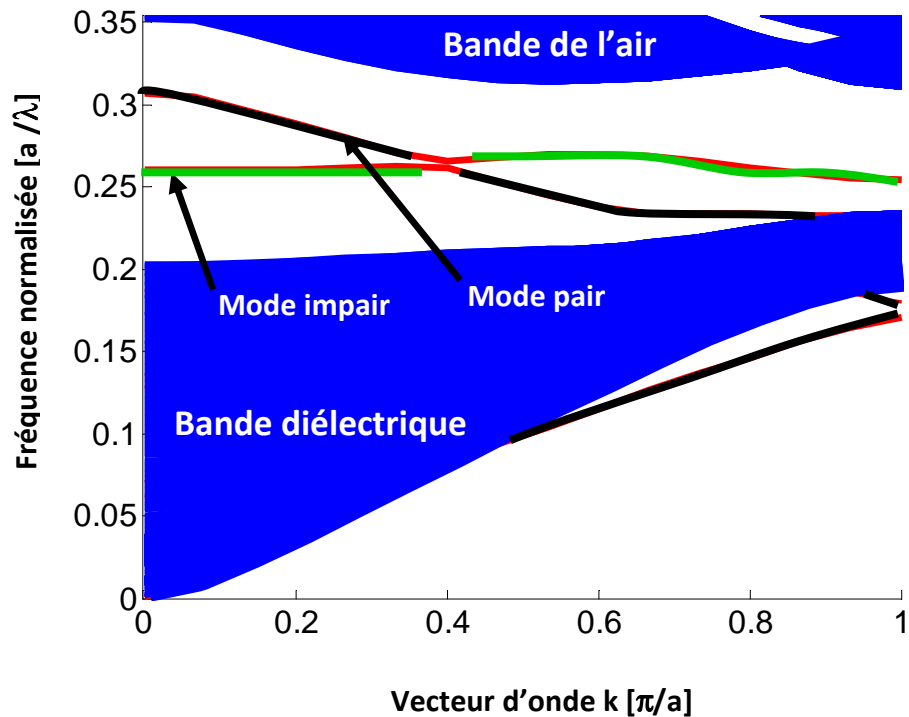
Considérons un guide  $W1^K A$  défini dans le réseau bidimensionnel de trous d'air gravés au travers de l'hétéro-structure verticales déjà défini dans la section III. 2. 2.

Le diagramme des relations de dispersion, replié dans la première zone de Brillouin entre 0 et  $\pi/a$  pour le guide  $W1^K A$  déjà défini, est reproduit sur la figure III. 13.

Le diagramme de dispersion théorique du guide  $W1^K A$  est calculé par modélisation 2D par la méthode des ondes planes, en utilisant un indice effectif de 3,24. Les régions en bleu délimitent la bande interdite du cristal photonique pour la polarisation TE.

Ce diagramme montre que l'introduction d'un défaut linéique dans un cristal photonique induit, dans la bande interdite photonique, des modes optiques localisés par le défaut. Entre les fréquences normalisées  $a/\lambda=0,23$  et  $a/\lambda=0,34$ , on décompte deux bandes de dispersion, correspondant à deux modes transverses propagatifs du guide  $W1^K A$ .

Deux modes de défaut existent à l'intérieur du BIP : l'un pair, l'autre impair [75]. Dans la gamme de fonctionnement de notre structure qui, dans le cas d'une structure parfaite, seul le mode pair peut être excité. Par conséquent, le guide  $W1^K A$  peut être considéré comme un guide d'onde monomode dans ce cas. En pratique, le mode impair peut être excité s'il existe des imperfections dans la structure (défauts d'alignements entre guide diélectrique et guide  $W1^K A$ , structure à cristaux photoniques pas parfaitement symétrique...).



**Figure III . 13 :** Diagramme de bandes des modes guidés dans un guide  $W1^K A$  en orientation  $\Gamma K$ . La structure photonique est triangulaire de trous d'air ( $r = 0,348a$ ) dans un diélectrique ( $\epsilon_1 = 10,5$ ). Le guide  $W1^K A$  est obtenu par le retrait d'une rangée de trous d'air.

Dans ce paragraphe, nous détaillons l'analyse du guide  $W3^K A$  dans l'orientation  $\Gamma K$ . Sur la figure III. 14 on présente le diagramme de bandes d'un guide  $W3^K A$ . Les modes guidés dans le guide sont calculés par modélisation 2D par la méthode des ondes planes. Nous remarquons très bien l'apparition de plusieurs modes guidés.

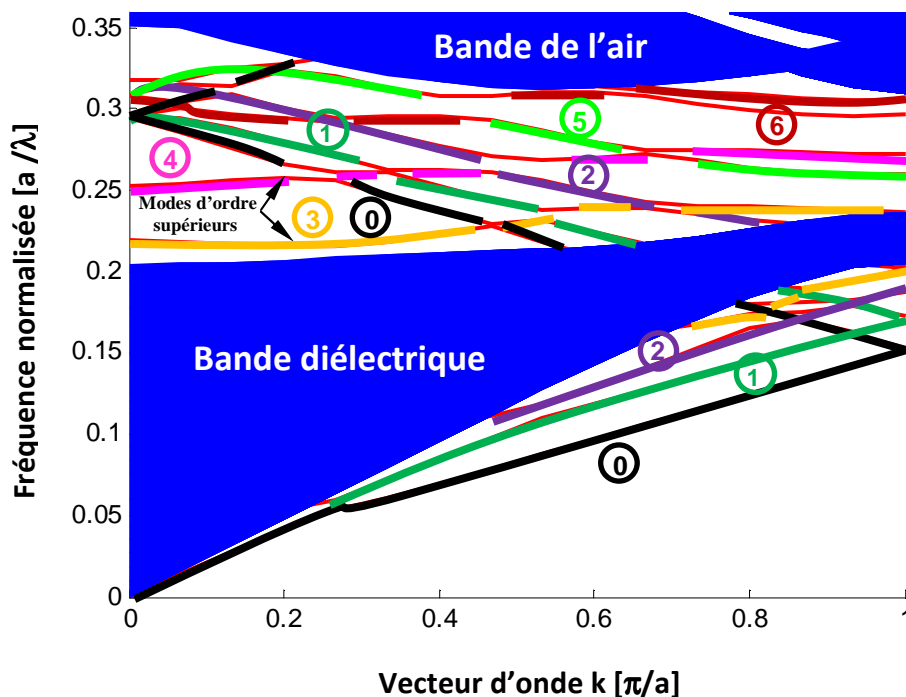
Ce diagramme montre que l'introduction d'un défaut linéique dans un cristal induit, dans la bande interdite photonique, des modes optiques localisés par le défaut. Entre les fréquences normalisées  $a/\lambda=0,23$  et  $a/\lambda=0,34$ , on décompte 7 bandes de dispersion, correspondant à 7 modes transverses propagatifs du guide  $W3^K A$ . On note également la présence de croisements et d'anti-croisements des relations de dispersion des différents modes.

Sur la figure III. 14, nous rappelons son diagramme de dispersion où nous avons surligné les principaux modes confinés à l'intérieur de ce guide  $W3^K A$ . Le mode fondamental du guide est surligné en noir et repéré par le chiffre 0 entouré. De la même manière, les modes latéraux d'ordre 1, 2 et d'ordre plus élevés sont signalés.

Suivons l'évolution de ces modes à l'intérieur du diagramme de bandes dans la première zone de Brillouin. En partant des basses fréquences vers les hautes fréquences, le mode fondamental est tout d'abord propagatif, jusqu'à arriver en bord de zone de Brillouin, en  $k = \pi/a$ . A partir de ce point, on observe le mode contra-propagatif dont la vitesse de groupe  $v_g = d\omega/dk$  est négative. On dit alors que le mode se replie. Il rencontre alors d'autres modes avec lesquels il se couple ou non, ce sont respectivement des anti-croisements et des croisements. En  $k = 0$ , le mode se replie à nouveau, le signe de la vitesse de groupe s'inverse. Au passage entre ces deux premiers "repléments", il a traversé une zone de fréquences normalisées entre 0,23 et 0,34 où la densité de modes rencontrée est faible, cela correspond à la BIP du cristal selon l'orientation  $\Gamma K$ .

La courbe de dispersion du mode fondamental est similaire à celle obtenue par un guide classique ruban alors que les modes plus élevés diffèrent totalement en raison des mécanismes de réflexion de Bragg mis en jeu [79].

Nous allons approfondir l'analyse de ces modes pour deux situations particulièrement intéressantes : à l'intérieur de la BIP et en bords de zone de Brillouin.



**Figure III . 14 :** Diagramme de bandes des modes guidés dans un guide  $W3^KA$  en orientation  $\Gamma K$ . La structure photonique est triangulaire de trous d'air ( $r = 0,348a$ ) dans un diélectrique ( $\epsilon_1 = 10,5$ ).

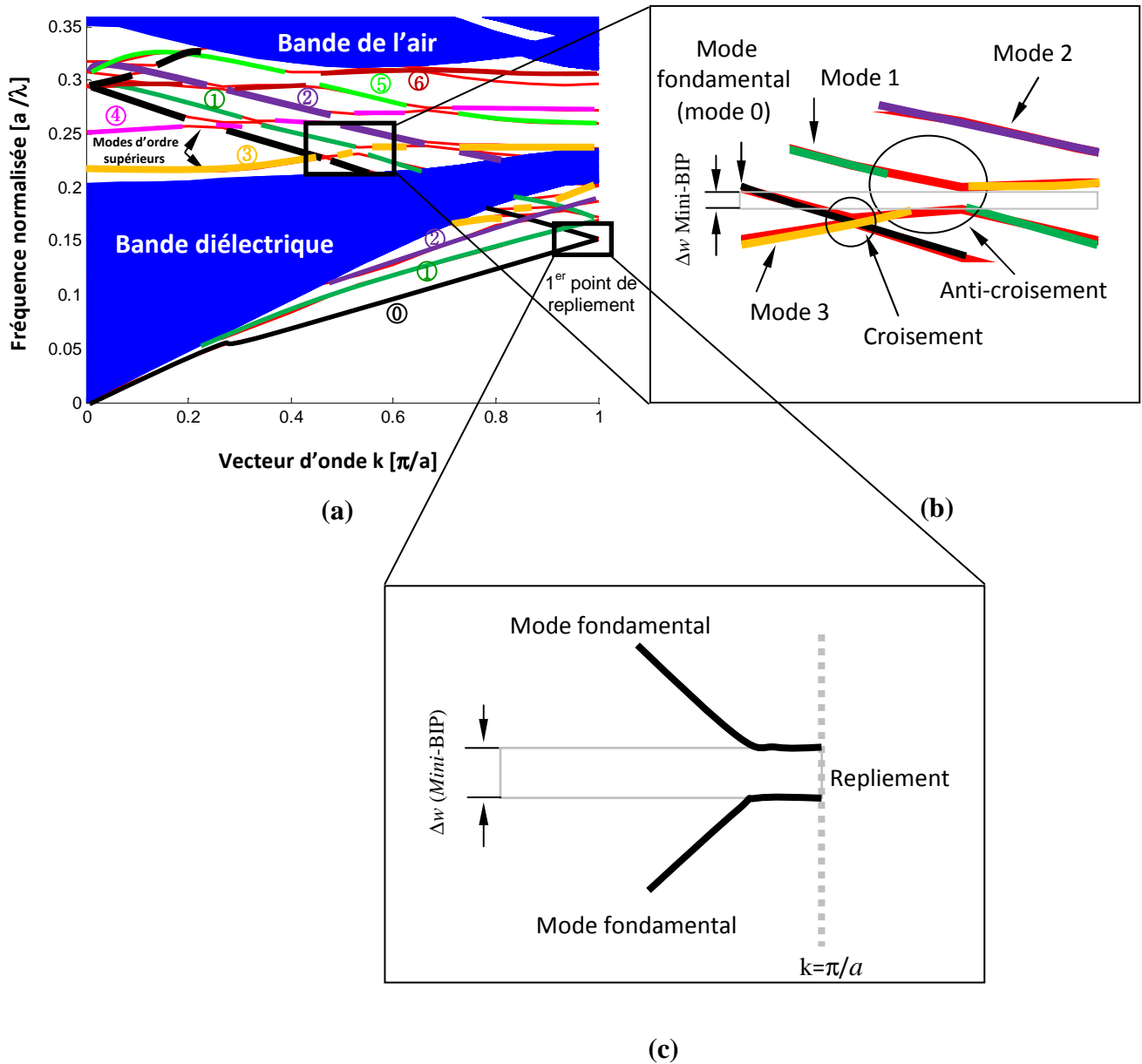
### III. 5. 2. Analyse des modes à l'intérieur de la bande interdite photonique

A l'intérieur de la BIP, le confinement latéral des modes du guide à CP bénéficie à la fois du confinement par réflexion interne, comme dans les guides ruban conventionnels, et d'une réflexion de Bragg latérale due au CP. Ce phénomène rend le fonctionnement des modes à l'intérieur de la BIP particulièrement intéressant.

Sur la figure III. 15 (a), nous rappelons le diagramme de bandes en traçant en couleur les bandes du guide  $W3^KA$ , ainsi une illustration d'une vue agrandie du mini-BIP autour de  $k=0,5$  (voir figure III. 15 (b)) qui isole un croisement du mode fondamental avec le mode 3 et le couplage entre les modes 1 et 3.

Des études précédentes [79] ont montré que les modes couplés dépendent de la géométrie du guide. Ainsi, un guide dont les bords sont symétriques par rapport à son axe longitudinal couple les modes de même parité alors qu'un guide "anti-symétrique" couple les modes de parité opposée. Dans le cas présenté, les bords d'un guide  $W3^KA$  sont symétriques, par conséquent il couple les modes de même parité (mode fondamental). C'est pourquoi, d'une part, le mode fondamental (pair) se croise sans se coupler avec le mode 3 (impair), il ne peut se coupler qu'avec les modes pairs. D'autre part, c'est pour cela qu'il y a couplage et donc un anti-croisement entre les modes 1 et 3, tous les deux de parité impaire.

La figure III. 15 (c) présente une vue schématique au voisinage d'un repliement en  $k=\pi/a$  avec la mini bande interdite repérée par la largeur  $\Delta\omega$ .



**Figure III. 15 :** (a) Diagramme de dispersion des modes guidés dans un guide  $W3^K A$  en orientation  $\Gamma K$ , (b) vue agrandie d'un croisement et d'un anti-croisement, (c) Représentation schématique à proximité du premier point de repliement du mode fondamental ( $k=\pi/a$ ).

### III. 6. Conception des guides droits à cristal phoniques

#### III.6. 1. Conception du guide mono-rangée $W1^K A$

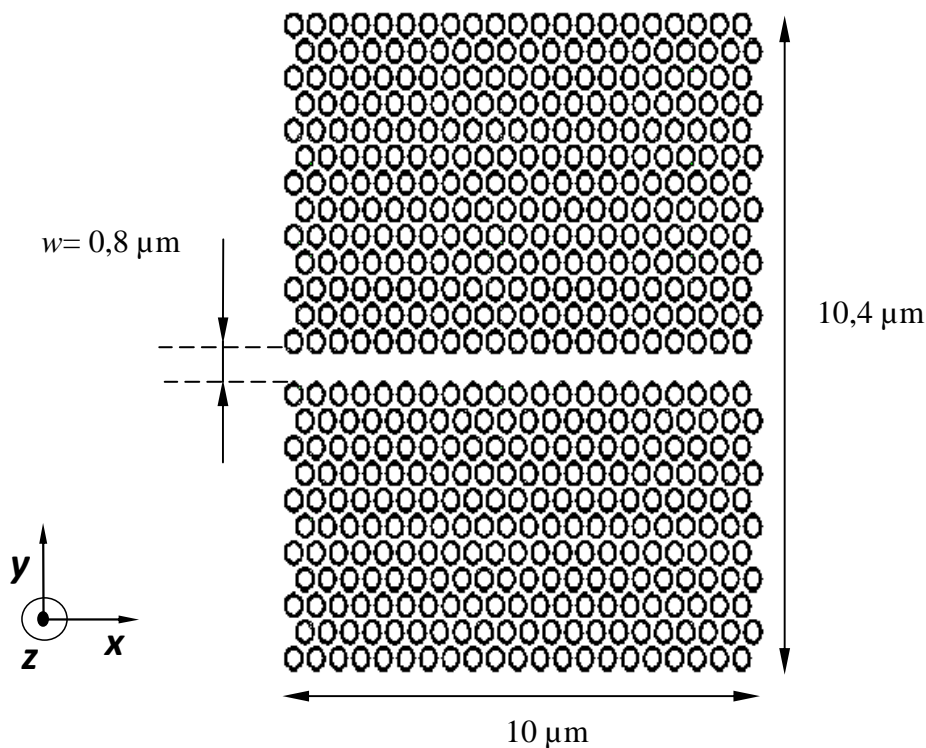
Le cristal photonique est un réseau à maille triangulaire de trous d'air sur une membrane suspendue d'InP dopé InP/GaInAsP/InP. Nous rappelons que cette hétéro-structure

possède une bande interdite photonique qui s'étend entre les fréquences normalisées  $a/\lambda=0,23$  et  $a/\lambda=0,34$  pour une polarisation TE de la lumière. Considérons un guide  $W1^K A$  déjà défini dans la section III. 5. 1. Rappelons que dans nos simulations, on s'intéresse uniquement à la polarisation TE. Pour cette dernière, il s'agit des champs  $(E_x, E_y, H_z)$ .

Sur la figure III. 16, on présente le guide mono-rangée  $W1^K A$  conçu sur une structure triangulaire [4]. L'intérêt d'un tel guide réside dans sa facilité de conception et de fabrication.

La structure fait 42 rangées de long et 11 et 13 rangées de large de part et d'autre du défaut. Les dimensions de cette structure est de  $10,4 \mu\text{m}$  de longueur et de  $10 \mu\text{m}$  de largeur. La largeur du canal du guide est choisi telle que  $w=0,8 \mu\text{m}$ .

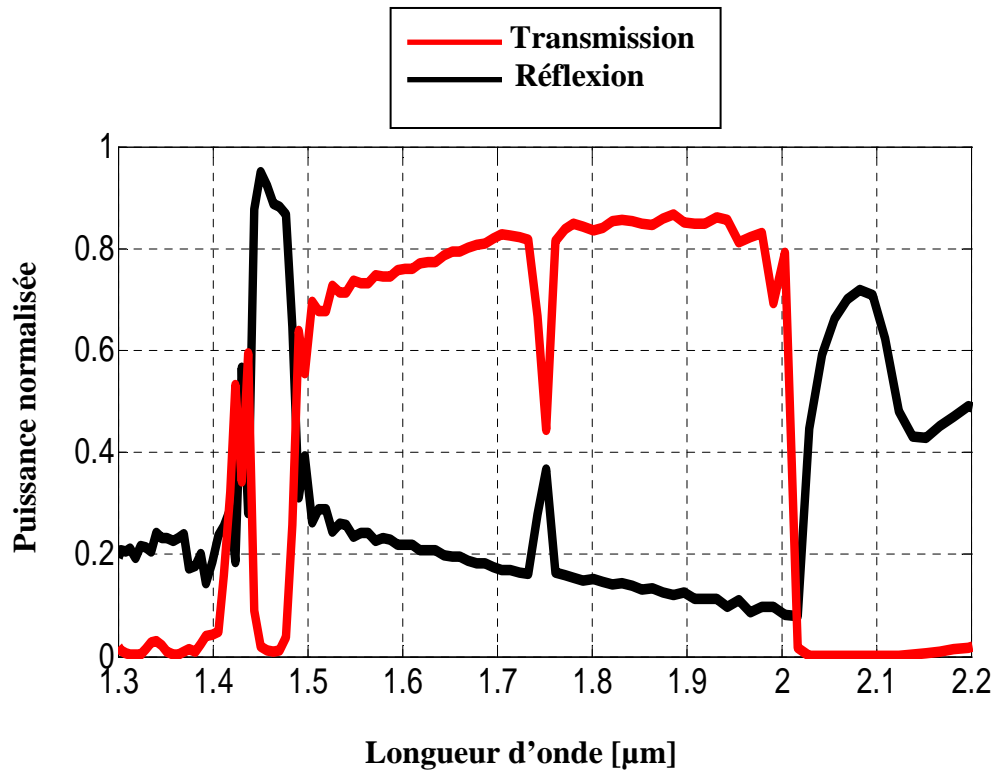
Dans nos simulations le pas de discrétisation spatial est choisi  $\Delta x= \Delta y=0,04 \mu\text{m}$  et le nombre totale d'itérations est de 50000. La structure à maille triangulaire à simuler est représentée sur la figure III. 16.



**Figure III . 16 :** Guide mono rangée  $W1^K A$ . Le pas de discrétisation est choisit tel que :  $\Delta x= \Delta y=0,04 \mu\text{m}$ . ( $\epsilon_1= 10,5$ ,  $f=44 \%$ ,  $a = 0,48 \mu\text{m}$  et  $r=0,167 \mu\text{m}$ ).

La figure III. 17 donne la réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide mono-rangée  $W1^K A$ , et excité en mode TE par l'intermédiaire d'une surface de Huygens [80].

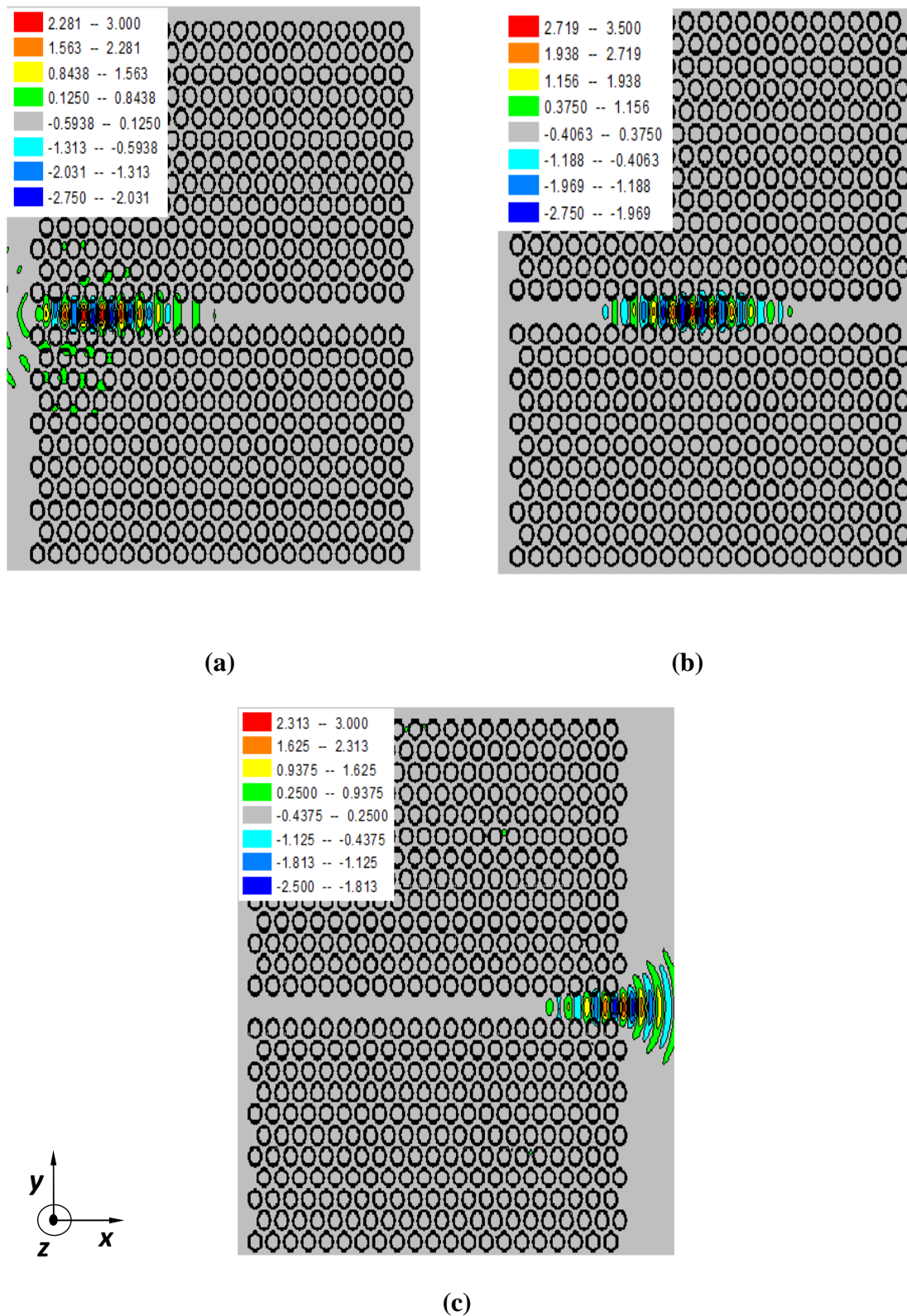




**Figure III . 17 :** Réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide  $W1^KA$ . Le pas de discrétisation est choisi tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu m$ .

D'après la figure III.17, on remarque que la transmission s'étend sur la gamme de longueurs d'ondes  $[1,3 \mu m - 2,2 \mu m]$  avec un maximum qui plafonne 85 % à  $1,88 \mu m$ . La quantité de transmission calculée à la longueur d'onde  $1,55 \mu m$  est de l'ordre de 75 %. Ces maximums sont certainement explicables par la présence du mode guidé (mode fondamental) sans pertes qui existe à ces longueurs d'ondes, alors que la faible dégradation de la quantité de la transmission est due à la présence des BIPs et des mini-BIPs. Par exemple, à la longueur d'onde  $1,77 \mu m$  où on a une faible transmission, la fréquence normalisée correspondante à cette longueur d'onde est  $a/\lambda = 0,27$ , on remarque d'après la figure III.13 qui présente le diagramme de bandes d'un guide mono rangée  $W1^KA$  l'apparition d'un anti-croisement et l'absence du mode guidé. La même remarque peut être faite pour la plage de longueur d'onde qui correspond à une transmission nulle. En ce qui concerne la réflexion, on note qu'elle ne dépasse pas les 22 % à la longueur d'onde  $1,55 \mu m$ .

La distribution du champ magnétique Hz aux itérations 15000, 20000 et 30000 est présentée sur la figure III.18.



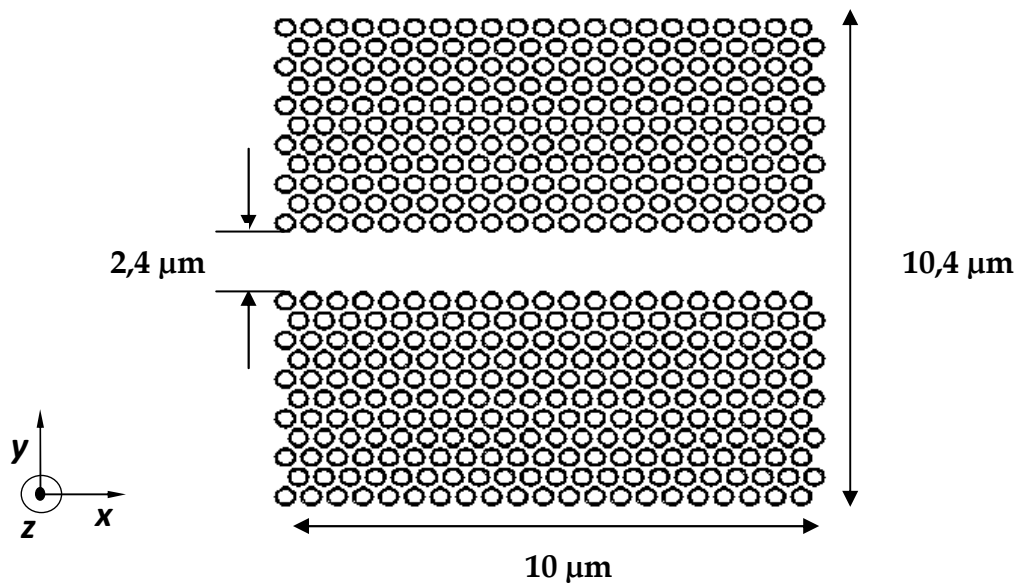
**Figure III . 18 :** Répartition du champ magnétique  $H_z$  du Guide mono rangée  $W1^K A$  excité en mode TE : (a) 15000 itérations, (b) 20000 itérations, (c) 30000 itérations.

L'allure de la distribution du champ magnétique  $H_z$  de la figure III.18 démontre clairement l'existence du phénomène de guidage de la lumière le long du guide  $W1^KA$ .

### III. 6. 2. Conception du guide $W3^KA$ à trois rangées manquantes

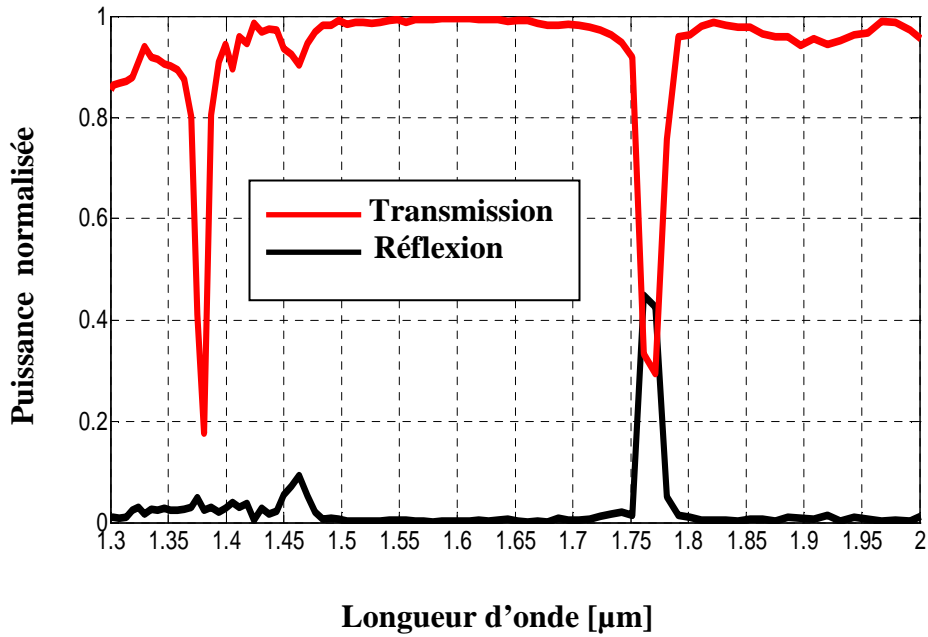
Le cristal photonique est composé d'un réseau triangulaire de trous d'air de rayon  $r = 0,167 \mu\text{m}$  et de périodicité  $a = 0,48 \mu\text{m}$ . Ceci correspond à un facteur de remplissage de 44 %. Un défaut linéique de type  $W3^KA$  (trois rangée de trous manquante) est défini selon la direction  $\Gamma K$ . La structure fait 42 rangées de long et 11 rangées de large de part et d'autre du défaut (Figure III.19). Les dimensions de cette structure est de  $10,4 \mu\text{m}$  de longueur et de  $10 \mu\text{m}$  de largeur. Pour faciliter l'injection, un guide diélectrique adiabatique dont la largeur est de  $2,4 \mu\text{m}$  est utilisé pour coupler la lumière à l'entrée et à la sortie du guide  $W3^KA$  [81].

La figure III.19 représente la structure de guide  $W3^KA$  simulé sous FDTD-2D.



**Figure III . 19 :** Guide  $W3^KA$  en structure à maille triangulaire excitée en mode TE. Le pas de discrétisation est choisit tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ . ( $\epsilon_1 = 10,5$ ,  $f = 44 \%$ ,  $a = 0,48 \mu\text{m}$  et  $r = 0,167 \mu\text{m}$ ).

Les performances de guide  $W3^KA$  en transmission et en réflexion obtenus par une simulation FDTD-2D sont présentées sur la figure III.20.

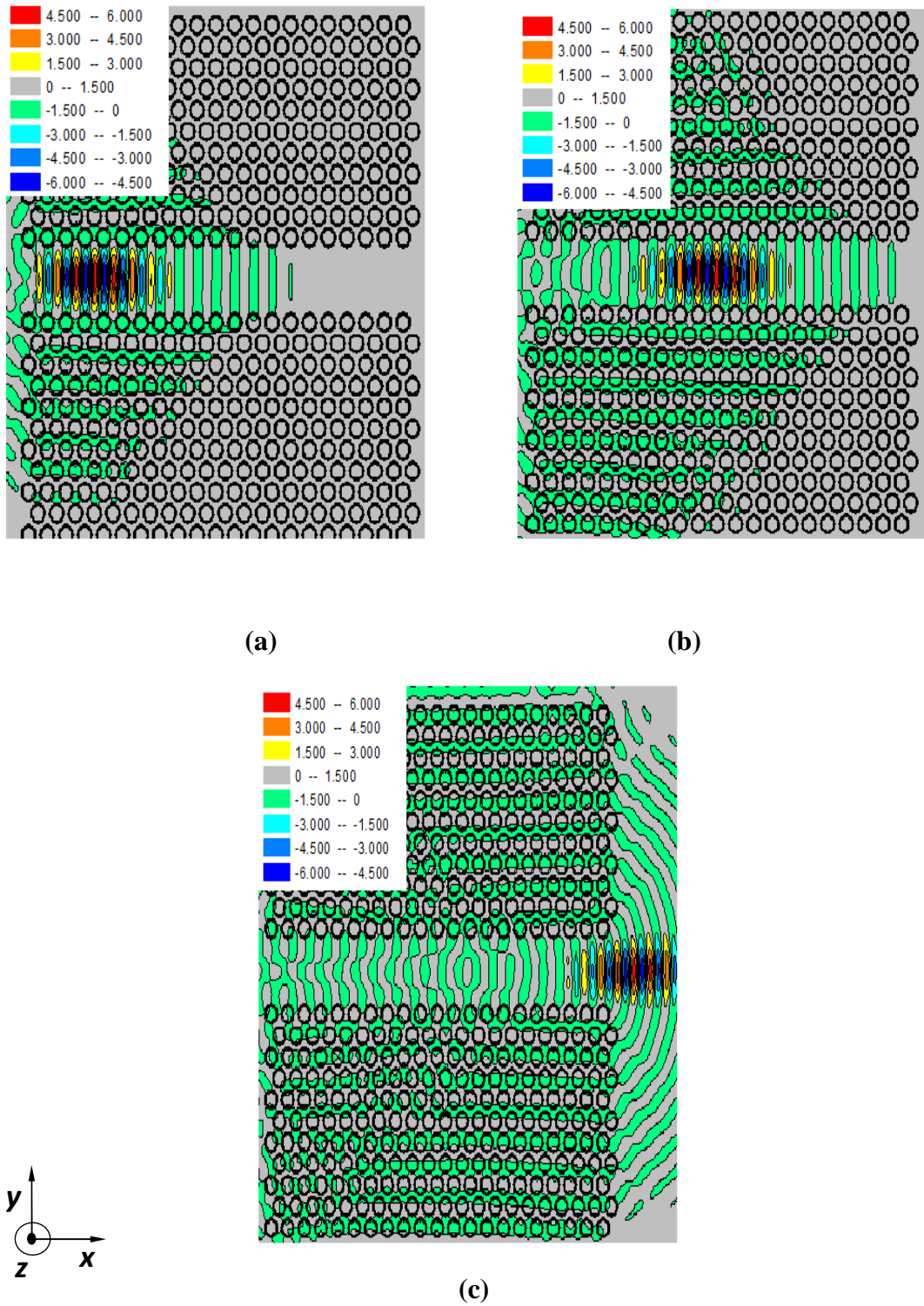


**Figure III . 20 :** Réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide W3<sup>K</sup>A.

Selon la figure III.20, on remarque une transmission maximale dans les bandes s'étalant sur la gamme des longueurs d'ondes [1,30-1,36] μm, [1,39-1,75] μm et [1,79-2,00] μm qui plafonne 100%. A la longueur d'onde 1,55 μm, la transmission enregistrée est de 100%, ceci est due à l'existence d'un mode fondamental dans cette longueur d'onde. L'appariation des faibles transmissions sont dues à la présence des BIPs complètes et des mini-BIPs (zone d'anti-croisement des modes). Aux longueurs d'ondes 1,38 μm et 1,77 μm qui correspondent respectivement aux fréquences normalisées  $a/\lambda=0,34$  et  $a/\lambda=0,27$ , on observe selon la figure III.14 qui schématise le diagramme de bandes d'un guide à trois rangées manquantes W3<sup>K</sup>A l'absence du mode guidé et la présence d'un anti-croisement à ces deux longueurs d'ondes.

En ce qui concerne la réflexion, on remarque qu'elle est nulle sauf pour les faibles valeurs de transmission. Pour la longueur d'onde 1,55 μm, la réflexion enregistrée étant nulle.

La distribution du champ magnétique Hz aux itérations 15000, 20000 et 30000 est présentée sur la figure III.21.



**Figure III . 21 :** Les répartitions spatiales temporelles du champ magnétique  $H_z$  dans le guide  $W3^K A$  obtenues par un calcul FDTD-2D : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations.

On remarque clairement d'après la figure III. 21, la propagation de la lumière le long du canal du guide  $W3^KA$ . Ceci démontre clairement l'existence du phénomène de guidage et que l'onde atteint le bord du guide sans réflexion.

### III. 7. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit les différents paramètres caractérisant un guide rectiligne à cristal photonique, défini canoniquement dans un réseau bidimensionnel par  $Wn^D_S$ . En premier lieu nous nous sommes intéressés aux structures sans défauts à maille de type carrées et triangulaires. Nous avons constaté que la structure à maille triangulaire présente des meilleures performances en termes de transmission et en réflexion pour le mode de polarisation TE. Ensuite nous sommes intéressés également aux propriétés de certaines structures photoniques à défauts linéiques introduits au sein du cristal par la méthode PWE et nous avons montré l'intérêt d'utilisation des CPs 2D en choisissant correctement les paramètres géométriques pour assurer un guidage efficace de la lumière avec les calculs bidimensionnels FDTD-2D.

Dans un premier temps, nous avons conçu un guide mono rangée  $W1^KA$  à maille triangulaire avec un choix judicieux de leurs paramètres. Nous avons évalué la transmission et la réflexion dans le guide et nous avons obtenu une transmission maximale qui plafonne 85% à la longueur d'ondes  $1,88 \mu\text{m}$ . La quantité de transmission enregistrée à la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$  était de l'ordre de 75%.

Un autre type de guide a été conçu, il s'agit du guide à trois rangées omises  $W3^KA$  à maille triangulaire. Ce dernier est caractérisé par ses multiples modes guidés. Nous avons obtenus une transmission qui vaut 100% en maximum. A la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$ , la transmission enregistrée était de 100% et la réflexion correspondante étant nulle.

Les cristaux photoniques bidimensionnels sont donc des dispositifs particuliers, en ce sens que leurs indices diélectriques varient périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde. La présence de cristaux photoniques rend ces guides intéressants pour le transport de la lumière et pour le traitement des signaux optiques. Pour compléter la fonction de guidage dans les CPs 2D, les doubles virages et les jonctions qui constituent un domaine d'application privilégié des CPs 2D vont être abordés dans le prochain chapitre.

# Chapitre IV

## Les Doubles Virages et les Jonctions dans les Cristaux Photoniques 2D

### Résumé :

Actuellement, la nano-optique est en plein essor. La conception des micro-composants optiques de dimensions nanométriques (sub-longueurs d'ondes) est devenue indispensable pour la nano-connectique. Ce chapitre est consacré aux briques de base qui constitueront le réseau "CP-routier", à savoir les doubles virages de  $60^\circ$ , et les jonctions en Y  $1 \times 2$  et  $1 \times 4$ . Les travaux portent ici sur des structures à maille triangulaire en orientation  $\Gamma K$ . Une propre optimisation a été menée sur les différentes structures afin d'obtenir une meilleure transmission et une large bande passante tout en réduisant les pertes accrues dues aux coudes. Les résultats de simulations obtenus par une simulation FDTD 2D sont présentés et discutés.

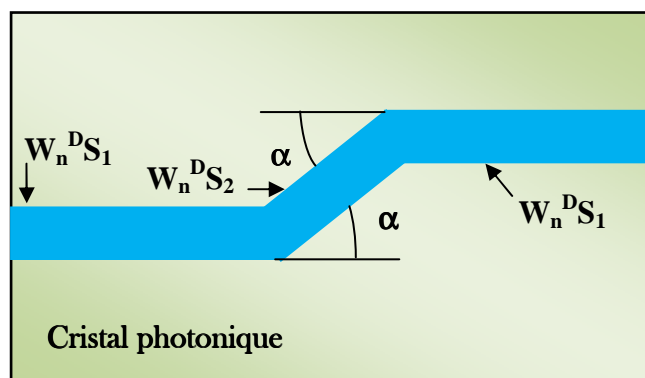
## IV. 1. Introduction

Si les objets assurant les fonctions élémentaires nécessaires aux circuits optiques existent déjà, leurs dimensions et leur coût restent encore prohibitifs pour les applications de masse. L'objectif est donc le développement de circuits photoniques intégrant, sur une même puce, des composants optiques variés de dimensions micrométriques. A cet égard, la conception d'un micro-composant compact et intégrable dans un circuit plus complexe représente un enjeu important. Ces dispositifs devraient répondre aux exigences de multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing : WDM) [82-85], qui est utilisé depuis une quinzaine d'années pour transporter optiquement des données en parallèle sur une même fibre optique.

Dans ce chapitre nous visons à concevoir des briques essentielles pour l'optique intégrée, il s'agit d'optimiser les performances en termes de transmission et en réflexion des doubles virages de  $60^\circ$  et des jonctions en Y à maille triangulaire. Les dispositifs étudiés pourraient servir dans les futures interconnexions optiques en microélectronique.

## IV. 2. Les doubles virages

Considérons un double virage obtenu par la jonction de trois guides ( $W_n^D S_1$ ,  $W_n^D S_2$ ,  $W_n^D S_1$ ) identiques et présentant un angle  $\alpha$  entre eux (figure IV. 1).

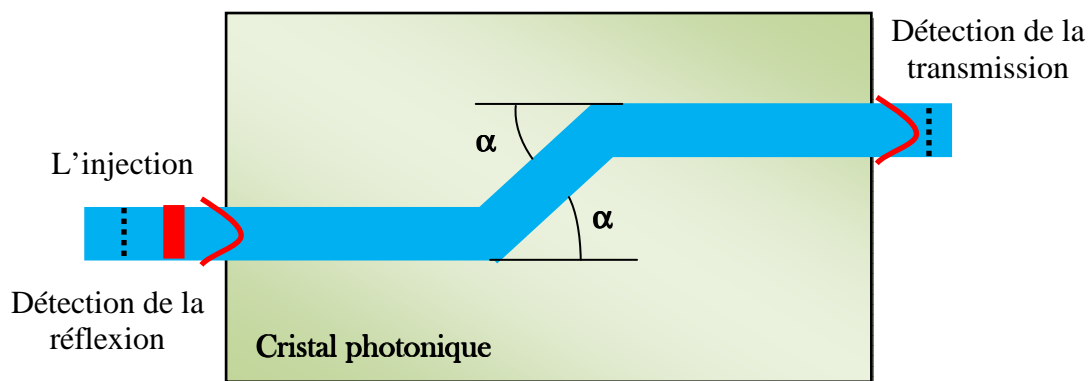


**Figure IV. 1 :** Double virages d'un angle  $\alpha$  dû à la jonction de trois guides  $W_n^D S$  dans un cristal photonique.



La démonstration expérimentale du guidage dans les virages à CP a été réalisée rapidement [86-92], mais des problèmes de réflexions et de pertes verticales subsistent (notamment à cause du couplage dans le virage vers des modes à fuites dans le cône de lumière).

Les méthodes adoptées, pour mener l'étude numérique, sont illustrées sur la figure IV.2. Pour déterminer la réflexion liée aux virages, la structure en cristal photonique est insérée entre trois guides d'ondes, d'accès et de sortie, de largeur adaptée à celle du  $Wn^D S$ . L'injection et la détection se font selon la procédure dite de l'approche guidée explicitée dans le chapitre II. Avec cette méthode, nous injectons directement le mode fondamental dans le  $Wn^D S$ , tout en minimisant les réflexions dues à l'interface guide plan/ guide  $Wn^D S$ .



**Figure IV. 2 :** Représentation schématique des méthodes adoptées dans le calcul FDTD-2D.

## IV. 2. 1. Double virage de $60^\circ$ non optimisé

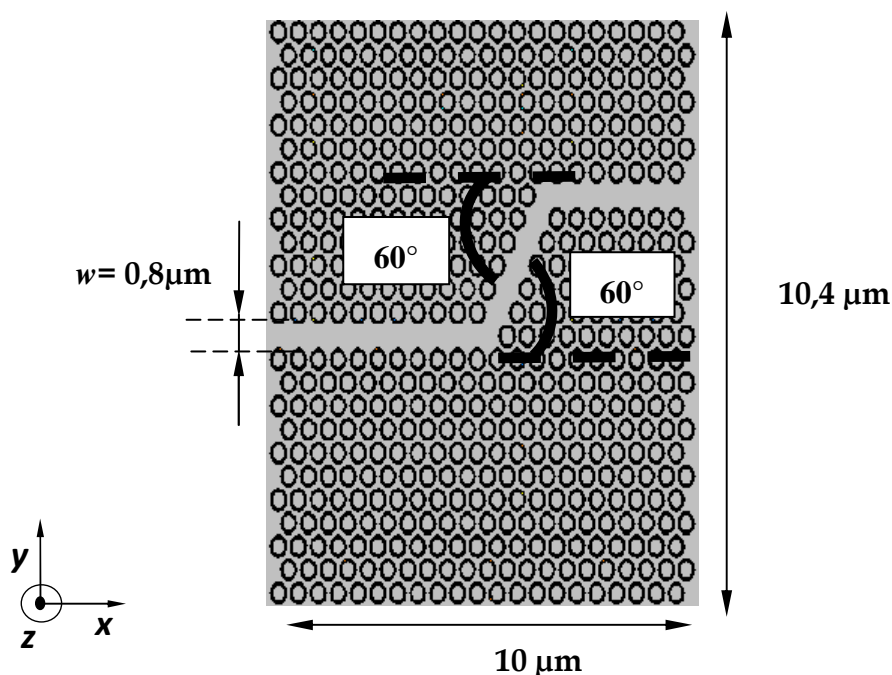
Un guidage à bande interdite photonique efficace doit répondre à certains critères essentiels et parmi ceux-ci il faut que le guide soit monomode dans la gamme de fonctionnement pour éviter toute possibilité de couplage entre modes lorsque la périodicité est localement brisée. En plus, il est possible d'annuler ces réflexions par l'introduction de résonance, tout en réduisant la gamme de fonctionnement du virage [93-94]. Pour visualiser clairement cette problématique, nous nous sommes intéressés à l'analyse de la réponse d'un

double virage de  $60^\circ$ .

L'étude d'un double virage revient en toute rigueur à modéliser deux cavités résonnantes. Le double virage en structure photonique est obtenu par un double couplage entre deux guides de largeur  $w$ , formant entre eux un angle de  $60^\circ$ . Le cristal photonique est un réseau à maille triangulaire de trous d'air sur membrane suspendue d'InP dopée InP/GaInAsP/InP d'indice effectif de 3,24. Les paramètres du réseau à maille triangulaire de trous d'air constituant le CP 2D sont choisis pour permettre un fonctionnement aux alentours de la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$  très utilisées en télécommunication optique. La période du réseau est environ de  $0,48 \mu\text{m}$  avec un rayon de trous égal à  $0,167 \mu\text{m}$ , tandis que le facteur de remplissage en air est de 44%.

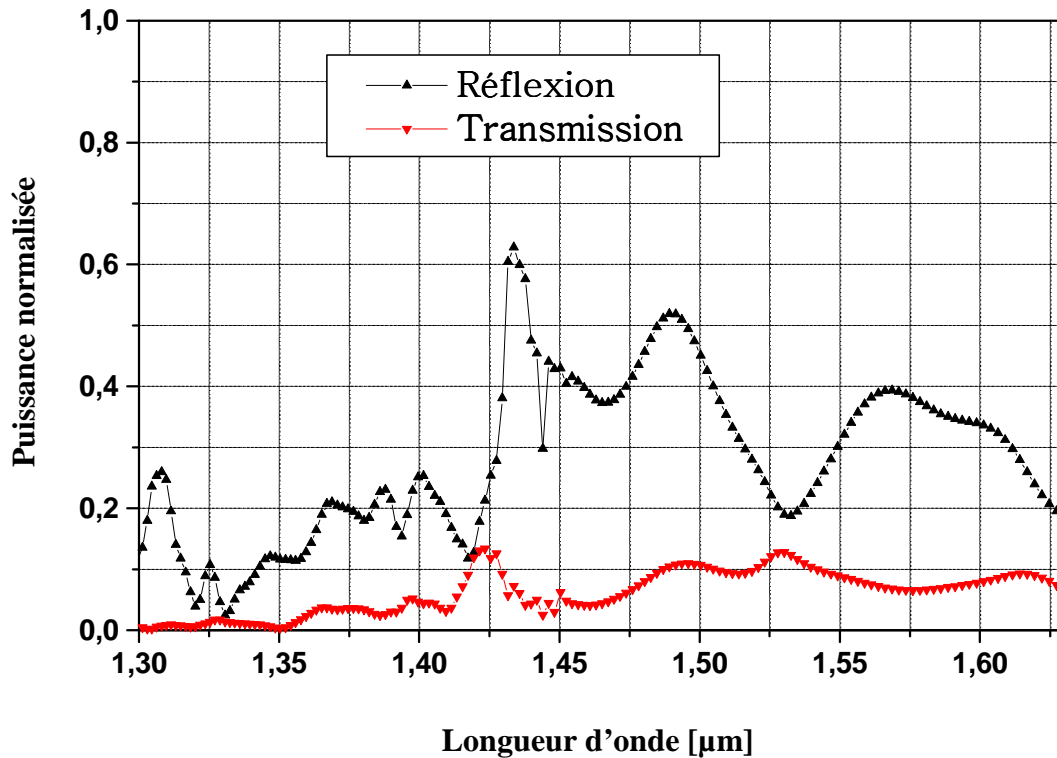
Les trois guides CP ( $Wn^D S$ ) sont de type  $W1^K A$ , afin d'assurer un comportement monomode sur pratiquement toute la gamme spectrale couverte par la bande interdite photonique.

La structure du double virage à simuler est présentée sur la figure IV.3 [95].



**Figure IV. 3 :** Structure du double virage non optimisé. Le cristal photonique est un réseau à maille triangulaire de trous d'air de rayon ( $r = 0,348a$ ) gravés dans un milieu diélectrique ( $\epsilon_1 = 10,5$ ). Le guide d'onde  $W1^K A$  en CP est obtenu avec une seule rangée de trous omise.

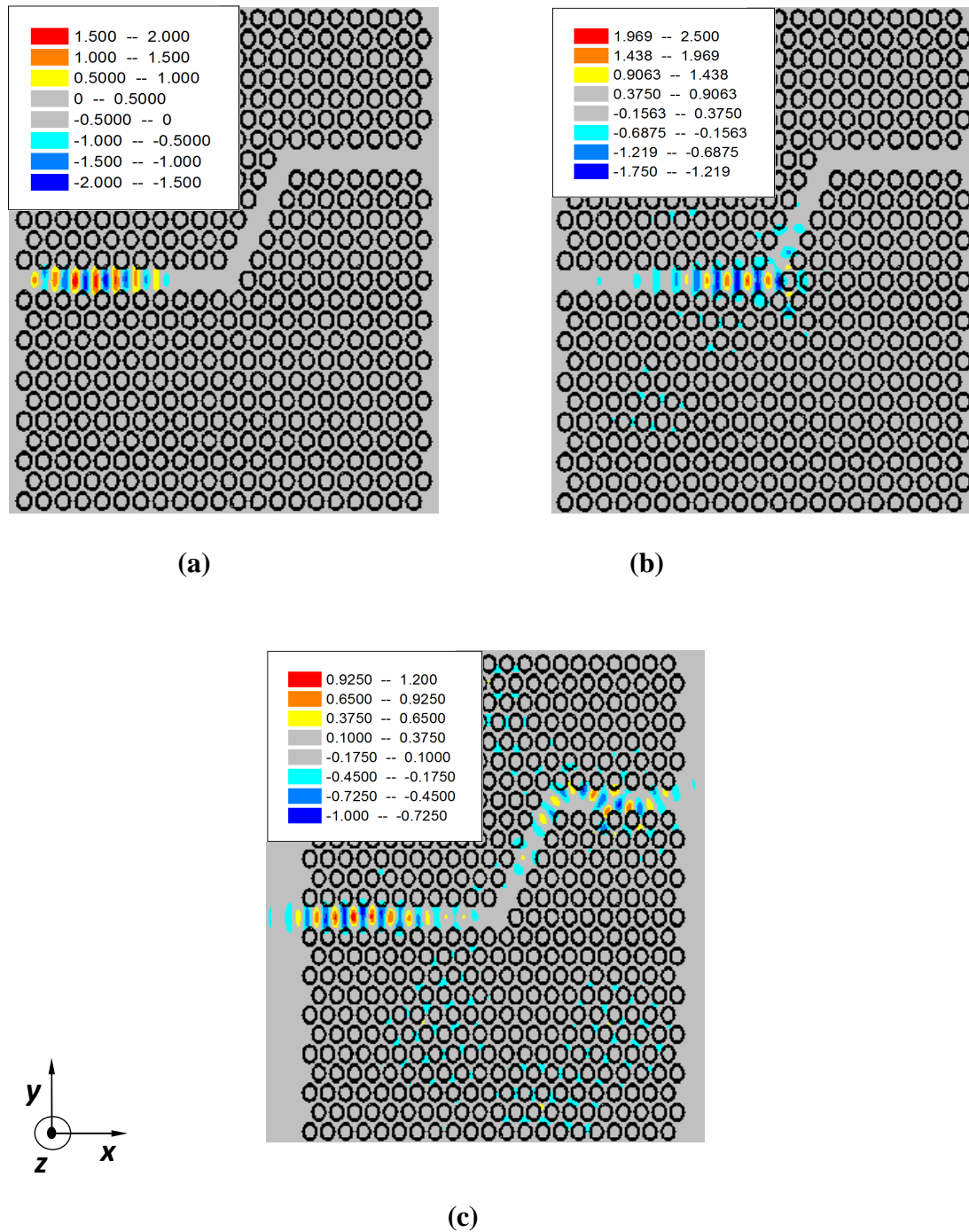
La transmission et la réflexion obtenues numériquement sur ces guides d'onde  $W1^KA$  à deux virages en polarisation TE sont reportées sur la figure IV. 4. Le pas de discrétisation  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu m$ .



**Figure IV. 4 :** Réponse spectrale en transmission et en réflexion du double virage de  $60^\circ$ .

Les résultats de la simulation FDTD-2D montrent clairement la faible transmission obtenue dans toute la gamme de longueur d'ondes  $[1,30 - 1,65] \mu m$ , d'ailleurs on enregistre un maximum de transmission au alentour de 12% aux longueurs d'ondes  $1,42 \mu m$  et  $1,53 \mu m$  avec une réflexion maximale de 62 %. Ceci explique qu'il n'y a pas des modes guidés dans ce circuit à double virage dus aux pertes au niveau des deux virages. Cependant, au passage de l'onde, le mode du guide droit  $W1^KA$  va se coupler avec celui du guide incliné, une efficacité de couplage sera inférieure à l'unité d'où des pertes accrues.

La distribution du champ magnétique Hz aux itérations 15000, 20000 et 30000 est présentée sur la figure IV.5 et permet de mieux percevoir l'aptitude de la structure photonique double virage.



**Figure IV. 5 :** Répartition du champ magnétique  $H_z$  du double virage non optimisé excité en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations. Le pas de discrétisations spatiale est choisi tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ .

Sur la figure IV.5, on peut clairement voir la cartographie résultante d'où la propagation de l'onde dans la structure CP aux différents instants. La figure IV. 5 (c) montre

nettement le retour de la puissance à l'entrée du guide et que la lumière est dispersée dans la partie intermédiaire entre les deux coudes, ce qui traduit une forte réflexion et une faible transmission.

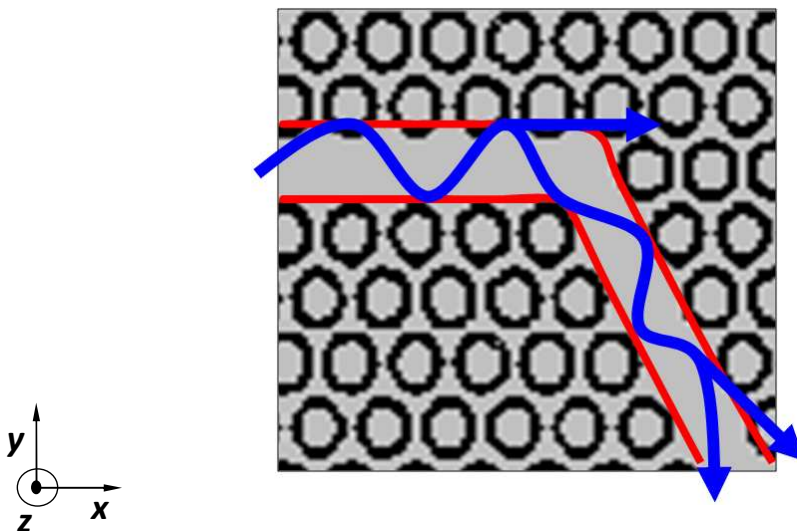
## IV. 2. 2. Optimisation du double virage de $60^\circ$

Notre objectif est d'élargir la bande passante avec si possible une transmission plate sur le sommet (ou réflexion nulle). L'idée d'optimisation a été initialement développée dans le cas des guides conventionnelles CROWs (Coupled Optical Resonator Waveguide) [96].

Nous pouvons distinguer deux sources de pertes dans une approche conventionnelle [17][96].

### a) Les pertes par courbure

Certains rayons guidés, lorsque le guide est droit, verront leur angle de réflexion passer en dessous de l'angle limite de réflexion totale lorsque le guide se courbe, et une partie de la puissance lumineuse sera ainsi réfractée à l'extérieur du guide à chaque réflexion (Figure IV. 6).



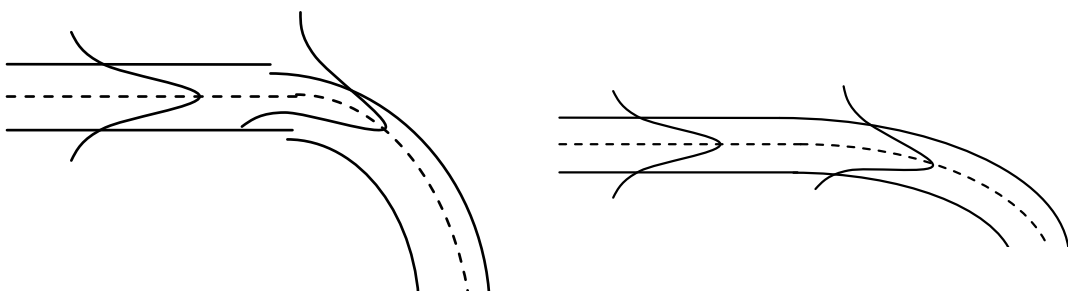
**Figure IV. 6 :** Pertes par courbure dans une approche conventionnelle.

## b) Les pertes par transition

Lorsqu'on couple un mode de guide droit dans un guide courbé, il va y avoir une efficacité de couplage inférieure à l'unité car le mode du guide courbé est décalé vers l'extérieur de la courbe (Figure IV. 7 (b)).

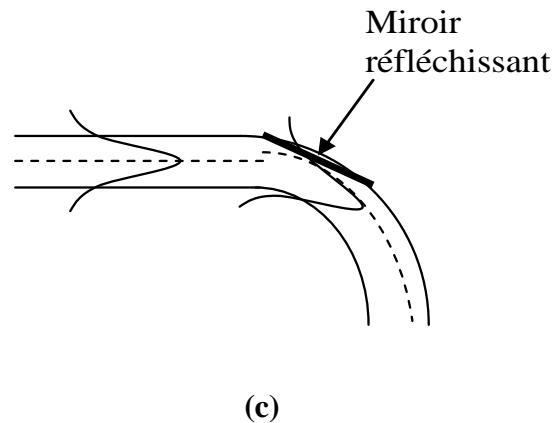
Trois stratégies sont souvent utilisées en optique guidée pour réduire ces pertes:

- La première consiste à décaler l'entrée du guide courbé par rapport au guide droit (Figure IV.7 (a)). Lorsque le guide droit est décalé vers l'extérieur de la courbe, il anticipe le décalage que va subir l'onde en entrant dans le guide courbé et rend ainsi le couplage optimal entre guide droit et guide courbé.
- La deuxième stratégie consiste à réaliser des guides à courbure continûment variable (Figure IV.7 (b)) de manière à passer d'une façon adiabatique du guide droit à un guide de courbure donnée. L'avantage de cette méthode est qu'elle peut aussi être optimisée pour réduire les pertes par courbure.
- La troisième approche combinant miroir à  $45^\circ$  et cavité faiblement résonnante (figure IV.7 (c)). La puissance réfractée au niveau de la cavité devrait être réfléchiée et réorientée vers l'intérieur, ce qui augmente la résonance de la cavité. Cette approche développée par l'équipe de MIT, a donné des performances remarquables (transmission 98%, sur une bande passante de 10 % autour de  $1,55 \mu\text{m}$ ) pour le virage à  $90^\circ$  dans une configuration à haut contraste d'indice des guides classiques [97-98].



(a)

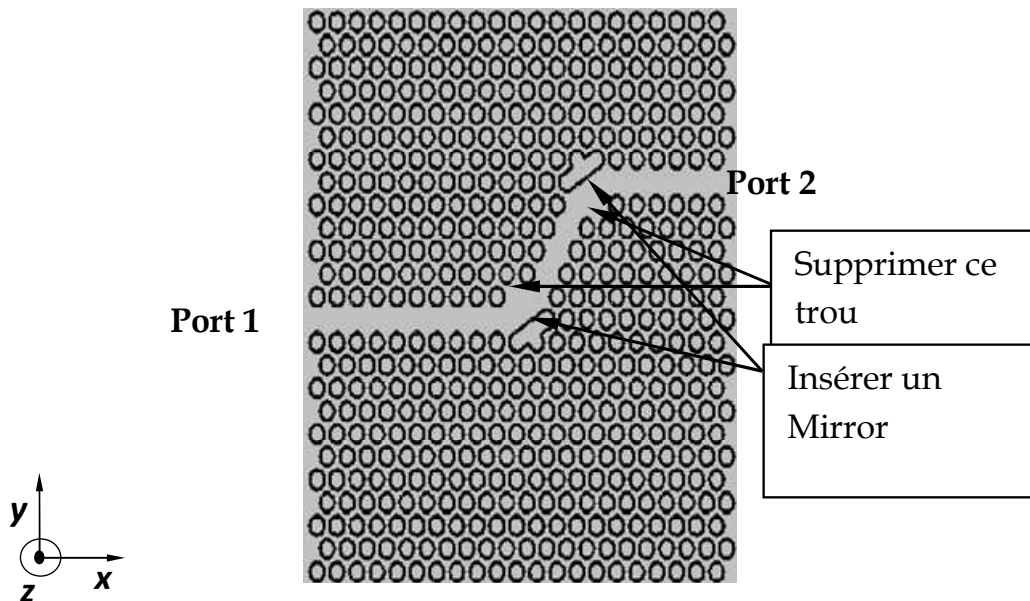
(b)



**Figure IV. 7 :** (a) configuration envisagée pour réduire les pertes par décalage dans un guide courbé conventionnel, (b) configuration par courbure continûment variable, (c) configuration par miroir réfléchissant.

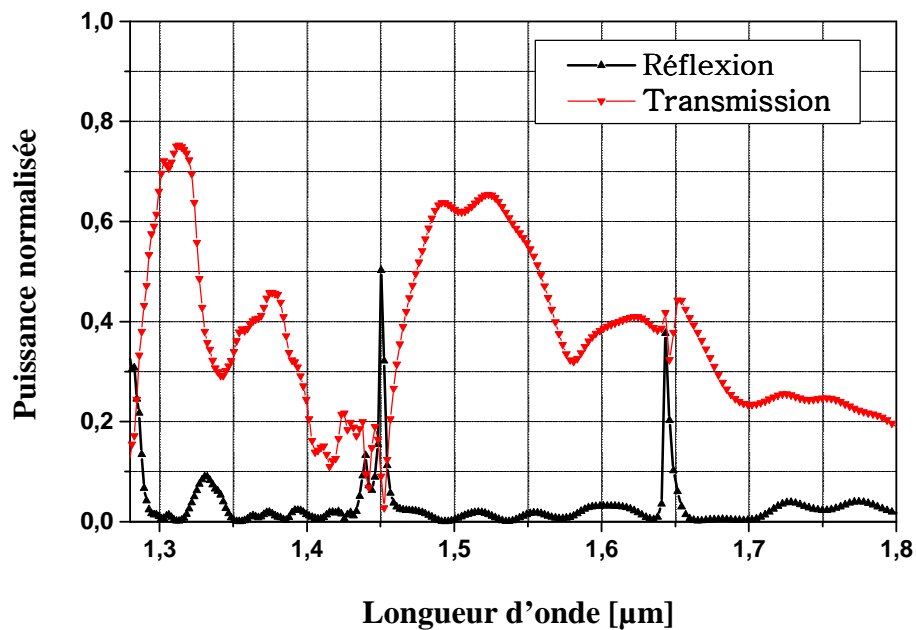
Nous nous sommes inspirés de ces travaux, en adaptant l'usage du miroir réfléchissant à notre propre configuration. Nous partons de la géométrie initiale (le virage non optimisé). Sachant que la limitation de la bande passante dans le cas du virage référence, est principalement due à la localisation des lobes sur la pointe du coude à l'extérieur du virage (voir figure IV.7 (b)). Améliorer le recouvrement entre le mode propagatif et le mode de cavité passe par l'alignement des lobes du mode de cavité sur ceux du mode guidé. Pour cela, on peut tenter de ramener les lobes expulsés du virage vers l'intérieur du virage en se basant sur la solution donnée par le schéma de la figure IV.7 (c) combinant miroir et cavité.

L'étude suivante porte sur l'optimisation de notre circuit précédent pour l'obtention d'une meilleure transmission et d'une large bande passante tout en réduisant les pertes dues aux virages. On peut modifier la topologie de la structure CP. Nous nous sommes inspirés des travaux de [99], en adaptant l'usage du miroir à notre propre configuration. Pour cela nous insérons un miroir dans le virage de référence; il est obtenu en creusant une tranchée d'air, orientée suivant les seconds voisins, au niveau de la pointe du coude du virage référence, et en supprimant un seul trou opposé sur chacun des deux coudes (Figure IV.3), ainsi on aura la structure double virage optimisée donnée par la figure IV. 8. Dans ce cas, on s'approche à des configurations de double virage à plus grand rayon de courbure qui pourrait bien être réalisées avec des guides d'onde classiques à réfraction à fort contraste d'indice.



**Figure IV. 8 :** Structure du double virage optimisé. Un miroir réfléchissant est inséré entre sur la pointe des coudes. Le pas de discrétisation spatiale est choisis tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ .

La figure IV. 9 reporte les résultats du coefficients de réflexion et de transmission obtenus par la simulation FDTD-2D de la structure photonique à maille triangulaire, excitée en mode TE [95].



**Figure IV. 9 :** Réponse spectrale du double virage optimisé.

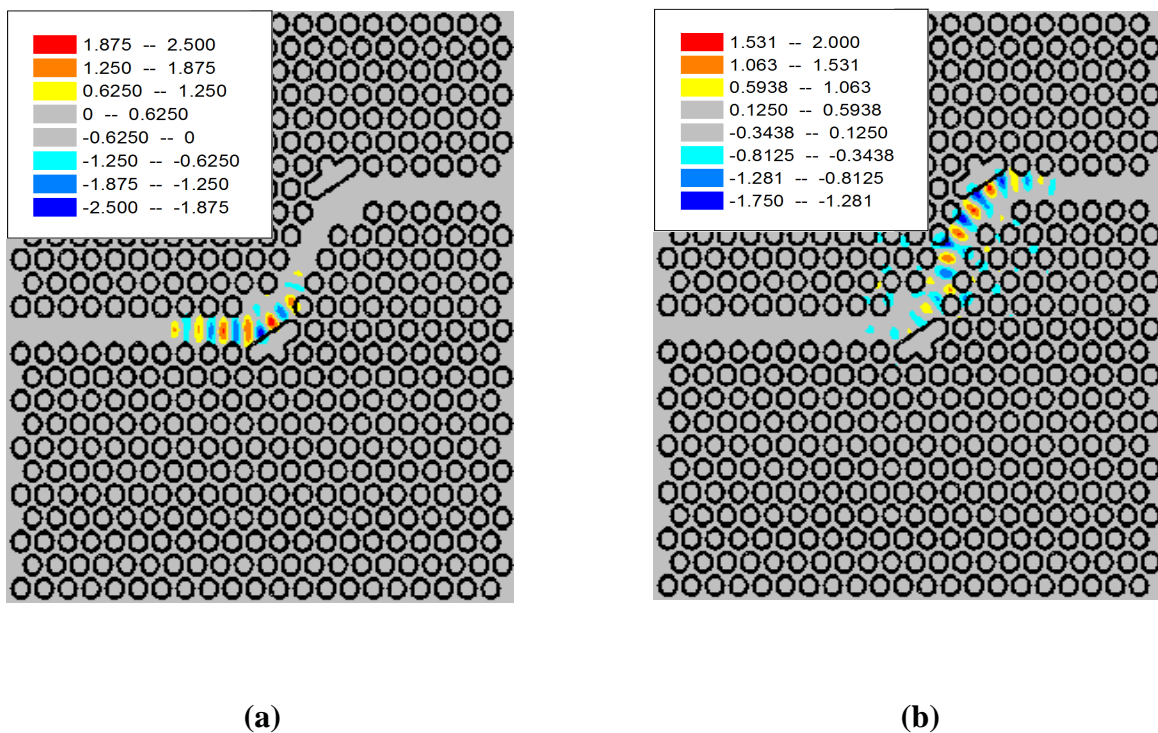


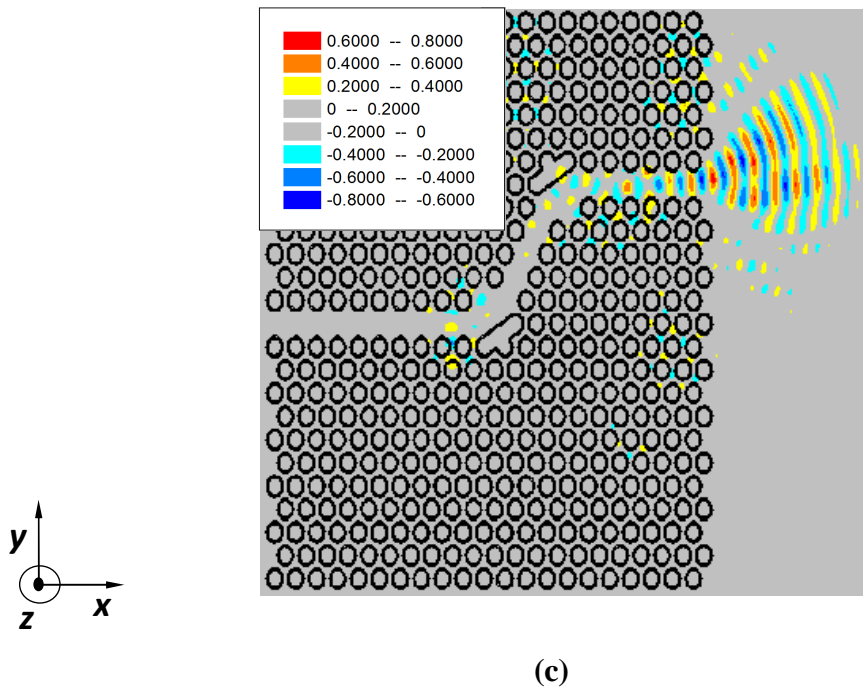
D'après la figure IV.9, on observe une transmission qui dépasse les 30% qui s'étend sur la gamme en longueurs d'ondes  $[1,46 - 1,66]$   $\mu\text{m}$  avec un maximum qui plafonne 62%. La quantité de transmission enregistrée à la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$  est de l'ordre de 52%. La réflexion étant nulle. Ce qui traduit une transmission quasi-totale de l'onde. Les propriétés de transmission sont clairement améliorées avec cette nouvelle configuration, le mode propagé n'est plus affecté par l'accident que présentent les coudes, ce qui permet à l'onde de suivre le sens du virage.

L'allure de la distribution du champ magnétique Hz respectivement aux itérations 15000, 20000 et 30000 est schématisée sur la figure IV.10.

Cette cartographie du champ, présentée à différentes itérations, démontre clairement l'existence du phénomène de guidage de la lumière dans le guide et qu'il atteint le bord du guide, ce qui est nettement visible notamment sur la figure IV.10 (c).

Nous remarquons très bien qu'il n'y a aucun retour de l'onde vers l'entrée ce qui prouve l'efficacité du miroir à réorienter l'onde vers l'intérieur du guide, ce qui a permis d'augmenter la quantité de transmission obtenue au niveau de la sortie du double virage.





**Figure IV. 10 :** Répartition du champ magnétique  $H_z$  du circuit double virage optimisé excité en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisit tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ .

### IV. 3. La jonction en Y 1×2

#### IV. 3. 1. La jonction en Y 1×2 non optimisée

Les CPs offrent des propriétés remarquables en fonction du choix du point de fonctionnement. De plus, ils représentent l'une des principales voies vers l'intégration photonique planaire dense. Les CPs possèdent également de fortes potentialités pour la réalisation de composants optiques actifs ou passifs. En effet, nous nous sommes donc intéressés à un dispositif qui est utilisé comme diviseur, mélangeur, ...etc.

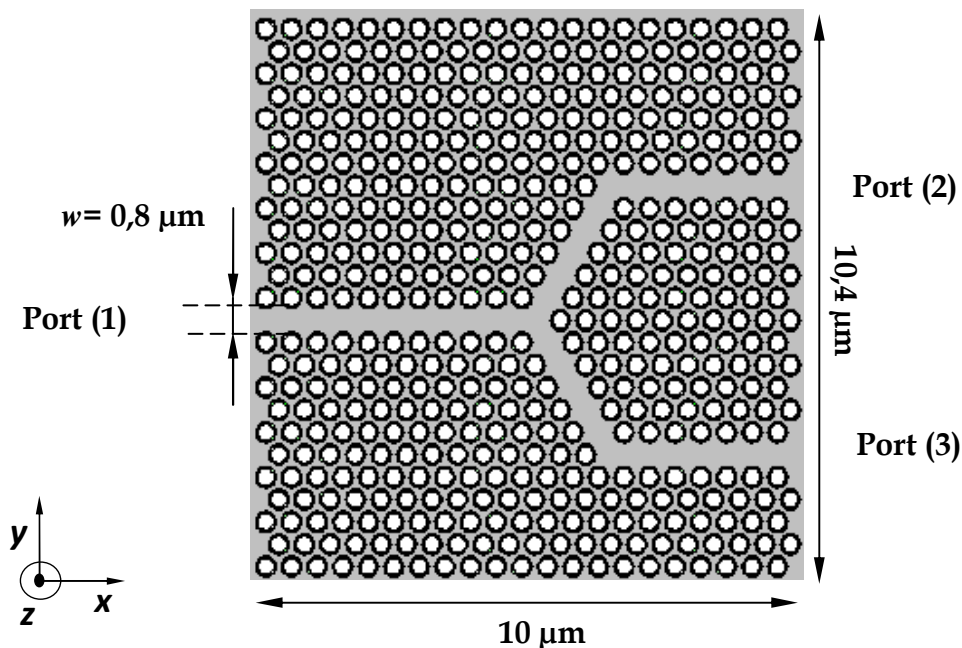
Dans cette section, nous essayons de développer un composant de base pour l'optique intégrée, il s'agit de la jonction en Y 1×2.

Le cristal photonique bidimensionnel est un réseau à maille triangulaire de trous d'air sur une membrane suspendue d'InP dopé InP/GaInAsP/InP.

Considérons une structure CP définie dans le réseau bidimensionnel de trous d'air avec les paramètres suivants: une période de  $0,48 \mu\text{m}$ , un facteur de remplissage en air avoisinant les 44% et un indice de réfraction effectif de 3,24. Dans nos simulations, on s'intéresse uniquement à la polarisation TE. Pour cette dernière, il s'agit des champs  $(E_x, E_y, H_z)$ .

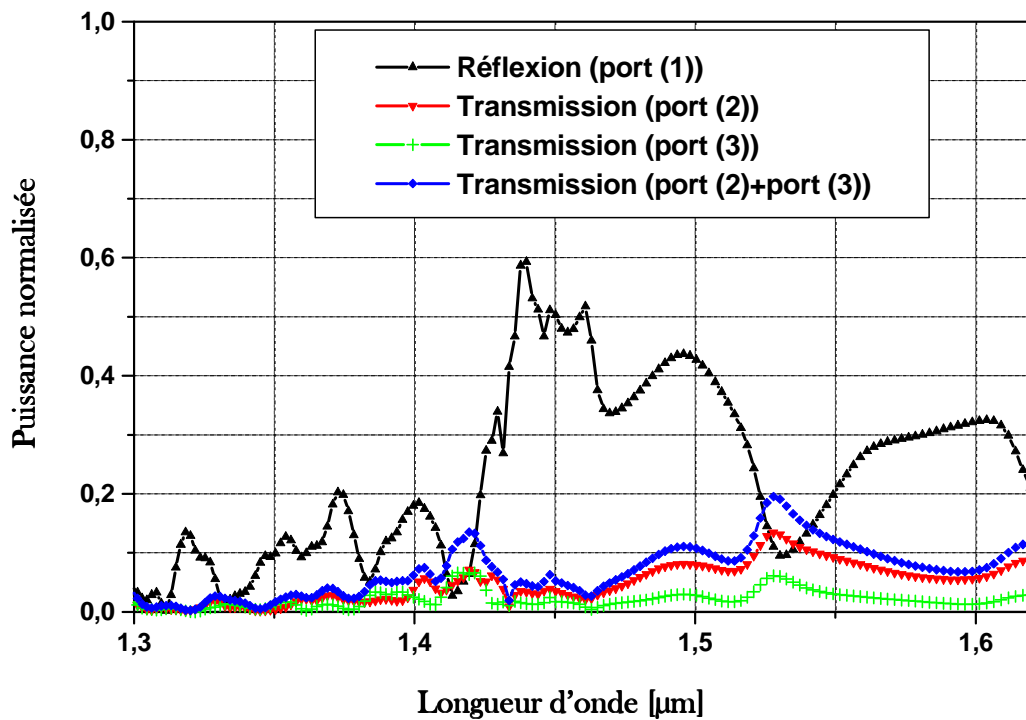
La structure fait 24 rangées de long et 21 rangées de large. Les dimensions de cette structure sont de  $10,4 \mu\text{m}$  de longueur et de  $10 \mu\text{m}$  de largeur. La largeur du canal du guide est choisie telle que  $w = 0,8 \mu\text{m}$ .

Dans nos simulations le pas de discrétisation spatial est choisi  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$  et le nombre totale d'itérations est de 50000. La structure carrée à simuler est représentée sur la figure IV.11.



**Figure IV. 11 :** Structure du dispositif étudié non optimisé. Le cristal photonique bidimensionnel est un réseau à maille triangulaire de trous d'air de rayon ( $r = 0,348 a$ ) gravés dans un milieu diélectrique ( $\epsilon_1 = 10,5$ ). Le canal du diviseur est obtenu par la suppression d'une seule rangée.

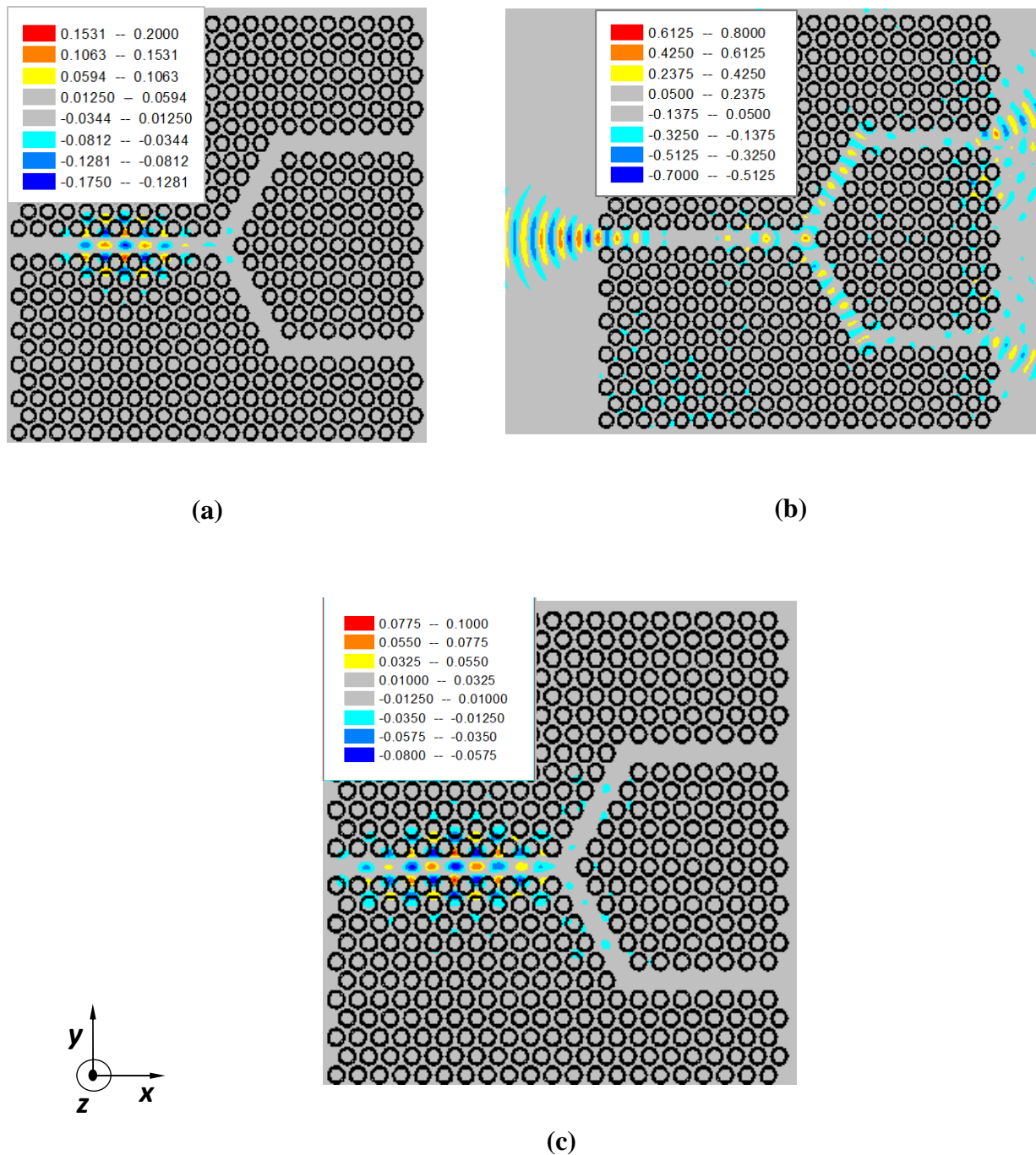
La transmission et la réflexion analysées numériquement sur cette jonction en Y  $1 \times 2$  et en polarisation TE sont reportées sur la figure IV.12. Le pas de discrétisation spatiale est  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ .



**Figure IV. 12 :** Réponse spectrale en transmission et en réflexion de la jonction Y 1×2 non optimisée calculée aux différents ports du diviseur.

Les résultats de la simulation obtenus par FDTD-2D de cette structure montrent clairement la faible transmission obtenue dans toute la gamme de longueur d'onde [1,30 - 1,65]  $\mu\text{m}$  dans les deux ports de sortie (port 2 + port 3), d'ailleurs le maximum de transmission ne dépasse pas 20% sur toute la gamme de longueur d'onde avec une réflexion maximale de 60% enregistrée au niveau du port 1, et de l'ordre de 20% à la longueur d'onde 1,55  $\mu\text{m}$ . Ceci explique qu'il n'y a pas de modes guidés dans ce dispositif à cause des pertes au niveau des virages. Cependant, au passage de l'onde, le mode du guide droit  $W1^K_A$  va se coupler avec celui du guide courbé, ce qui provoque un désaccord modal au niveau de la jonction. Si le mode d'entrée a un espace pour s'étaler dans la surface de la jonction, il excite le mode d'ordre supérieur ayant une parité impaire qui est soit dissipatif ou bien il ne peut pas se propager dans les ports 2 et 3, donc une grande partie de l'onde est réfléchi, ce qui en résulte une faible transmission. Cependant l'excitation des modes dans la parité est impaire doit se conduire comme un mécanisme de pertes par la jonction en Y. Ceci est nettement visible sur la figure IV.13 qui schématise la distribution du champ magnétique Hz aux

itérations 15000, 20000 et 30000 et permet de mieux percevoir l'aptitude de la structure photonique de la jonction Y 1×2.



**Figure IV. 13 :** Répartition du champ magnétique  $H_z$  de la jonction Y 1×2 non optimisée et excitée en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisi tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ .

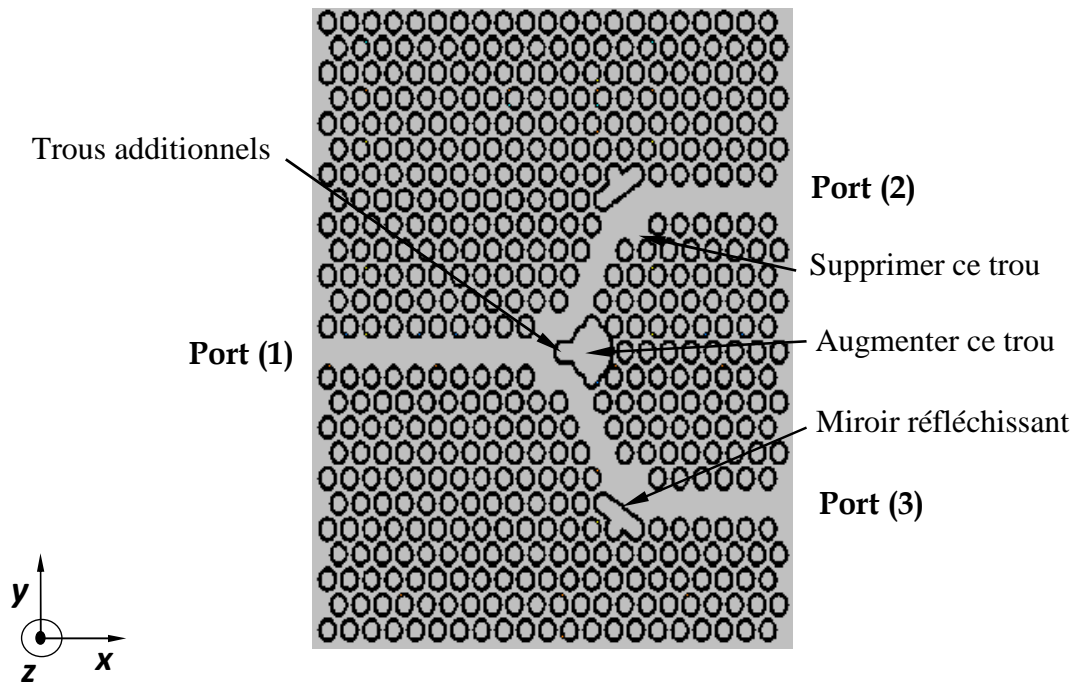
### IV. 3. 2. Optimisation de la jonction en Y 1×2

Dans cette section nous allons nous concentrer sur l'optimisation de la topologie de la jonction en Y 1×2 pour améliorer la transmission et obtenir une large bande passante à la sortie de la jonction. Le réseau CP2D à maille triangulaire est similaire à celui de la section IV. 3. 1.

Le concept de l'optimisation de la topologie étudiée à double virage s'applique également à la jonction en Y 1×2. C'est-à-dire nous allons utiliser deux techniques pour améliorer la faible transmission due aux pertes, la première consiste à modifier la géométrie de référence pour tenter de ramener les lobes expulsés du virage de la jonction vers l'intérieur du virage en combinant miroir et cavité exactement comme le cas du double virage. Cette première technique consiste à utiliser un miroir réfléchissant à notre propre configuration [100]. Ce dernier est obtenu en creusant une tranchée d'air, orientée suivant les seconds voisins, au niveau de la pointe du coude de jonction référence (Figure IV.14).

La deuxième technique est basée sur la suppression des trous situés en face des miroirs réfléchissants et l'augmentation du rayon de celui qui se trouve au milieu de la jonction. Des trous additionnels sont ajoutés spécialement pour répartir l'onde d'entrée monomode en deux ondes monomodes traversant les deux ports de sortie (port 2 et port 3) et d'éviter l'apparition des modes d'ordre supérieurs, ainsi on aura la structure de la jonction optimisée illustrée sur la figure IV. 14.

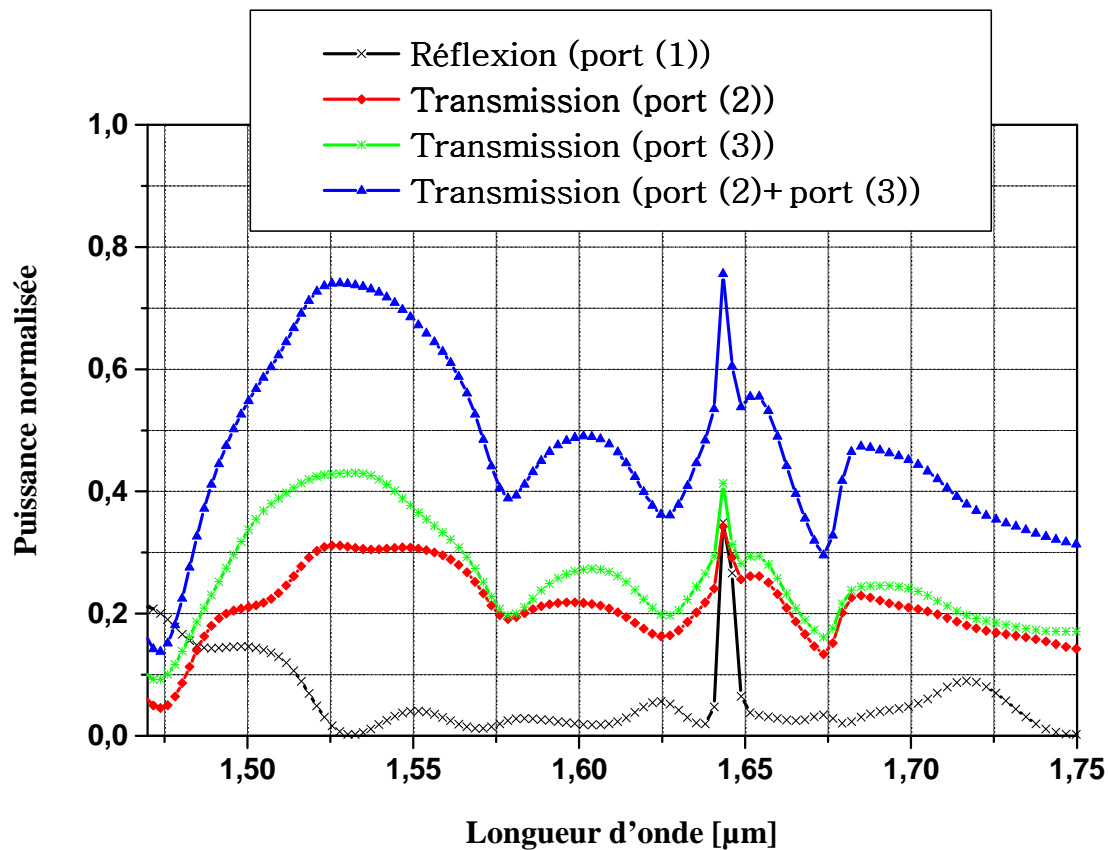
La structure photonique bidimensionnelle ainsi optimisée de la jonction Y 1×2 simulée sous FDTD-2D pour 50000 itérations est exposée sur la figure IV.14. Dans nos simulation, nous avons choisi le pas de discrétisation spatiale tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$  [95].



**Figure IV. 14 :** La structure optimisée de la jonction en Y  $1 \times 2$ . La jonction est obtenue par le retrait d'une rangée de trous d'air. Le pas de discrétisation spatiale est choisi tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ .

Les réponses spectrales en transmission et en réflexion, obtenues numériquement sur cette jonction en Y  $1 \times 2$  en polarisation TE, sont reportées sur la figure IV.15.

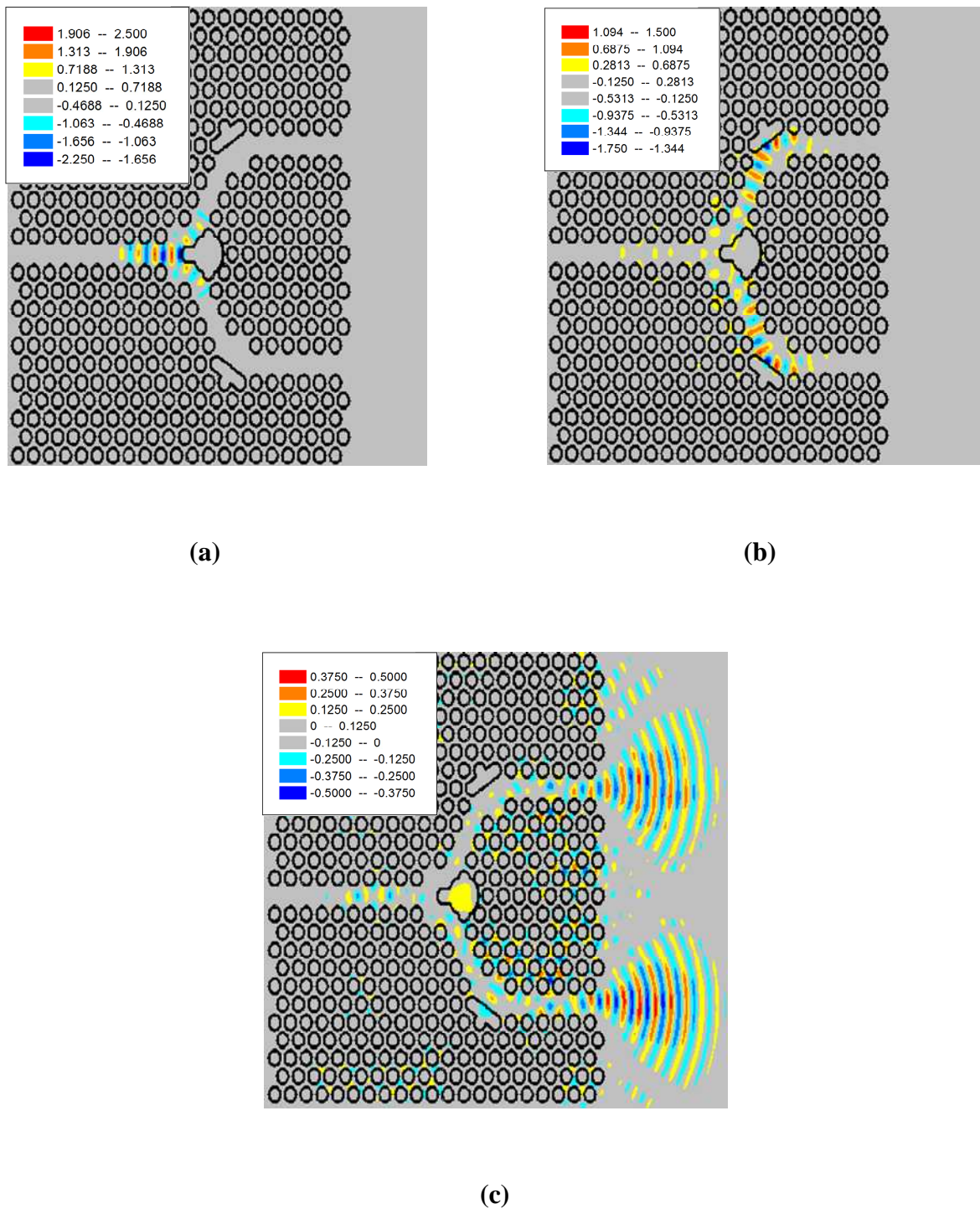




**Figure IV. 15 :** La réponse spectrale en transmission et réflexion du diviseur optimisé obtenue par simulation FDTD 2D de la structure illustrée dans la figure IV.14. L'onde électromagnétique injectée se divise de façon presque égale dans la jonction Y.

Dans la figure IV.15, on démontre bien l'efficacité de la structure optimisée. On remarque que la transmission dépasse 42% pour le port (2) et 32% pour le port (3). La transmission totale enregistrée à la longueur d'onde 1,55 μm obtenue pour les deux ports est de l'ordre de 72 %. La réflexion correspondante est quasiment nulle. On note que par l'ajout des trous au centre du diviseur Y, les modes d'ordre supérieurs n'ont pas été excités, ainsi le volume du canal est réduit, ce qui résulte en une division presque égale et efficace. Le mode guidé n'est pas influencé par l'accident causé par les coins du diviseur, permettant ainsi l'onde de suivre la direction de la jonction. Les propriétés de transmission sont nettement améliorées avec cette nouvelle configuration, ceci est très bien visible sur les figures IV.16 (a), (b) et (c) schématisant la distribution du champ magnétique Hz aux différentes itérations dans la jonction Y excitée en polarisation TE.





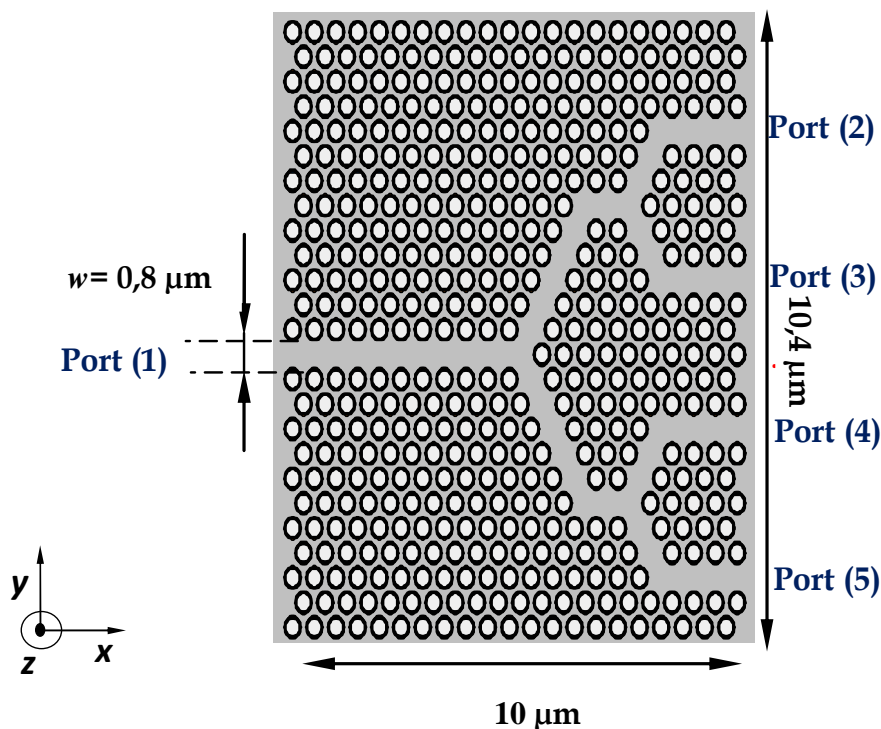
**Figure IV. 16 :** Répartition du champ magnétique  $H_z$  de la jonction Y  $1 \times 2$  optimisée excitée en mode TE : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisit tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$ .

## IV. 4. La jonction Y 1×4

### IV. 4. 1. La jonction en Y 1×4 non optimisée

Parmi les composants qui sont très utilisés dans l'optique intégrée, nous trouvons la jonction en Y 1×4. Cette dernière est une brique essentielle dans les applications WDM (Wavelength Division Multiplexing). Nous nous intéresserons dans cette section à la conception d'une jonction en Y 1×4 [100], pour cela on garde les mêmes propriétés physiques et géométriques de la jonction en Y 1×2.

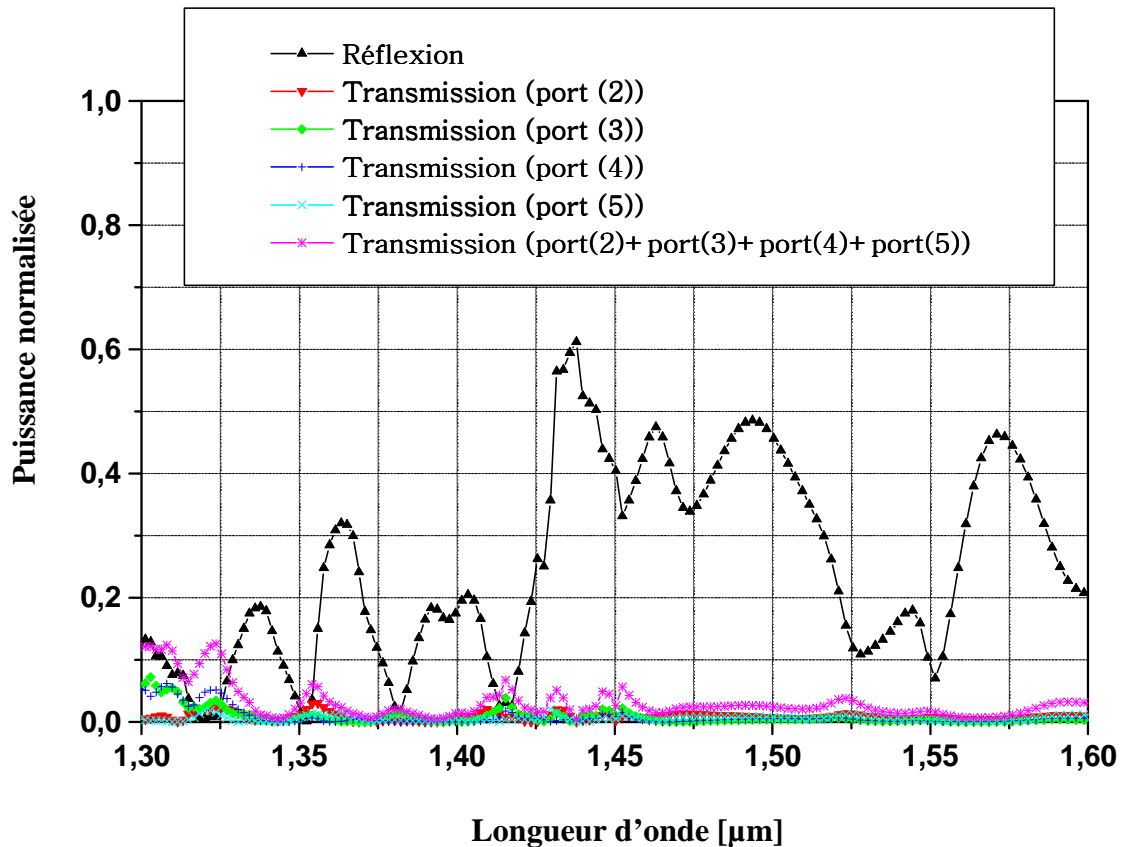
La jonction en Y 1×4 non optimisée simulée sous FDTD-2D est présentée sur la figure IV.17.



**Figure IV. 17 :** La structure de la jonction en Y 1×4 non optimisée excitée en mode TE. La structure photonique est à maille triangulaire de trous d'air ( $r = 0,348a$ ) dans un diélectrique ( $\epsilon_1 = 10,5$ ). La jonction est obtenue par le retrait d'une rangée de trous d'air [101].

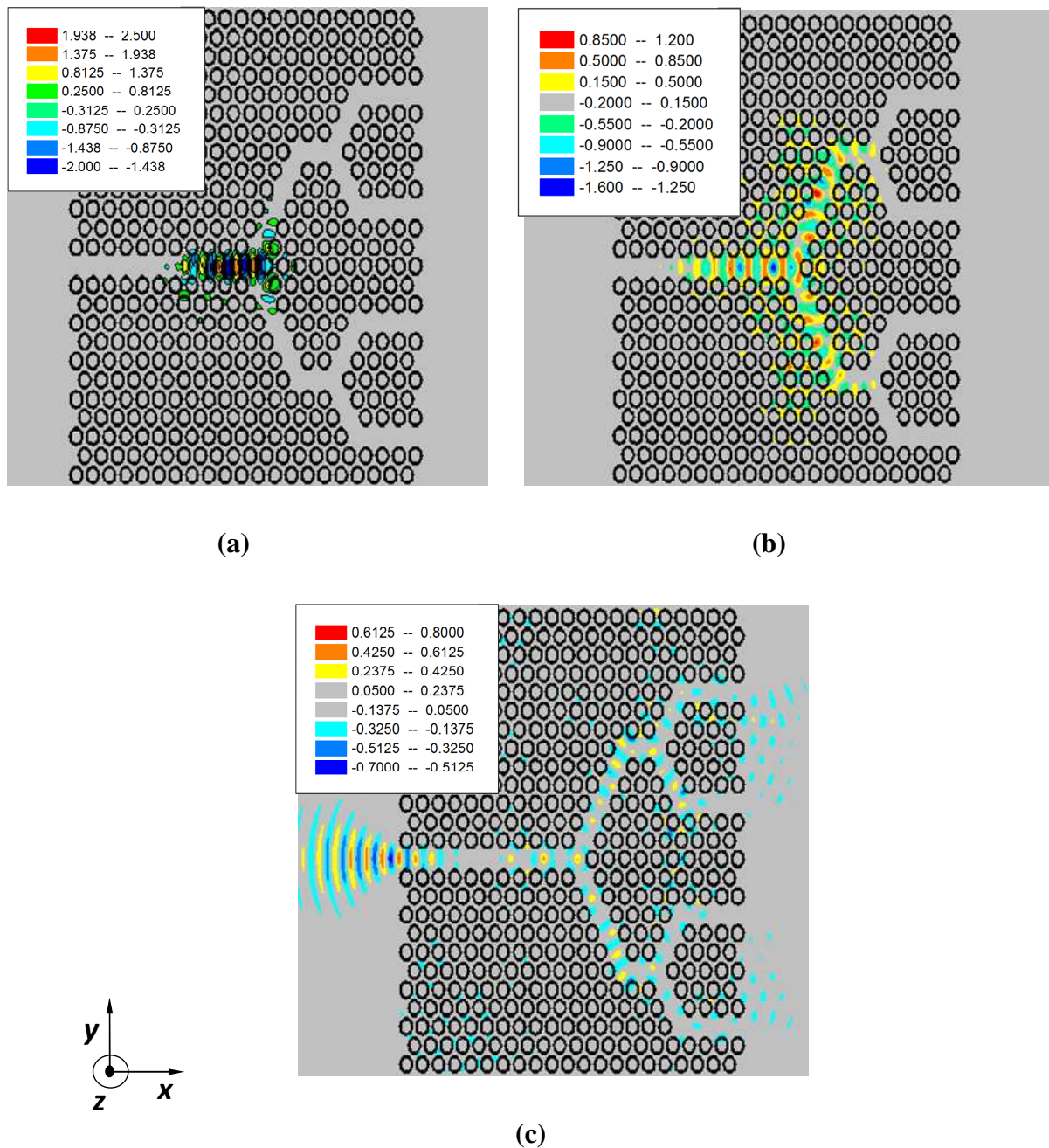
La figure IV.18 illustre respectivement la réponse spectrale en transmission et en réflexion de la jonction en Y 1×4 excitée en mode TE à travers une surface de Huygens.

Les résultats de la simulation obtenus par FDTD-2D montre clairement la faible transmission obtenue dans la gamme des longueurs d'ondes  $[1,3 - 1,6] \mu\text{m}$ , nous enregistrons également une transmission nulle dans les quatre ports de sortie (port (2), port (3), port (4) et port (5)). Nous signalons que la puissance réfléchie est importante et atteint un pourcentage de 62%, ceci explique qu'il n'y a pas des modes guidés dans ce diviseur, due aux pertes accrues dans les coins. L'onde est retournée à l'entrée et n'a pas pu suivre le canal de la jonction.



**Figure IV. 18 :** La réponse spectrale en transmission et en réflexion de la jonction en Y  $1 \times 4$  non optimisée obtenue par simulation FDTD-2D de la structure illustrée dans la figure IV. 17.

Les résultats de la simulation FDTD-2D du champ magnétique Hz de la jonction en Y  $1 \times 4$  pour respectivement 15000, 20000 et 30000 itérations sont montrés sur la figure IV. 19. La longueur d'onde de l'onde incidente est fixée à  $1,55 \mu\text{m}$ .



**Figure IV. 19 :** La distribution du champ  $H_z$  de la jonction en Y 1×4 non optimisée excitée en mode TE obtenue par une simulation FDTD-2D : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations.

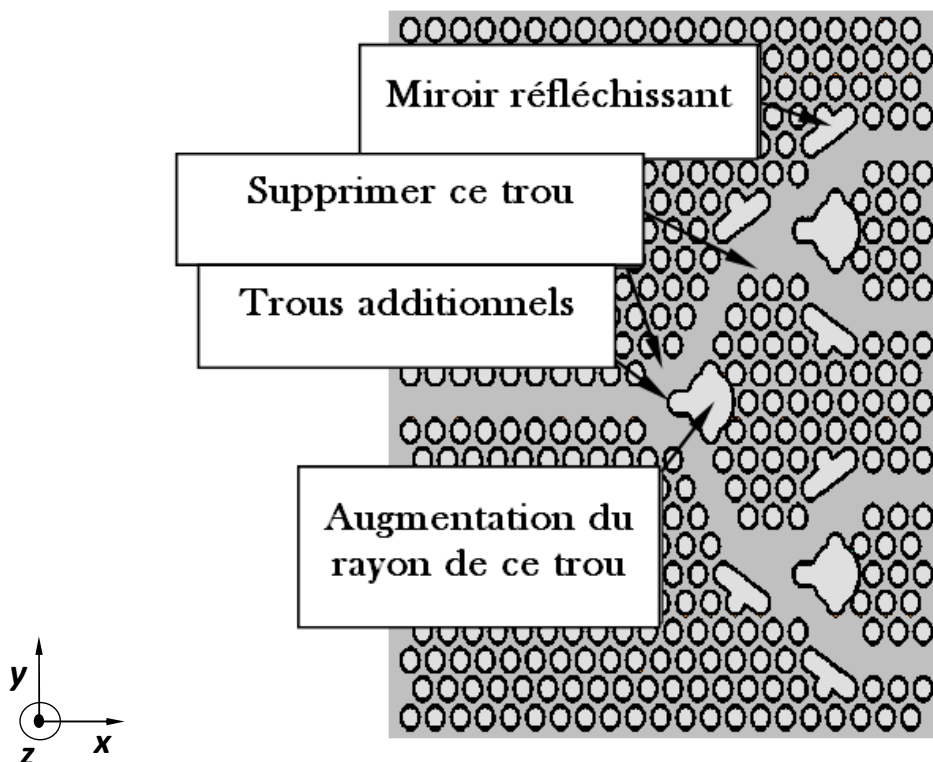
L'allure de la distribution du champ magnétique  $H_z$  de la figure IV.19 montre la propagation de l'onde dans la jonction en Y 1×4 pour les différentes itérations 15000, 20000 et 30000. Nous remarquons clairement la diffraction de la lumière dans la région entre les virages de la jonction et le retour de la puissance à l'entrée ce qui se traduit par un niveau très élevé du coefficient de réflexion et un faible coefficient de transmission.



## IV. 4. 2. Optimisation de la jonction en Y 1×4

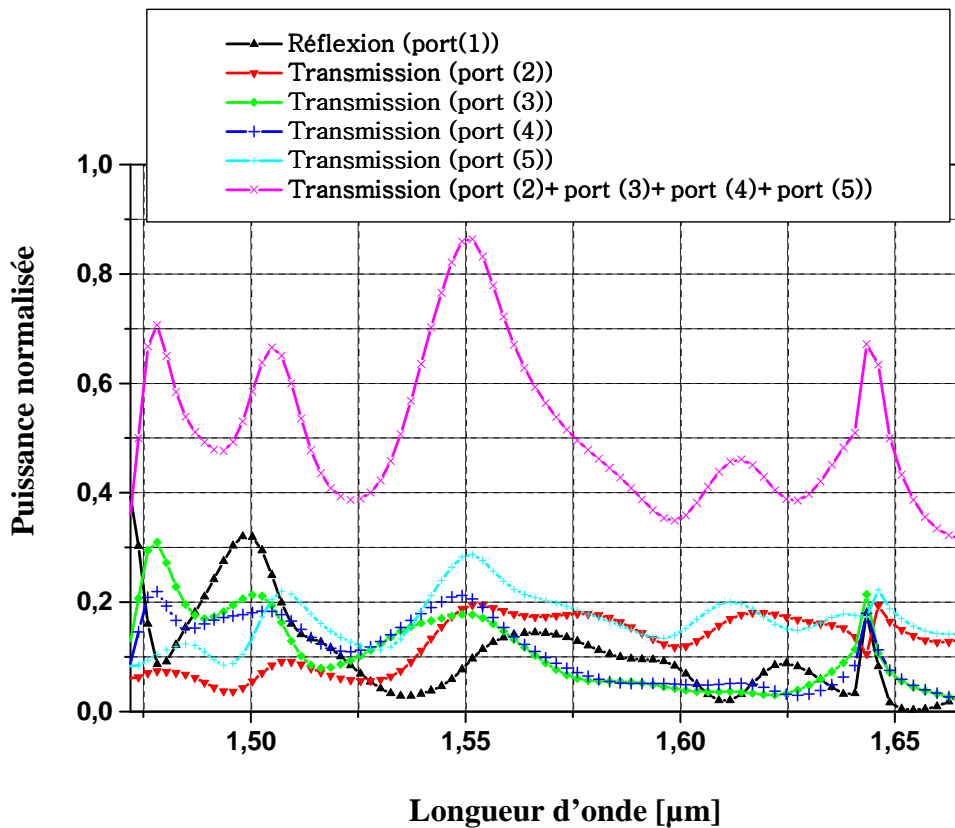
Dans cette section nous focalisons notre objectif sur l'optimisation de la topologie précédente de la jonction en Y 1×4 afin d'améliorer la transmission de la structure précédente et obtenir une large bande passante à la sortie de la jonction en Y 1×4. Le réseau CP2D à maille triangulaire est similaire à celui de la section IV. 4. 1, c'est-à-dire gravé sur une hétérostructure InP/GaInAsP/InP d'indice effectif 3,24, il est défini par les paramètres suivant : paramètre de maille  $a= 0,48 \mu\text{m}$  avec un rayon de trous égal à  $0,167 \mu\text{m}$  tandis que le facteur de remplissage est d'environ 44%. Ces paramètres permettent d'ouvrir une large bande interdite pour le mode TE autour de la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$ . Les dimensions de cette structure sont de  $10,4 \mu\text{m}$  de longueur et de  $10 \mu\text{m}$  de largeur.

De même, nous utilisons les deux techniques utilisées pour l'optimisation de la transmission de la jonction en Y 1×2. Nous obtenons finalement la structure optimisée présentée sur la figure IV.20.



**Figure IV. 20 :** La géométrie de la jonction en Y 1×4 optimisée.

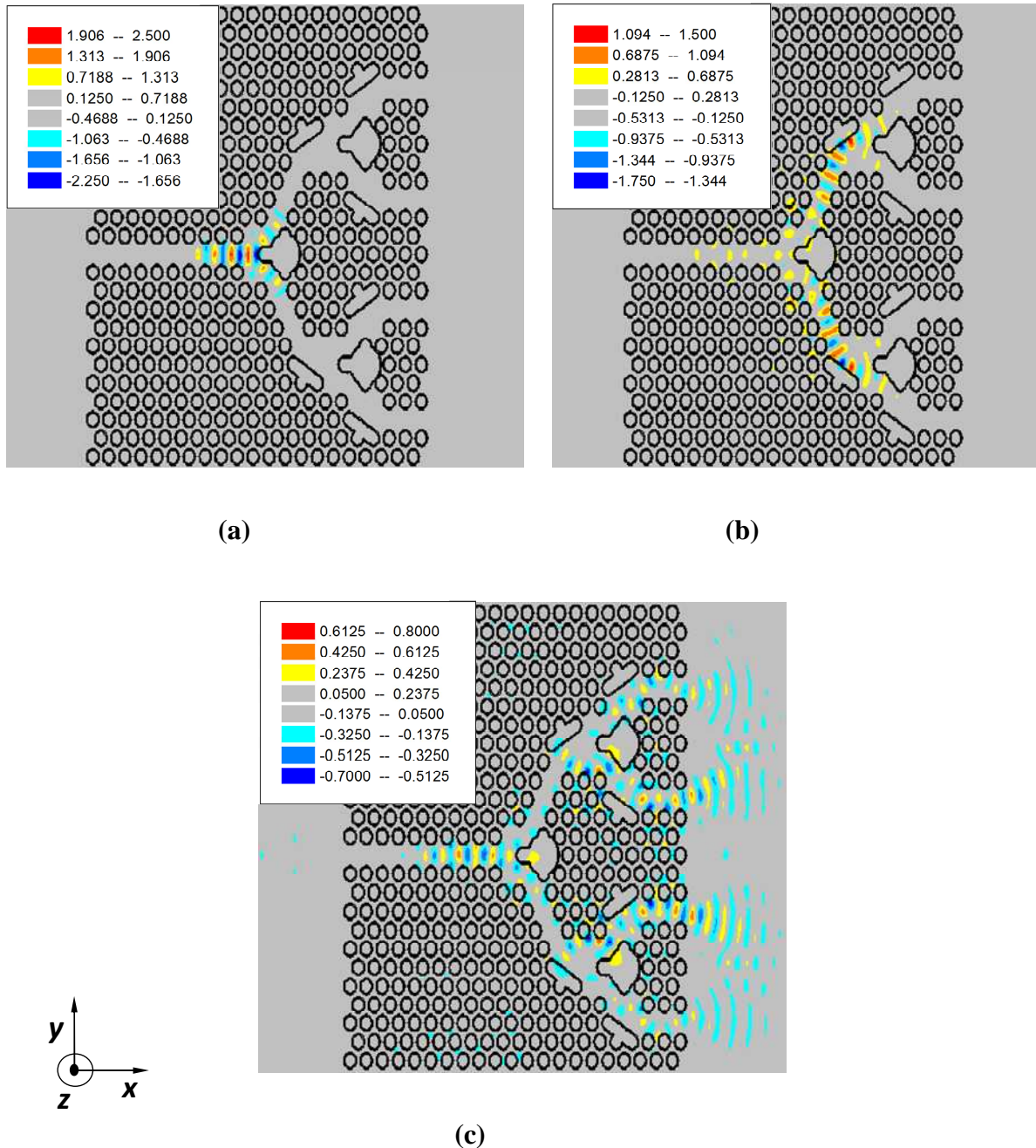
Les spectres de transmission et de réflexion de la jonction en Y 1×4 optimisée obtenus par simulation FDTD-2D sont illustrés sur la figure IV.21.



**Figure IV. 21 :** Les spectres en transmission et en réflexion de la jonction en Y 1×4 optimisée obtenus par simulation FDTD-2D de la structure illustrée dans la figure VI.20.

A partir de la figure IV.21, nous remarquons qu'à la longueur d'onde 1,55 μm une transmission qui atteint les 19% pour le port (2), aux alentours de 18% pour le port (3), 22% pour le port (4) et 29% pour le port (5). La transmission enregistrée à la longueur d'onde 1,55 μm pour les quatre ports est de l'ordre de 88%. Théoriquement, la transmission doit être de 25% pour chaque port. La réflexion correspondante est de l'ordre de 6%. Notons que l'addition des trous additionnels au niveau du centre de la jonction a engendré une quasi équité de répartition de l'onde, le volume optique est réduit ce qui a permis d'éviter l'excitation des modes d'ordre supérieurs, résultant en une répartition efficace. Le mode guidé n'est pas influencé par l'accident causé par les coins du diviseur, permettant ainsi à l'onde de suivre la direction de la jonction. Les propriétés de transmission sont nettement améliorées avec cette

nouvelle configuration, ceci est nettement visible sur les figures IV.22 (a), (b) et (c) schématisant la distribution du champ magnétique  $H_z$  dans la jonction en Y  $1 \times 4$  à différentes itérations pour une polarisation TE.



**Figure IV. 22 :** La distribution du champ  $H_z$  de la jonction en Y  $1 \times 4$  optimisée, excitée en mode TE obtenue par une simulation FDTD-2D : (a) pour 15000 itérations, (b) pour 20000 itérations, (c) pour 30000 itérations.

L'allure de la distribution du champ magnétique  $H_z$  de la figure IV.22 démontre clairement l'équipartition de l'onde dans les différentes branches de la jonction et qu'elle atteint le bord de la jonction. L'amélioration du guidage de l'onde dans la jonction est due notamment à l'effet des miroirs réfléchissants ainsi qu'aux différentes techniques utilisées comme la suppression et l'ajout des trous dans la jonction. Ceci a permis à l'onde de suivre les différentes directions de la jonction étudiée.

## IV. 5. Conclusion

Dans ce chapitre et dans un premier temps, nos réflexions se sont portées sur le problème épineux du double virage de  $60^\circ$  qui constitue un domaine privilégié des cristaux photoniques car ils permettent de réaliser des fonctions optiques avec des rayons de courbure de l'ordre de la longueur d'onde. Afin d'améliorer la transmission et/ou d'élargir la plage des fréquences transmises, on a inséré des miroirs réfléchissants au niveau de la pointe du coude et on a supprimé un seul trou dans la face opposée de chaque miroir réfléchissant de  $60^\circ$ . Par ailleurs, nous avons montré que la transmission des circuits doubles virages pouvait atteindre une valeur élevée sur une large bande par optimisation de la topologie du coude.

Dans un deuxième temps, nous avons consacré une partie de ce chapitre à la conception d'une jonction en Y  $1 \times 2$ . Nous avons effectué une optimisation de la structure initiale dite de référence pour améliorer la transmission dégradée. Dans ce cas, les mêmes techniques citées avant ont été exploitées. En plus, des trous additionnels ont été ajoutés spécialement pour répartir l'onde d'entrée monomode en deux ondes monomodes traversant les deux ports de sortie (port 2 et port 3) de la jonction et d'éviter l'apparition des modes d'ordre supérieurs.

Les résultats de la simulation FDTD-2D obtenus montrent une transmission totale obtenue à la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$  pour les deux ports de sortie est de l'ordre de 72% et une réflexion quasiment nulle avec une équipartition nette et efficace.

Enfin nous nous sommes intéressé à la jonction en Y  $1 \times 4$  en se basant sur la maîtrise de l'optimisation de la jonction en Y  $1 \times 2$ . Donc nous avons utilisé la même technique que celle utilisée dans le cas de la jonction en Y  $1 \times 2$  et nous avons amélioré les résultats en



obtenant une transmission totale de l'ordre de 88% avec une équipartition de l'onde dans les quatre différentes branches de la jonction.

Les cristaux photoniques bidimensionnels utilisés en géométrie guide d'onde permettent donc une intégration aisée avec les composants optiques classiques, en particulier les guides d'ondes diélectriques. On peut ainsi fabriquer de véritables circuits photoniques.

Ces dispositifs nous ouvrent la voie pour de nouvelles études plus complexes pour les futures interconnexions optiques en microélectronique.

Le chapitre suivant sera complètement dédié à la conception des filtres résonnants passe-bande à base des cristaux photoniques bidimensionnels en employant des cavités Fabry-Pérot qui constitue l'un des éléments les plus importants dans l'optique intégrée.

# Chapitre V

## Le Filtrage dans les Cristaux Photoniques Bidimensionnels

### Résumé :

Récemment, les filtres passe-bande à base des cristaux phoniques bidimensionnels ont connus un grand intérêt dû à leurs importantes applications dans le domaine des réseaux optiques et le traitement de l'information à des ultra hautes vitesses.

Dans ce chapitre nous proposons la conception d'un nouveau type de filtre résonnant à base des cristaux phoniques bidimensionnels, réalisé par la suppression d'une seule rangée et l'insertion des motifs le long du guide  $W1^kA$ . Deux types des filtres passe-bandes sont conçus et optimisés en utilisant la méthode DFTD-2D. Le premier est basé sur les cavités Fabry-Pérot et le deuxième, une cavité est introduite au milieu par la suppression des deux trous d'air symétriques dans le bord du guide. Les résultats numériques montrent une bande transmission s'étalant sur la gamme  $[1,47-1,57] \mu\text{m}$  autour de la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$ , avec une quantité maximale de transmission de l'ordre de 68% et une réflexion nulle.

## V. 1. Introduction

Actuellement, les cristaux photoniques bidimensionnels permettent de réaliser un grand nombre de fonctions optiques, telles que : les guides d'ondes, les diviseurs de puissances, les filtres, les coupleurs, les démultiplexeurs, etc. Un des dispositifs clés de l'optique intégrée qui a reçu une grande considération est le filtre résonnant, car il peut agir comme un démultiplexeur pour sélectionner un canal particulier ou de plusieurs canaux multiplexés en longueur d'onde (WDM) pour les systèmes de télécommunications optiques.

Un filtre est un élément ou une fonction dont l'objectif est de sélectionner une ou plusieurs bandes de fréquences parmi le spectre électromagnétique et d'en éliminer d'autres. Dans le cas présent, nous nous intéressons uniquement à des filtres mono-bande, c'est-à-dire qui sélectionnent un ensemble de fréquences adjacentes. Il permet de sélectionner le signal désiré tout en rejetant ceux non-désirés. Pour réaliser une fonction de filtrage passe-bande, plusieurs cavités sont reliées entre elles à l'aide du couplage. Souvent, les cavités d'un filtre mono-bande fonctionnent à la même fréquence. Bien que cela ne soit pas une obligation, ces cavités sont généralement de nature identique. Les performances du filtre dépendent essentiellement de celles des cavités.

De nombreux travaux de littérature ont porté sur différents types de filtres à base des cristaux photoniques bidimensionnels afin d'améliorer ses caractéristiques de transmission [83][97][102-105].

Dans cette partie de travail, nous présentons les différentes stratégies de conception que nous avons exploitées pour améliorer les performances des différents filtres résonnants. Les propriétés de ces structures photoniques sont numériquement étudiées en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (FDTD-2D).

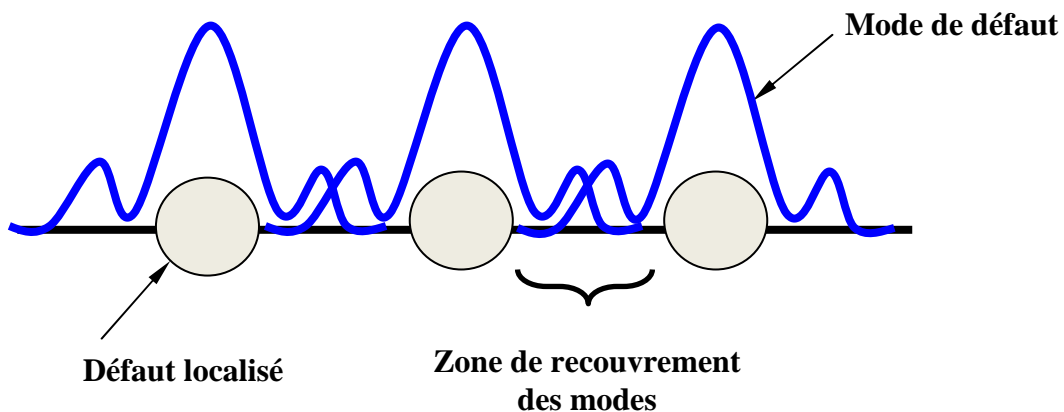
## V. 2. Couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées

### V. 2. 1. Principe de fonctionnement

Habituellement, le guidage dans les cristaux photoniques bidimensionnels s'effectue en créant des défauts linéaires dans la périodicité du réseau, générant ainsi des guides à cristaux photoniques bidimensionnels. Ici, nous allons étudier une autre possibilité de

guidage : les guides à cavités couplées CCWG (Coupled Cavities Wave Guide), appelés aussi guides CROW (Coupled Resonator Optical Waveguide). Ces guides sont composés d'une chaîne de cavités fortement couplées séparées par un ou plusieurs trous [96], [106].

Les cavités sont dessinées de façon à ce que leurs fréquences propres se situent dans le gap photonique du CP 2D. Bien que les modes de cavité soient fortement confinés à l'intérieur des cavités, le recouvrement évanescent entre deux modes des cavités voisines est suffisant pour permettre le passage d'un photon d'une cavité à l'autre par saut de photon (figure V.1) [107]. On considère que la physique derrière la propagation de la lumière dans les guides à cavités couplées est analogue à l'approximation des liaisons fortes en physique du solide.



**Figure V. 1** : Schéma de propagation par saut de photons entre deux modes couplés.

Une des principales caractéristiques des guides à cavités couplées est une très faible vitesse de groupe, principalement en bord de bande, ce qui permet d'amplifier des phénomènes tels que les retards de groupe, les effets non linéaires et l'émission stimulée. Les guides à cavités couplées sont donc intéressants pour la réalisation de lignes à retard optique [108], de compensateurs de dispersion [109], d'interféromètres de Mach Zehnder [110], la compression de pulses [111] ou la génération de seconde harmonique [112]. On peut aussi utiliser les cavités couplées pour la fabrication de virages aigus à fort taux de transmission [96] ou de fonctions de multiplexage [113].

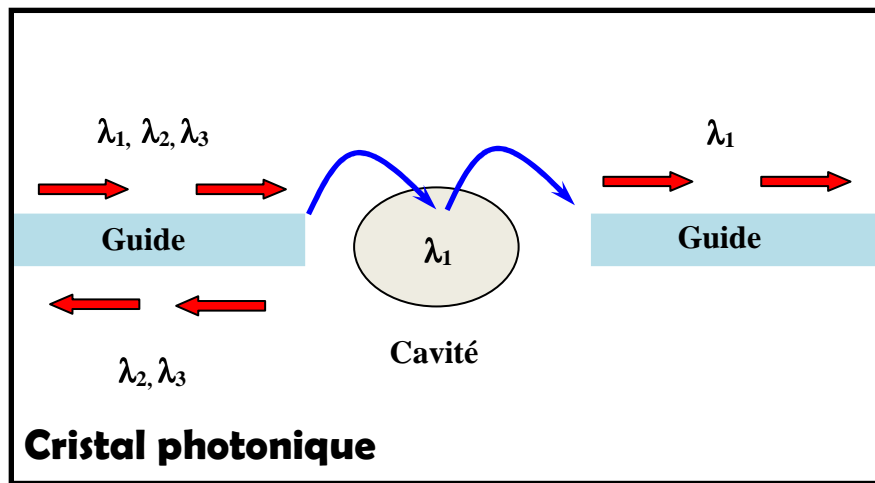
Cependant, la faible vitesse de groupe en bord de bande s'accompagne d'une forte dispersion, ce qui sera préjudiciable pour la transmission de pics ultracourts à travers la structure [108]. De plus dans le cas de structures de dimensions finies dont la longueur totale correspond à  $N$  cavités, on s'attend à l'apparition d'une bande guidée présentant  $N$  pics de résonance. Ces pics de résonance sont liés à l'effet Fabry-Pérot induit par les réflexions en bout de la structure. Ces pics vont eux aussi perturber la transmission de pics ultracourts, en déformant l'allure des pics.

La fréquence centrale de la bande guidée peut être ajustée en modifiant la forme des cavités, tandis que la largeur de la bande dépend de l'espacement entre les cavités. Le rapport crête à crête des pics de résonance non désirés dépend du coefficient de réflexion aux deux extrémités du guide à cavités couplées. Un bon accord de mode peut être réalisé en dessinant correctement les interfaces du guide à cavité couplées afin d'éviter un changement brusque de la réflectivité à l'entrée ou à la sortie des cavités. Un bon couplage élimine donc les pics de résonance de façon à avoir un spectre en transmission plat. Pour pouvoir transmettre correctement des pulses ultracourts, il est donc nécessaire de disposer d'une bande guidée suffisamment large et suffisamment plate. Il faut alors choisir convenablement les paramètres géométriques du guide à cavités couplées et optimiser le profil de ses extrémités.

### V. 2. 2. Filtre Fabry-Perot

Une fonction de filtre Fabry-Perot a été intégrée à un guide  $W1^K A$  en insérant des motifs dans ce guide. Une cavité à défaut ponctuel a été dans un premier temps utilisée et a permis d'obtenir une transmission. Il semble toutefois que cette cavité ne soit pas la mieux adaptée pour un couplage optimal avec le mode fondamental du guide. Dans l'objectif d'améliorer le couplage entre le guide et la cavité résonnante, la cavité ponctuelle a été remplacée par une cavité linéaire, orientée suivant l'axe du guide. Cette cavité présente des caractéristiques naturellement proches du guide lui-même (profil de champ). Des calculs FDTD-2D [114] montrent un taux de couplage de l'ordre de 80% obtenu pour une cavité linéaire composée de seulement deux motifs. Ce type de cavité linéaire est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires.

La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité (Figure V. 2). Cette approche permet plutôt de réaliser des dispositifs de type Fabry-Perot.



**Figure V. 2 :** Dispositif associant guide et cavité d'un même cristal photonique bidimensionnel [114].

### V. 3. Présentation des résultats de simulation

Dans cette section, nous analysons trois configurations différentes. Pour déterminer les paramètres des filtres résonnants à base des cristaux photoniques bidimensionnels requis, nous avons besoin de spécifier une longueur d'onde de fonctionnement des filtres. Dans ces structures, nous prenons une longueur d'onde incidente  $\lambda=1,55 \mu\text{m}$  puisque cette longueur d'onde est largement utilisée dans les télécommunications optiques [115].

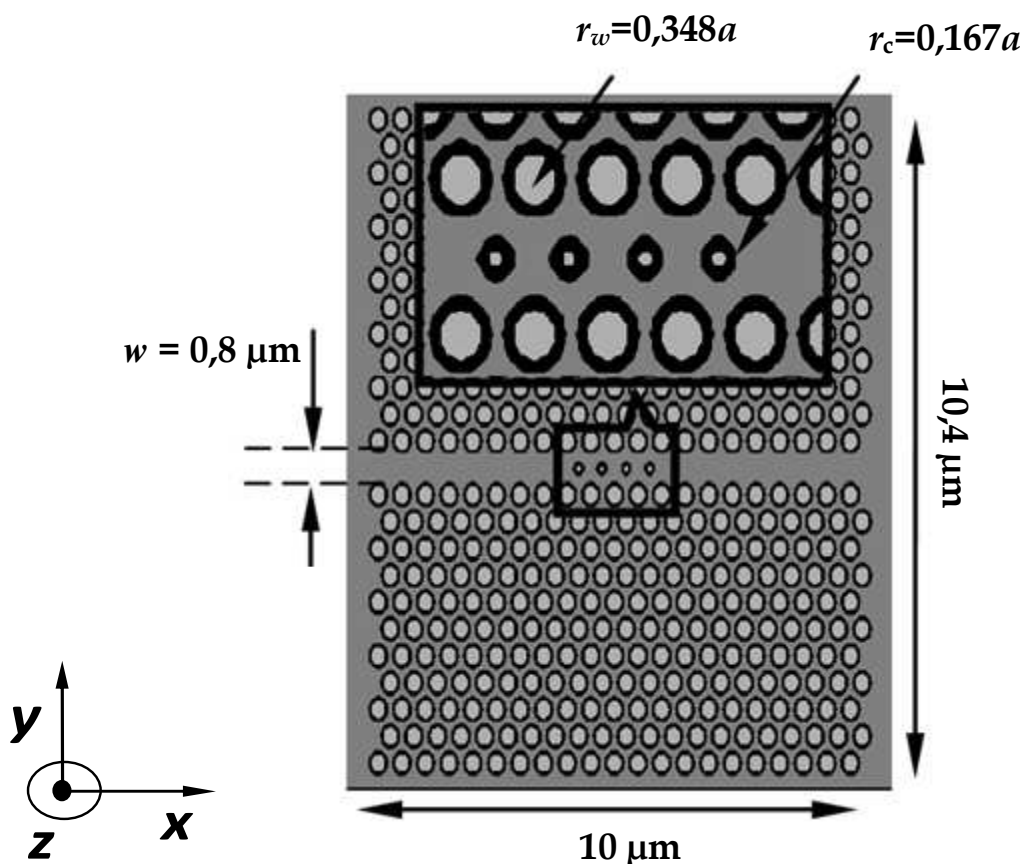
Pour étudier ces filtres, on considère un cristal photonique à maille triangulaire gravé dans une hétéro-structure suspendue d'InP dopée InP/GaInAsP/InP d'indice effectif de 3,24. Le paramètre de maille du cristal est  $a=0,48 \mu\text{m}$  avec un rayon de trous égal à  $0,167 \mu\text{m}$ , tandis que le facteur de remplissage en air est  $f=44\%$ .

Le guide d'onde est formé par la suppression d'une rangée de trous d'air et les cavités Fabry-Pérot (FP) sont introduites à l'intérieur du guide d'onde en réduisant le rayon des trous. Nous notons que l'omission d'une seule rangée, permet la suppression des modes d'ordre supérieurs, également la réduction du volume optique, ce qui entraîne un filtrage efficace.

Selon la figure V.3, les trous d'air ont été conçu pour être  $r_w=0,348a$  et le rayon des trous supplémentaires insérés le long du guide d'onde photonique est  $r_c=0,167a$ .

La structure fait 24 rangées de long et 21 rangées de large. Les dimensions de cette structure sont de  $10,4 \mu\text{m}$  de longueur et de  $10 \mu\text{m}$  de largeur. La largeur du canal du guide est choisie telle que  $w = 0,8 \mu\text{m}$ .

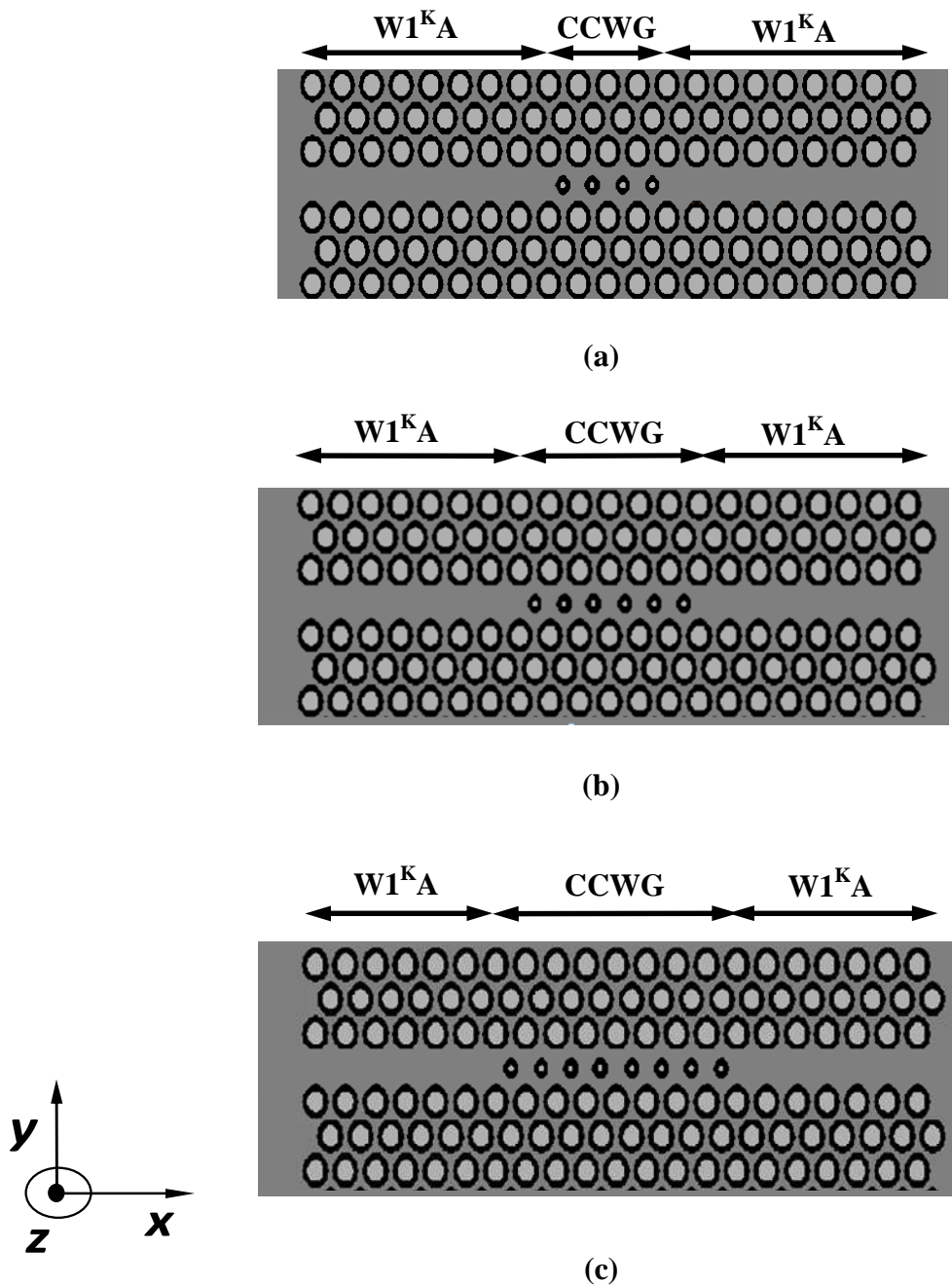
La méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (FDTD-2D) est utilisée pour calculer la réponse spectrale en transmission et en réflexion et les profils spatiaux du champ magnétique  $H_z$  aux différentes itérations. Dans nos simulations le pas de discrétisation spatial est choisi  $\Delta x = \Delta y = 0,04 \mu\text{m}$  et le nombre totale d'itérations est de 50000. La structure à simuler est représentée sur la figure V.3.



**Figure V.3 :** Conception des filtres résonnants à base des cristaux photoniques bidimensionnels en utilisant les cavités Fabry-Pérot (FP) dans une structure triangulaire.

Des structures avec trois, cinq et sept cavités identiques régulièrement espacées le long de la direction du guide d'onde sont représentées dans la Figure V. 4 (a), (b) et (c). Un guide

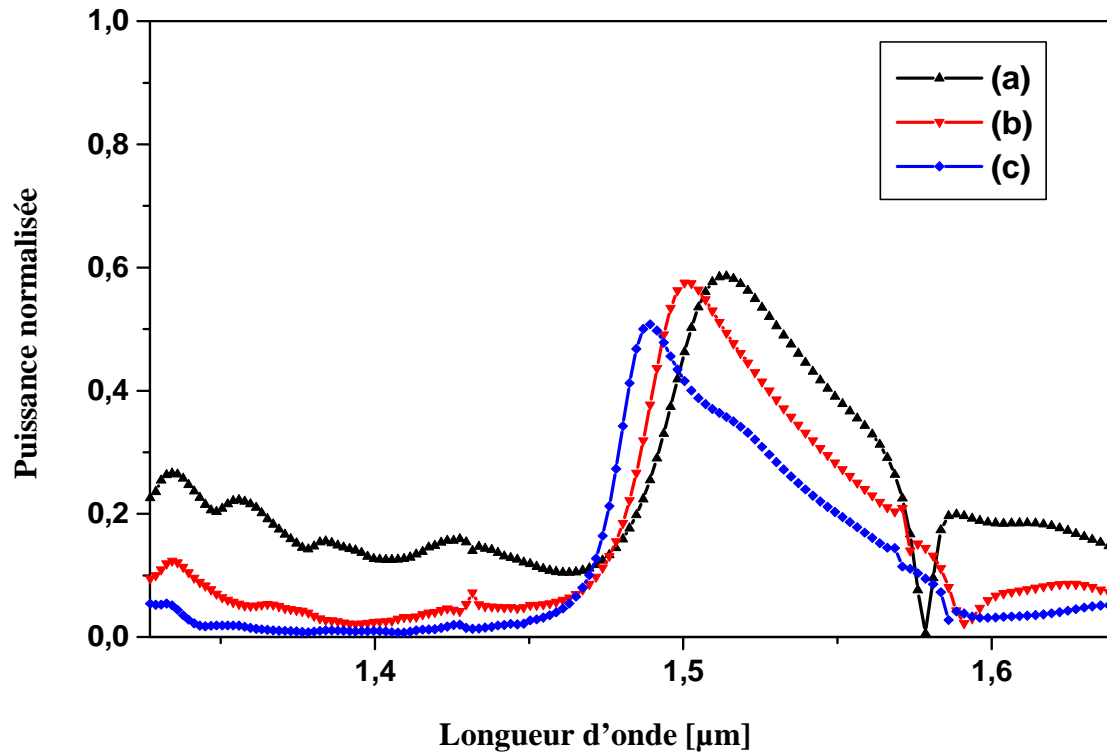
diélectrique amène la lumière jusqu'à un guide  $W1^kA$ . Ce guide est ensuite couplé à un guide à cavités couplées. Le même dispositif est reproduit pour le couplage en sortie.



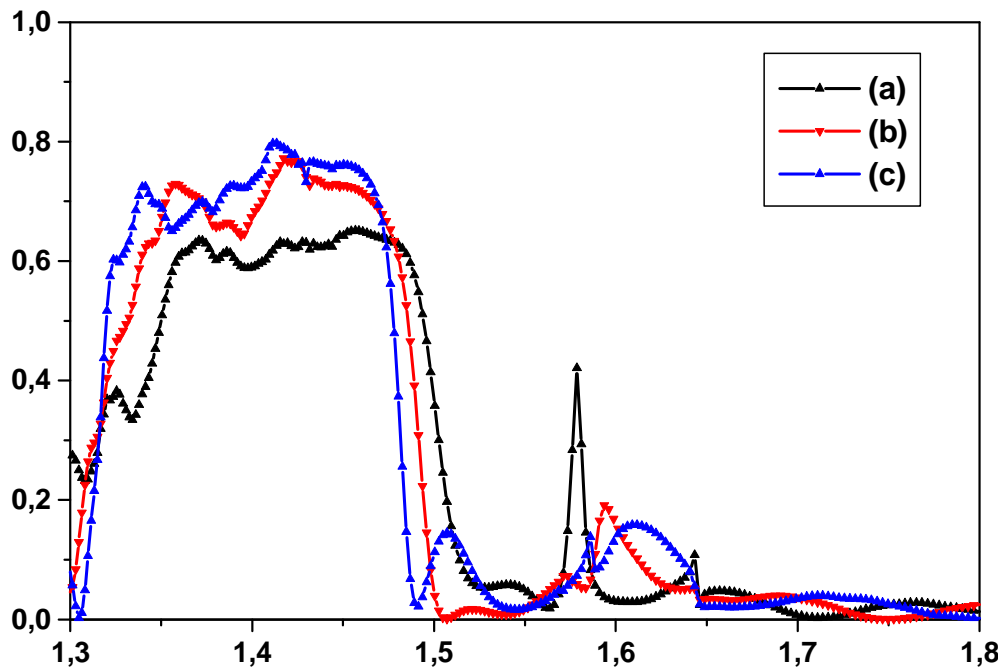
**Figure V. 4 :** Filtrage passe-bande résonnants réalisés par la cascade des cavités Fabry-Pérot (FP) dans un guide d'onde mono-rangée (a) trois cavités couplées sont utilisées en employant 4 trous d'air, (b) cinq cavités sont utilisées en employant 6 trous d'air supplémentaires, (c) sept cavités sont utilisées en employant 8 trous d'air.



Les figures V. 5 et V. 6 montrent respectivement la réponse spectrale en transmission et en réflexion des filtres passe-bande résonnants, et excités en mode TE à travers une surface de Huygens obtenus avec la méthode de calcul FDTD-2D.

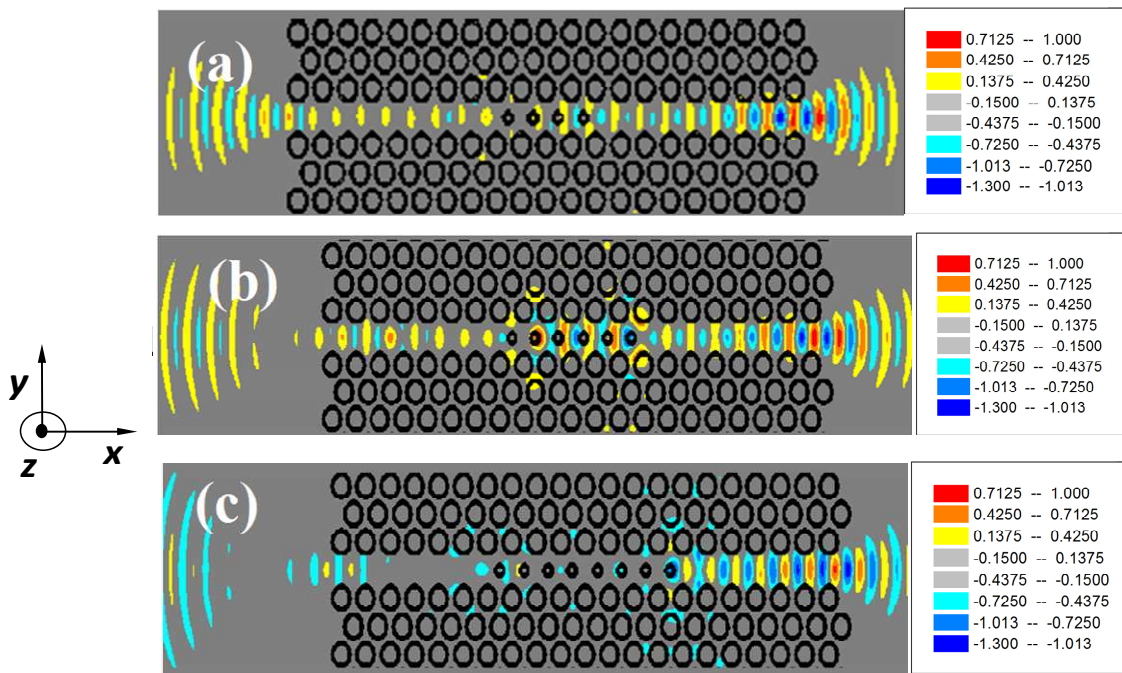


**Figure V. 5 :** Spectres de transmission normalisés obtenus par la méthode FDTD-2D de la structure illustrée sur la figure V. 4.



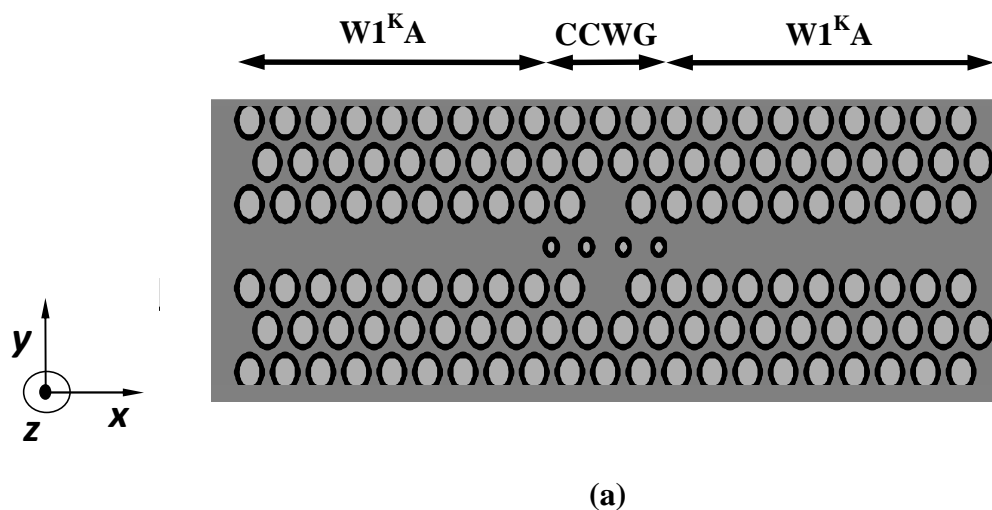
**Figure V. 6 :** Spectres de réflexion normalisés obtenus par la méthode FDTD-2D de la structure illustrée sur la figure V. 4.

Sur la figure V. 5, nous voyons clairement une extraction de la lumière guidée transmise directement vers la sortie ayant une bande de transmission qui s'étend sur l'intervalle  $[1,47-1,57]$   $\mu\text{m}$ . La longueur d'onde centrale  $1,55$   $\mu\text{m}$  est bien couverte. Une telle opération peut être interprétée comme un filtre passe-bande. De toute évidence, les trois courbes sont différentes. Nous obtenons un pic de transmission d'environ 60% pour les configurations (a) et (b) et d'environ 50% pour la configuration (c). Cependant, cette dernière présente une bonne réjection par rapport à celle de la configuration (a). La réflexion calculée dans la bande transmise est presque nulle comme illustrée sur la figure V.6. D'après les figures V.7 (a), (b) et (c), il semble que toute la puissance d'entrée est couplée dans les cavités du guide d'onde, car elle est partiellement réfléchi. En fait, la réduction du facteur de couplage à l'aide de petits trous induit une réduction de la rétrodiffusion. Ces structures agissent comme des filtres passe-bande larges.

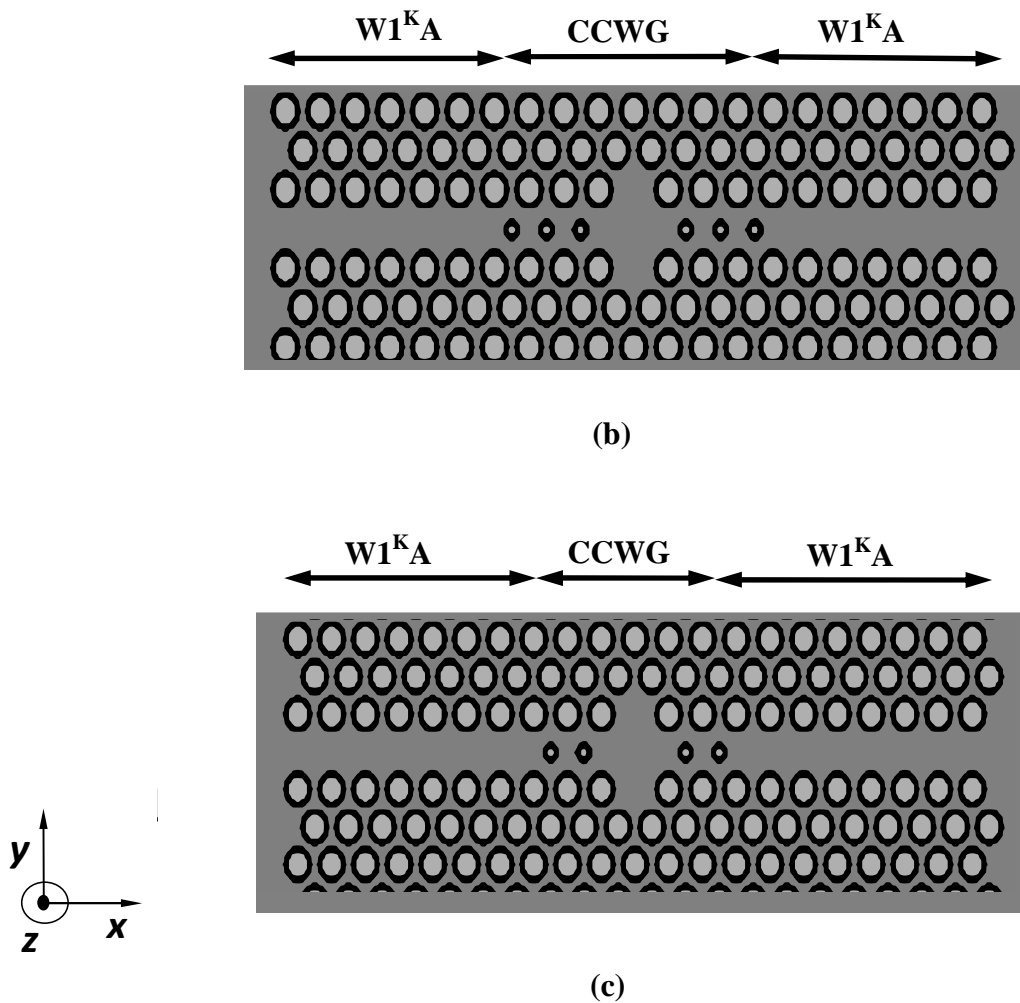


**Figure V. 7 :** La distribution du champ magnétique  $H_z$  de la structure excitée en mode TE, pour 30000 itérations : (a) trois cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous d’air, (b) cinq cavités couplées sont utilisées en employant six trous d’air supplémentaires, (c) sept cavités couplées sont utilisées en employant huit trous d’air.

Afin d'améliorer le filtrage, une autre cavité est introduite dans le milieu en omettant deux trous d'air avoisinant dans le guide d'onde, comme illustré sur la figure V.8 (a), (b) et (c). Cette technique utilisée en particulier pour créer des cavités résonnantes.

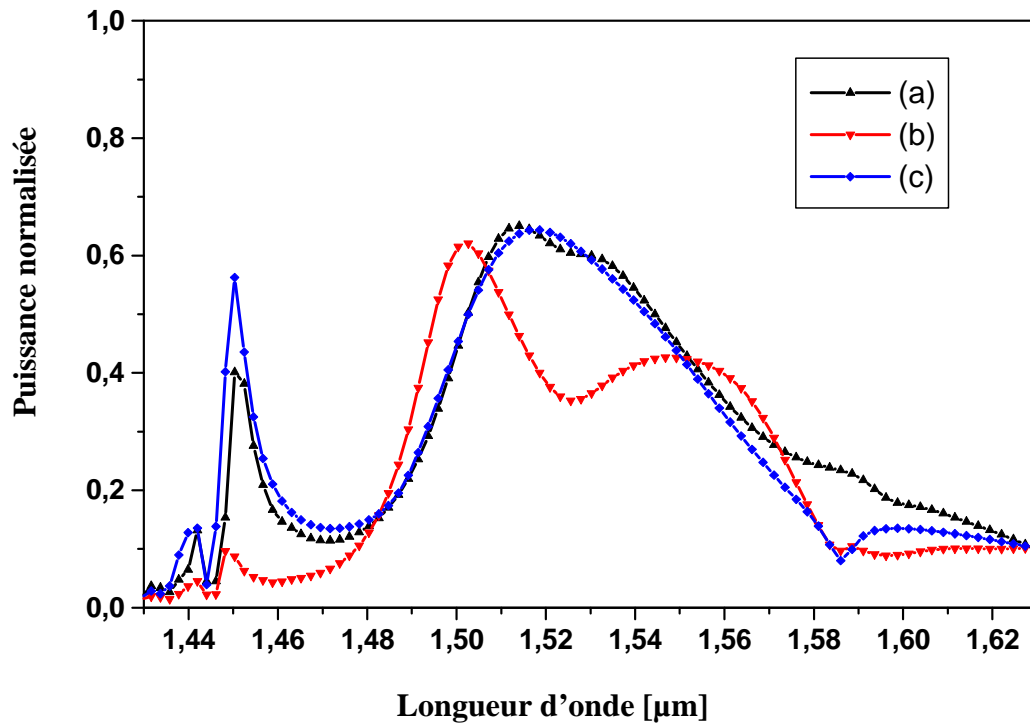


(a)

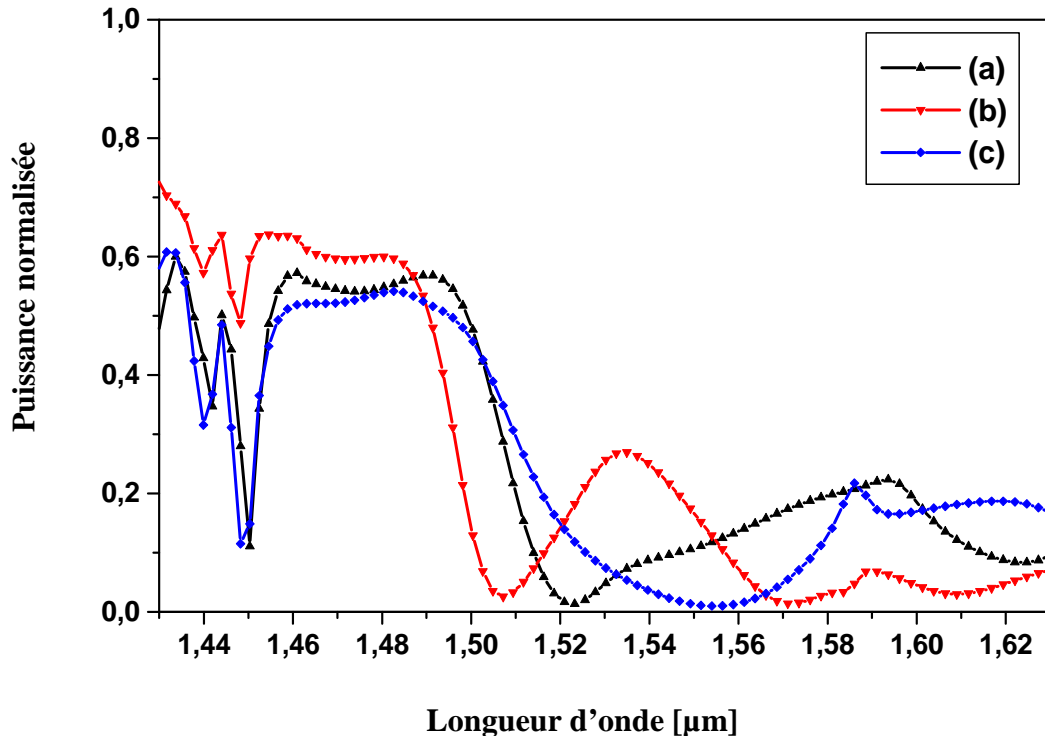


**Figure V. 8 :** Filtres passe-bandes résonnants réalisés par une série de cavités Fabry-Pérot (FP) dans un guide d'onde d'une mono-rangée et en omettant deux trous d'air avoisinant : (a) quatre cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous d'air, (b) cinq cavités couplées sont utilisées en employant six trous d'air, (c) trois cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous d'air.

Les résultats de simulation des spectres de transmission et de réflexion des filtres pour la polarisation TE obtenus avec la méthode de calcul FDTD-2D sont représentés respectivement sur la figure V.9 et V.10.

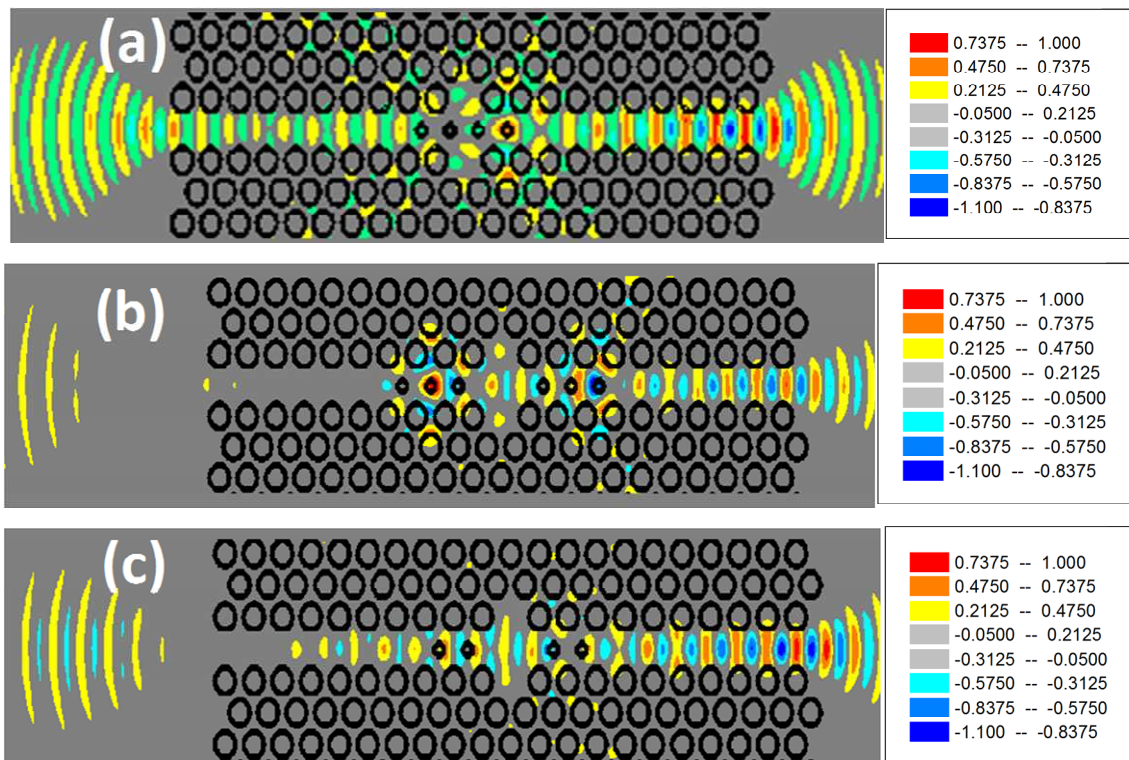


**Figure V. 9 :** Spectres de transmission normalisés obtenus par la méthode FDTD-2D de la simulation de la structure illustrée à la figure V. 8.



**Figure V. 10 :** Spectres de réflexion normalisés obtenus la méthode FDTD-2D de la simulation de la structure illustrée à la figure V. 8.

Selon la figure V.9, il est clair que la structure proposée filtre la bande  $[1,47-1,57] \mu\text{m}$  autour de la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$  et le maximum de pic obtenu à partir de la sortie des filtres (a) et (c) est d'environ 66%. La topologie (a) présente une large bande de transmission et une bonne rejection que celle de la structure (c), comme illustrée sur la figure V.9. Un maximum de transmission d'environ 60% est obtenu pour la topologie (b) dans la bande transmise. La réflexion correspondante au pic de la transmission ne dépasse pas 7% comme on l'observe sur la figure V.10 pour les trois topologies de conception. Les propriétés de transmission sont améliorées avec cette configuration. Si nous comparons notre structure avec quelques travaux de la littérature comme [116], lorsqu'un guide à base des cristaux photoniques est couplé avec une microcavité, les résultats ont montré l'extraction de la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$  avec seulement une bande de l'ordre  $[1,54 -1,56] \mu\text{m}$ . En outre, le filtre photonique add-drop référencé dans [117-118] a montré une bande maximale obtenue de  $[1,537-1,59] \mu\text{m}$ . La figure V.11 montre les résultats de simulation des cartes du champ magnétique Hz effectués sur les filtres après 30000 itérations, obtenus par la méthode FDTD-2D.



**Figure V. 11 :** La distribution du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE, après 30000 itérations : (a) quatre cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous d'air, (b) six cavités couplées sont utilisées en employant six trous d'air, (c) trois cavités couplées sont utilisées en employant quatre trous.

La figure V. 11 montre clairement le retour de la puissance rejetée à l'entrée du guide et le phénomène de résonance dans les cavités formées. Bien que la plupart de la lumière qui atteint le bord de la cellule de calcul est absorbée par les limites, une certaine quantité de lumière est réfléchi en arrière à l'extrémité du guide d'onde.

## **V. 4. Conclusion**

L'idée de ce chapitre était d'explorer un nouveau type de filtre qui s'appuie sur le couplage à cavités qui existe dans un guide d'onde à cristal photonique bidimensionnel formé par la suppression d'une seule rangée de trous. Les propriétés de ce filtre ont été étudiées par simulations en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions. Nous avons proposé donc deux types de filtres, le premier est basé sur les cavités Fabry-Pérot en employant une ligne manquante et dans le second une cavité intermédiaire est introduite en omettant deux trous d'air avoisinant le guide d'onde. Les résultats numériques montrent que la bande  $[1,47-1,57]$   $\mu\text{m}$  autour de la longueur d'onde  $1,55$   $\mu\text{m}$  est transmise et par conséquent des filtres passe-bande larges sont conçus.

# Conclusion générale et perspectives

Les cristaux photoniques bidimensionnels (CPs 2D) sont des matériaux artificiels possédant une constante diélectrique périodique suivant une, deux ou trois directions de l'espace. Cette périodicité est à l'origine de plusieurs propriétés intéressantes comme par exemple l'ouverture d'une bande interdite photonique interdisant la propagation de la lumière. D'autre part, ces objets constituent un domaine de recherche suscitant un engouement très important car ils permettent de contrôler de façon extensive la propagation de la lumière. En particulier, ces structures offrent la possibilité d'empêcher ou de permettre dans certaines plages de fréquences, la propagation de la lumière dans une ou plusieurs directions, la localisation de la lumière à d'autres fréquences. Les travaux réalisés sur ce sujet couvrent un large éventail de domaine de recherche car ces structures sont l'une des solutions les plus prometteuses pour la réalisation de fonctionnalités tournées vers des applications pour l'optique guidée à l'échelle sub-micronique, notamment pour augmenter le débit et/ou diminuer la consommation dans les puces.

Au cours de ce travail de thèse, nous nous sommes attachés à l'étude de composants optiques passifs à base de CPs2D. En particulier, nous avons cherché à construire une bibliothèque de composants photoniques élémentaires indispensables au bon fonctionnement de la circuiterie photonique.

Dans le premier chapitre, nous avons donné les principes de base du formalisme des cristaux photoniques afin de comprendre comment ces objets agissent sur la lumière. Les CPs constituent un problème d'électromagnétisme compliqué dont la résolution nécessite souvent le développement de méthodes numériques pour prédire et comprendre les propriétés de ces structures. Les cristaux photoniques CPs1D ne permettent pas d'empêcher la lumière de se propager à une fréquence donnée pour tous les angles d'incidences. La solution est l'utilisation de structures périodiques tridimensionnelles. Cependant ces structures étant très difficiles à fabriquer, beaucoup d'études se sont portées sur les structures bidimensionnelles, plus facile à fabriquer, et qui peuvent présenter des gaps photoniques complets dans un plan où il existe un recouvrement entre les gaps TE et TM. Dans la réalité, les CPs 2D ont une taille finie dans la direction parallèle à l'axe des trous. Pour que le champ électromagnétique soit aussi confiné dans cette direction, le CP 2D peut être associé à un guide planaire à saut



d'indice. Nous avons vu que, lorsque les paramètres des CPs2D sont correctement choisis, la propagation de la lumière peut être complètement inhibée dans de larges gammes spectrales. Les propriétés dispersives de ces matériaux artificiels et le contrôle que l'on peut exercer sur elles, constituent les principales raisons du grand intérêt de ces structures. Elles sont souvent calculées en utilisant la méthode du développement en ondes planes. Ceci permet de tracer la relation de dispersion  $\omega(\mathbf{k})$  que l'on appelle diagramme de bandes. Nous avons présenté également le principe de la carte de dispersion qui nous permet de sélectionner les paramètres du CP2D étudié. Pour certaines valeurs de  $r/a$ , il existe à la fois une bande interdite photonique, aux mêmes fréquences, pour les polarisations TE et TM. Ceci est la raison principale pour laquelle ce type de CPs2D est très étudié. Le réseau triangulaire de trous est la seule structure simple permettant d'obtenir une bande interdite 2D large en polarisation TE entre les deux premières bandes permises. Nous avons abordé par la suite, les principes de défaut qui existent aux niveaux des CPs2D. Lorsqu'un défaut est introduit dans la périodicité d'un CP2D possédant une bande interdite, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique. Le calcul de la structure de bandes de ces objets permettrait de connaître la position et la dispersion de ces modes. Nous avons terminé ce chapitre par quelques travaux de la littérature. Lorsque l'on désire calculer les coefficients de transmission et de réflexion d'un dispositif à base de CPs2D, l'utilisation de méthode numérique comme la FDTD-2D est indispensable.

Dans le deuxième chapitre nous avons présenté l'outil de simulation utilisé au cours de cette thèse. Il s'agit d'un outil puissant et versatile, parfaitement adapté à l'étude de structure à base des cristaux photoniques à deux dimensions. La méthode FDTD qui est basée sur la résolution directe des équations de Maxwell permet en outre d'obtenir, en tenant compte des conditions de validité de la méthode 2D, la réponse rigoureuse de la structure étudiée. Nous avons également détaillé le principe des différences finies centrées et vu comment effectuer la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell selon la cellule de Yee. Nous avons présenté par la suite le critère de stabilité et les conditions aux limites pour implémenter l'algorithme de la FDTD-2D. Le calcul de toutes les composantes de champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir de nombreuses informations précises, notamment grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier. On peut ainsi, à partir de la propagation d'un seul pulse temporel, obtenir des spectres en fréquence en divers points de la structure ainsi que la cartographie des champs. Afin de mettre en valeur la méthode

FDTD-2D, il était judicieux d'effectuer une comparaison avec la littérature. Nous avons donc présenté deux exemples, le premier c'est un guide  $W1^KA$  et le deuxième un guide  $W3^KA$ . Une parfaite concordance a été observée.

Dans le troisième chapitre nous avons décrit les différents paramètres caractérisant un guide rectiligne à cristal photonique défini canoniquement dans un réseau bidimensionnel par  $Wn^DS$ . En premier lieu nous nous sommes intéressés aux structures sans défauts en structures carrées et triangulaires. Nous avons constaté que la structure triangulaire présente des meilleurs performances en termes de transmission et de réflexion en mode de polarisation TE. Ensuite nous sommes intéressés également aux propriétés de certaines structures photoniques à défauts linéiques introduits au sein du cristal et nous avons montré l'intérêt d'utilisation des CPs pour le guidage de la lumière. En appuyant sur le cas typique des guides  $W1^KA$  et  $W3^KA$ , nous avons analysé le comportement modal en traçant les diagrammes de dispersion et en présentant ainsi les zones de croisements ou d'anti-croisements.

Dans un premier temps, nous avons conçu un guide mono rangée  $W1^KA$  à maille triangulaire avec un choix judicieux de ses paramètres. Nous avons évalué la transmission et la réflexion dans le guide et nous avons obtenu une transmission maximale qui plafonne 85 % à  $1,88 \mu m$ . La quantité de transmission enregistrée à la longueur d'onde  $1,55 \mu m$  était de l'ordre de 75%.

Un autre type de guide à été conçu, il s'agit du guide  $W3^KA$  à trois rangées à maille triangulaire. Ce dernier est caractérisé par ses multiples modes guidés. Nous avons obtenu une transmission qui vaut 100% en maximum. A la longueur d'onde  $1,55 \mu m$ , la transmission enregistrée était de 100% et la réflexion correspondante était nulle.

Dans le troisième chapitre, nos travaux avaient pour but d'étudier les possibilités offertes par les structures à cristaux photoniques pour répondre aux exigences des télécommunications optiques. L'objectif était donc consacré entièrement aux briques de base qui constitueront le réseau "CP-routier", à savoir le double virage, la jonction Y  $1 \times 2$  et la jonction Y  $1 \times 4$ . Dans un premier temps, nos réflexions se sont portées sur le problème épineux du double virage qui constitue un domaine privilégié des cristaux photoniques. Afin d'améliorer la transmission et/ou d'élargir la plage des fréquences transmises, on a inséré des miroirs réfléchissants au niveau de la pointe du coude des virages et en les supprimant dans les deux parties (extérieure et inférieure) des deux coudes. Par ailleurs, nous avons montré que la transmission des circuits doubles virages pouvait atteindre une valeur élevée sur une

large bande par optimisation de la topologie du coude. Dans un deuxième temps, nous avons consacré une partie de ce chapitre à la conception d'une jonction Y  $1 \times 2$  et nous avons mené une optimisation de la structure initiale dite de référence pour améliorer la transmission dégradée. Afin d'améliorer la transmission nous avons donc utilisé deux techniques, la première est basée sur la modification de la géométrie de référence pour tenter de ramener les lobes expulsés du virage de la jonction vers l'intérieur du virage par l'utilisation des miroirs réfléchissants à notre propre configuration.

La deuxième technique est basée sur la suppression des trous situés en face des miroirs réfléchissants et l'augmentation du rayon de celui qui se trouve au milieu de la jonction. Des trous additionnels ont été ajoutés spécialement pour répartir l'onde d'entrée monomode en deux ondes monomodes traversant les deux ports de sortie (port 2 et port 3) de la jonction et d'éviter l'apparition des modes d'ordre supérieurs. Les résultats de la simulation FDTD-2D obtenus montrent une transmission totale obtenue à la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$  pour les deux ports est de l'ordre de 75% et une réflexion quasiment nulle avec une équipartition nette et efficace. Enfin nous nous sommes intéressés à la jonction Y  $1 \times 4$  en se basant sur la maîtrise de l'optimisation de la jonction Y  $1 \times 2$ . Donc nous avons utilisé la même technique que celle utilisée dans le cas de la jonction Y  $1 \times 2$  et nous avons amélioré le résultat en obtenant une transmission totale de l'ordre de 88% avec une équipartition de l'onde dans différentes branches de la jonction.

Le cinquième chapitre était complètement dédié à la conception des filtres résonnants passe bandes à base des cristaux photoniques en employant des cavités Fabry-Pérot. L'idée s'appuie sur le couplage à cavités qui existe dans un guide d'onde à cristal photoniques formé par la suppression d'une seule rangée de trous de rayon réduit. Nous avons proposé donc deux types de filtres, le premier est basé sur les cavités Fabry-Pérot en employant une ligne manquante et dans le second une cavité intermédiaire est introduite en omettant deux trous d'air avoisinant le guide d'onde. Les résultats numériques montrent que la bande  $[1,47-1,57] \mu\text{m}$  autour de  $1,55 \mu\text{m}$  est transmise et par conséquent des filtres passe-bande larges sont conçus.

En conclusion, au-delà des nombreux résultats théoriques présentés dans cette thèse, nos travaux ont permis de mieux appréhender le large éventail des possibilités offertes par l'exploitation des cristaux photoniques pour contrôler la lumière et par voie de conséquence réaliser plusieurs fonctions pour l'optique intégrée. Les potentialités offertes, associées aux

progrès technologiques, repoussent les limitations et laissent présager un développement particulièrement important des dispositifs à cristal photonique pour satisfaire les nombreuses demandes suscitées par de vastes champs d'applications.

Concernant les perspectives de ce travail, il nous paraît intéressant de penser à d'autres dispositifs tels que le démultiplexeur en longueur d'ondes, exploité lorsqu'une seule fibre optique est utilisée pour transmettre plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes (ou canaux) en même temps. Cette technologie permet d'obtenir de très haut débit de transmission d'information.

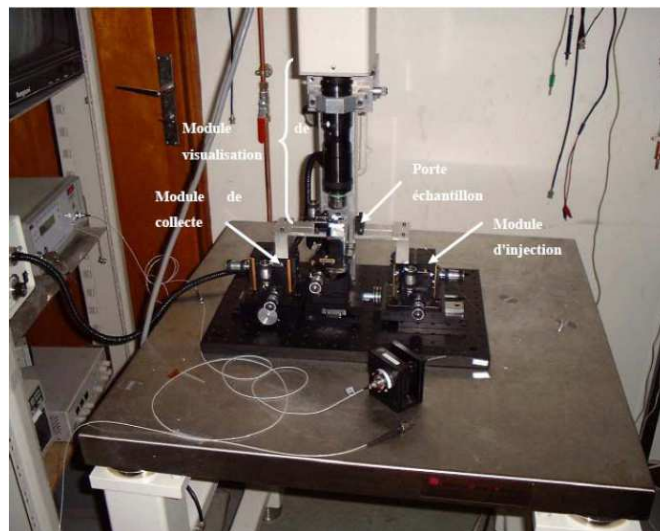
Par ailleurs, nous nous envisageons compléter cette étude par la mise en œuvre des mesures pratiques dans des laboratoires dotés d'équipements spécifiques d'optique intégrée.

Cependant, ces travaux développés au sein du laboratoire de recherche des Systèmes et Technologies de l'Information et de la Communication (STIC), couronnés par de nombreuses publications et communications internationales et nationales, nous ont permis d'approfondir et d'enrichir nos recherches, en particulier dans le domaine de la modélisation.

# Annexe A

## Banc d'optique intégrée

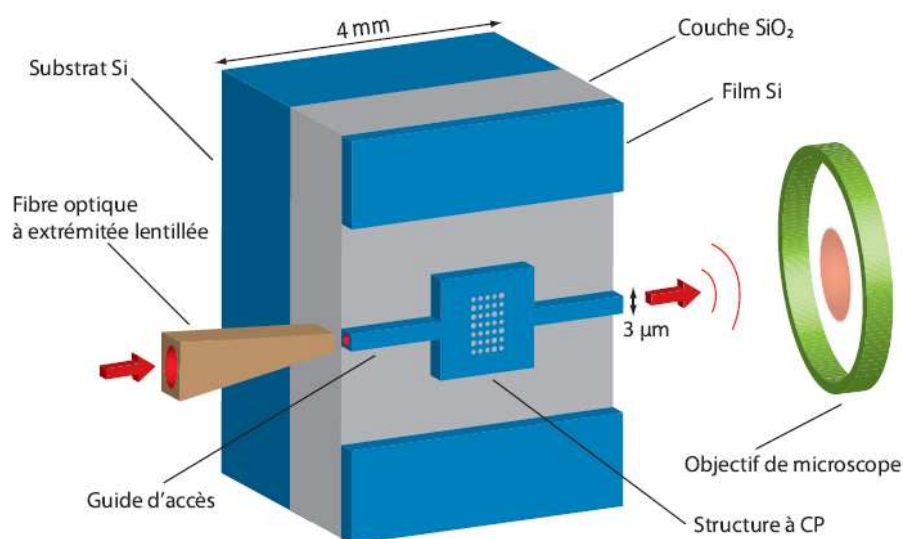
Le banc d'optique intégrée permet la caractérisation en transmission des composants sur une large gamme spectrale allant de  $1,25 \mu\text{m}$  à  $1,62 \mu\text{m}$ . Cette gamme spectrale étendue est obtenue grâce à 4 sources super-luminescentes (SLED) fibrées, d'une largeur de bande spectrale de 100 nm chacune, et raccordées à un coupleur 4 vers 1. La lumière issue de ce coupleur est injectée dans l'échantillon par la tranche en utilisant une fibre lentillée. Un polariseur en ligne est placé entre les sources SLED et la fibre d'injection de manière à contrôler la polarisation d'injection. Une deuxième fibre lentillée collecte la lumière en sortie du composant. Cette fibre est raccordée à un analyseur de spectre de type HP agilent 86140B. Les fibres lentillées permettent d'obtenir un faisceau circulaire de diamètre  $2 \mu\text{m}$  et ont une distance de travail de  $7 \mu\text{m}$ . Un zoom Navistar, sur lequel on peut adapter des objectifs de microscope, est relié à une caméra infrarouge non linéaire de type Vidicon (Hamammatzu) ou linéaire de type matrice de photodiodes (Hitachi). Ce dispositif de visualisation placé au dessus de l'échantillon permet d'observer la lumière dans les composants et ainsi, de faire les réglages d'alignements dans l'infrarouge. Une source de lumière dans le visible est aussi disponible pour repérer les composants sur la plaquette [75].



**Figure A. 1** : photographie du banc d'optique intégrée.

## Technique du couplage de la lumière par le bord

Cette méthode consiste à injecter la lumière issue d'une source extérieure à l'échantillon. La lumière est guidée au moyen d'une fibre optique dont l'extrémité lentillée est juxtaposée au bord de la structure. Pour le réglage du positionnement, on utilise des bancs d'optique de précision équipés de vis micrométriques. La collection de la lumière issue de la facette de sortie est réalisée grâce à un objectif de microscope. Une représentation schématique de la technique de couplage est donnée sur la figure A. 2.



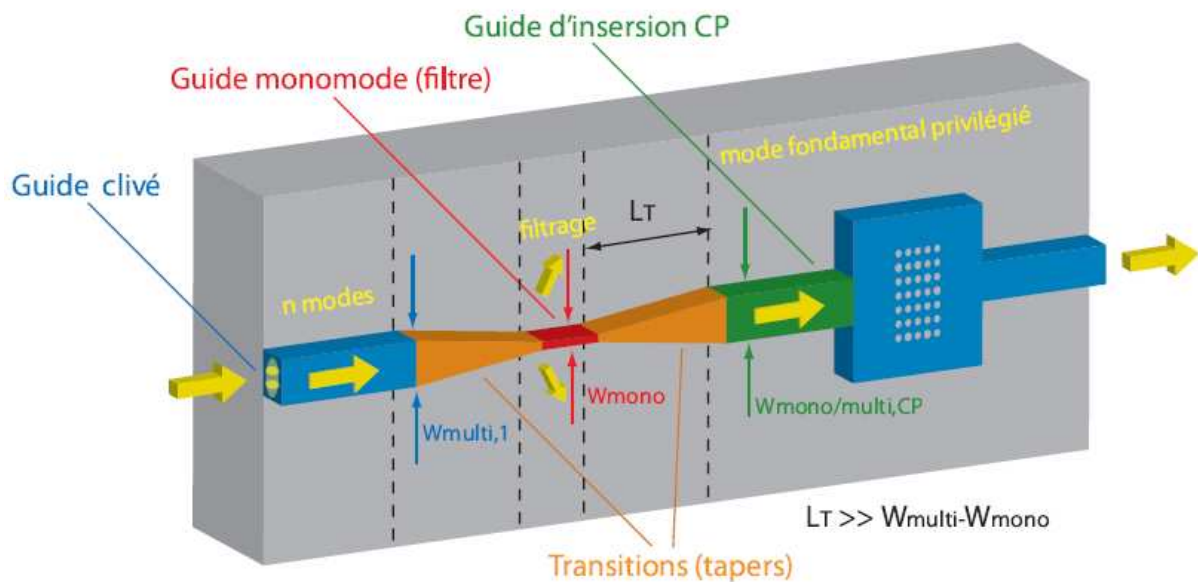
**Figure A. 2 :** Technique de couplage "end-fire" utilisée. Une fibre optique à extrémité lentillée est juxtaposée en face du guide d'accès de la structure à CP. En sortie, la lumière est collectée par un objectif de microscope.

Afin d'obtenir un guide large à fonctionnement monomode, nous pouvons filtrer les modes d'ordre supérieurs en insérant une région strictement monomode. Pour l'obtenir, nous avons choisi de diminuer lentement et graduellement la largeur des guides d'accès jusqu'à obtenir une géométrie monomode (Figure A. 3). On appelle communément "tapers" ces

structures de transition servant à adapter les modes [119]. Le guide monomode élimine les modes d'ordre supérieurs qui fuient hors du film guidant.

Si l'on veut exciter les cristaux avec une source spatialement large (mais toujours avec le mode fondamental), on élargira le guide monomode lentement pour que le mode unique se couple en majeure partie au mode fondamental du guide multi-mode.

Pour s'assurer de l'adiabaticisme du taper, la longueur de transition  $LT$  est choisie bien plus grande que l'élargissement du guide  $\Delta W = W_{\text{multi}} - W_{\text{mono}}$ . On prendra typiquement  $LT \approx 100 \Delta W$ .



**Figure A. 3 :** Géométrie des guides d'accès aux structures. La lumière issue de la fibre optique est couplée à un guide multi-mode. Un guide monomode et des transitions lentes assurent l'éclairement des CPs par le mode fondamental par filtrage spatial des modes d'ordre supérieurs.

# Annexe B

## Techniques de gravure sèche

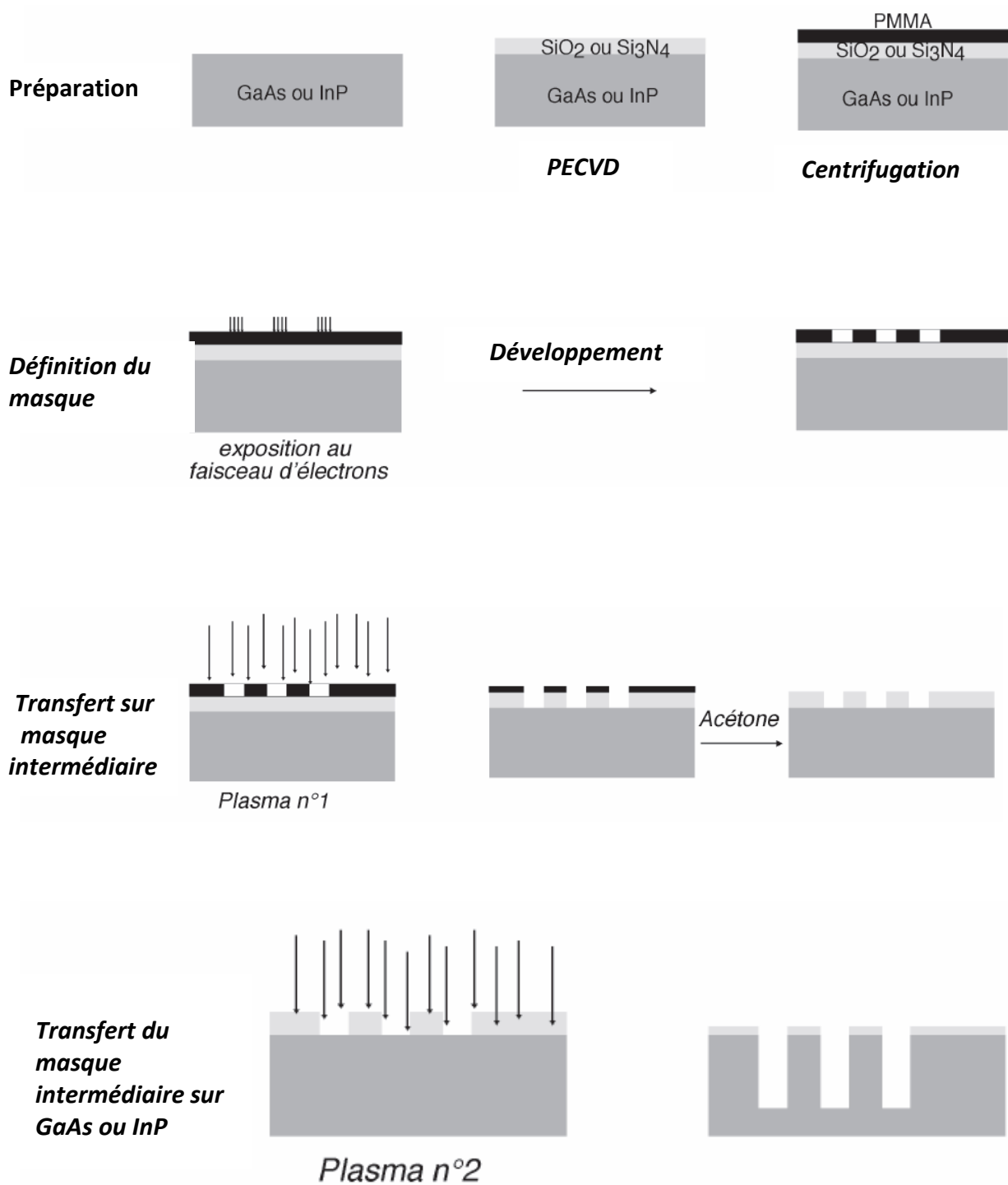
### Processus de fabrication

La fabrication des échantillons à cristaux photoniques bidimensionnels sur substrat d'InP ou de GaAs utilise les techniques classiques de la micro-électronique. L'idée est d'écrire les motifs de l'échantillon, dans notre cas un réseau de trous, en utilisant un processus de masquage. Seules les zones non masquées sont exposées et écrites pour une résine positive [76].

La fabrication comporte essentiellement quatre étapes schématisées à la figure B.1 :

- Une première étape de préparation où le substrat est recouvert, par centrifugation, d'une couche de SiO<sub>2</sub> ou Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, puis d'une couche de résine, en général le PMMA (poly-méthyl méthacrylate)
- Une seconde étape, qui est l'écriture, par lithographie électronique, c'est-à-dire avec un faisceau d'électrons, du masque dans la résine de PMMA, suivie de la révélation par dissolution des zones exposées
- Une troisième étape consiste à transférer le masque de la résine vers un matériau plus robuste qui permettra ensuite une gravure plus profonde du substrat. Cette étape utilise généralement une gravure sèche par un faisceau d'ions réactifs, type RIE.
- Enfin la dernière étape est l'écriture du substrat proprement dit, par report du masque intermédiaire en SiO<sub>2</sub> ou Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. La vitesse de gravure est beaucoup plus rapide dans le semi-conducteur que dans le masque intermédiaire. Pour graver des trous de rapport d'aspect élevé, typiquement entre 5 et 10, seule la gravure sèche est adaptée. On a alors le choix entre trois techniques à base de plasma : RIE, ECR -RIE, ICP-RIE, et une technique à base de faisceau d'ions non réactifs avec attaque chimique séparée, la CAIBRE.
- Les caractéristiques de chacune de ces techniques de gravure sont décrites dans le tableau ci-après.





**Figure B. 1 :** Schéma des étapes du processus de fabrication des échantillons.

## Les techniques de gravure sèche

	<b>RIE</b>	<b>ECR-RIE</b>	<b>ICP-RIE</b>	<b>CAIBE</b>
Signification	Réactif Ion Etching	Electron cyclotron Resonance –RIE	Inductive couplé plasma-RIE	Chemically Assisted Ion beam etching
Génération du plasma	Ions générés et accélérés par une seule et même décharge RF	Ions générés par des collisions avec des électrons accélérés par résonance cyclotron Accélération des électrons par le cyclotron	Génération des ions par couplage inductif	Processus physique de bombardement d'ions assisté d'un processus de gravure chimique
Espèces gazeuses	Cl <sub>2</sub> , CH <sub>4</sub> , H <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub> , H <sub>2</sub> , O <sub>2</sub>	SiCl <sub>4</sub>	Espèce injectées pour la gravure chimique : Cl <sub>2</sub> , CH <sub>4</sub> , H <sub>2</sub> , Br Ions :Ar <sup>+</sup>
Densité du plasma	Peu dense	Très dense	Très dense	
Avantages/Inconvénients	Energie et densité des ions non contrôlables séparément	Energie et densité des ions contrôlables séparément	Energie et densité des ions contrôlables séparément	
Matériau	Adapté à GaAs Trou de rapport D'aspect 5	Adapté à InP	Adapté à InP	Adapté à InP, évacuation des résidus grâce aux composés volatils InCl <sub>3</sub> , et PCl <sub>3</sub>
Caractéristiques des trous	Trous verticaux dans GaAs	Trous verticaux dans GaAs Trous coniques à partir de 2 μm dans InP	Trous très lisses et très verticaux	Trous très lisses et très verticaux

# Annexe C

## Critère de stabilité

Le schéma numérique présenté au chapitre (II), issu de la discrétisation des équations de Maxwell par la méthode des différences finies, ne peut fonctionner que sous la contrainte d'un critère de stabilité. Pour cela, nous allons établir le critère de stabilité à partir de l'équation de Helmholtz, discrétisée au sens des différences centrées [32].

Dans un repère cartésien, l'équation de Helmholtz s'écrit :

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} \quad (\text{C. 1})$$

Où  $W$  est la composante d'un champ arbitraire électrique ou magnétique. En discrétisant, à l'aide des différences centrées, l'équation (C. 1), nous obtenons la forme suivante:

$$\begin{aligned} & \frac{W^n(i+1, j, k) - 2W^n(i, j, j) + W^n(i-1, j, k)}{\partial x^2} + \frac{W^n(i, j+1, k) - 2W^n(i, j, j) + W^n(i, j-1, k)}{\partial y^2} \\ & + \frac{W^n(i, j, k+1) - 2W^n(i, j, j) + W^n(i, j, k-1)}{\partial z^2} \\ & = \frac{1}{c^2} \frac{W^{n+1}(i, j, k) - 2W^n(i, j, j) + W^{n-1}(i, j, k)}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (\text{C. 2})$$

La première incrémentation pour la valeur des champs électriques, à l'instant  $n=2$  utilise le champ à  $n=1$  et  $n=0$ . La valeur du champ à  $n=0$  est connue par les conditions initiales. Par ailleurs, la valeur à  $n=1$  n'est pas connue, et doit être prise en compte tout en maintenant la stabilité de l'algorithme durant l'incrément du temps.

La composante du champ donnée par l'équation (C. 2) peut être modélisée par :

$$W^n(i, j, k) = D^n e^{j(Ai+Bj+Ck)} \quad (\text{C. 3})$$

Avec  $j = \sqrt{-1}$ ,  $A, B, C$  sont réels

Où l'amplitude de D doit être plus petite que l'unité pour que le champ électrique soit borné. Prenons  $n=1$  et introduisons l'équation (C. 3) dans celle donnée par (C. 2) et en éliminant les termes des champs communs, nous obtenons :

$$D \left[ \frac{e^{jA} - 2 + e^{-jA}}{\partial x^2} + \frac{e^{jB} - 2 + e^{-jB}}{\partial y^2} + \frac{e^{jC} - 2 + e^{-jC}}{\partial z^2} \right] = \frac{1}{c^2} \frac{D^2 - 2D + 1}{dt^2} \quad (C.4)$$

En arrangeant et utilisant l'identité d'Euler dans les champs de l'équation (C. 4), nous obtenons :

$$D^2 - 2D \left[ 1 - 2 \left( c \frac{dt}{dx} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{A}{2} \right) - 2 \left( c \frac{dt}{dy} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{B}{2} \right) - 2 \left( c \frac{dt}{dz} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{C}{2} \right) \right] + 1 = 0 \quad (C.5)$$

En imposant que le champ soit borné, la racine de D donnée par l'équation (C. 5) devient :

$$-1 \leq 1 - 2 \left( c \frac{dt}{dx} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{A}{2} \right) - 2 \left( c \frac{dt}{dy} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{B}{2} \right) - 2 \left( c \frac{dt}{dz} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{C}{2} \right) \leq 1 \quad (C.6)$$

L'équation (C. 6) peut être représentée de la façon suivante :

$$\left( c \frac{dt}{dx} \right)^2 \left| \frac{\sin^2 \left( \frac{A}{2} \right)}{dx^2} + \frac{\sin^2 \left( \frac{B}{2} \right)}{dy^2} + \frac{\sin^2 \left( \frac{C}{2} \right)}{dz^2} \right| \leq 1 \quad (C.7)$$

Ceci nous conduit à la relation suivante entre le pas temporel et les pas spatiaux. La relation (C. 7) est valable quelque soit les constantes de propagation choisies  $K_x$ ,  $K_y$ ,  $K_z$ . En majorant les sinus par 1, dans la relation, on obtient le pas d'échantillonnage du schéma numérique d'ordre  $2 \times 2$  :

$$dt \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{dx^2} + \frac{1}{dy^2} + \frac{1}{dz^2}}} \quad (C.8)$$

# Publications et conférences

## Les publications internationales

- 1- Hadjira Badaoui, Mohammed Feham and Mehadji Abri, 'Photonic-Crystal Band-pass Resonant Filters Design Using the Two-dimensional FDTD Method', IJCSI International Journal of Computer Science Issues, Vol. 8, Issue 3, No 2, ISSN (Online): 1694-0784 ; ISSN (Print): 1694-0814, May 2011.
- 2- Hadjira Badaoui, Mohammed Feham and Mehadji Abri, 'Optimized 1×4 Y Shaped Splitter for Integrated Optics', AJBAS Australian Journal of Basic and Applied Sciences, 5(10): pp. 482-488, 2011, ISSN: 1991-8178.
- 3- H. Badaoui, M. Feham, and M. Abri, "Double bends and y-shaped splitter design for integrated optics," Progress In Electromagnetics Research Letters, Vol. 28, 129-138, 2012.
- 4- Hadjira Badaoui, Mohammed Feham and Mehadji Abri, 'Y Junction in Square and Triangular Lattices Optimization Using the 2D-FDTD Method', International Journal Of Microwave And Optical Technology IJMOT. Vol.7, pp. 121-126, No.2, March 2012.

## Les communications internationales

- 1- H.Badaoui, F.Tayeboun, R.Naoum et M.Feham, 'Guided Wave Propagation in Network Photonic Crystals Road using the 2D FDTD Method ', ICEEA 2010, Novembre 02 - 03, 2010 - Bejaia, Algérie.
- 2- H. Badaoui, M. Feham, and M. Abri, "Y Junction Design for Integrated Optics Using the 2D-FDTD Method", International Congress on Telecommunication and Application' 12University of A.MIRA Bejaia, Algeria, 11-12 APRIL 2012.
- 3- H. Badaoui, M. Feham, and M. Abri, "conception d'un guide W3KA à base des cristaux photoniques bidimensionnels par la méthode FDTD-2D", Congrès Méditerranéen des Télécommunications, FES Maroc, 22 - 24 mars 2012.

## Les communications nationales

- 1- H. Badaoui, M. Feham et M. Abri, "Conception des Micro-guides Droits et à Double Virage à base des Cristaux Photoniques par la méthode FDTD-2D", 7ème Conférence sur le Génie Électrique CGE'07, 12 - 13 Avril 2011, École militaire polytechnique de Bordj el Behri, ALGER.
- 2- H. Badaoui, M. Feham et M. Abri, "Simulation des Micro-guides à Doubles Virages par la Méthode FDTD-2D pour l'optique Intégrée », Conférence Nationale sur les Télécommunications « CNT'2012 » 11- 12 Novembre 2012, Guelma, Algérie.

## Résumé :

Les cristaux photoniques sont des matériaux nano-structurés dont les tailles caractéristiques submicroniques permettent un contrôle sans précédent du confinement de la lumière et rendent possible la miniaturisation des principales fonctions optiques. Justement, cette thèse constitue un ensemble de travaux qui s'appuie sur la conception et le développement de nouveaux composants à base des cristaux photoniques pour des applications dans les communications et le traitement du signal optique à haute cadence et de leur intégration au sein de circuits photoniques en utilisant une méthode qui repose sur la résolution des équations de Maxwell aux différences finies dans le domaine temporel bidimensionnel FDTD-2D. Cette dernière permettra de percevoir aisément les mécanismes mis en jeu dans ces structures. Des dispositifs à cristaux photoniques tels que les guides mono rangée  $W1^kA$ , à trois rangées omises  $W3^kA$ , les doubles virages à  $60^\circ$ , les jonctions en Y  $1 \times 2$  et  $1 \times 4$  ainsi que les filtres sont élaborés afin de réaliser des fonctions tout-optique complexes et attrayantes.

Plusieurs diagrammes de bandes sont calculés et présentés pour les structures carrées et triangulaires en employant la méthode des ondes planes pour le choix des paramètres d'entrées du cristal photonique (indice de réfraction, taille du motif).

L'intégration de ces différents éléments au sein de "circuits optiques" s'avère une approche très prometteuse pour le traitement énergétiquement efficace de quantités de plus en plus importantes des données.

**Mots clés :** Cristaux photoniques, optique intégrée, guide  $W1^kA$ , guide  $W3^kA$ , double virages, jonction en Y, filtre résonnant, cavité Fabry-Pérot (FP), FDTD-2D.

## Abstract :

Photonic crystals are nanostructure materials with submicron size features allow unprecedented control of light confinement and make possible the miniaturization of the major optical functions. Precisely, this thesis is a body of work based on the design and development of new components based on photonic crystals for applications in communications and optical signal processing at high speed and their integration into circuits photonic using a method based on solving Maxwell's equations finite difference time domain FDTD-2D two-dimensional. This will easily perceive the mechanisms involved in these devices. Photonic crystal devices such as mono guides  $W1^kA$  row, three rows omitted  $W3^kA$ , double turns  $60^\circ$ , the Y-junction  $1 \times 2$  and  $1 \times 4$  and the filters are developed to achieve functions all-optical complex and attractive.

Multiple band patterns are calculated and presented for square and triangular structures using the expansion plane wave method (PWM) for the selection of input parameters of the photonic crystal (refractive index, lattice constant).

The integration of these elements in "optical circuits" proved a very promising approach for the treatment effective amounts of energy more and more important data.

**Key words:** photonic crystals, integrated optics,  $W1^kA$  guide,  $W3^kA$  guide, double bends, Y-junction, resonant filter, Fabry-Perot (FP), FDTD-2D.

## ملخص :

البلورات الضوئية هي مواد ذات البنية النانومترية مع ميزات حجم submicron السماح بالتحكم لم يسبق لها مثيل من الحبس الخفيفة وتجعل من الممكن التصغير البصري وظائف رئيسية. على وجه التحديد ، هذه الأطروحة هو مجموعة من الأعمال على أساس تصميم وتطوير مكونات جديدة على أساس البلورات الضوئية للتطبيقات في مجال الاتصالات ومعالجة الإشارات الضوئية بسرعة عالية واندماجها في الدوائر الضوئية باستخدام أسلوب حل على أساس الفرق ماكسويل معادلات الوقت محدود النطاق FDTD-2D ثنائي الأبعاد. وسوف يدرك بسهولة أن هذه الآليات التي تشارك في هذه الأجهزة. الأجهزة الضوئية مثل الكريستال الصف الواحد  $W1^kA$  أدلة ، و حذف ثلاثة صفوف  $W3^kA$  ، يتحول مزدوجة  $60^\circ$  درجة ، 1 تقاطع Y  $2 \times 1$  و  $4 \times 1$  وتوضع المرشحات لتحقيق جميع المهام، مجمع البصرية الجذابة.

يتم حساب أنماط متعددة النطاقات وقدم مربعة للهيكل والتعاون الثلاثي باستخدام أسلوب موجات الطائفة لاختيار معلمات الإدخال من الكريستال الضوئية (معامل الانكسار، وحجم التعبئة).

ثبت أن تكامل هذه العناصر في "الدوائر البصرية" نهجا واعداد للغاية بالنسبة للمبالغ العلاج الفعال للبيانات طاقة أكثر وأكثر أهمية.

**الكلمات الرئيسية :** البلورات الضوئية، والبصريات المتكاملة ،  $W1^kA$  دليل، دليل  $W3^kA$ ، والانحناءات المزدوجة ، Y - مقترق تصفية الرنانة ، فابري، بيرو (FP) ، FDTD-2D.