

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



UNIVERSITÉ FERHAT ABBAS – SETIF 1

FACULTÉ DE TECHNOLOGIE

THÈSE

Présentée au Département d'Electronique

Pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Electronique

**Option : Caractérisation en
Electronique**

Par

BENDEMAGH Khalissa

THÈME

**Etude de dimensionnement d'un coupleur à base de
cristaux photoniques destiné aux systèmes de
communications**

Soutenue le 03/10/2019 devant le Jury :

BOUGUEZEL Saad	Professeur	Univ. Ferhat Abbas Sétif 1	Président
ZEGADI Ameer	Professeur	Univ. Ferhat Abbas Sétif 1	Directeur de thèse
BOUFRIOUA Amel	Professeur	Univ. Frères Mentouri Constantine 1	Examinateur
ZEBIRI Chemseddine	MCA	Univ. Ferhat Abbas Sétif 1	Examinateur



Résumé

Dans cette thèse on rapporte en premier sur un modèle théorique que l'on développé et qui sert à déterminer les dimensions du mode fondamental dans les guides d'ondes diffusés à base de cristaux photoniques de type $\text{Ti} : \text{LiNbO}_3$. Le modèle est basé sur la maximisation de la variation de l'indice effectif. On présente les résultats de l'application de ce modèle au cas des coupleurs optiques. En deuxième partie, on présente l'étude et la conception d'un dispositif photonique basé sur des cristaux photoniques 2D, qui utilise des coupleurs en Y dans sa structure, qui est très efficace lorsqu'il est utilisé comme commutateur dans des systèmes de communications optiques et qui possède une très grande sensibilité, non seulement s'il est utilisé en tant que biocapteur pour détecter les changements de l'indice de réfraction, mais aussi comme capteur de pression pour détecter les changements de pression. Les performances du dispositif sont analysées en termes de structure de bande interdite photonique, de puissance de transmission, de distribution du champ électrique, de longueur d'onde de résonance et de sensibilité, en utilisant les méthodes de l'expansion des ondes planes (PWE) et des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). La conception est optimisée pour permettre une transmission de puissance maximale, de sorte que le détecteur du dispositif ne soit pas soumis à aucune contrainte et que le biocapteur soit très sensible, ce qui permet non seulement de détecter de très faibles concentrations d'analytes, mais également de détecter et d'analyser les nanoparticules de manière non destructive. Nous proposons ici un dispositif de commutation caractérisé par un couplage hautement efficace adapté aux systèmes de communications optiques actuels avec une puissance de transmission pouvant atteindre 98.16%. Cette même plateforme si utilisée comme un biocapteur, elle présente une sensibilité à l'indice de réfraction de 1055 nm/RIU, cette valeur est la plus élevée relevée à ce jour dans la littérature. Si utilisé comme capteur de pression, elle fournit une sensibilité de 23.05 nm/GPa dans la plage de pressions comprise entre 0 et 1 GPa, soit la deuxième sensibilité la plus élevée enregistrée jusqu'à présent.

Mots clés : Cristaux photoniques ; Coupleurs optiques ; Biocapteur ; Capteur de pression ; MEF ; FDTD ; PWE.

Title:

**Sizing Study of a Coupler Based on Photonic Crystals for
Communication Systems**

Abstract

In this thesis, we first report on a theoretical model developed to be used in determining the fundamental mode dimensions in diffused waveguides that are based on photonic crystals of the type Ti : LiNbO₃. The model is based on maximizing the change in the effective index. The results of the model's application for the case of optical couplers are presented. Secondly, we report on the study and design of a photonic device based on 2D photonic crystals which uses Y couplers in its structure that is very efficient when employed as a switch in optical communication systems, and possesses a very high sensitivity not only if used as a biosensor to detect refractive index changes but also as a pressure sensor to sense pressure changes. The performance of the device is analyzed in terms of photonic bandgap structure, transmission power, electrical field distribution, resonance wavelength, and sensitivity by making use of the methods of the plane wave expansion (PWE) and the finite-difference time-domain (FDTD). The design is optimized to allow maximum power transmission so no constraints are imposed on the device detector and to achieve high sensitivity in biosensors' applications allowing, thus, not only sensing very low analytes concentrations but also nondestructively detects and analyzes nanoparticles. We propose here a highly efficient switching/coupling device suitable for current optical communication systems with a transmission power that could reach 98.16 %. The same platform if used as a biosensor, it has a refractive index sensitivity of 1055 nm/RIU, the highest value so far reported in the literature. If used as a pressure sensor, it has a sensitivity of 23.057 nm/GPa in the pressure range 0 to 1 GPa, which is second highest sensitivity so far reported.

Keywords: Photonic crystals; Optical couplers; Biosensor; Pressure sensor; FEM; FDTD; PWE.

العنوان:

دراسة للتحجيم لمقرنة تعتمد على البلورات الضوئية لأنظمة الاتصالات

الملخص

في هذه الرسالة، نقدم أولاً تقريراً عن نموذج نظري تم تطويره لتحديد أبعاد الوضع الأساسي في أدلة الموجة المنتشرة القائمة على بلورات الضوئية من نوع: $Ti : LiNbO_3$. يعتمد النموذج على زيادة التغير في الفهرس الفعال. نقدم نتائج تطبيق هذا النموذج في حالة المقرنات البصرية. ثانياً، نقدم دراسة وتصميم جهاز ضوئي يعتمد على بلورات ضوئية ثنائية الأبعاد، والتي تستخدم مقرنات Y في هيكلها، وهو فعال للغاية عند استخدامه كمحول في الأنظمة. للتواصل البصري وله حساسية عالية للغاية، ليس فقط إذا تم استخدامه كصوت حيوي. جهاز استشعار للكشف عن التغييرات في مؤشر الانكسار، ولكن أيضاً كمستشعر ضغط للكشف عن تغييرات الضغط. يتم تحليل أداء الجهاز من حيث بنية فجوة الحزمة الضوئية، قدرة النقل، توزيع المجال الكهربائي، الطول الموجي الرنان والحساسية، وذلك باستخدام طرق تمدد موجة الطائفة (PWE) والمجال الزمني للاختلافات المحدودة (FDTD). تم تحسين التصميم للسماح بالوصول إلى الحد الأقصى من الطاقة بحيث لا يتم الكشف عن كاشف الجهاز وتكون تطبيقات المستشعرات الحيوية حساسة للغاية، مما لا يسمح فقط باكتشاف تركيزات منخفضة للغاية من التحليلات. ولكن أيضاً للكشف عن الجسيمات النانوية وتحليلها بطريقة غير مدمرة. نقترح هنا جهاز تبديل / توصيل عالي الفعالية مناسب لأنظمة الاتصالات البصرية اليوم مع طاقة نقل تصل إلى 98.16%. تتمتع نفس المنصة المستخدمة كأداة استشعار بيولوجي بحساسية تجاه معامل الانكسار البالغ 1055 RIU/nm وهي أعلى قيمة تم العثور عليها حتى الآن في الأدبيات. إذا تم استخدامه كمستشعر للضغط، فإنه يتمتع بحساسية تبلغ 23.057 GPa/nm في نطاق الضغط من 0 إلى 1 GPa وهي ثاني أعلى حساسية مسجلة حتى الآن .

كلمات مفتاحية: بلورات ضوئية؛ مقرنات بصرية؛ استشعار بيولوجي؛ استشعار للضغط؛ FEM؛ FDTD؛ PWE.

Remerciements

Nous Remercions tout d'abord ALLAH le Tout Puissant qui nous éclaire le bon chemin.

Ce travail de thèse a été effectué au sein du Laboratoire Croissance et Caractérisation de Nouveaux Semiconducteur (LCCNS) de l'Université Ferhat Abbas Sétif 1, sous la direction du Professeur Zouaoui Ahmed.

J'adresse mes profonds remerciements à mon directeur de thèse, Professeur Zegadi Ameer, pour m'avoir confié ce travail et assuré l'encadrement de cette thèse, et Je suis très reconnaissante pour la confiance qu'il m'a accordé, ses conseils judicieux, sa disponibilité et le soutien constant qu'il m'a prodigué au cours de l'élaboration de ce travail

J'exprime ma vive gratitude à Monsieur Bouguezal Saad, Professeur à l'Université Ferhat Abbas Sétif 1, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

Je remercie également Madame Boufrioua Amel, Professeur à l'Université des frères Mentouri Constantine 1, pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de ma soutenance.

Mes remerciements vont également à Monsieur Zebiri Chemseddine, Maître de Conférences A de l'Université Ferhat Abbas Sétif 1, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de ma thèse.

Je tiens à remercier ma famille et ma belle-famille, et tout particulièrement ceux qui me sont très chers : mes parents, mes sœurs, mes frères. Merci du fond du cœur pour votre confiance, votre soutien, votre amour, et surtout votre patience.

Enfin, j'exprime ma dernière pensée à mon mari Djamel-Eddine pour m'avoir apporté le soutien et la bonne humeur dont j'avais tant besoin pour effectuer ce travail.

Merci à tous ceux que j'ai croisé à un moment ou un autre de ma vie qui, pour la plupart sans le savoir, ont contribué à me faire progresser

Khalissa Bendemagh

Liste des Figures

Figure	Titre	Page
Chapitre 1		
Figure 1.1	Représentation schématique des différents types de cristaux photoniques : unidimensionnel (1-D), bidimensionnel (2-D) et tridimensionnel (3-D).	8
Figure 1.2	Représentation d'un réseau carré dans : (a) l'espace réel et (b) l'espace réciproque avec la première zone de Brillouin associée.	12
Figure 1.3	(a) Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de 2 couches de permittivité ϵ_1 et ϵ_2 . La maille du cristal est $a = a_1 + a_2$. (b) Schémas des réflexions sur les mailles successives [3].	13
Figure 1.4	(a) Relation de dispersion d'un miroir de Bragg ($a_1 = a_2, \epsilon_1 = 1, \epsilon_2 = 11$) pour un vecteur d'onde perpendiculaire aux couches. (b) Allure du champ électrique $ E ^2$ pour $k_x = \pi/a$ à l'intérieur des couches.	14
Figure 1.5	Les polarisations dans les cristaux photoniques 2-D.	15
Figure 1.6	Cristal photonique 2-D constitué de : (a) réseau triangulaire de trous d'air, (b) réseau carré de tiges diélectriques. (a') et (b') montrent les vues de haut des deux réseaux. a est le pas du réseau ; r est le rayon des trous et des tiges dans (a) et (b). La cellule élémentaire est représentée en rouge [3].	15
Figure 1.7	Diagrammes des bandes d'une structure 2-D pour les polarisations TE (en rouge) et TM (en bleu) pour (a) un réseau carré (b) un réseau triangulaire [3].	17
Figure 1.8	Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique 2-D : (a) en omettant un seul motif ; (b) en modifiant l'indice de réfraction d'un seul motif ; (c) et (d) en variant le rayon d'un seul motif dans la structure.	18

Figure 1.9	(a) Spectre de transmission d'un CP 2-D avec un motif manquant. (b) Intensité du champ dans la cavité pour $\lambda = 1.67 \mu\text{m}$.	18
Figure 1.10	Schéma d'un guide défaut dans un réseau 2-D : (a) de colonnes d'un diélectrique ; (b) de trous d'air.	18
Figure 1.11	Guide créé dans un cristal photonique 2-D de réseau triangulaire en omettant quelques lignes de trous. (a) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage se fait par BIP, (b) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage est réfractif.	20
Figure 1.12	Dispositifs à base de cristaux photoniques 2-D. (a) Coupleur directionnel ; (b) Biocapteur ; (c) Diviseur de puissance ; (d) Filtre ; (e) Démultiplexeur ; (e) Double virage.	20
Figure 1.13	Schéma d'un coupleur optique directionnel.	21
Figure 1.14	Guide à cavités couplées réalisé dans un cristal photonique 2-D.	22
Chapitre 2		
Figure 2.1	Géométrie du guide d'onde Ti : LiNbO ₃ .	34
Figure 2.2	Allure du champ électrique $E_z(x,z)$.	35
Figure 2.3	La forme du champ électrique dans le cas de deux conditions initiales différentes de diffusion du guide en titane.	37
Chapitre 3		
Figure 3.1	Exemple d'un coupleur à base de Ti : LiNbO ₃ .	40
Figure 3.2	Géométrie du modèle en 2-D.	44
Figure 3.3	Différents domaines, conditions aux limites, et maillages considérés dans le modèle.	45
Figure 3.4	Distribution du champ électrique le long d'un coupleur.	46
Figure 3.5	Lignes équipotentielles dans le coupleur.	46
Figure 3.6	Vue 3-D de la distribution du potentiel électrique en surface.	47
Figure 3.7	Vue 3-D de la distribution du champ électrique dans le coupleur.	47
Chapitre 4		
Figure 4.1	Plateforme de travail du logiciel Opti-FDTD.	52
Figure 4.2	Exemple de l'éditeur d'Opti-FDTD montrant un branchement T.	52

Figure 4.3	La plateforme PWE d'Opti-FDTD montrant les bandes interdites photoniques d'une conception à base de CP.	54
Figure 4.4	La disposition de notre modèle.	55
Figure 4.5	Diagramme de bandes photoniques obtenu à partir de la méthode PWE.	56
Figure 4.6	Distribution du champ électrique aux différents Ports de sortie de notre dispositif et dans lequel le faisceau lumineux ayant les longueurs d'onde (a) $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$; (b) $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ et (c) $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$ est injecté à travers le Port 1.	57
Figure 4.7	Dépendances spectrales du taux de transmission de puissance à la sortie des trois Ports du dispositif avec le faisceau lumineux injecté au Port 1 et dont la longueur d'onde $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$.	58
Figure 4.8	Schéma du dispositif incluant des défauts insérés dans sa configuration.	59
Figure 4.9	(a) Vue 3-D de la distribution du champ électrique ; (b) Distribution spectrale du pourcentage de la puissance transmise du dispositif à longueur d'onde $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$ de la lumière injectée au Port 1.	60
Figure 4.10	Impact du changement de l'indice de réfraction de l'environnement des tiges sur la longueur d'onde de résonance.	61
Figure 4.11	Dépendance de la sensibilité du capteur en fonction du décalage dans l'indice de réfraction.	63
Figure 4.12	Diagrammes comparatifs de la distribution spectrale normalisée de la puissance de transmission détectée à la sortie du capteur de pression (Port 2) avant et après application d'une pression hydrostatique de 1 GPa.	64

Liste des Tableaux

Tableau	Titre	Page
Chapitre 4		
Tableau 4.1	Paramètres du dispositif.	55
Tableau 4.2	Pourcentage de Puissance transmise aux Ports de sortie du dispositif.	58
Tableau 4.3	Pourcentage de puissance transmise au Port 3 aux différentes longueurs d'onde à l'entrée au Port 1.	60
Tableau 4.4	Sensibilité du capteur pour diverses décalages de l'indice de réfraction du milieu entourant les tiges du dispositif.	62

Liste des Acronymes

CP : Cristal Photonique

TM : Transverse Magnétique

TE : Transverse Electrique

BIP : Bande Interdite Photonique.

ZB : Zone de Brillouin

FDTD-2D : Méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions

PWE : La méthode de décomposition en onde plane (Plane Wave Expansion)

CMOS : Technologie de fabrication de composants électroniques (Complementary Metal-Oxide Semiconductor)

Ti : titane

LiNbO₃ : Niobate de lithium

1-D, 2-D, 3-D : Un, deux, trois dimensions

GO : Guide d'onde

IR : Indice de Réfraction

opti-FDTD : Logiciel de simulation

GO-CP : Guide d'Onde à Cristaux Photoniques

RIU : Unité d'Indice de Réfraction (Refractive Index Unit)

MEMS : Microsystème électromécanique (Micro-Electro-Mechanical Systems)

NEMS: Nanosystème électromécanique (Nano-Electro-Mechanical Systems)

erf: fonction d'erreur (appelée aussi 'fonction d'erreur de Gauss')

MEF : Méthode des Eléments Finis

W_n : Guides d'onde

Liste des Symboles

λ : Longueur d'onde

λ_0 : Longueur d'onde de résonance

a : Période du cristal photonique

r : Rayon du cristal photonique

n : Indice de réfraction.

n_{eff} : Indice de réfraction effectif

ω : La fréquence radiale ($\omega = 2\pi f$ où f : Fréquence de travail)

c : la vitesse de la lumière dans le vide

\mathbf{a}_i : vecteurs de base du réseau direct

\mathbf{b}_i : vecteurs de base du réseau réciproque

\vec{E} : Champ électrique

\vec{D} : Champ d'induction électrique

\vec{B} : Champ magnétique

\vec{H} : Champ d'excitation magnétique

V : Potentiel

ϵ : Permittivité diélectrique du matériau (ϵ_0 : Permittivité diélectrique du vide)

μ : Perméabilité magnétique du matériau (μ_0 : Perméabilité magnétique du vide)

ρ : Densité de charges

σ : Conductivité électrique

\mathbf{J} : Densité de courant

w : largeur du mode fondamental

d : Profondeur du mode fondamental

L_c : Longueur de couplage

k_e : Constante de propagation du supermode pair (constante de propagation extraordinaire)

k_o : Constante de propagation du supermode impair (constante de propagation ordinaire)

S : Sensibilité

Sommaire

		<i>Page</i>
Résumé		i
Abstract		ii
ملخص		iii
Remerciements		iv
Liste des Figures		v
Liste des Tableaux		viii
Liste des Acronymes		ix
Liste des Symboles		x
<i>Introduction Générale</i>		1
	Références	5
<i>Chapitre 1</i>	<i>Guidage dans les cristaux photoniques</i>	6
1.1	Introduction	7
1.2	Définitions	8
1.3	Analogie électron-photon	8
1.4	Notions importantes	10
	1.4.1 Réseaux direct et réciproque	11
	1.4.2 Zones de Brillouin	11
1.5	Les classes des cristaux photoniques	12
	1.5.1 Cristaux photoniques 1-D	12
	1.5.2 Cristaux photoniques 2-D	14
	1.5.3 Cristaux photoniques 3-D	16
1.6	Défauts dans les cristaux photoniques	17
	1.6.1 Défauts ponctuels	17
	1.6.2 Défaut linéique	18
1.7	Guide à cristal photonique	19
1.8	Applications des cristaux photoniques	20
	1.8.1 Coupleur directionnel	21

	1.8.1.1	Couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique	22
	1.8.1.2	Couplage de guide à CP et guide à cavités couplées	22
	1.8.2	Capteurs	22
	1.8.3	Capteurs optiques	23
	1.8.4	Biocapteurs	23
	1.8.5	Les cristaux photoniques destinés à la détection optique	24
1.9	Matériaux pour le photonique		24
1.10	Conclusion		25
Références			26
Chapitre 2	<i>Dimensionnement du mode d'un coupleur à base de cristaux de LiNbO_3</i>		29
2.1	Introduction		30
2.2	Principe variationnel		30
2.3	Equations fondamentales		31
	2.3.1	Les équations de Maxwell	31
	2.3.2	Equations de propagation d'onde	32
2.4	Conditions aux limites		33
2.5	Les caractéristiques de dispersion des guides d'onde Ti : LiNbO_3		33
	2.5.1	Modèle de diffusion	33
	2.5.2	Equation de dispersion	36
2.6	Résultats et discussion		36
2.7	Conclusion		37
Références			38
Chapitre 3	<i>Analyse d'un coupleur à base de Ti:LiNbO_3 par la méthode des éléments finis</i>		39
3.1	Introduction		40
3.2	Les méthodes analytiques		40
3.3	Les méthodes numériques		41
	3.3.1	La Méthode des éléments finis (MEF)	41
	3.3.2	Principe de la MEF	41
3.4	Le logiciel COMSOL Multiphysics		43

3.5	Présentation de la géométrie à 2D		44
3.6	Résultats et discussion		45
3.7	Conclusion		47
	Références		48
Chapitre 4	<i>Conception et analyse des performances d'un dispositif polyvalent à cristaux photoniques 2-D basé sur des coupleurs en Y</i>		49
4.1	Introduction		50
4.2	Les outils de simulation		51
	4.2.1	La méthode FDTD	53
	4.2.2	La méthode PWE	53
4.3	Disposition du dispositif		54
4.4	Performances du dispositif		55
	4.4.1	Analyse des bandes photoniques	55
	4.4.2	Distribution du champ électrique	56
	4.4.3	Spectres de transmission	57
	4.4.4	Insertion de défauts	59
	4.4.5	Applications en détection	61
	4.4.5.1	Biocapteur	61
	4.4.5.2	Capteur de pression	63
4.5	Conclusion		65
	Références		66
<i>Conclusion Générale</i>			68
<i>Annexes</i>			71
Annexe A	Paramètres électrooptiques de LiNbO ₃		72
Annexe B	Production scientifique		73
Annexe C	Article		74

Introduction générale



L'augmentation des besoins industriels dans le domaine de l'optoélectronique amène à rechercher de meilleures solutions pour obtenir des composants optiques présentant de hautes résolutions spatiales et spectrales dont les dimensions et la consommation sont toujours de plus en plus réduites. En particulier, les capteurs optiques intégrés sur puce offrent un fort potentiel pour le développement des transducteurs génériques, compatibles avec la détection parallèle et sur une gamme spectrale qui peut être ajustée.

Dans ce contexte, de nombreuses structures issues de l'optique intégrée ont été proposées. Notamment, les propriétés optiques remarquables des cristaux photoniques (CPs) ont conduit à la conception de nouveaux dispositifs photoniques visant des applications dans divers secteurs de l'industrie et de hautes technologies.

Les cristaux photoniques sont des structures diélectriques dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, ce qui affecte la propagation des ondes électromagnétiques à l'intérieur de la structure [1]. Du fait de cette périodicité, les CPs présentent une propriété optique unique : la bande interdite photonique (BIP) dans laquelle aucun mode électromagnétique ne peut se propager. En introduisant un défaut (ponctuel ou linéaire ou les deux) dans ces structures, la périodicité et donc la continuité de la BIP sont brisées et la propagation de la lumière peut être localisée dans la région du défaut. Une telle propriété permet la réalisation d'une grande variété de dispositifs actifs et passifs pour la communication optique tels que les coupleurs, les diviseurs de puissance, les photodétecteurs, les filtres, les multiplexeurs et démultiplexeurs, les modulateurs.... Comparés aux dispositifs optiques conventionnels, les dispositifs optiques à base de cristaux photoniques ont suscité un intérêt croissant en raison de leur compacité par rapport aux dispositifs classiques, à leur vitesse d'opération élevée, à leur meilleur confinement, à leur intégration et au fait que la performance du dispositif n'est pas affectée par sa miniaturisation.

L'application des cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche très prometteur en raison de leur miniaturisation, leur haute sensibilité spectrale et leur intégration possible dans les NEMS (Nano-Electro-Mechanical-Systems) [2].

Pour ces raisons, plusieurs chercheurs ont rapporté la capacité des cristaux photoniques pour détecter de petites variations de l'indice de réfraction des gaz et des liquides. Ils ont ouvert la voie à une plateforme pour une nouvelle classe de capteurs [3-4]. Les phénomènes de

détection sont basés sur la haute sensibilité des modes localisés apparaissant dans les spectres de transmission à travers les cristaux photoniques vis-à-vis de la variation de l'indice de réfraction de l'analyte. Des capteurs à base de cristaux photoniques à microcavités bidimensionnelles [3,5] ont démontré à la fois théoriquement et expérimentalement leurs aptitudes dans la détection des éléments biochimiques. La détection est basée sur la haute sensibilité des modes localisés (associés aux défauts) qui apparaissent à l'intérieur des bandes interdites des cristaux photoniques. En utilisant la coupure de bande interdite comme indicateur plutôt que la résonance pour les changements d'indice de réfraction, d'autres chercheurs ont également proposé des biocapteurs optiques à base de guides d'onde à CP [6-7]. Récemment, plusieurs chercheurs se sont orientés vers les structures basées sur le couplage guide-cavité, présentant de nombreux avantages : grande sensibilité, choix diversifié de matériaux et capacité de mesure parallèle [4,8].

Les éléments de couplage optique comptent parmi les composants les plus importants des systèmes de communication. Ils permettent d'extraire une longueur d'onde précise d'un canal particulier, dans un flux de données, sans affecter les autres canaux. Ils sont capables de transmettre de manière sélective la lumière pour une plage de longueurs d'onde spécifiques et d'acheminer ou de bloquer le reste de longueurs d'onde.

Dans une première partie de cette thèse, nous présentons un modèle théorique pour le dimensionnement du mode fondamental des guides d'ondes diffusés à base de cristaux photoniques du type Ti : LiNbO₃. Le modèle est basé sur la maximisation de la variation de l'indice effectif.

Dans la seconde partie de cette thèse, nous décrivons la conception et les performances d'un dispositif photonique à usage multiple doté de jonctions en Y dans la structure de sa plateforme et reposant sur des cristaux photoniques à deux dimensions. Le coupleur optique est un dispositif largement utilisé dans les systèmes modernes de communication optique. Il s'agit d'un dispositif constitué de deux guides d'ondes disposés côte à côte. Ils sont ensuite couplés et la lumière peut passer de l'un à l'autre.

La thèse est structurée en quatre chapitres répartis comme suit :

Le premier chapitre rappelle les propriétés physiques des cristaux photoniques. Nous verrons qu'une grande partie des connaissances est acquise de l'analogie qui existe entre les cristaux photoniques et les cristaux solides. Nous énumérons les différentes classes de ces cristaux, nous porterons une attention particulière à décrire les cristaux photoniques

bidimensionnels. Nous présenterons quelques exemples d'applications utilisant ces structures. Nous détaillerons tout d'abord la technique de couplage utilisée pour améliorer le couplage entre le guide diélectrique et un guide à cristal photonique. Nous présenterons ensuite un rappel sur les capteurs optiques. Nous commencerons par introduire les capteurs, en général, et ensuite les biocapteurs optiques. Nous parlerons enfin des matériaux et des technologies qui sont actuellement utilisés pour la fabrication des cristaux photoniques

Le deuxième chapitre présente un modèle théorique que l'on a développé et qui sert à déterminer les dimensions du mode fondamental des guides d'ondes diffusés à base de cristaux photonique de type Ti : LiNbO₃. Le modèle est basé sur la maximisation de la variation de l'indice effectif.

Dans le troisième chapitre nous rappelons les différentes méthodes applicables dans l'étude, la conception, la modélisation et l'analyse des performances des dispositifs à base des cristaux photoniques, en particulier la méthode des éléments finis (MEF).

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude d'une nouvelle conception d'un coupleur optique en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (FDTD-2D). Dans la première partie, nous présentons l'étude sur la conception d'un dispositif basé sur le couplage entre des guides d'onde à cristaux photoniques à 2D, qui utilise des coupleurs en Y dans sa structure, qui est très efficace lorsqu'il est utilisé comme commutateur dans des systèmes de communication optique et qui possède une très grande sensibilité. Dans cette partie nous proposons deux types de coupleur : le premier contient quatre ports, un port d'entrée et trois ports de sortie. Tandis que dans la seconde le dispositif a la même configuration que précédemment, des défauts ont été introduits dans la structure. La deuxième partie est consacrée à l'étude, la conception et à l'analyse des performances d'un dispositif destiné aux applications de biocapteurs de capteurs de pression. Enfin, nous discutons les résultats obtenus d'une nouvelle structure visant l'amélioration de la sensibilité et de la puissance de transmission de la structure précédente.

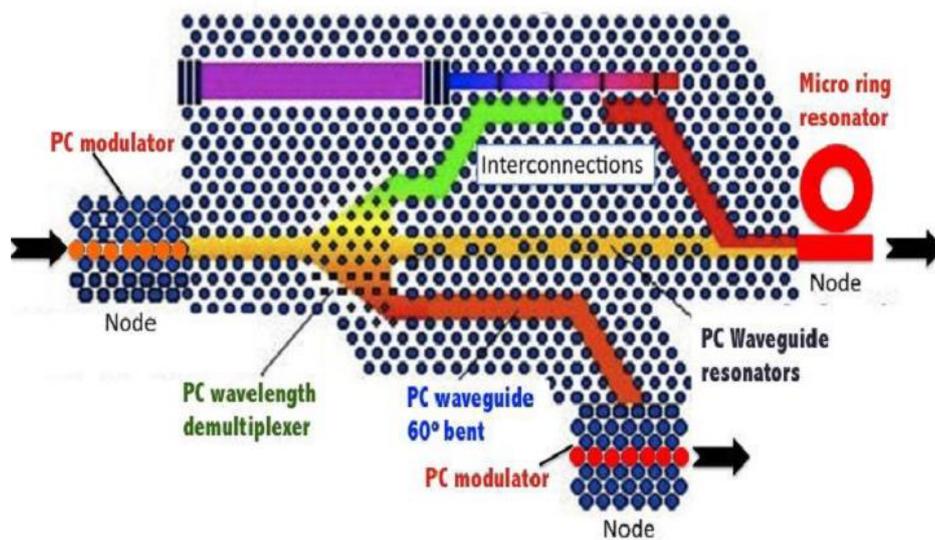
Enfin, nous terminons cette thèse par une conclusion générale sur les travaux obtenus et donnons notre avis sur les possibles perspectives.

Références

- [1] E. Yablonovitch, Photonic band-gap crystals, *J. Phys. Cond. Matter* 5 (1993) pp. 2443-2460.
- [2] W. Suh, M.F. Yanik, O. Solgaard, S. Fan, Displacement-sensitive photonic crystal structures based on guided resonance in photonic crystal slabs, *Appl. Phys. Lett.* 82 (2003) pp. 1999-2001.
- [3] H. Kurt, D.S. Citrin, Photonic crystals for biochemical sensing in the terahertz region, *Appl. Phys. Lett.* 87 (2005) p. 041108.
- [4] A.B.L. Huang, A.B.H. Tian, A.J. Zhou, A.Q. Liu, A.P. Zhang, J.A. Yüefeng, Label-free optical sensor by designing a high-Q photonic crystal ring–slot structure, *Opt. Commun.* 335 (2015) pp. 73–77.
- [5] N. Skivesen, A. Têtu, M. Kristensen, J. Kjems, L.H. Frandsen, P.I. Borel, Photonic-crystal waveguide biosensor, *Opt. Exp.* 15 (2007) pp. 4648-4650.
- [6] M. Loncar, A. Scherer, Y. Qiu, Photonic crystal laser sources for chemical detection, *Appl. Phys. Lett.* 82 (2003) pp. 4648–4650.
- [7] J. Topolancik, P. Bhattacharya, J. Sabarinathan, P.C. Yu, Fluid detection with photonic crystal-based multichannel waveguides, *Appl. Phys. Lett.* 82 (2003) pp.1143–1145.
- [8] X. Wang, Z. Xu, N. Lu, J. Zhu, G. Jin, Ultracompact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure, *Opt. Commun.* 281 (2008) pp. 1725-1731.

Chapitre 1

Guidage dans les cristaux photoniques



1.1. Introduction

La technologie de l'optique intégrée constitue un moyen privilégié permettant de réaliser des dispositifs à configuration optique stable compacte d'autant plus que les fonctions actives que l'on peut envisager peuvent permettre de faciliter le traitement du signal. Parmi les dispositifs attirant actuellement beaucoup d'attention en optique intégrée est le coupleur en tant que commutateur aussi bien que modulateur. Plusieurs configurations existent dont chacun possède certaines caractéristiques [1]. Le niobate de lithium LiNbO_3 est un candidat privilégié pour la réalisation de cristaux photoniques actifs, car il permet une commande aussi bien électrique qu'acoustique ou optique.

Depuis quelques années, les cristaux photoniques constituent un domaine très attirant de recherche, car ils permettent le contrôle la propagation de la lumière. Pour comprendre comment ces matériaux agissent sur la lumière, il est nécessaire de connaître l'origine de leurs propriétés, en particulier leurs caractéristiques de dispersion de la lumière.

Ce premier chapitre offre une introduction générale à l'étude des propriétés des cristaux photoniques. Nous verrons qu'une grande partie de ces propriétés peut être acquise de l'analogie entre les cristaux photoniques et les semiconducteurs. Nous présenterons les différents types de ces cristaux, nous porterons une attention particulière à décrire les cristaux photoniques à deux dimensions qui seront les seuls que nous exploiterons dans la suite de cette thèse.

Dans cette étude, l'intérêt est porté sur le phénomène de couplage entre les guides au cœur d'une puce optique, c'est-à-dire le couplage entre les guides conventionnels et les guides à cristaux photoniques, ainsi que le couplage dans les guides à cavités couplées.

Dans ce contexte, de nombreuses structures issues de l'optique intégrée ont été investiguées. Les propriétés remarquables des cristaux photoniques (CP) ont conduit à la conception de nouveaux dispositifs photoniques pour des applications dans divers secteurs de l'industrie, tels que les télécommunications (fibres à CP), l'optoélectronique (lasers, photodétecteurs et autres fonctions) et récemment la biodétection.

Nous parlerons enfin des matériaux et des technologies qui sont actuellement utilisés dans la fabrication de ces cristaux photoniques.

1.2. Définitions

Les cristaux photoniques (CP) ou les matériaux à bande interdite photoniques sont des structures artificielles dont la constante diélectrique est modulée périodiquement dans une ou plusieurs directions avec une plage de longueurs d'onde de photons optiques. Selon le nombre de directions, ces structures sont désignées par le nom de cristaux photoniques à une, deux ou trois dimensions [2-3], voir la figure 1.1.

La propriété principale des cristaux photoniques est l'existence de bandes de fréquences interdites, c'est-à-dire que la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions et pour certaines fréquences, d'où l'appellation de matériaux à bandes interdites photoniques (BIPs). Ce phénomène est dans une certaine mesure analogue à celui de l'ouverture de bandes interdites électroniques dans les matériaux semiconducteurs.

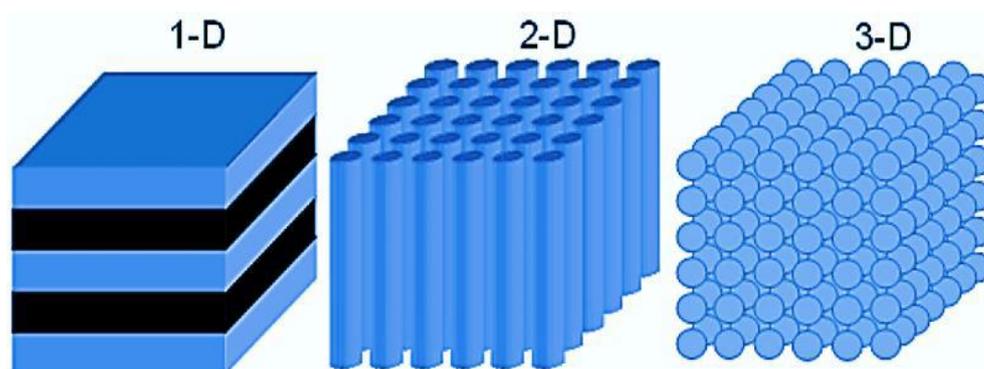


Figure 1.1 : Représentation schématique des différents types de cristaux photoniques : unidimensionnel (1-D), bidimensionnel (2-D) et tridimensionnel (3-D).

En 1887, Lord Rayleigh est le premier à avoir montré que l'on pouvait produire un gap ou une bande interdite photonique dans des structures périodiques en étudiant le miroir de Bragg. C'est la forme la plus simple d'un cristal photonique composée d'un empilement multicouche. La possibilité de généraliser le concept des bandes interdites photoniques aux structures bidimensionnelles et tridimensionnelles a été initiée par Yablonovitch [4] et Sajeev [5] en 1987 dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

1.3. Analogie électron-photon

La théorie des cristaux photoniques s'inspire de la similitude entre un photon qui se propage dans un cristal photonique et un électron dans un semiconducteur. En effet, l'équation

de Schrödinger, régissant le déplacement des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel périodique est analogue à l'équation de propagation, dérivée des équations de Maxwell, utilisée pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique périodique ε .

Avant de montrer les similitudes existantes entre ces deux ensembles d'équations, commençons par écrire les équations de Maxwell qui régissent le comportement des ondes électromagnétiques. Dans le cas d'un milieu diélectrique, linéaire, isotrope, non magnétique et en l'absence de charges et de courants, les équations de Maxwell s'expriment de la manière suivante [6] :

$$\nabla \cdot (\varepsilon(r) \cdot E(r, t)) = 0 \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot H(r, t) = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \times E(r, t) = \mu_0 \frac{\partial H(r, t)}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\nabla \times H(r, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(r) \frac{\partial E(r, t)}{\partial t} \quad (1.4)$$

où E et H désignent, respectivement, les champs électrique et magnétique. $\varepsilon(r)$ est la permittivité relative appelée aussi la constante diélectrique. ε_0 et μ_0 représentent la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide. r et t représentent les dépendances spatiales et temporelles, respectivement.

En manipulant ces deux dernières équations, on obtient l'équation de propagation pour le champ électrique et en suivant les étapes suivantes :

- En appliquant l'opérateur rotationnel dans (1.3), on obtient :

$$\nabla \times (\nabla \times E(r, t)) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times H(r, t)) \quad (1.5)$$

- En introduisant l'équation (1.4) dans l'équation (1.5), cette dernière devient :

$$\nabla \times (\nabla \times E(r, t)) = -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon(r) \frac{\partial^2 E(r, t)}{\partial t^2} \quad (1.6)$$

- La recherche de solutions harmoniques de forme : $E(r, t) = E(r)e^{-i\omega t}$ aboutit à

$$\nabla \times (\nabla \times E(r)) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(r) E(r) \quad (1.7)$$

En sachant que :

$$\nabla \times (\nabla \times E(r)) = \nabla(\nabla \cdot E(r)) - \Delta E(r)$$

$$\nabla E(r) = 0$$

$$\nabla(\nabla E(r)) = 0$$

et ayant :

$$\Delta E(r) = \nabla^2 E(r)$$

On obtient :

$$\nabla^2 E(r) = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(r) E(r) \quad (1.8)$$

C'est l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu de constante diélectrique $\varepsilon(r)$, avec ω la fréquence radiale ($\omega = 2\pi f$), et

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}$$

est la vitesse de la lumière dans le vide.

L'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde ψ d'un électron dans un potentiel V s'écrit sous la forme suivante [3] :

$$\nabla^2 \psi(r) = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \psi(r) \quad (1.9)$$

où E est l'énergie de l'électron, m est sa masse et \hbar la constante de Planck réduite.

Dans ce cas, l'équation de Schrödinger qui régit le comportement des électrons dans un potentiel V , selon (1.9), est analogue à l'équation de propagation des photons dans un milieu de constante diélectrique ε , selon (1.8). Ainsi, de la même manière que la périodicité du potentiel cristallin d'un semiconducteur entraîne l'apparition de bandes interdites en énergie pour les électrons, la périodicité de la constante diélectrique d'un cristal photonique est à l'origine de domaines de fréquences pour lesquels le cristal ne supporte pas de mode électromagnétique, autrement dit, pour lesquels la lumière ne peut se propager dans la structure.

1.4. Notions importantes

Il a été montré que l'équation de Schrödinger était très proche des équations d'onde électromagnétique. Cette analogie permet l'utilisation des outils des concepts développés en physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin et le théorème de Bloch pour la résolution de l'équation d'onde.

1.4.1. Réseaux direct et réciproque

Un réseau cristallin est constitué par la répétition périodique dans les trois dimensions de l'espace d'une maille élémentaire. Les vecteurs de base de la maille élémentaire définissent une base qui représente les vecteurs primitifs du réseau \vec{a}_i .

Dans l'étude des cristaux photoniques, la représentation des diagrammes de bandes se fait pour des composantes du vecteur d'onde k . Pour travailler avec ce vecteur d'onde, on utilise une nouvelle base appelée base réciproque. Cette dernière est définie à partir des vecteurs de base du réseau direct, correspondant au réseau du cristal photonique dans l'espace physique, grâce à la transformation :

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (1.10)$$

avec \vec{a}_i les vecteurs de base du réseau direct, \vec{b}_j les vecteurs de base du réseau réciproque et δ_{ij} le symbole de Kronecker.

C'est cette base qui va nous permettre de définir la zone de Brillouin dans l'espace des vecteurs d'onde (réseau réciproque) pour représenter les courbes de dispersion.

1.4.2. Zones de Brillouin

Les zones de Brillouin (ZB) sont des régions qui partitionnent l'espace réciproque associé au cristal. La première zone de Brillouin est le plus petit volume entièrement compris entre les plans médiateurs des segments (lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins) du réseau réciproque tracés à partir de l'origine. La première zone de Brillouin est souvent appelée simplement "zone de Brillouin". Son importance provient de la description en ondes de Bloch des ondes dans un milieu périodique, dans lequel il est démontré que les solutions peuvent être complètement caractérisées par leurs comportements dans cette zone.

Elle peut être obtenue de la manière suivante :

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

La zone ainsi déterminée est la zone de Brillouin. La figure 1.2 donne une représentation graphique des réseaux direct, réciproque et de la première ZB pour un réseau carré.

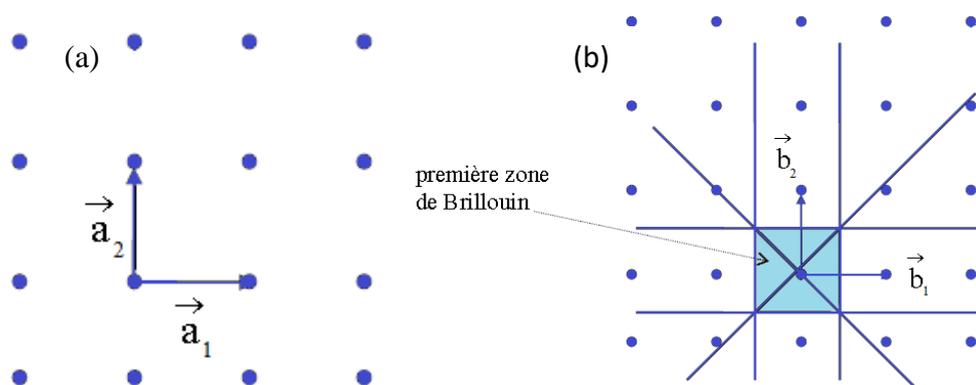


Figure 1.2 : Représentation d'un réseau carrée dans : (a) l'espace réel et (b) l'espace réciproque avec la première zone de Brillouin associée.

1.5. Les classes des cristaux photoniques

Pour comprendre l'apparition de la bande interdite photonique et des propriétés qui en découlent, nous étudions d'abord le cas simple d'un milieu dont la constante diélectrique est périodique suivant une seule dimension en prenant en exemple le cas du miroir de Bragg. L'étude du cristal 1-D est très utile pour comprendre les principaux phénomènes physiques présents également dans les cristaux à 2-D et à 3-D comme l'ouverture de bandes interdites photoniques.

1.5.1. Cristaux photoniques 1-D

Les cristaux photoniques 1-D ont une permittivité diélectrique périodique dans une direction et sont uniforme dans les deux autres, figure 1.3. Un exemple est celui du miroir de Bragg. C'est un empilement de deux couches alternées de matériaux homogènes ayant des constantes diélectriques différentes [3]. Le miroir de Bragg est utilisé depuis longtemps comme miroir en optique et dans les cavités lasers. C'est d'ailleurs cette dernière utilisation, qui permit à Yablonovitch de généraliser ce concept aux autres dimensions.

Si l'on considère une onde électromagnétique de vecteur d'onde k qui se propage à incidence normale dans un miroir de Bragg constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 et de permittivités ε_1 et ε_2 , voir la figure 1.3(a). La période est $a = a_1 + a_2$ dans la direction de l'empilement. L'onde va se réfléchir à chaque interface de cellule périodique

élémentaire pour donner une onde de vecteur d'onde $-k$, figure 1.3(b). Le déphasage entre deux ondes réfléchies successives est $2ak$. Tant que $2ak$ est très différent de 2π , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement. Pour $k = \pm\pi/a$ (en bord de zone de Brillouin), les ondes réfléchies interfèrent constructivement. Les ondes propagatrices et réfléchies de même énergie ω_0 ainsi couplées par le milieu donnent naissance à deux ondes stationnaires en $k = \pm\pi/a$ de fréquences distinctes ω_1 et ω_2 .

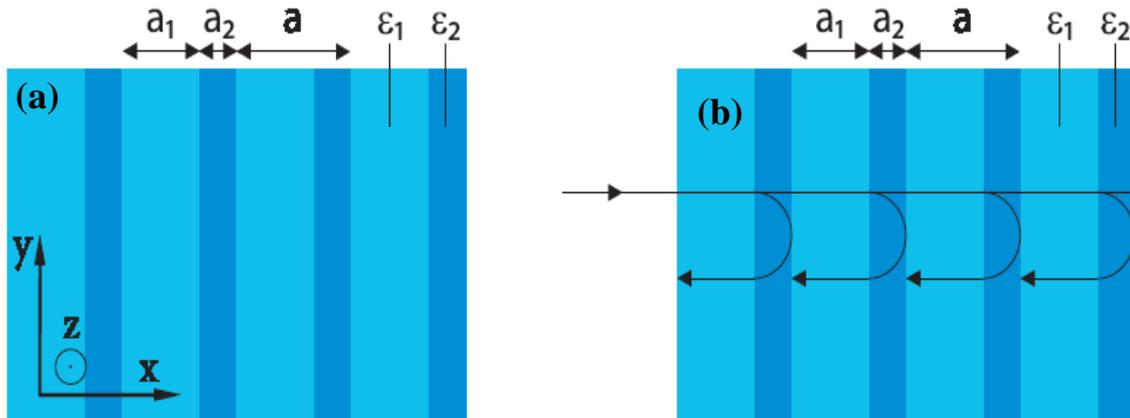


Figure 1.3 : (a) Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de 2 couches de permittivité ϵ_1 et ϵ_2 . La maille du cristal est $a = a_1 + a_2$. (b) Schémas des réflexions sur les mailles successives [3].

La levée de dégénérescence ouvre une bande interdite photonique entre et dans lesquelles aucun mode ne peut exister dans la structure. La partie jaune représente les régions où des modes électromagnétiques n'existent pas, comme il est montré dans la figure 1.4. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales $n_1 a_1 = n_2 a_2$, la largeur $\Delta\omega$ de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice. Cette bande interdite est d'autant plus étroite que le contraste d'indice de réfraction entre les couches est faible, mais existe dès que $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$. De part et d'autre de la bande interdite, les modes optiques propres de la structure sont stationnaires. La puissance du mode de fréquence ω_1 se concentre dans le matériau de fort indice, tandis que celle du mode de fréquence ω_2 se concentrent dans le matériau de faibles indices. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont désignées respectivement par bande diélectrique et bande d'air [7].

Tous les résultats que nous avons énoncés ici sont valables dans le cas d'une onde incidente normale à la structure. Pour une incidence oblique, les fréquences des bandes interdites changent. Ainsi à une longueur d'onde donnée, le miroir de Bragg ne réfléchit que les rayons arrivant dans un certain cône : la bande interdite n'est pas complète, elle n'existe pas, quel que soit le vecteur d'onde de l'onde incidente. Afin de créer une bande interdite plus complète, il faut structurer la permittivité du matériau selon plusieurs dimensions de l'espace [7].

1.5.2. Cristaux photoniques 2-D

Un cristal photonique bidimensionnel (2-D) est une structure qui présente une modulation périodique de la constante diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Les propriétés optiques des structures 2-D sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. On peut séparer le champ électromagnétique en deux polarisations indépendantes, la polarisation TE (Transverse Electrique) et la polarisation TM (Transverse Magnétique). En polarisation TE, le champ électrique (E) est orienté dans le plan de périodicité et le champ magnétique (H) n'a qu'une composante normale au plan. Dans ce cas, les composantes du champ électromagnétique sont (E_x, E_y, H_z) , les autres composantes étant nulles. En polarisation TM, les rôles de E et H sont permutés et le champ est de la forme (H_x, H_y, E_z) tel qu'il est montré dans la figure 1.5.

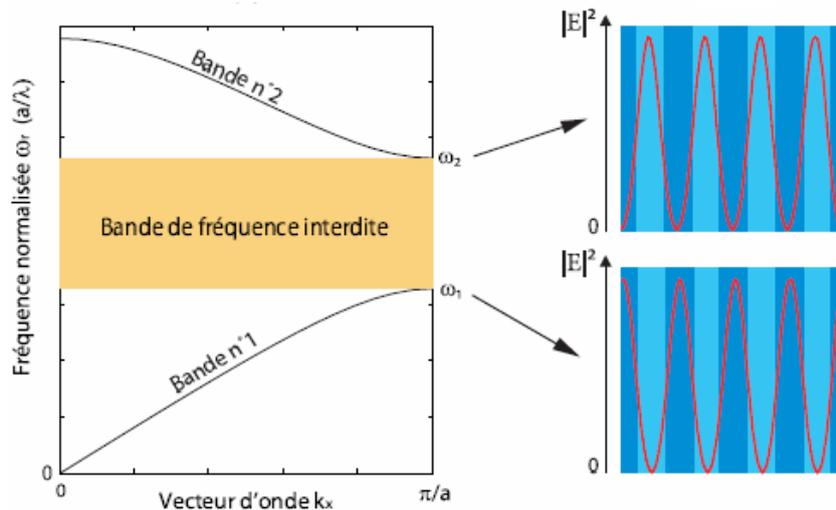


Figure 1.4 : (a) Relation de dispersion d'un miroir de Bragg ($a_1 = a_2$, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 11$) pour un vecteur d'onde perpendiculaire aux couches. (b) Allure du champ électrique $|E|^2$ pour $k_x = \pi/a$ à l'intérieur des couches.

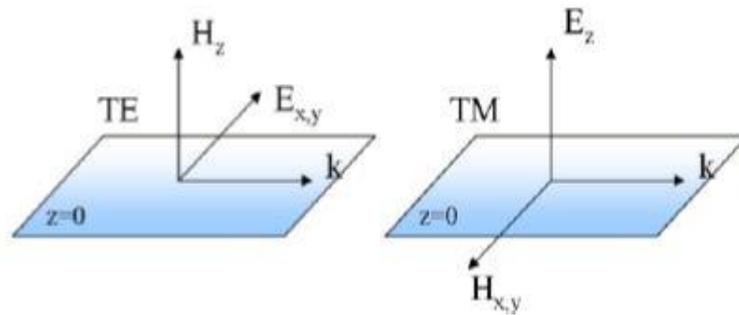


Figure 1.5 : Les polarisations dans les cristaux photoniques 2-D.

Les bandes énergétiques permises ou interdites sont différentes pour les polarisations TE et TM. Il existe donc une bande interdite TE et une bande interdite TM. Lorsque les bandes interdites photoniques pour les polarisations TE et TM se recouvrent, on parle alors de bande interdite complète. Un cristal photonique peut également présenter une bande interdite pour l'une des polarisations, mais pas pour l'autre. Dans la plupart des cas l'intérêt d'un cristal photonique provient de sa capacité à interdire la propagation de la lumière. Il est donc hautement désirable de travailler avec un cristal qui présente la bande interdite la plus complète possible.

Les cristaux photoniques 2-D sont, en général, constitués d'un réseau périodique de tige de diélectrique dans l'air ou de trous d'air percés dans une matrice diélectrique. Les deux réseaux les plus courants pour l'organisation des tiges (ou des trous) sont le réseau carré et le réseau triangulaire que l'on montre dans la figure 1.6 [3].

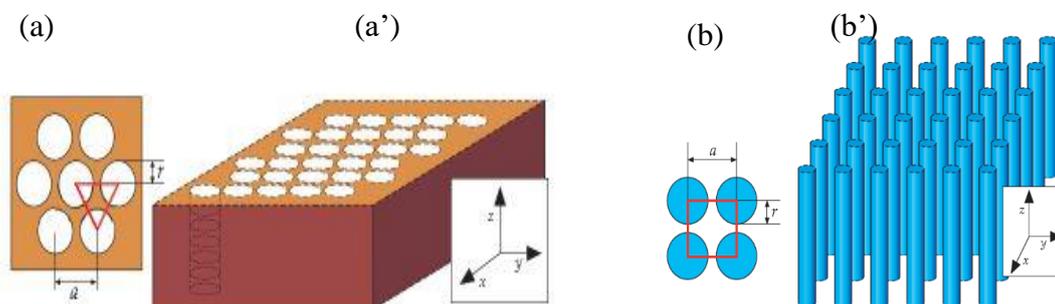


Figure 1.6 : Cristal photonique 2-D constitué de : (a) réseau triangulaire de trous d'air, (b) réseau carré de tiges diélectriques. (a') et (b') montrent les vues de haut des deux réseaux. a est le pas du réseau ; r est le rayon des trous et des tiges dans (a) et (b). La cellule élémentaire est représentée en rouge [3].

Par analogie avec la physique du solide, la description théorique d'un cristal photonique peut se faire à l'aide d'un diagramme de bandes offrant ainsi des informations sur la propagation de l'onde électromagnétique. Cependant, le calcul du diagramme de bandes d'une structure à cristal photonique permet de déterminer l'ensemble des caractéristiques de la structure (position spectrale des modes, les bandes interdites, la courbure de bande des modes de Bloch, choix du mode...); c'est donc un outil indispensable pour l'étude qualitative des cristaux photoniques. La figure 1.7 représente les diagrammes de bandes calculés pour les réseaux carré et triangulaire pour les deux polarisations TE et TM. Celles-ci se distinguent par des traits de couleurs différentes. Pour le réseau carré, la structure est constituée de tiges diélectriques cylindriques de permittivité $\varepsilon = 8.9$ dans de l'air ($\varepsilon = 1$) avec un diamètre de tiges égal à $0.2a$. Pour le réseau triangulaire, la structure correspond à une matrice bidimensionnelle de trous d'air ($\varepsilon = 1$) dans un matériau de permittivité ($\varepsilon = 13$) où le diamètre des trous est égal à $0.48a$.

L'un des principaux résultats de la figure 1.7 concerne la différence de comportement entre les polarisations TE et TM. Sur la figure 1.7(a), on voit apparaître une plage de fréquences dans laquelle aucun mode TM ne peut se propager dans la structure, c'est : la bande interdite photonique en polarisation TM. Par contre pour les modes TE, il n'existe pas de bande interdite photonique. Par conséquent, il n'y a pas de bande interdite complète pour ce réseau carré. Pour le réseau triangulaire, la figure 1.7(b), une large BIP est observée pour la polarisation TE, par contre, pour la polarisation TM le gap obtenu est réduit. En effet, un gap TE est facilement accessible avec une structure dont la matrice de haut indice est connectée et à l'inverse, une structure dont le matériau de bas indice est connecté (des tiges dans l'air par exemple) est plus favorable à l'ouverture d'un gap TM [3]. Pour le réseau triangulaire, le recouvrement des deux bandes omnidirectionnelles TE et TM donne naissance à une bande interdite complète.

1.5.3. Cristaux photoniques 3-D

Seuls les cristaux photoniques tridimensionnels (3-D) permettent l'obtention d'une bande interdite complète, c'est ce qui les rend très intéressant [13]. Cependant, leurs méthodes de fabrication restent très délicates et ce, malgré des avancées remarquables. Il paraît encore difficile d'envisager leur intégration en tant que composants dans des circuits photoniques. C'est pour cette raison que les cristaux photoniques 2-D sont passés au premier plan.

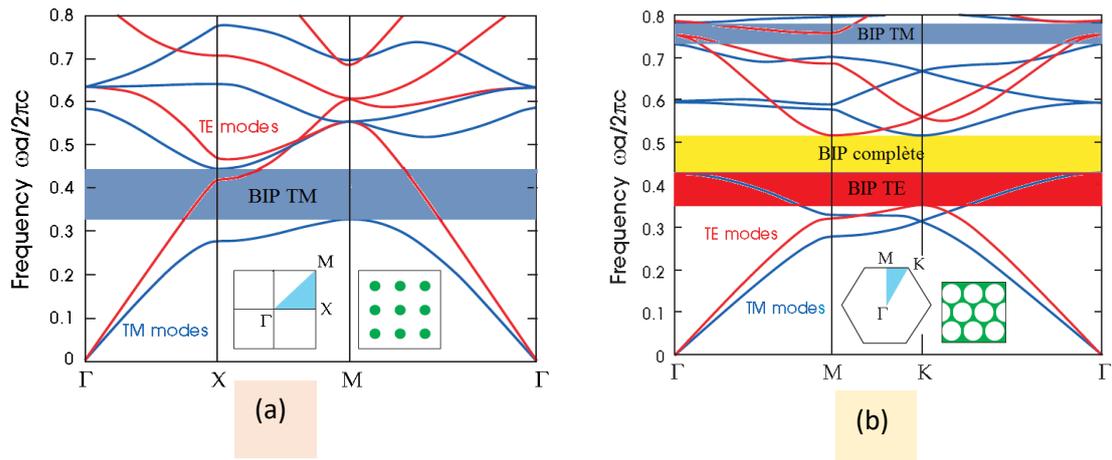


Figure 1.7 : Diagrammes des bandes d'une structure 2-D pour les polarisations TE (en rouge) et TM (en bleu) pour (a) un réseau carré (b) un réseau triangulaire [3].

1.6. Défauts dans les cristaux photoniques

La bande interdite photonique est la propriété principale des cristaux photoniques. Toutefois, l'introduction de défauts dans la périodicité du cristal permet d'obtenir des fréquences de propagation permises, appelées modes de défauts, dans la bande interdite photonique [3]. Ces défauts sont obtenus en brisant localement la périodicité du cristal, c'est-à-dire en créant une imperfection dans la structure périodique. Dans les cristaux photoniques 2-D, deux types de défauts sont réalisables. On peut considérer les défauts ponctuels et les défauts linéaires.

1.6.1. Défauts ponctuels

Le défaut ponctuel le plus répandu est créé en omettant ou en modifiant un ou plusieurs motifs (trous ou tiges) du cristal photonique comme on le montre dans la figure 1.8. Par conséquent, un mode de défaut localisé peut apparaître dans la bande interdite photonique. Un exemple est illustré dans la figure 1.9(b). Sur cette figure, on peut voir que la lumière est piégée à l'intérieur du défaut ponctuel, vu que le matériau est réfléchissant à cette longueur d'onde. Dans le spectre de transmission du cristal photonique, ce mode de défaut se traduit par l'apparition d'un pic fin dans la bande interdite comme représentée dans la figure 1.9(a). Un défaut ponctuel dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquences très étroite [8].

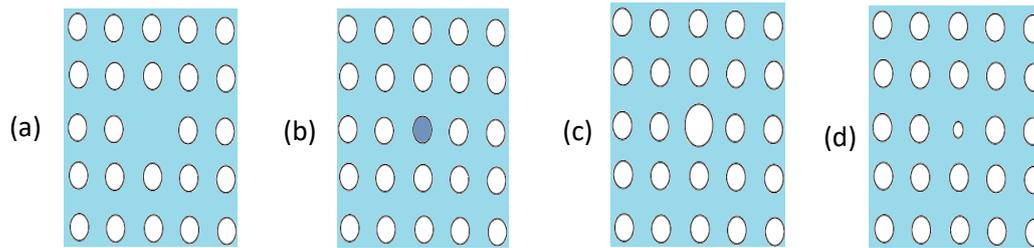


Figure 1.8 : Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique 2-D : (a) en omettant un seul motif ; (b) en modifiant l'indice de réfraction d'un seul motif ; (c) et (d) en variant le rayon d'un seul motif dans la structure.

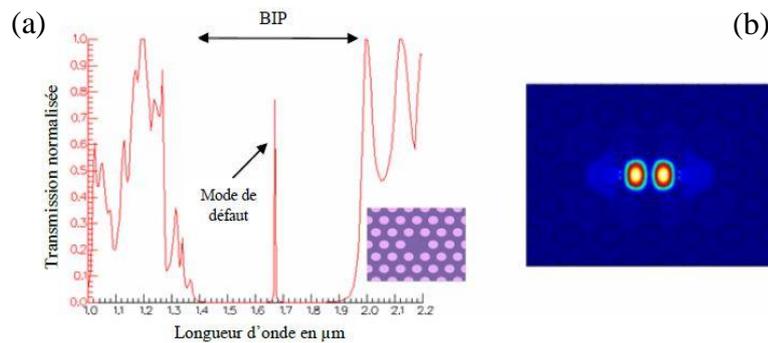


Figure 1.9 : (a) Spectre de transmission d'un CP 2-D avec un motif manquant. (b) Intensité du champ dans la cavité pour $\lambda = 1.67 \mu\text{m}$.

I.6.2. Défaut linéique

Un guide est un défaut linéique introduit au sein d'un cristal photonique si l'on se restreint à une périodicité dans deux directions de l'espace. Le cristal photonique 2-D est constitué soit de colonnes de diélectrique entourées d'air, soit de trous d'air gravés au travers d'une matrice diélectrique. Un guide d'onde peut alors être créé en écartant deux demi-plans comme il est montré dans la figure 1.10. L'écart entre les deux demi-plans, la direction cristallographique ainsi que la symétrie des bords définissent un guide unique.

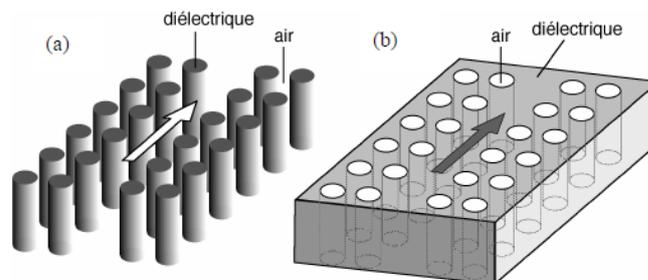


Figure 1.10 : Schéma d'un guide défaut dans un réseau 2-D : (a) de colonnes d'un diélectrique ; (b) de trous d'air.

1.7 Guide à cristal photonique

En introduisant un défaut linéaire dans un cristal photonique, il est possible de constituer des guides optiques au sein de ce cristal. Un photon restera confiné dans le guide si son énergie est située à l'intérieur de la bande interdite. On appelle W_n les guides d'ondes, où n est le nombre de rangées de trous manquantes : un guide W_l correspond à un cristal photonique ayant une rangée manquante.

Dans ces guides à cristaux photoniques, le processus de guidage de la lumière est différent de celui des guides d'onde classiques, où le guidage est assuré par réflexion totale interne, il est déterminé par la propagation des modes de Bloch [9]. Dans ce cas, les modes sont guidés par le phénomène de bande interdite. Les réflexions multiples sur les motifs du cristal localisent la lumière au niveau de la zone de défaut. Le mécanisme de guidage dans ce type de guide n'est pas toujours assuré par la présence de la BIP, il peut être affecté par la réflexion totale interne, et cela, selon la nature de la structure du matériau à bande interdite photonique utilisée.

Dans la structure de trous (où le guide est formé par une rangée de trous manquante), l'indice de réfraction du cœur du guide à cristal photonique est plus élevé que celui du matériau constituant la gaine photonique. Dans ce cas, le guidage met en jeu des réflexions multiples sur le cristal photonique, mais, les propriétés modales des modes de Bloch seront affectées par la réflexion totale interne. Le guidage s'effectuera donc par effet BIP et par réflexion totale interne, comme il est illustré dans la figure 1.11, le guide est alors multimode aux longueurs d'onde correspondant aux bandes interdites de la gaine photonique, car il existe au moins deux modes dus à chacun des deux types de propagation. Il en résulte un bon couplage entre le guide diélectrique et le guide à CP, puisque les mécanismes de guidage des deux types de guides se ressemblent.

D'autre part, le guide à cristal photonique dans la structure à tiges (où le guide est formé par une rangée de tiges manquante) a un cœur d'indice de réfraction plus faible que celui des gaines. Dans ce cas, le mécanisme de guidage ne peut pas être de nature réfractive. La lumière est guidée dans le cœur, car elle ne peut pas se propager dans les gaines qui présentent une bande interdite photonique. Le guidage s'effectuera donc par réflexions multiples sur le matériau à bande interdite photonique [10-11], le guidage par effet BIP est le seul type de guidage opérant dans cette structure, le guide peut être donc monomode. Le couplage sera pauvre puisque les mécanismes de guidage des deux types de guides sont très différents, même si les deux guides ont la même largeur.

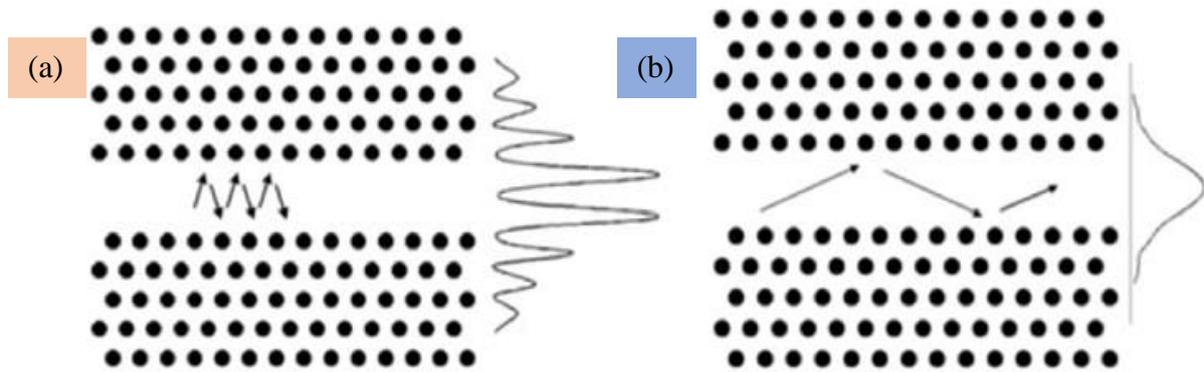


Figure 1.11 : Guide créé dans un cristal photonique 2-D de réseau triangulaire en omettant quelques lignes de trous. (a) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage se fait par BIP, (b) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage est réfractif.

1.8. Applications des cristaux photoniques

En se basant sur ces composants de base des circuits photoniques intégrés, différents dispositifs ont été proposés et démontrés dans plusieurs domaines telles que les coupleurs directionnels [12-13], les doubles virages [14], les filtres [15-16], les démultiplexeurs [17-18], les diviseurs de puissance [19-20], les capteurs et biocapteurs [21-22]. Ces nouveaux dispositifs reproduisent les principes opérationnels des différents composants d'un circuit intégré en utilisant les photons comme porteurs d'information à la place des électrons. Quelques exemples de ces dispositifs sont illustrés dans la figure 1.12.

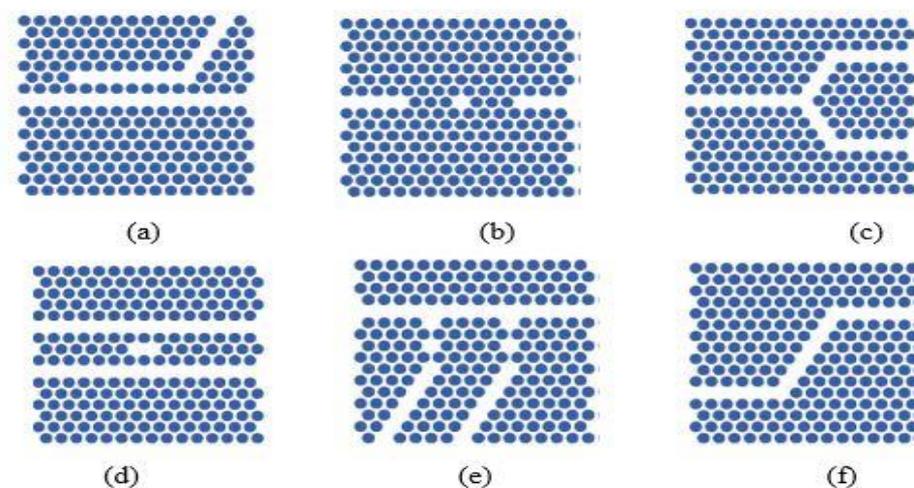


Figure 1.12 : Dispositifs à base de cristaux photoniques 2-D. (a) Coupleur directionnel ; (b) Biocapteur ; (c) Diviseur de puissance ; (d) Filtre ; (e) Démultiplexeur ; (f) Double virage.

1.8.1. Coupleur directionnel

Le coupleur directionnel est un dispositif constitué de deux guides d'onde monomodes parallèles. Il a quatre ports dont un port sert comme entrée et les trois ports comme des sorties. Deux guides monomodes séparés par une distance suffisamment faible l'un de l'autre forment un coupleur directionnel. En effet, quand deux guides sont côte à côte, ils ne se comportent plus comme deux guides monomodes indépendants mais ils agissent comme un seul guide plus large multimode comprenant deux modes guidés comme il est montré dans la figure 1.13. Ces deux modes s'appellent des "supermodes". La lumière se propageant dans l'un des guides est vue comme la superposition des supermodes du coupleur. Les deux supermodes ont des constantes de propagation différentes. Si la différence de phase entre les deux supermodes est un multiple impair de π , la lumière va être transmise d'un guide vers l'autre au bout d'une longueur L_C appelée longueur de couplage. La lumière reviendra ensuite dans le guide initial au bout de $2L_C$, et ainsi de suite. On définit la longueur de couplage nécessaire pour transférer 100% de la lumière d'un guide vers l'autre par la relation suivante [23] :

$$L_C = \frac{\pi}{|k_e - k_o|} \quad (1.11)$$

avec k_e la constante de propagation du supermode pair et k_o celle du supermode impair.

Selon l'équation (1.11), si $k_e = k_o$ (croisement de bandes ou modes dégénérés), la longueur de couplage devient infinie ; aucun transfert de puissance n'est possible entre les deux guides et nous sommes dans une situation de découplage. Ce phénomène pourra être utile dans le cadre de circuits photoniques très denses où les guides seront très proches les uns des autres. En effet, dans ce cas, les guides sont totalement isolés.

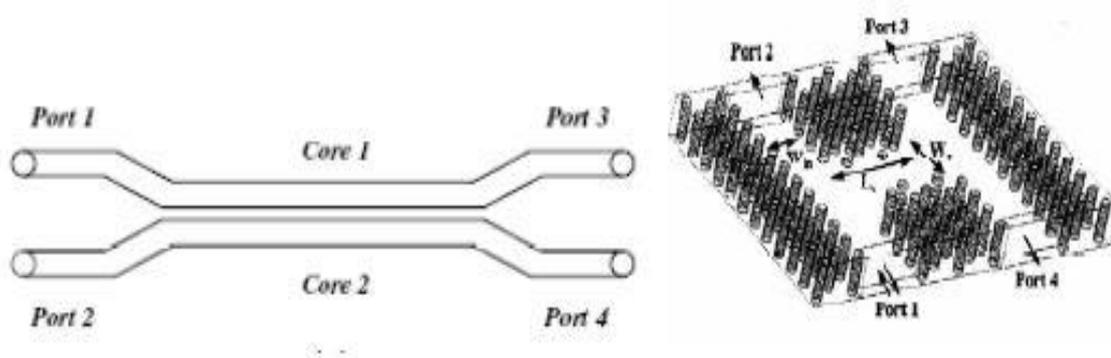


Figure 1.13: Schéma d'un coupleur optique directionnel.

1.8.1.1. Couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique

Un guide diélectrique peut être directement couplé à un guide à cristal photonique. L'efficacité de couplage dépend de la position de l'interface de découpe entre les deux guides [9-11,24]. Une large variété de structures et de techniques de couplage est proposée dans la littérature pour minimiser les pertes de couplage. On peut par exemple utiliser des guides diélectriques dont l'extrémité effilée pénètre dans le guide à cristal photonique [25-26], ainsi que l'utilisation d'un coupleur qui est une version planaire du miroir parabolique et qui permet de focaliser la lumière issue d'un guide diélectrique large sur l'entrée d'un guide à cristal photonique [27].

1.8.1.2. Couplage de guide à CP et guide à cavités couplées

C'est un guide d'onde composé d'une chaîne de cavités (ou de défauts ponctuels) séparée les unes des autres par une ou plusieurs rangées de motifs dans un cristal photonique, c'est le guide à cavités couplées, appelé aussi guide de résonateurs optiques couplés. Les cavités sont conçues de telle sorte que leur fréquence de résonance se situe dans la bande interdite du cristal photonique [28]. La direction d'alignement des cavités fixe la direction de propagation permise pour les ondes électromagnétiques. Un schéma descriptif de ce guide est illustré dans la figure 1.14.

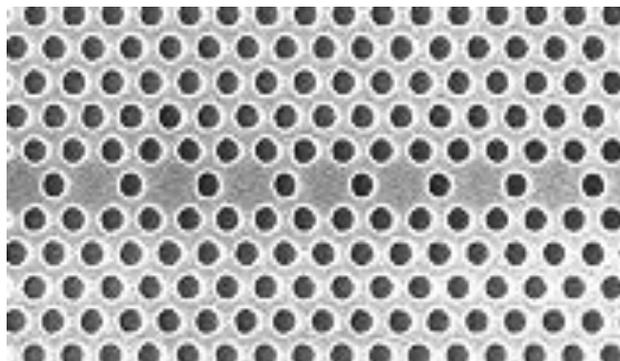


Figure 1.14 : Guide à cavités couplées réalisé dans un cristal photonique 2-D.

1.8.2. Capteurs

Un capteur est un dispositif qui transforme une grandeur physique observée en une grandeur utilisable, tel qu'une tension électrique, une fréquence, une hauteur de mercure, une intensité ou la déviation d'une aiguille. On peut dire qu'un capteur est un dispositif qui, sous l'effet d'une grandeur physique que l'on souhaite caractériser, délivre une grandeur physique

exploitable, on parle ainsi d'un transducteur [29]. Les grandeurs d'influence sont des grandeurs extérieures qui, selon leur nature et leur importance, provoquent des perturbations sur le capteur. Parmi les principales grandeurs d'influence : température, pression, humidité, concentration chimique.

Il existe un certain nombre de caractères communs à tous les capteurs dont les plus courants sont : étalonnage, réponse du capteur, domaine de linéarité, résolution (précision), sensibilité, temps de réponse ou rapidité, sélectivité et limite de détection.

1.8.3. Capteurs optiques

L'utilisation de composants optiques a conduit à s'affranchir des perturbations électromagnétiques basses fréquences et à limiter les pertes optiques par propagation. Cette limitation a donc permis à mieux étudier le comportement des dispositifs optiques vis-à-vis des perturbations environnementales. Ainsi, le développement de capteurs optiques performants est rendu possible en s'intéressant aux différents mécanismes d'interactions physiques extérieurs que l'on souhaite caractériser. Il existe actuellement plusieurs capteurs optiques comme les capteurs : de pression, de température, de vitesse, de position, d'humidité, mais aussi biologiques.

1.8.4. Biocapteurs

Un biocapteur est un outil analytique composé d'un élément biologique appelé biorécepteur lié à un transducteur. Le biorécepteur reconnaît spécifiquement une molécule du milieu et l'information biologique qui en résulte est convertie par le transducteur en un signal analytiquement utile.

Trois principaux éléments composent un biocapteur : une couche biologique sensible, un transducteur et un signal de sortie. La couche biologique contient un biorécepteur, qui reconnaît l'espèce biologique souhaitée et qui est immobilisé sur le transducteur. Ce dernier assure la conversion de la réponse biologique en un phénomène physique. Au plus haut niveau, le signal de sortie permet la mesure du phénomène physique élaboré par le transducteur. Ce niveau contient souvent des étapes d'amplification et d'affichage, de manière appropriée et interprétable par l'utilisateur.

1.8.5. Les cristaux photoniques destinés à la détection optique

L'application des cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche qui semble être très prometteur en raison de leur micro-structuration périodique qui permet de piéger les photons et de créer des résonances optiques très sensibles à la présence des molécules à détecter, de leur extrême miniaturisation, de leur haute sensibilité spectrale et de la sélectivité dans le mécanisme de détection.

Plusieurs travaux de recherches utilisant les cristaux photoniques, en tant qu'élément de détection, ont été entrepris [30-32]. Différents types de cristaux photoniques ont été utilisés. On cite à titre d'exemples le cas de la technologie SPR (Surface Plasmon Résonance) qui exploite les changements de phase des plasmons qui correspondent aux variations d'épaisseur des analytes biologiques dans un cristal photonique [30], aussi bien que le cas des fibres à cristaux photoniques dans la bio-détection [31].

1.9. Matériaux pour le photonique

Le grand obstacle dans l'application des matériaux à bandes interdites photoniques réside dans leurs fabrications. En effet, l'implémentation de ces matériaux dans la gamme du visible ou le proche infrarouge nécessite des modulations spatiales de l'indice de réfraction de quelques centaines de nanomètres. A cette échelle de longueurs d'onde, la fabrication de tels dispositifs n'est pas facile. Les cristaux photoniques 1-D, sont les structures photoniques les plus simples et profitent d'une réalisation potentiellement simple. Les cristaux 2-D ont connu un intérêt considérable s'inscrivant dans le développement de l'optique intégrée, puisque leurs techniques de fabrication sont plus faciles et utilisent des technologies existantes dans le domaine des semiconducteurs. Les cristaux photoniques 3-D permettent quant à eux un contrôle de la lumière omnidirectionnel et offrent un grand potentiel d'applications. Cependant, les techniques de fabrication sont encore à un niveau de maturité technologique.

La fabrication des cristaux photoniques nécessite des matériaux qui doivent être transparents dans la gamme spectrale dans laquelle ils sont étudiés et doivent avoir une haute permittivité diélectrique pour un fort confinement du champ. L'implémentation des cristaux photoniques sur des semiconducteurs est un choix judicieux, car leur technologie est bien maîtrisée actuellement. Le monde des semiconducteurs est dominé par le silicium. Ce dernier est transparent aux longueurs d'onde des télécommunications et possède un indice de réfraction

élevé. De plus, sa technologie est extrêmement bien contrôlée et compatible avec les technologies de la microélectronique CMOS.

Après le Silicium, les composés III-V sont les deuxièmes matériaux les plus utilisés dans l'industrie. Ces matériaux sont principalement utilisés pour réaliser des dispositifs actifs (qui émettent de la lumière) grâce à leur gap électronique direct qui leur confère de bonnes propriétés d'émission. En revanche, les semiconducteurs de la catégorie IV-IV ne sont pas adaptés à la fabrication de dispositifs actifs du fait de leur gap indirect qui leur procure des propriétés médiocres d'émission de lumière. Par contre, ils sont technologiquement mieux maîtrisés et moins coûteux.

Le niobate de lithium LiNbO_3 est l'un des matériaux les plus attractifs pour l'optoélectronique [1,33]. C'est un cristal biréfringent uniaxe. Une grande variété de structures a été développée, basée sur le fait que ce matériau ayant des propriétés non-linéaires, ferroélectrique, pyroélectrique, électrooptiques, photoélastiques et piézoélectriques uniques, combinées avec une bonne stabilité mécanique et chimique. Le niobate de lithium est un candidat privilégié pour la réalisation de cristaux photoniques actifs, car il permet une commande aussi bien électrique qu'acoustique ou optique.

1.10. Conclusion

A l'issue de ce premier chapitre, nous avons présenté les notions de base associées aux cristaux photoniques. Nous avons montré que suivant la forme de ces derniers, il était possible de contrôler la propagation de la lumière au sein des structures constituées de cristaux photoniques. Nous avons notamment introduit les propriétés physiques et géométriques ainsi que les différentes applications optiques (guidage, couplage, filtrage, détection, etc...) qui peuvent en découler de ces matériaux.

Puisque les dispositifs de couplage optique sont la base de ce travail, les différentes techniques utilisées ont été explorées. Nous avons aussi exposé les concepts de base liés aux capteurs et biocapteurs en donnant un bref aperçu sur l'état d'art de chacun d'eux.

Finalement, les matériaux et la technologie de cristaux photoniques attirant actuellement les chercheurs ont été explorés.

Références

- [1] R.G. Hunsperger, *Integrated optics: theory and technology*, 6th ed., Springer, (2009).
- [2] E. Yablonovitch, Photonic band-gap crystals, *J. Phys. Cond. Matter* 5 (1993) pp. 2443-2460.
- [3] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Winn, *Photonic crystals molding the flow of light*, Princeton University Press, Princeton, (2008).
- [4] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission on solid-state physics and electronics, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) pp. 2059–2062.
- [5] J. Sajeev, Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) pp. 2486–2489.
- [6] K. Sakoda, *Optical properties of photonic crystals*, Springer-Verlag, Berlin, (2001).
- [7] P. Yeh, Electromagnetic propagation in birefringent layered media, *J. Opt. Soc. Am.* 69 (1979) pp. 742–756.
- [8] J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve, S. Fan, Photonic crystals: putting a new twist on light, *Nature* 386 (1997) pp. 143–149.
- [9] P. Sanchis, P. Bienstman, B. Luyssaert, R. Baets, J. Marti, Analysis of butt coupling in photonic crystals, *IEEE J. Quant. Electron.* 40 (2004) pp. 541-550.
- [10] J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, A. Tchelnokov, *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*, GET et Lavoisier, Paris, (2003).
- [11] J.M. Lourtioz, *Cristaux photoniques et gaps de photons - propriétés et applications*, Techniques de l'Ingénieur, (2004) pp. AF 3710-AF 3710.
- [12] A. Sharkawy, S. Shi, D.W. Prather, R.A. Soref, Electro-optical switching using coupled photonic crystal waveguides, *Opt. Exp.* 10 (2002) pp. 1048–1059.
- [13] M.K. Moghadam, A.R. Attari, M.M. Mirsalehi, Improved photonic crystal directional coupler with short length, *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.* 8 (2010) pp. 47–53.
- [14] H. Badaoui, M. Feham, M. Abri, Double Bends and Y-Shaped Splitter Design for Integrated Optics, *Prog. Electromag. Res. Lett.* 28 (2012) pp. 129–138.
- [15] H. Takano, B.S. Song, T. Asano, S. Noda, Highly efficient multi-channel drop filter in a two-dimensional hetero photonic crystal, *Opt. Exp.* 14 (2006) pp. 3491–3496.

-
- [16] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, N. Paraire, Numerical optimization of high-Q-factor photonic crystal microcavities with a graded air lattice, *J. Opt. Soc. Am. B* 28 (2011) pp. 336–341.
- [17] M.Y. Tekeste, J.M. Yarrison-Rice, High efficiency photonic crystal-based wavelength demultiplexer, *Opt Exp.* 14 (2006) pp. 7931–7942.
- [18] A. Rostami, H.A. Banaei, F. Nazari, A. Bahrami, An ultra-compact photonic crystal wavelength division demultiplexer using resonance cavities in a modified Y-branch structure, *Optik* 122 (2011) pp. 1481–1485.
- [19] S. Fan, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos, C. Manolatou, H.A. Haus, Waveguide branches in photonic crystals, *J. Opt. Soc. Am. B* 18 (2001) pp. 162–165.
- [20] A. Ghaffari, F. Monifi, M. Djavid, M.S. Abrishamian, Analysis of photonic crystal power splitters with different configurations, *J. Appl. Sci.* 8 (2008) pp. 1416–1425.
- [21] F. Bougriou, T. Bouchemat, M. Bouchemat, N. Paraire, Optofluidic sensor using two-dimensional photonic crystal waveguides, *Europ. Phys. J. Appl. Phys.* 62 (2013) pp. 11–20.
- [22] A. Harhouz, A. Hocini, Design of high-sensitive biosensor based on cavity-waveguides coupling in 2D photonic crystal, *J. Electromag. Waves Appl.* 29 (2015) pp. 659–667.
- [23] S. Droulias, Switching dynamics in nonlinear directional fiber couplers with intermodal dispersion, Thèse de doctorat Université de Franche-Comté (France), (2004).
- [24] C.W. Chang, S.C. Cheng, W.F. Hsieh, High efficiency coupling between external and photonic crystal waveguides by longitudinally shifting waveguide junctions, *Opt. Commun.* 242 (2004) pp. 517–524.
- [25] A. Mekis, J.D. Joannopoulos, Tapered couplers for efficient interfacing between dielectric and photonic crystal waveguides, *IEEE J. Lightwave Technol.* 19 (2001) pp. 861–865.
- [26] Y. Xu, R. Lee, A. Yariv, Adiabatic coupling between conventional dielectric waveguides and waveguides with discrete translational symmetry, *Opt. Lett.* 25 (2000) pp. 755–757.
- [27] D.W. Prather, J. Murakowski, S. Shi, S. Venkataram, A. Sharkawy, C. Chen, D. Pustai, High-efficiency coupling structure for a single line-defect photonic-crystal waveguide, *Opt. Lett.* 27 (2002) pp. 1601–1603.

-
- [28] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee, A. Scherer, Coupled resonator optical waveguides: A proposal and analysis, *Opt. Lett.* 24(1999) pp.711-713.
- [29] G. Asch, *Les capteurs en instrumentation industrielle*, Dunod, (1993).
- [30] M. Barth, S. Schietinger, S. Fischer, J. Becker, N. Nüsse, T. Aichele, B. Löchel, C. Sönnichsen, O. Benson, Nanoassembled plasmonic-photonic hybrid cavity for tailored light-matter coupling, *Nano Lett.* 10 (2010) pp. 891–895.
- [31] Z. Li, C. Liao, Y. Wang, L. Xu, D. Wang, S. Liu, Q. Wang, K. Yang, J. Zhou, Highly-sensitive gas pressure sensor using twin-core fiber based in-line Mach-Zehnder interferometer, *Opt. Exp.* 23 (2015) pp. 2827–2830.
- [32] B. Troia, A. Paolicelli, F. De Leonardis, V.M.N. Passaro, Photonic crystals for optical sensing: a review, dans: *Advances in photonic crystals*, N. Kumar, B. Suthar (Eds), CRC Press, (2013) pp. 242-287.
- [33] C. Benmouhoub, Lab-On-Chip optoelectronique sur Niobate de Lithium, Thèse de Doctorat, l'Université de Franche-Comté (France), (2014).

Chapitre 2

Dimensionnement du mode d'un coupleur à base de cristaux de LiNbO_3



2.1. Introduction

En dehors du cas particulier des guides plans, tout calcul précis des modes des guides planaire et diffusés passe obligatoirement par des méthodes numériques généralement complexes, même pour le guide d'onde à base de cristaux photoniques, on ne peut pas résoudre analytiquement l'équation d'onde en éléments finis. Marcatili [1] a facilité la tâche en proposant des solutions approchées applicables à une large classe de guides à base de cristaux photoniques, opérant suffisamment loin de la coupure. D'autres méthodes ont été suggérées et utilisées pour donner de meilleures prédictions concernant le comportement des guides à ruban à trois dimensions. Il s'agit de la méthode du principe variationnel.

De façon générale, les caractéristiques du mode fondamental d'un guide d'onde à base de cristaux photonique dépendent de deux facteurs. Le premier concerne les dimensions alors que le deuxième dépend de la variation d'indice de réfraction par rapport à celui du substrat. D'un point de vue technologique, ces facteurs seront définis suivant les processus employés, et reliés à des paramètres mesurables.

La résolution d'un problème d'électromagnétisme consiste à déterminer le comportement du champ électromagnétique dans une région de l'espace. Ces configurations du champ doivent satisfaire simultanément les équations de Maxwell, ou l'équation des ondes, et des conditions aux limites appropriées. Des solutions exactes ou analytiques peuvent être obtenues dans un petit nombre de cas selon la géométrie des objets.

Ce chapitre, présente un modèle théorique pour la caractérisation du mode fondamental des guides d'ondes diffusés à base de cristaux photonique de type Ti : LiNbO_3 . Le modèle est basé sur la maximisation de la variation de l'indice effectif.

2.2. Principe variationnel

Cette méthode permet de déterminer la variation de la constante de propagation d'un guide induite par diffusion, dans notre cas, de titane dans un cristal en LiNbO_3 .

En supposant que cette diffusion est isotrope et stationnaire, la notion d'indice effectif est ainsi introduite nécessitant un bon choix de la distribution du champ dans le guide en question. Ce choix basé sur des résultats expérimentaux [2] est utilisé pour trouver une solution à l'équation d'onde. Le résultat obtenu est une équation de dispersion reliant les différents

paramètres de diffusion ; les dimensions du mode et la différence de l'indice effectif. La maximisation de cette variation de l'indice effectif permettra de déterminer les dimensions du mode.

Le théorème de variation sur lequel se base ce principe relie les variations δE et δH des solutions du champ électromagnétique aux perturbations $\delta(\omega\varepsilon)$ et $\delta(\omega\mu)$ de la fréquence et des constantes du milieu qui sont la cause de ces variations [3].

2.3. Equations fondamentales

2.3.1. Les équations de Maxwell

Les équations qui gouvernent la répartition du champ électrique, dans un milieu donné, dérivent des équations de Maxwell. C'est un ensemble formé de quatre équations aux dérivées partielles qui lient les phénomènes magnétiques caractérisés par le champ magnétique H (A/m) et l'induction magnétique B (Tesla) aux phénomènes électriques caractérisés par le champ électrique E (V/m), et l'induction électrique D (C/m²) [4-5].

Ces quatre équations sont :

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\text{div}\vec{D} = \rho_v \quad (2.3)$$

$$\text{div}\vec{\beta} = 0 \quad (2.4)$$

avec ρ_v représentant la densité volumique de charges.

Outre ces quatre équations, il existe des relations constitutives qui lient l'induction électrique :

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} \quad (2.5)$$

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} \quad (2.6)$$

$$\vec{B} = \mu_0\vec{H} \quad (2.7)$$

où ε_0 est la permittivité du vide, σ est la conductivité du milieu, μ_0 est la perméabilité du vide, D est le déplacement, J est la densité de courant, E le champ électrique, B l'induction magnétique et H représente le champ magnétique [5,7].

En supposant que le milieu diélectrique est sans pertes, les équations de Maxwell deviennent :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = \mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (2.9)$$

$$0 = \mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (2.12)$$

$$0 = \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (2.13)$$

2.3.2. Equations de propagation d'onde

D'après les équations (2.10) et (2.13), il est clair que les composantes H_z et E_z sont nuls, et donc une onde plane uniforme dans un milieu isotrope et homogène ne peut avoir aucune composante longitudinale du champ. Dans ce cas, on aboutit à l'équation d'onde, appelée aussi l'équation de Helmholtz [5,8] :

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

On cherche, donc une solution de la forme :

$$\vec{E} = E_0 e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.15)$$

$$\vec{H} = H_0 e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.16)$$

D'une manière générale, l'équation à résoudre est l'équation d'Helmholtz qui est donnée par :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \vec{E}(x, y, z) + (k^2 n^2 - \beta^2) \vec{E}(x, y, z) = 0 \quad (2.17)$$

2.4. Conditions aux limites

Il existe plusieurs solutions aux équations différentielles précédemment définies. Les conditions aux limites servent en fait à déterminer une solution unique de ces équations. Ces conditions sont principalement de deux types : la condition de Dirichlet et la condition de Neumann. La condition de Dirichlet impose la valeur du champ comme par exemple les surfaces des conducteurs, les surfaces équipotentielles, ou les limites infinies du domaine d'étude. La condition de Neumann impose la valeur de la dérivée normale du champ tels les plans de symétrie ou les surfaces à flux imposé. Les conditions de Dirichlet et de Neumann sont dites homogènes si les valeurs imposées sont nulles. Elles sont dites non homogènes dans le cas contraire [6].

2.5. Les caractéristiques de dispersion des guides d'onde Ti : LiNbO_3

2.5.1. Modèle de diffusion

Une onde plane est supposée se déplaçant le long de l'axe y dans le ruban d'un guide d'onde dans lequel le champ électrique est aligné le long de l'axe z . Le modèle constitué de deux guides d'ondes disposés côte à côte. Ils sont ensuite couplés et la lumière peut passer de l'un à l'autre comme il est montré dans la figure 2.1. Donc, de l'équation scalaire [2,6-12] :

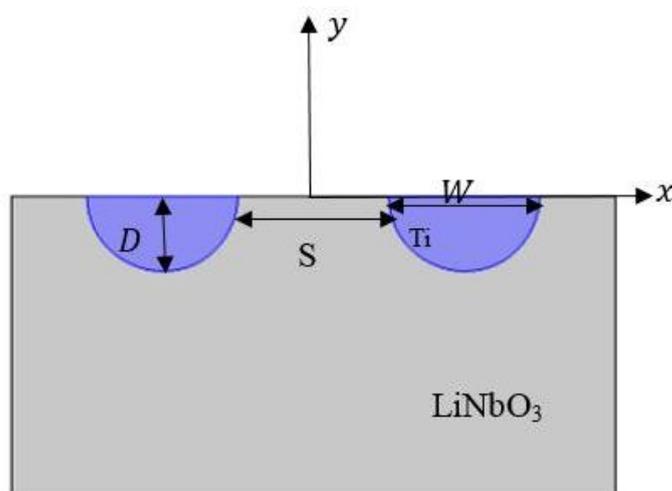
$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 n^2(x, z) \right] \overline{E}_z(x, z) = 0 \quad (2.18)$$

où l'indice de réfraction $n(x, z)$, après la diffusion du titane, est donné en termes de l'indice du substrat n_s avant la diffusion, comme :

$$n(x, z) = n_s + \Delta n_0 f(x) g(z) \quad (2.19)$$

Dans l'équation (2.1) $f(x)$ et $g(z)$ sont les profils de concentration du titane dans les directions x et z , respectivement, et Δn_0 est donné par :

$$\Delta n_0 = \frac{dn}{dc} \operatorname{erf} \left[\frac{W}{2\sqrt{2D}} \right] \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\tau}{D} \quad (2.20)$$

Figure 2.1 : Géométrie du guide d'onde Ti : LiNbO_3 .

où dn/dc représente le changement dans l'indice de réfraction par unité de changement de la concentration du métal, W est la largeur initiale du ruban du métal, τ est l'épaisseur initiale du métal et D est la profondeur de diffusion. Cette dernière est définie par :

$$D = \sqrt{\left[2D_0 t e^{-\frac{T_0}{T}}\right]} \quad (2.21)$$

où t est le temps de diffusion et T est la température de diffusion. D_0 et T_0 sont des constantes. Il est connu que lorsque le temps de diffusion est suffisamment long, les profils de titane sont donnés par :

$$f(x) = h\left(x - \frac{W}{2} - \frac{S}{2}\right) + h\left(x + \frac{W}{2} + \frac{S}{2}\right) \quad (2.22)$$

où

$$h(x) = \frac{\text{erf}\left[\frac{1}{D}\left(x + \frac{W}{2}\right)\right] - \text{erf}\left[\frac{1}{D}\left(x - \frac{W}{2}\right)\right]}{2\text{erf}\left(\frac{W}{2D}\right)} \quad (2.23)$$

et

$$g(z) = \left[-\left(\frac{z}{D}\right)^2\right] \quad (2.24)$$

Il est aussi connu expérimentalement que le mode fondamental est à une bonne approximation Gaussienne en largeur et Hermitien-Gaussien en profondeur, de telle sorte que le champ électrique $E_z(x,z)$ dans le cristal peut être écrit comme :

$$E_z(x,z) = \psi(x)\phi(z) \quad (2.25)$$

où

$$\psi(x) = \frac{1}{2\sqrt{\frac{w}{2}\sqrt{\pi}}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{w/2}\right)^2} \quad (2.26)$$

et

$$\phi(z) = \frac{2}{2\sqrt{d}\sqrt{\pi}} \frac{z}{d} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{z}{d}\right)^2} \quad (2.27)$$

Ici, w et d sont les paramètres des tailles du mode en largeur et en profondeur. Ils sont déterminés à partir de la demi largeur d'intensité $1/e$. Il est important de noter qu'à ce point que le champ $E_z(x,z)$ est égal à zéro à la surface du cristal dû à la grande discontinuité des indices de réfraction comme il est montré dans la figure 2.2.

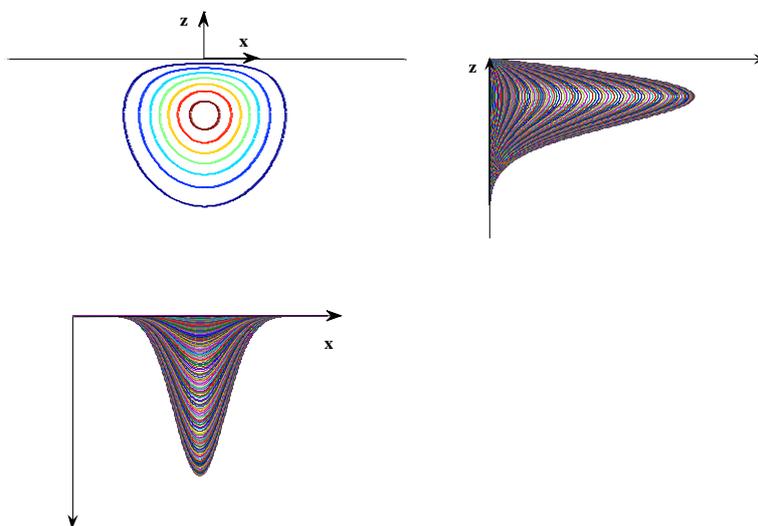


Figure 2.2 : Allure du champ électrique $E_z(x,z)$.

La constante de phase de propagation β est maintenant définie comme :

$$\beta = (n_s + \Delta N) k$$

où ΔN est le changement effectif de l'indice de réfraction en raison de la présence du titane.

Maintenant, en insérant les expressions pour E_z , β et $n(x,z)$ dans l'équation scalaire de l'onde pour E_z , puis en multipliant par $\psi(x)\phi(z)$ donnent :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 n^2(x,z) - \beta^2 \right] [\psi(x)\phi(z)] = 0 \quad (2.28)$$

L'intégration sur le plan semi-infini x - z du cristal donne le résultat variationnel suivant [2] :

$$2 n_s \Delta N k^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^2(x) dx \int_{-\infty}^0 \Phi^2(z) dz = \int_{-\infty}^0 \Phi^2(z) dz \int_{-\infty}^{+\infty} dx \Psi(x) \frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2} + \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^2(x) dx \int_{-\infty}^0 dz \Phi(z) \frac{\partial^2 \Phi(z)}{\partial z^2} + 2 n_s k^2 \int_{-\infty}^0 dz \int_{-\infty}^{+\infty} dx \Delta n(x, z) \Psi^2(x) \Phi^2(z) dx \quad (2.29)$$

2.5.2. Equation de dispersion

Une relation liante ΔN , d et w s'obtient en intégrant l'équation (2.29). On obtient enfin l'équation de dispersion [2] :

$$F(d, w) = 2 n_s \Delta N k^2 \quad (2.30)$$

Plus explicitement :

$$F(d, w) = -\frac{2}{w^2} - \frac{3}{d^2} + 2 n_s k^2 \frac{dn}{dc} \frac{\tau}{W} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[1 + \left(\frac{d}{D} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{w}{S} \right)^2 + 4 \left(\frac{D}{S} \right)^2}} \operatorname{erf} \left[\frac{\sqrt{\left(\frac{w}{S} \right)^2 + 2 \left(\frac{D}{S} \right)^2}}{\sqrt{2} \left(\frac{D}{S} \right) \sqrt{\left(\frac{w}{S} \right)^2 + 4 \left(\frac{D}{S} \right)^2}} \right] + \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{w}{S-2W} \right)^2 + 4 \left(\frac{D}{S-2W} \right)^2}} \operatorname{erf} \left[\frac{\sqrt{\left(\frac{w}{S-2W} \right)^2 + 2 \left(\frac{D}{S-2W} \right)^2}}{\sqrt{2} \left(\frac{D}{S-2W} \right) \sqrt{\left(\frac{w}{S-2W} \right)^2 + 4 \left(\frac{D}{S-2W} \right)^2}} \right] \quad (2.31)$$

Bien sûr les paramètres d, w caractérisent les dimensions du mode fondamental dans le guide de titane.

2.6. Résultats et discussion

La fonction $F(d, w)$ admet un maximum au point (d_0, w_0) si ses dérivées partielles par rapport à d et w sont nulles et les dérivées secondes correspondantes sont négatives. On obtient ainsi un système de deux équations à deux inconnues.

La figure 2.3 montre la solution de l'équation de dispersion pour l'allure en 3-D du comportement du champ électrique pour deux conditions initiales de préparation.

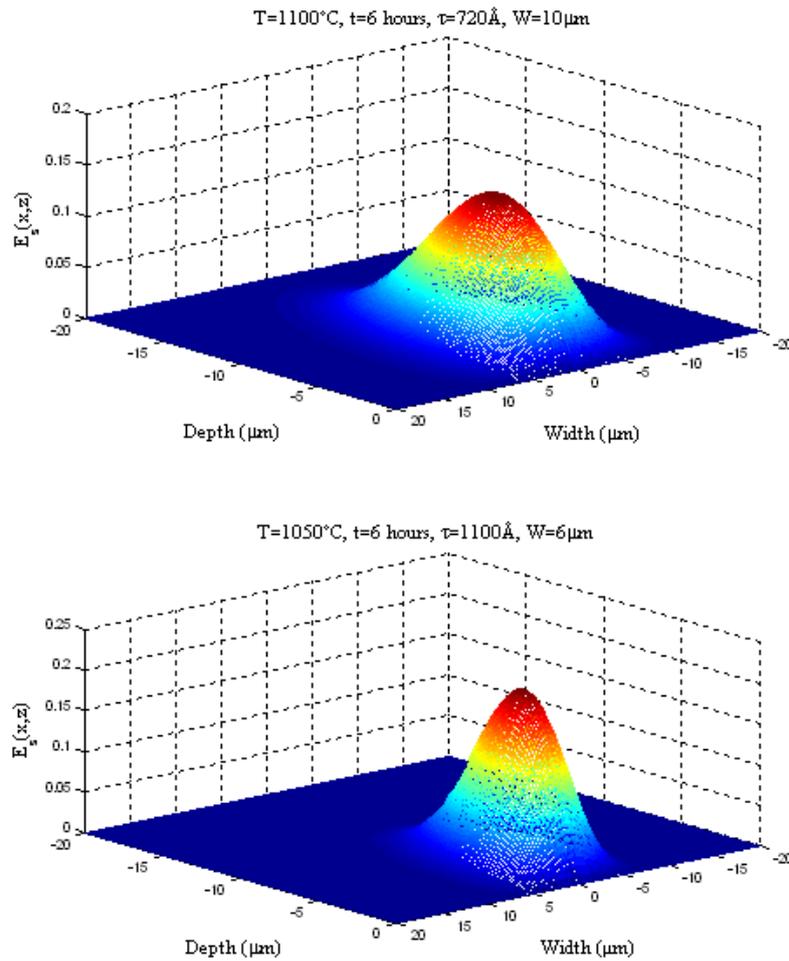


Figure 2.3 : La forme du champ électrique dans le cas de deux conditions initiales différentes de diffusion du guide en titane.

2.7. Conclusion

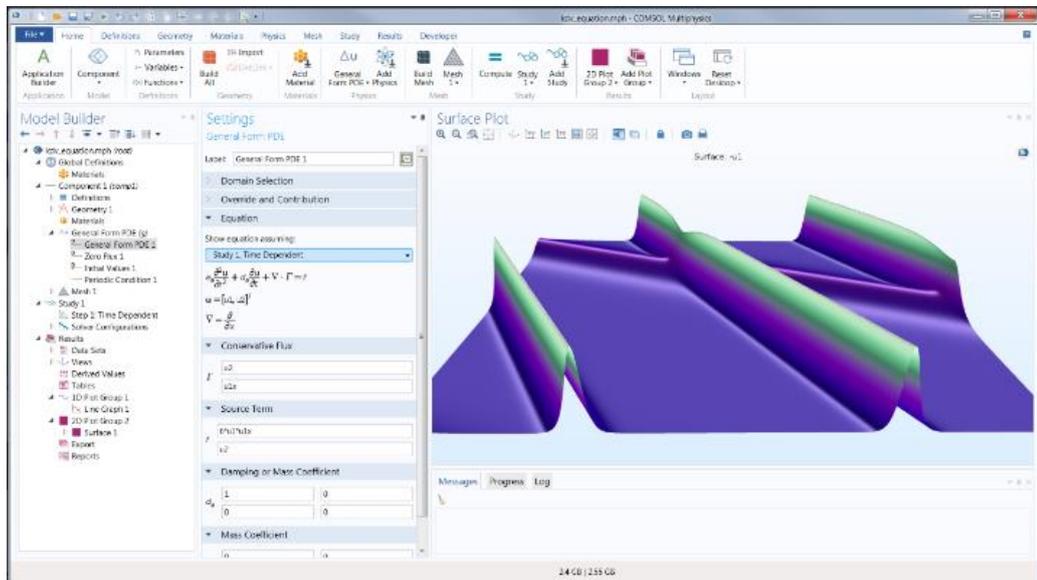
Pour étudier le guidage dans les coupleurs optiques et optimiser leurs paramètres de fabrication, nous avons revu un modèle théorique destiné pour le dimensionnement du mode fondamental dans les guides d'ondes diffusés à base de Ti : LiNbO_3 . Le modèle est basé sur la maximisation de la variation de l'indice effectif. Ce modèle sert comme base au développement de son extension aux coupleurs optiques.

Références

- [1] E.A.J. Marcatli, Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optic, *Bell Syst. Tech. J.* 48 (1979) pp. 2071-2102.
- [2] A. Zegadi, *Design consideration, fabrication and performance of integrated optic phase modulator Ti : LiNbO₃*, Thèse de MPhil, Université de Birmingham (Grande Bretagne), (1989).
- [3] T. Tamir (Ed.), *Integrated optics*, Springer-Verlag, Berlin, (1979).
- [4] R.F. Harrington, *Time-harmonic electromagnetic fields*, McGraw Hill, New York, (1961).
- [5] R. Petit, *Ondes électromagnétiques en radioélectricité et en optique*, Masson, Paris, (1989).
- [6] S.K. Korotky, W.J. Minford, L.L. Buhl, M.D. Divino, R.C. Alferness, Mode size and method for estimating the propagation constant of single-mode Ti:LiNbO₃ strip waveguides, *IEEE J. Quant. Electron.* 18 (1982), pp. 1796-1801.
- [7] Chin-Lin Chen, *Foundations for guided-wave optics*, Purdue University West Lafayette, Indiana, (2007).
- [8] C. Benmouhoub, A. Zegadi, F.Z. Satour, A. Merabet, Mode size determination for monomode Ti:LiNbO₃ strip waveguides, *IEEE Xplore* (2012), pp. 35-38.
- [9] N. Anwar, C. Themistos, B.M.A. Rahman, K.T.V. Grattan, Design considerations for an electrooptic directional coupler modulator, *J. Lightwave Technol.* 17 (1999) pp. 598-605.
- [10] M. Hofmann, V.N. Morozov, V.A. Pletnev, M. Puchta, Investigation of the field distribution in diffused strip LiNbO₃ waveguides at the 1.3 μ wavelength, *Sov. J. Quant. Electron.* 16, (1986.) pp.693-695.
- [11] L. McCaughan, E.J. Murphy, Influence of temperature and titanium dimensions on fiber-Ti:LiNbO₃ waveguide insertion loss at 1.3 μ m fiber-Ti:LiNbO₃ wavelength, *IEEE J. Quant. Electron.* 19 (1983) pp.131-136.
- [12] R.C. Alferness, R.V. Ramaswamy, S.K. Korotky, M.D. Divino, L.L. Buhl, Efficient single-mode fiber to titanium diffused lithium niobate waveguide coupling for $\lambda = 1.32 \mu$ m *IEEE J. Quant. Electron.* 18 (1982) pp.1807-1813.

Chapitre 3

Analyse d'un coupleur à base de $Ti:LiNbO_3$ par la méthode des éléments finis



3.1. Introduction

Les principes de base de la technologie de l'optique intégrée concernent l'étude de la propagation lumineuse dans des guides d'ondes diélectriques réalisés sous forme planaire sur des substrats transparents, tel montré dans la figure 3.1. Les substrats sont retenus pour les propriétés intervenant dans les réalisations de fonctions telles que la modulation à base de coupleur. Pour améliorer le fonctionnement des guides d'ondes optiques, il faut connaître leurs propriétés de guidage qui sont données par la distribution du potentiel électrique et du champ électrique de l'onde guidée à base de cristaux photoniques du type $Ti : LiNbO_3$ [1-3].

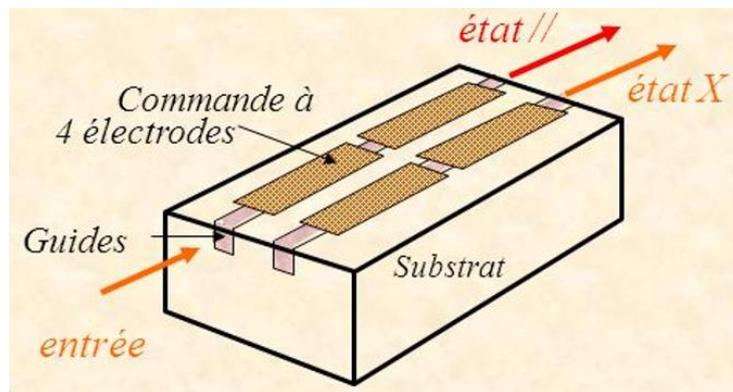


Figure 3.1 : Exemple d'un coupleur à base de $Ti : LiNbO_3$.

Le développement d'outils de simulation ont permis de développer des méthodes numériques de calcul afin de déterminer de façon précise la distribution du champ électrique puisque les équations d'ondes n'admettent que des solutions analytiques exactes. Les méthodes numériques les plus connues et les plus utilisées dans ce type de problème sont entre autres : la méthode des éléments finis (MEF), la méthode des différences finies (MDF) [4-7].

La MEF, dont le principe et les caractéristiques sont développés dans ce chapitre, est basée sur la résolution de l'équation d'Helmholtz en imposant les conditions aux limites appropriées.

3.2. Les méthodes analytiques

Elles consistent à résoudre les équations électromagnétiques de Maxwell par la méthode de séparation de variables. L'exemple est le contenu du deuxième chapitre. Ces techniques

exigent de grande connaissance en mathématique. Elles exigent la maîtrise en programmation et l'utilisation de compilateurs de langages avancés.

3.3. Les méthodes numériques

Elles sont des méthodes qui résolvent directement l'équation de propagation électromagnétique. Avec le développement des ordinateurs ces méthodes trouvent un large champ d'utilisation, il existe plusieurs types [4-7].

3.3.1. La Méthode des éléments finis (MEF)

La MEF, qui est un outil numérique très puissant, est largement utilisée dans la résolution des problèmes à domaine spatial fini. Cette méthode a été appliquée avec succès dans les problèmes de calcul du champ électrique [4-7].

L'idée de la méthode est de chercher une solution approchée à une équation différentielle après une reformulation sous forme d'identité intégrale appelée forme faible ou variationnelle. Au lieu de chercher à satisfaire l'équation aux nœuds, on décompose ici le domaine en sous domaines appelés éléments finis, et on impose la satisfaction des équations par sous domaine. L'introduction d'une approximation locale par sous domaine, dit élément fini, permet de contourner le problème de complexité des géométries car il suffit alors de choisir une approximation ou une décomposition (maillage) qui respecte la géométrie [4-7].

3.3.2. Principe de la MEF

Le principe de cette méthode consiste à diviser le domaine d'étude en plusieurs éléments finis, ce processus est appelé maillage. C'est une étape très importante puisque le choix de la forme de l'élément de maillage est primordial dans la précision des résultats obtenus. Il est donc nécessaire de trouver la forme et le degré d'approximation de celui-ci qui soient les plus adaptés à la géométrie du domaine d'étude. Il existe un grand nombre de formes géométriques pour les éléments de maillage tels que :

1. Des triangles, des rectangles, des quadrilatères arbitraires pour les problèmes à deux dimensions.
2. Des tétraèdres, des hexaèdres, des cubes, des prismes pour des problèmes à trois dimensions.

Sur chacun des éléments issus de la subdivision, la fonction qui modélise le phénomène est définie par une fonction d'interpolation. Souvent, on choisit des polynômes comme fonction d'interpolation pour les variables car ceux-ci sont faciles à intégrer ou à différencier. Le degré du polynôme dépend du nombre de nœuds assignés à chaque élément, de la nature et du nombre d'inconnues à chaque nœud et surtout du degré de dérivabilité des variables apparaissant dans la forme variationnelle associée aux équations aux dérivées partielles (EDP) du problème avec ses conditions aux limites [4-7].

Ces fonctions d'interpolation permettent alors de donner une approximation du champ ϕ , notée ϕ , sur chaque élément en fonction de ses valeurs aux nœuds de l'élément comme suit :

$$\phi = \sum_{i=1}^{N_e} N_i \phi_i \quad (3.1)$$

avec N_e le nombre de nœuds d'interpolation, N_i les fonctions d'interpolation et ϕ_i les valeurs nodales du champ.

Pour illustrer le principe de la MEF, on reprend l'exemple de l'équation de Helmholtz et on cherche à minimiser la quantité R telle que :

$$\nabla^2 \phi(x, z) + (k^2 n^2(x, z) - \beta^2) \phi(x, z) = 0 \quad (3.2)$$

où :

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (3.3)$$

où $n(x, z)$ est le profil de l'indice de réfraction, β est la constante de propagation et k est le nombre d'onde.

$$R = \nabla^2 \phi(x, z) + (k^2 n^2(x, z) - \beta^2) \phi(x, z) \quad (3.4)$$

Parmi toutes les méthodes qui permettent d'annuler une grandeur dans un domaine Ω , la méthode des résidus pondérés est bien connue et souvent utilisée. Elle consiste à choisir un ensemble de fonctions linéairement indépendantes W_n , appelées fonctions de projection, et annuler ainsi toutes les intégrales de l'équation ci-dessous sur chacun des éléments finis [13] :

$$I_n = \int_{\Omega} W_n R d\Omega \quad (3.5)$$

La méthode des résidus pondérés conduit à des sous méthodes (Galerkin, moindre carré), selon le choix de la grandeur de pondération. Parmi toutes ces méthodes, la méthode de Galerkin est la plus utilisée. Elle consiste à prendre les mêmes expressions pour les fonctions de projection et les fonctions d'interpolation.

Au lieu de résoudre l'équation de Helmholtz directement, on la remplace par sa formulation variationnelle :

$$I[\phi] = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 - (k^2 n^2(x, z) - \beta^2) \phi^2 \right] dx dz \quad (3.6)$$

On obtient un ensemble de n équations à n inconnues formant ainsi un système élémentaire pouvant s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$[A_e] \{\phi_e\} = \{b_e\} \quad (3.7)$$

La matrice $[A_e]$ est associée à l'élément considéré. Ses coefficients sont fonctions des coordonnées des nœuds de l'élément. Les composantes de $\{\phi_e\}$ sont les inconnues du champ électrique aux nœuds du même élément. Le vecteur $\{b_e\}$ tient compte des éventuelles conditions aux limites présentes sur certains nœuds de l'élément considéré. En écrivant (3.7) pour tous les éléments constituant le maillage, on obtient un système d'équations algébriques dont la solution fournit la distribution du champ dans le domaine étudié. La résolution du système final est simple puisque les équations obtenues sont linéaires et les matrices ainsi formées sont symétriques.

3.4. Le logiciel COMSOL Multiphysics

Parmi les différents logiciels disponibles et que l'on a pu trouver et utiliser est celui de COMSOL Multiphysics (version 4.4) [8]. Ce logiciel possède un environnement interactif puissant connu pour modéliser et résoudre beaucoup de problèmes scientifiques et d'ingénierie basés sur des équations aux dérivées partielles (EDP). Il a été retenu pour les raisons suivantes:

- Il est spécialisé dans la résolution de problèmes électromagnétiques ;
- Il permet de prendre en compte la présence de plusieurs diélectriques ;
- Il permet de modéliser une surface conductrice de faible épaisseur ;
- Enfin, il permet une modélisation rapide du problème.

COMSOL, précédemment appelé FEMLAB, est avant tout un outil de résolution d'équations aux dérivées partielles par éléments finis. Ce logiciel utilise la formulation intégrale de la MEF dont le principe a été décrit dans ce chapitre. La modélisation et la simulation d'un coupleur à base de cristaux photonique de type $Ti : LiNbO_3$ peut se résumer en cinq étapes successives suivantes :

- ✚ La première étape consiste à définir la géométrie entière d'un modèle d'un coupleur par l'intermédiaire d'un outil de Conception Assistée par Ordinateur (CAO).
- ✚ La deuxième étape porte sur la définition des propriétés électriques des matériaux présents. Cela consiste à définir les permittivités relatives et les conductivités ou les indices de réfraction de chaque domaine.
- ✚ La troisième étape, il faut définir les conditions aux limites qui se traduisent par le champ imposé sur les frontières de chaque domaine.
- ✚ La quatrième étape consiste à résoudre le problème en appliquant la méthode numérique.
- ✚ La dernière étape consiste à l'affichage des résultats comme le champ électrique, ainsi que les composantes normales et tangentielles du champ électrique.

3.5. Présentation de la géométrie à 2D

La géométrie considérée est montrée dans la figure 3.2.

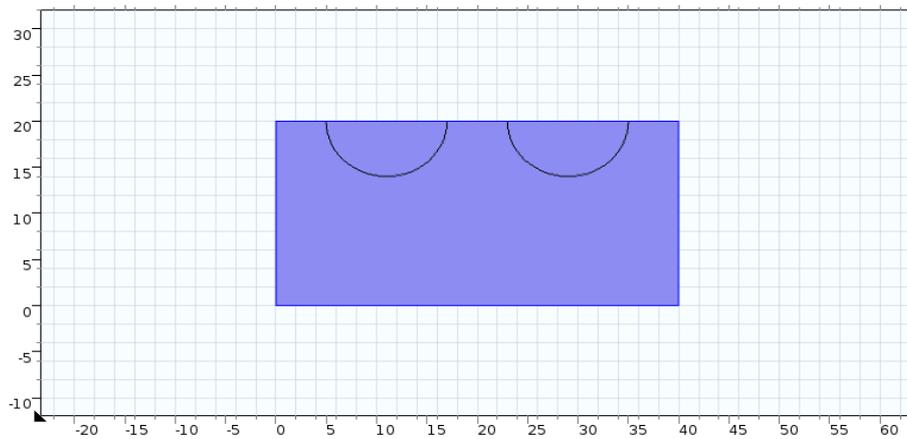


Figure 3.2 : Géométrie du modèle en 2-D.

Il existe deux domaines : les guides représentés par le titane (Ti) et celui du substrat qui est le cristal photonique du niobate de lithium ($LiNbO_3$). Chaque domaine est caractérisé par la constante diélectrique relative ϵ_r et la conductivité σ . Ces valeurs sont obtenues à partir de la bibliothèque des matériaux incluse avec le logiciel, s'il existe, sinon on cherche dans la littérature.

La figure 3.3 représente les domaines et les conditions aux limites concernant le modèle du guide d'onde considéré, ainsi que les possibles maillages que l'on peut utiliser (simple et fin).

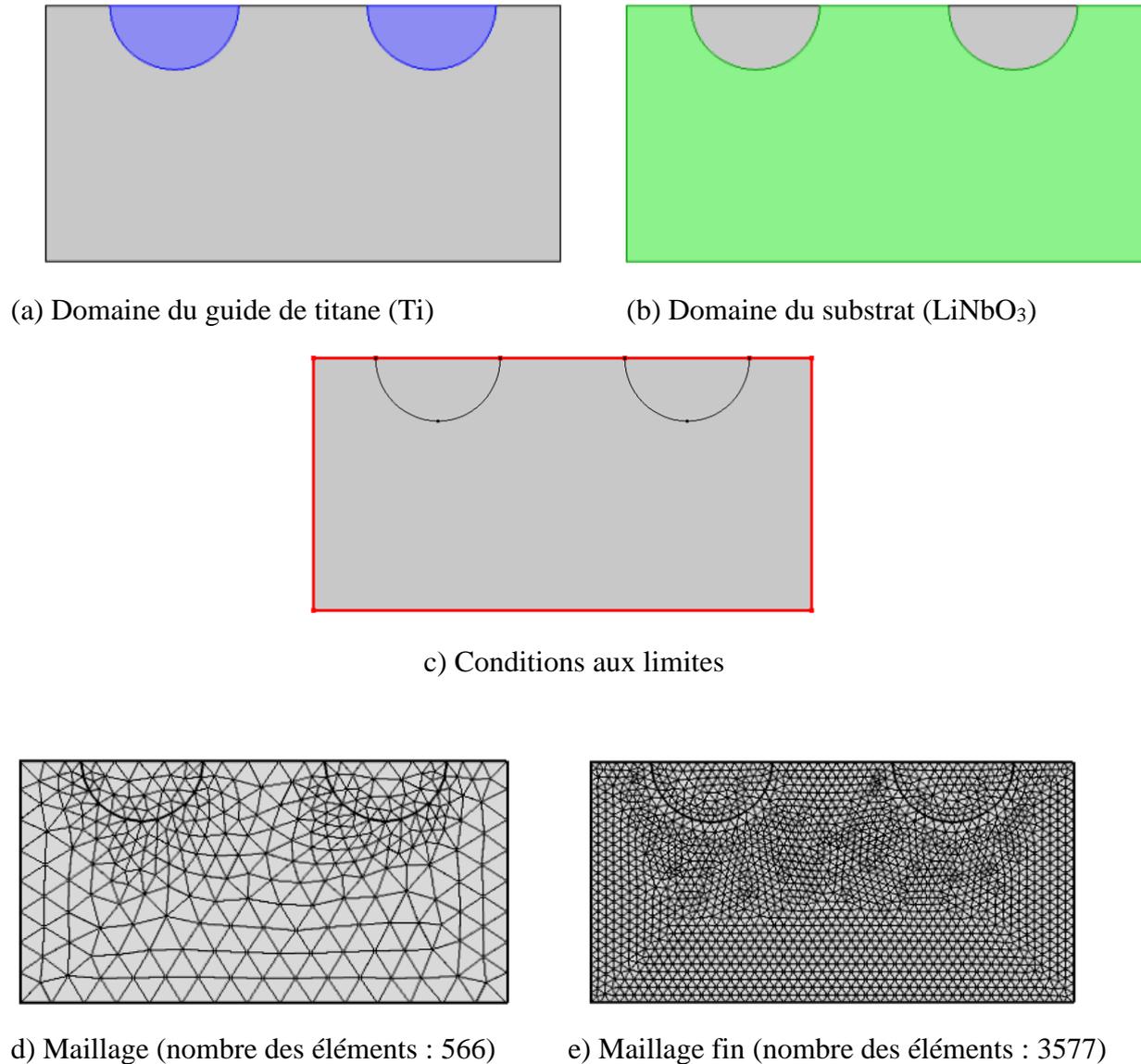


Figure 3.3 : Différents domaines, conditions aux limites, et maillages considérés dans le modèle.

3.6. Résultats et discussion

Les résultats de simulation pour la propagation de l'onde lumineuse dans le cas d'un coupleur à base de cristaux photoniques de type $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ sont présentés dans les figures 3.4 à 3.7. Le potentiel électrique et le champ électrique sont intenses dans le guide. Ils diminuent

au fur et à mesure qu'on se dirige vers le milieu diélectrique (le substrat représenté par le cristal $LiNbO_3$). La distribution du champ électrique le long du guide d'onde du coupleur est montrée dans la figure 3.4 et Lignes équipotentielles sont montrées dans la figure 3.5. La figure 3.6 montre une vue à 3-D de la distribution du potentiel électrique en surface. La figure 3.7 montre une vue 3-D de la distribution du champ électrique dans le guide d'ondes en 3D. Ces résultats ne sont que préliminaires, ne marquant qu'un début. Néanmoins, si l'on compare nos résultats à ceux déjà dans la littérature [9], ce qu'on vient de montrer sont très prometteurs.

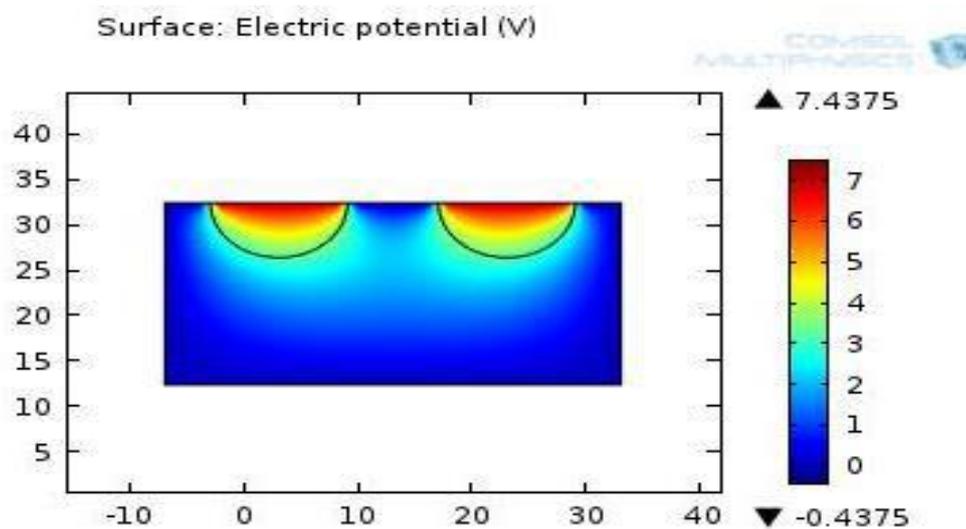


Figure 3.4 : Distribution du champ électrique le long d'un coupleur.

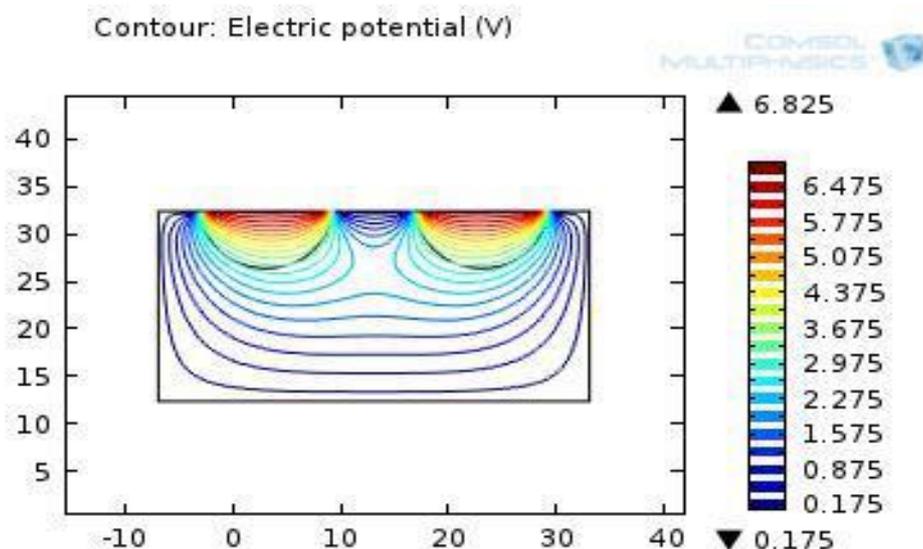


Figure 3.5 : Lignes équipotentielles dans le coupleur.

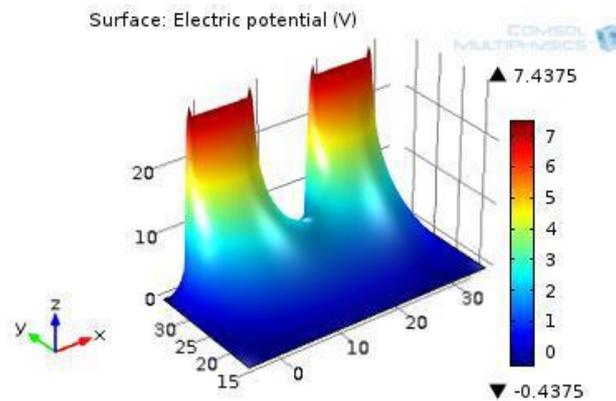


Figure 3.6 : Vue 3-D de la distribution du potentiel électrique en surface.

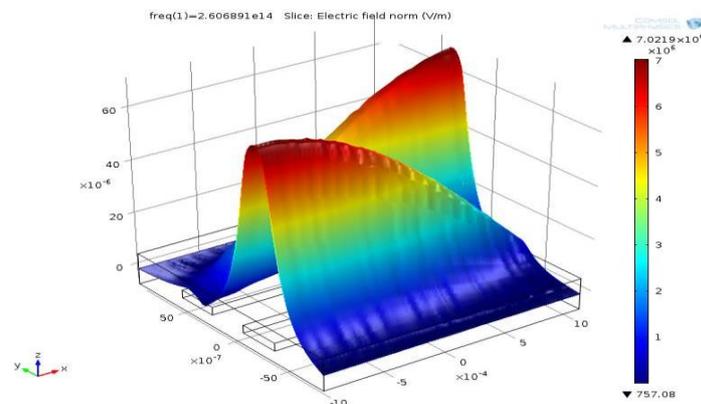


Figure 3.7 : Vue 3-D de la distribution du champ électrique dans le coupleur.

3.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté nos résultats de simulation sur les propriétés de propagation des ondes lumineuses dans un coupleur optique à base de guides d'onde utilisant des cristaux photoniques du type $Ti : LiNbO_3$. Ces résultats ne sont que préliminaires. L'objectif est de lier les paramètres de dimensionnement d'un seul guide, contenu dans le deuxième chapitre, au cas de coupleurs. Le but est d'optimiser les paramètres d'intérêt du dispositif, ce qui va réduire le coût et la durée de fabrication.

Ce travail nous a permis d'obtenir un nombre important de résultats sur les propriétés de la propagation dans les cristaux photoniques. Il ressort de notre étude que :

- La distribution de champ électrique est uniforme dans le cas des zones propres.
- Le champ électrique est diminué dans le domaine de $LiNbO_3$, par contre celui-ci augmente dans le domaine du guide de titane (Ti).

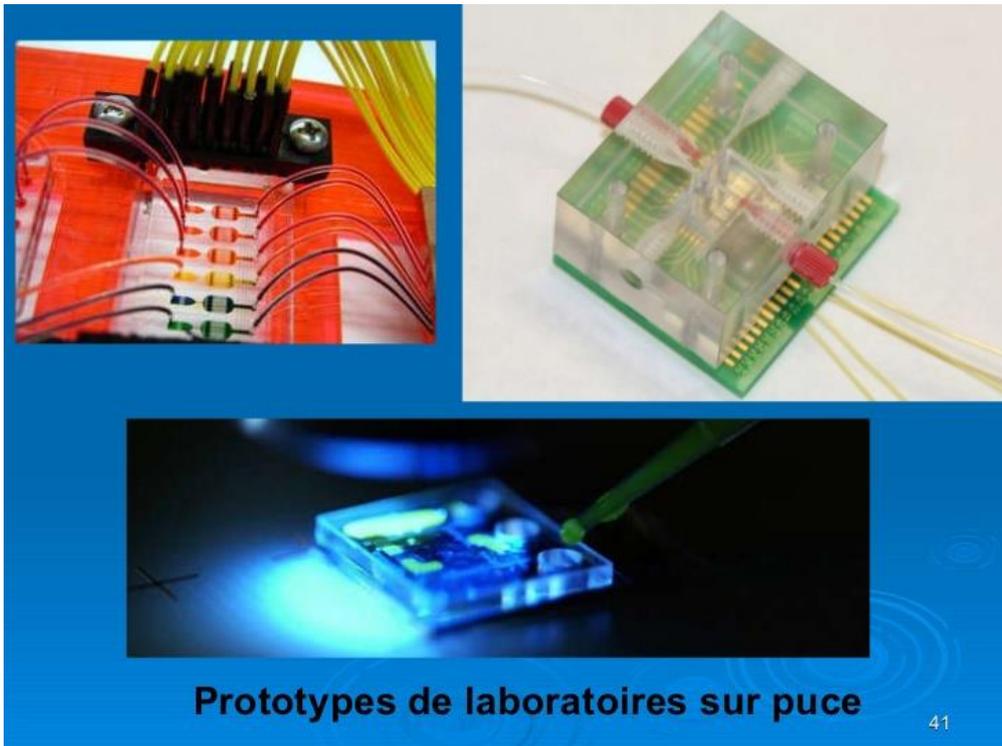
Ce travail nous a permis d'établir les bases pour l'étude de dispositifs plus complexes en configurations de coupleurs.

Références

- [1] D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides*, 2nd Ed., Academic Press, Boston, (1991).
- [2] A. Boudrioua, *Photonic waveguides: Theory and applications*, Wiley, London, (2009).
- [3] A. Zegadi, *Design consideration, fabrication and performance of integrated optic phase modulator Ti : LiNbO₃*, Thèse de MPhil, Université de Birmingham (Grande Bretagne), (1989).
- [4] K. Okamoto, *Fundamentals of optical waveguides*, Academic Press, Amsterdam, (2006).
- [5] W. Yu, X. Yang, Y. Liu, R. Mittra, A. Muto, *Advanced FDTD Methods*, Artech House, Norwood, (2011).
- [6] G.R. Liu, S.S. Quek, *The finite element method: a practical course*, Butterworth-Heinemann, Burlington, (2003).
- [7] G. Beer, I. Smith, C. Duenser, *The boundary element method with programming for engineers and scientists*, Springer Wien, New York, (2008).
- [8] www.comsol.com
- [9] V.A. Popescu, N.N. Puscas, Determination of propagation constants in a Ti : LiNbO₃ optical waveguide by using finite element and variational methods, *Opt. Commun.* 254 (2005) pp. 197-202.

Chapitre 4

Conception et analyse des performances d'un dispositif polyvalent à cristaux photoniques 2-D basé sur des coupleurs en Υ



4.1. Introduction

La conception et la modélisation des dispositifs photoniques sont essentielles à la fabrication de systèmes optiques efficaces. Les travaux expérimentaux de Rayleigh sur les multicouches diélectriques en 1887 ont révélé l'existence de bande interdite photonique dans des cristaux à une dimension [1]. Cent ans plus tard, Yablonovitch et Gmitter ont introduit le concept des cristaux photoniques (PC) [2]. Depuis lors, le domaine des cristaux photoniques continue de croître et continue d'attirer l'attention pour des applications multidisciplinaires. Les cristaux photoniques sont des matériaux diélectriques nanostructurés périodiques, qui présentent une périodicité dans l'indice de réfraction et varient dans une, deux ou trois dimensions de l'espace. Les bandes interdites apparaissent en raison des modifications de l'indice de réfraction de la structure. En conséquence, pour des gammes de fréquences particulières, la lumière ne peut pas se propager dans la structure, quels que soient sa polarisation et sa direction de propagation [3]. Divers dispositifs optoélectroniques à base de cristaux photoniques ont été conçus et fabriqués, notamment des capteurs optiques, des diviseurs, des filtres, des interféromètres de Mach – Zehnder, des coupleurs directionnels, des nano-rings résonateurs, des multiplexeurs. Les capteurs photoniques sont utilisés dans des domaines tels que la santé, la sécurité, l'automobile, l'aérospatiale, le contrôle de l'environnement et la qualité des aliments [3-4].

Ce travail décrit la conception et présente l'analyse des performances d'un dispositif photonique à multiple usage doté de jonctions en Y dans la structure de sa plate-forme et reposant sur des cristaux photoniques à deux dimensions. Le coupleur optique est un dispositif largement utilisé dans les systèmes de communications optiques modernes. Il s'agit d'un dispositif constitué de deux guides d'ondes disposés côte à côte. Ils sont ensuite couplés et la lumière peut passer de l'un à l'autre.

Le présent dispositif est basé sur le silicium en tant que matériau de base pour la facilité d'intégration aux circuits électroniques. Il a trois applications potentielles. En premier lieu, il peut être utilisé comme commutateur/routeur avec une puissance de transmission supérieure à 98% dans les systèmes de communications optiques, de sorte qu'aucune contrainte ne soit imposée à la source de lumière d'entrée ni à la détectivité du photodétecteur à la sortie. La nouvelle conception évite d'avoir recours aux mécanismes complexes de couplage entre le guide d'onde et la source/détecteur, pas besoin de guides d'ondes taper. Suivre de près le changement de l'indice de réfraction d'un liquide est important dans de nombreux domaines :

l'alimentation industrielle, le génie biologique et les sciences de l'environnement. Les capteurs optiques sont des dispositifs d'analyse qui convertissent une quantité d'analyte en un signal détectable. Ils sont classés en deux types. Ceux qui mesurent des paramètres physiques tels que la température, la pression et le changement de l'indice de réfraction [5], et les capteurs biochimiques et médicaux détectant des molécules, des gaz et l'ADN [6]. Dans ce domaine, le capteur optique est très avantageux en raison de ses caractéristiques particulières telles que sa petite taille et sa flexibilité. Par conséquent, et en deuxième lieu, il peut être utilisé comme biocapteur donnant une sensibilité à l'indice de réfraction de 1055 nm/RIU. Il est bien connu qu'il existe certains mécanismes qui convertissent les modifications des particules biologiques en un signal optique. Son principe de détection repose sur l'interaction entre la concentration de la matière et le champ modal évanescent dans la structure du dispositif. Enfin, le dispositif peut être utilisé comme capteur de pression affichant une sensibilité à la pression de 23.06 nm/GPa dans la gamme de pressions comprise entre 0 et 1 GPa. Son principe est que si une pression est appliquée sur la surface du dispositif, l'indice de réfraction de la structure change, ce qui conduit à une modification de sa fréquence de résonance qui peut être ensuite détectée.

Dans ce travail, la méthode d'expansion d'onde plane (PWE) est utilisée pour déterminer la plage de fonctionnement du diagramme des bande du dispositif. Les performances du dispositif sont évaluées à l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine temporel à 2-D (FDTD) en termes de fréquence de résonance, de distribution du champ électrique, de puissance de transmission et de sensibilité.

4.2. Les outils de simulation

Le principal outil que l'on a utilisé dans ce travail est le logiciel OptiFDTD (Finite-Difference Time-Domain Simulation Design) de la compagnie Optiwave Systems Inc. [7]. Optiwave est le leader émergent dans le développement de logiciels innovants pour la conception, la simulation et l'optimisation de composants, liaisons, systèmes et réseaux pour les domaines en croissance de la photonique : la nanotechnologie, l'optoélectronique, les réseaux optiques et autres applications photoniques.

OptiFDTD est un puissant environnement de CAO (Conception Assistée par Ordinateur), hautement intégré et convivial permettant la conception et la simulation de composants photoniques avancés passifs et non-linéaires. La version utilisée était "Full 64-bit Software" (la version 12.0). Une image de sa plateforme est montrée dans la figure 4.1.

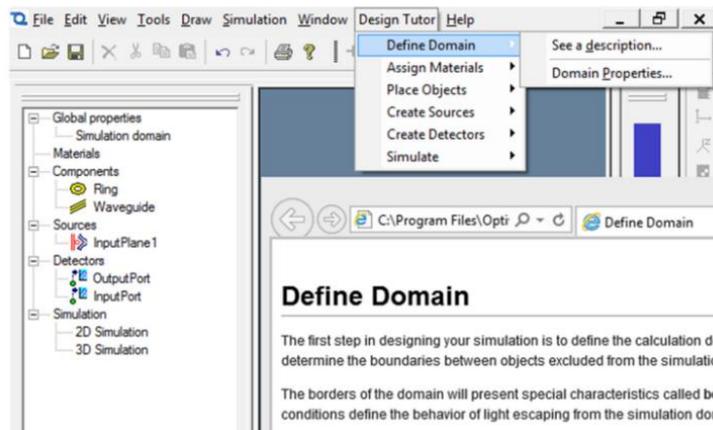


Figure 4.1 : Plateforme de travail du logiciel OptiFDTD.

Parmi les caractéristiques de cette version est son éditeur à 3-D. La figure 4.2 montre un exemple d'un branchement T. L'éditeur améliore l'expérience de conception en permettant aux utilisateurs de visualiser et de modifier directement des objets de conception en trois dimensions. Des opérations simples à la souris permettent de zoomer, de se déplacer et de basculer dans le domaine de la simulation.

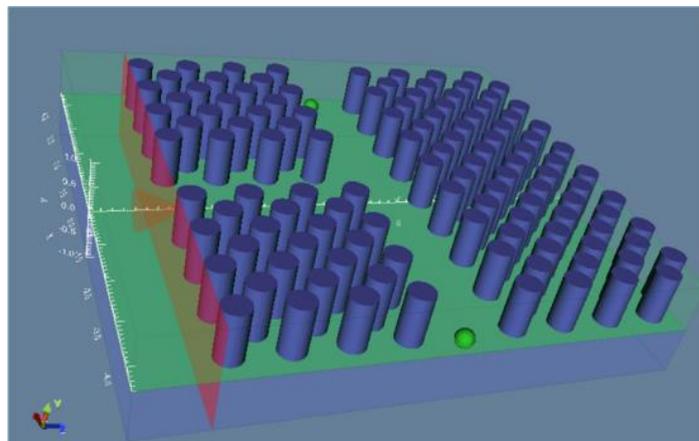


Figure 4.2 : Exemple de l'éditeur d'Opti-FDTD montrant un branchement T.

Les conceptions et les simulations Opti-FDTD peuvent être entièrement automatisées à l'aide du langage de programmation "Visual Basic". Ce langage est facile à apprendre et fournit des structures de programmation standard telles que des objets, des boucles et des tests. Les balayages de paramètres fournissent une interface graphique facile à utiliser pour définir des simulations paramétriques, où un ou deux paramètres varient à chaque itération. Les outils de

post-traitement Opti-FDTD peuvent tirer parti des fonctionnalités d'automatisation et aider à optimiser une quelconque conception.

4.2.1. La méthode FDTD

La méthode des différences finies dans le domaine temporel, abrégée comme FDTD (en Anglais : Finite-Difference Time-Domain), utilise une discrétisation des équations de Maxwell sur une grille définie par l'utilisateur spatiale afin d'obtenir la solution du champ électromagnétique dans la structure. Le schéma définissant la structure diélectrique est divisé en utilisant une grille où le champ électromagnétique est itérativement calculé dans un certain intervalle de temps. L'avantage de cette méthode est qu'il est possible de résoudre le champ électromagnétique pour des structures avec des formes arbitraires, la rendant appropriée aux structures nouvelles qui incluent n'importe quel genre de défaut. En outre, il est possible d'obtenir la valeur du champ électromagnétique en chaque position de la structure. Cependant, en raison du nombre élevé de calculs et l'exigence vis-à-vis la capacité de la mémoire, cette méthode a besoin d'un ordinateur puissant pour exécuter les simulations [8].

4.2.2. La méthode PWE

La méthode de l'expansion des ondes planes, abrégée comme PWE (en Anglais : Plane Wave Expansion), est employée pour déterminer le diagramme des bandes d'une structure périodique. Il emploie une disposition périodique infinie de la maille unitaire définie par l'utilisateur afin de trouver les solutions des équations de Maxwell comme la somme de différentes longueurs d'onde monochromatiques par une analyse de Floquet-mode [9]. Grâce au théorème de Floquet, le champ dans une structure périodique avec des conditions aux limites peut être exprimé comme une somme infinie d'ondes planes. Par conséquent, l'outil PWE résout les équations de Maxwell dans le domaine spectral obtenant la solution du problème de modes propres (eigenmodes). Ces solutions permettent de déterminer la structure des bandes d'une configuration à base de cristaux photoniques (CP) et ainsi déterminer la présence de BIP (Bande interdite photonique).

Opti-FDTD intègre dans son package le logiciel "Plane Wave Expansion band solver for photonic crystals". Un solveur de bande 2-D PWE entièrement intégré permet à concevoir et à simuler tout type de problème de cristaux photoniques (1-D, 2-D et 3-D). Le solveur de bande PWE peut parcourir l'espace k à la suite de la zone de Brillouin irréductible et trouver

les fréquences propres de la structure. Les bandes interdites sont automatiquement définies dans le diagramme de bande obtenu. La figure 4.3 montre une image de la plateforme interactive PWE d'Opti-FDTD.

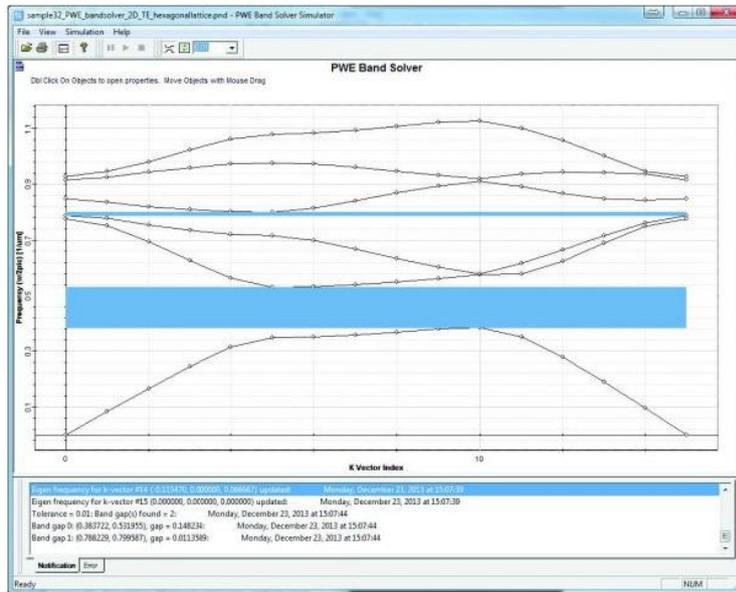


Figure 4.3 : La plateforme PWE d'Opti-FDTD montrant les bandes interdites photoniques d'une conception à base de CP.

4.3. Disposition du dispositif

La vue schématique de la conception est illustrée dans la figure 4.4. Elle consiste en une plateforme à cristaux photoniques 2-D comprenant deux guides d'ondes à jonction en Y. Les tiges sont au silicium, de forme circulaire et placées dans l'air d'indice de réfraction $n_o = 1$. Les tiges ont un rayon $r = 0.1 \mu\text{m}$ et sont réparties avec une périodicité hexagonale avec une constante de réseau $a = 0.54 \mu\text{m}$. Les dimensions de la plateforme sont de $12 \times 12 \mu\text{m}^2$, ce qui donne, respectivement, 17 et 21 tiges dans les directions X et Z. Les paramètres de ce dispositif sont présentés dans le tableau 4.1.

Un faisceau lumineux, de distribution Gaussienne, est injectée au port d'entrée, port 1, pour exciter la structure. Les ports nommés Port 2, Port 3 et 4 servent comme des ports de sortie. Le photodétecteur est placé sur l'un de ces ports pour détecter la lumière de sortie, de sorte que la longueur d'onde de résonance de la structure puisse être déterminée.

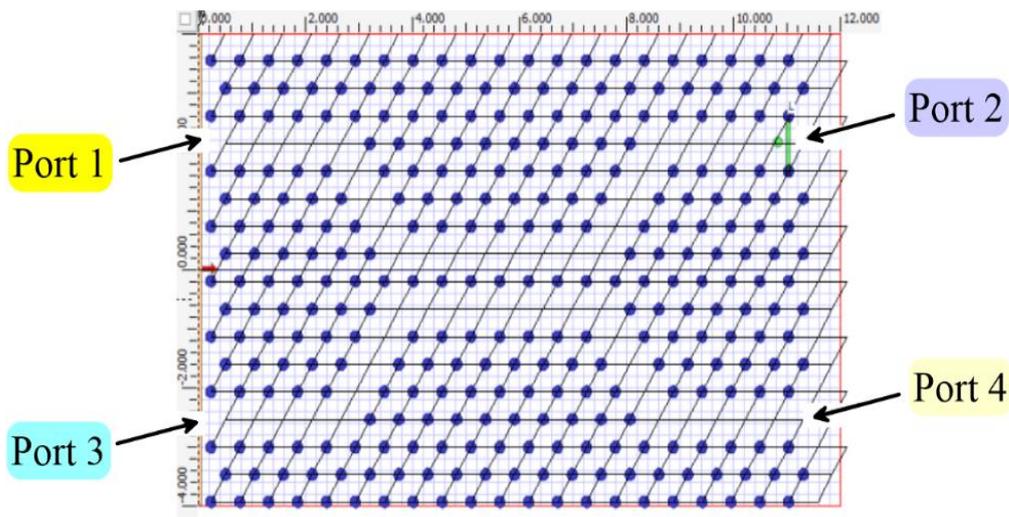


Figure 4.4 : La disposition de notre modèle.

Tableau 4.1 : Paramètres du dispositif.

Paramètres	Valeur
Constante du réseau, a	$0.54 \mu\text{m}$
Indice de réfraction des tiges en silicium, Si	3.5
Indice de réfraction de l'air, n_o	1
Structure cristalline	Hexagonale
Rayon, r	$0.1 \mu\text{m}$

4.4. Performances du dispositif

4.4.1. Analyse des bandes photoniques

La méthode d'expansion des ondes planes (PWE) a été utilisée pour analyser la distribution des diagrammes de bandes de la disposition de notre dispositif. Le résultat est illustré dans la figure 4.5. La structure comporte deux bandes interdites photoniques (PBG) : la première étant trop étroite et la seconde assez large, la polarisation du champ étant Transverse Electrique (TE). La bande la plus large qui présente un intérêt s'étend dans la gamme de longueurs d'onde λ de 1.15 à $1.89 \mu\text{m}$, ce qui convient parfaitement aux systèmes de communications optiques (les longueurs d'ondes actuellement exploitables sont 1.3 et $1.55 \mu\text{m}$).

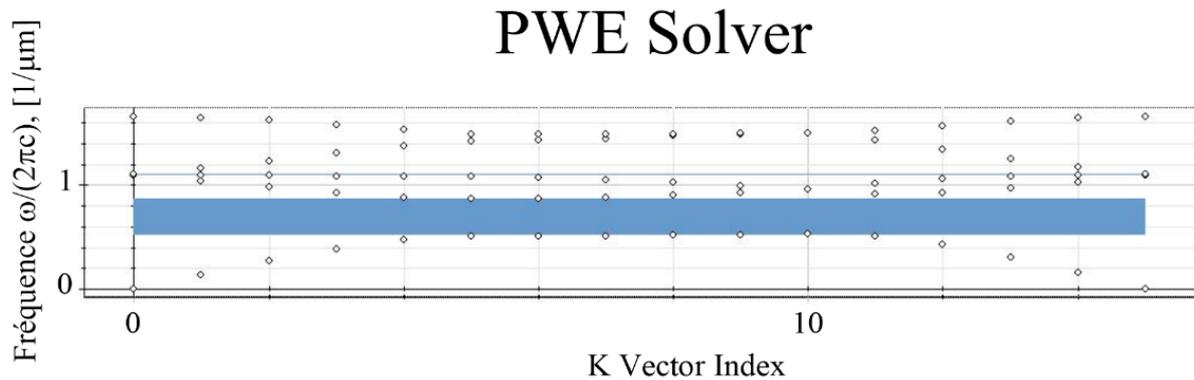


Figure 4.5 : Diagramme de bandes photoniques obtenu à partir de la méthode PWE.

4.4.2. Distribution du champ électrique

La figure 4.6 (a, b et c) montre les résultats simulés par FDTD de la distribution du champ électrique en régime permanent aux longueurs d'onde de $1.25 \mu\text{m}$, $1.3 \mu\text{m}$ et $1.4 \mu\text{m}$, respectivement. Par exemple, dans le cas de $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$, lorsque la lumière est injectée au Port 1, elle sort du Port 2, la figure 4.6 (a). Si dans le cas $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$, avec la lumière injectée au Port 1, la lumière sort du Port 4, la figure 4.6 (c).

En conséquence, en modifiant la longueur d'onde de la lumière injectée, il est possible de choisir le port de sortie. Cela est dû à des modifications de l'indice de réfraction de la structure, ce qui entraîne des modifications des chemins de propagation. Pendant ce temps, le couplage entre les guides d'onde devient efficace dans les autres cas.

Par exemple, sur la figure 4.6 (b) pour le cas $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, le signal d'entrée injecté au Port 1 est réparti de manière uniforme entre les Ports 2 et 4. La quantité d'énergie reçue à chaque Port de sortie est sous contrôle de la longueur d'onde de la lumière, voir le cas de la figure 4.6 (c).

Ces modes de fonctionnement présentent un grand intérêt pour la fabrication de commutateurs, de routeurs, de coupleurs et de multiplexeurs (WDM, en Anglais : Wave Division Multiplexing) pour les systèmes de communications optiques actuels, principalement basés dans cette plage de longueurs d'onde comprise entre 1.25 et $1.8 \mu\text{m}$ [4,10]. Ceci est dû au fait que les cristaux photoniques ont un meilleur contrôle de confinement de la lumière.

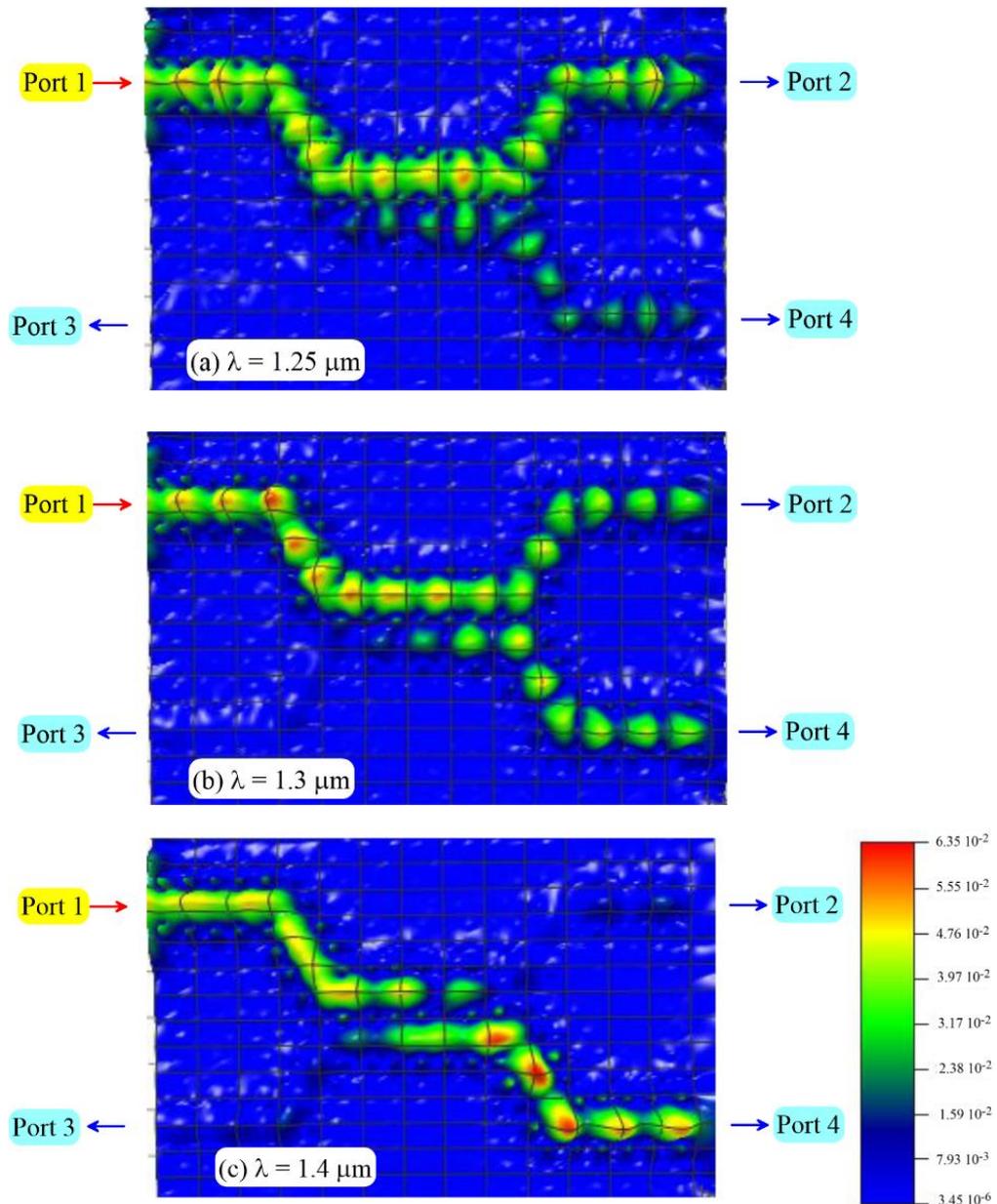


Figure 4.6 : Distribution du champ électrique aux différents Ports de sortie de notre dispositif et dans lequel le faisceau lumineux ayant les longueurs d'onde (a) $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$; (b) $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ et (c) $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$ est injecté à travers le Port 1.

4.4.3. Spectres de transmission

La figure 4.7 montre des spectres comparatifs de la puissance de transmission à chaque Port du dispositif. Le faisceau lumineux, dont la longueur d'onde est $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$, a été injecté au Port 1. Le pourcentage de puissance de sortie détectée au Port 2 est de l'ordre de 45.3%. A la longueur d'onde de travail $\lambda = 1.35 \mu\text{m}$, Ce pourcentage de puissance de transmission de

sortie est vu d'atteindre une valeur de de 60.8% à l'un des Ports de notre dispositif. Cela peut même être amélioré si un défaut est introduit dans la configuration de la plate-forme.

Le tableau 4.2 résume les détails du taux de pourcentage de la puissance transmise à chaque Port à différentes longueurs d'onde de la lumière injectée obtenues à partir des résultats de la simulation en utilisant Opti-FDTD.

Tableau 4.2 : Pourcentage de Puissance transmise aux Ports de sortie du dispositif.

Longueur d'onde λ , (μm)	Pourcentage de puissance transmise		
	Port 2	Port 3	Port 4
1.25	45.30%	11.36 %	23.38%
1.3	44.88%	14.82%	43.71 %
1.35	15.55%	11.19%	60.80 %
1.4	11.51%	17.18%	51.27 %
1.45	34.52%	17.09%	30.85 %

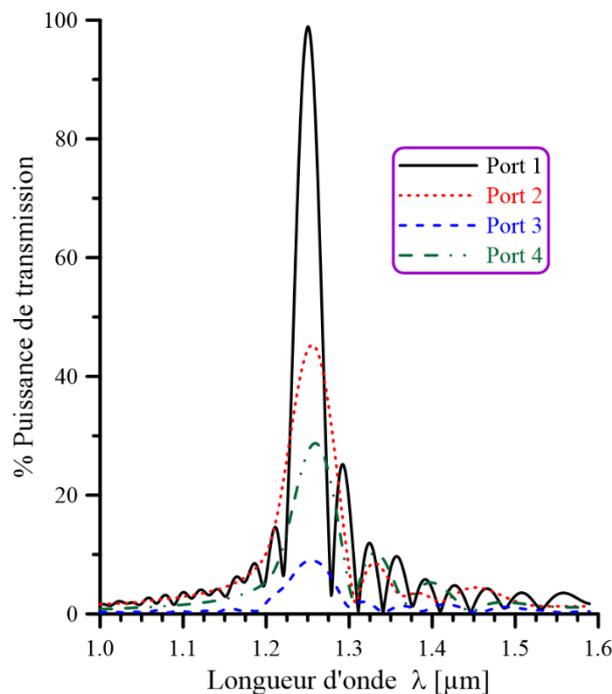


Figure 4.7 : Dépendances spectrales du taux de transmission de puissance à la sortie des trois Ports du dispositif avec le faisceau lumineux injecté au Port 1 et dont la longueur d'onde $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$.

4.4.4. Insertion de défauts

L'insertion d'un défaut ponctuel dans la configuration a une grande influence sur les propriétés de fonctionnement de dispositif. Le défaut peut être créé en retirant, par exemple, une ou plusieurs tiges du réseau, créant ainsi des lacunes ou des microcavités. La figure 4.8 montre la disposition de la plateforme qui intègre certains défauts dans sa configuration. C'est la même que celle de la figure 4.4, seules quelques particulières tiges ont été retirées de la structure.

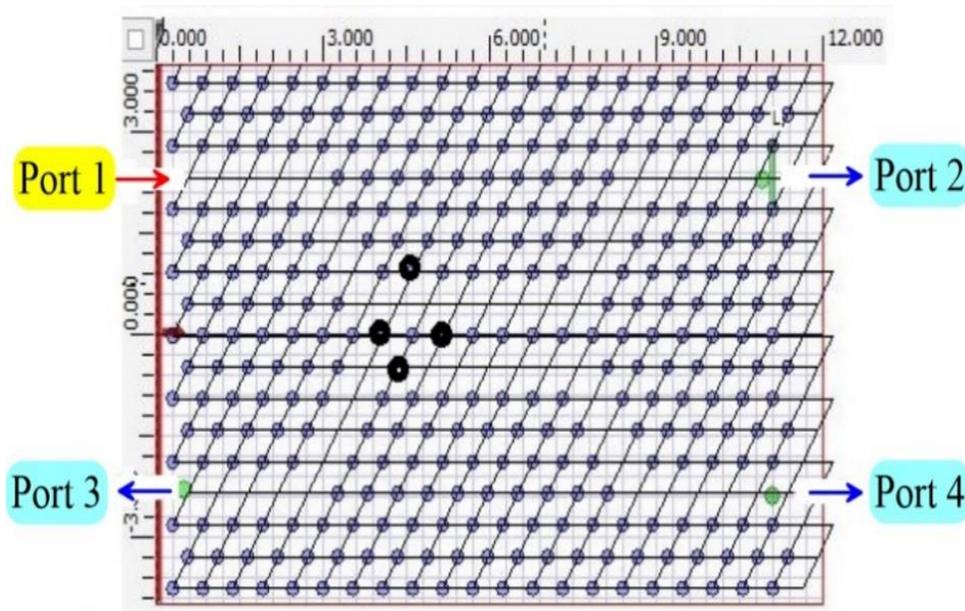


Figure 4.8 : Schéma du dispositif incluant des défauts insérés dans sa configuration.

La figure 4.9 montre la distribution tridimensionnelle du champ et la dépendance spectrale du taux de pourcentage de la puissance transmise à la longueur d'onde de travail $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$. Cette cartographie montre clairement l'existence du phénomène de guidage de la lumière dans la structure. Ici, le faisceau lumineux est injecté au Port 1 et sort au Port 3, n'ayant rien aux Port 2 et Port 4, contrairement au cas sans défauts montré dans la figure 4.6 (a). Le pourcentage de puissance transmise au Port 3 est égale à 98.16% et la forme est une réplique des caractéristiques spectrales au Port 1.

Le tableau 4.3 résume les détails du taux de puissance transmise au Port 3 pour les différentes longueurs d'onde.

Tableau 4.3 : Pourcentage de puissance transmise au Port 3 aux différentes longueurs d'onde à l'entrée au Port 1.

Longueur d'onde (μm)	1.25	1.3	1.35	1.4	1.45
% Transmission	12.65	88.26	98.16	76.56	85.06

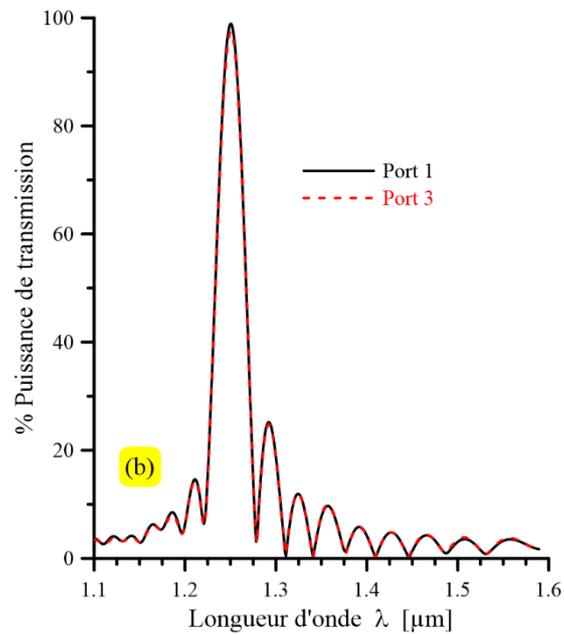
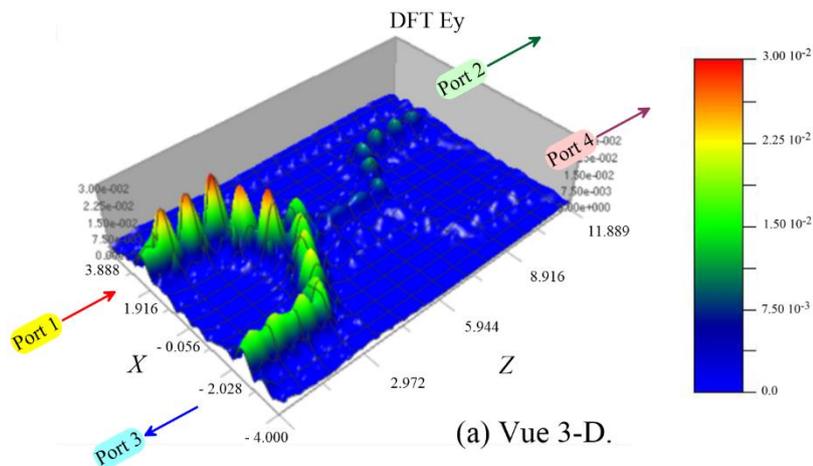


Figure 4.9 : (a) Vue 3-D de la distribution du champ électrique ; (b) Distribution spectrale du pourcentage de la puissance transmise du dispositif à longueur d'onde $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$ de la lumière injectée au Port 1.

4.4.5. Applications en détection

4.4.5.1. Biocapteur

Plusieurs mécanismes d'interaction peuvent être utilisés pour convertir une quantité de matière biologique en un signal optique. Dans certains cas, l'interaction du champ évanescent modal avec la couche de détection de la configuration de guidage d'ondes photoniques dépend de la concentration en analytes [11]. Dans les capteurs photoniques et plasmiques, les changements de la quantité d'analyte modifient la longueur d'onde de résonance du système. Une caractéristique importante qui caractérise les dispositifs de détection est leur sensibilité, S . Elle est définie comme le rapport du décalage de la longueur d'onde de résonance, $\Delta\lambda$, à celui de l'indice de réfraction, ΔN . Ceci est donné par la relation :

$$S = \Delta\lambda/\Delta N \quad (4.1)$$

Au début, les tiges étaient entourées d'air dont l'indice de réfraction est $n_o = 1$, le système indiquait une longueur d'onde de résonance $\lambda_o = 1.257 \mu\text{m}$, comme il ressort du spectre normalisé de la puissance transmise mesuré à la sortie au Port 2, comme il est indiqué dans la figure 4.10 par le point A. Le changement de l'indice de réfraction des tiges environnantes affecte la longueur d'onde de résonance du système en la décalant vers des longueurs d'onde plus élevées, comme il est montré dans la figure 4.10 (le point B, de λ_o à λ_1). Ici, le décalage induit de l'indice de réfraction est ΔN .

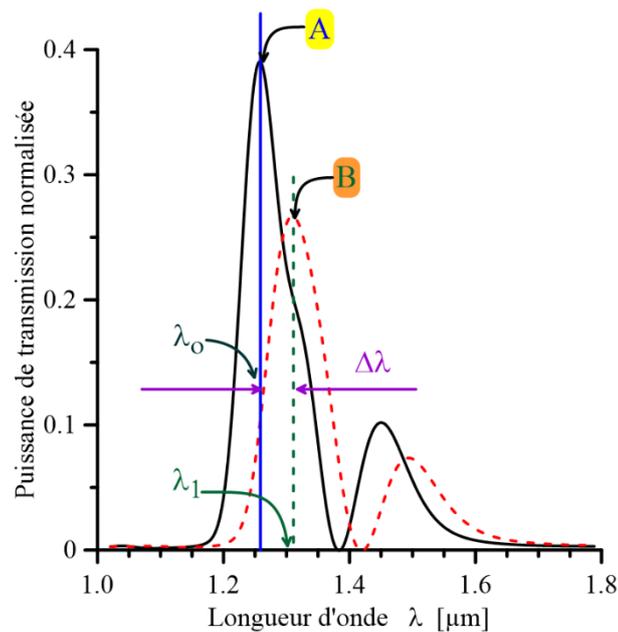


Figure 4.10 : Impact du changement de l'indice de réfraction de l'environnement des tiges sur la longueur d'onde de résonance.

Le changement dans l'indice de réfraction de l'environnement entourant les tiges de silicium modifie la longueur d'onde de résonance. Les résultats de la simulation sont présentés dans le tableau 4.4. Ici, la sensibilité est calculée à l'aide de la relation (4.1).

Tableau 4.4 : Sensibilité du capteur pour diverses décalages de l'indice de réfraction du milieu entourant les tiges du dispositif.

ΔN	$\Delta\lambda$, [nm]	S , [nm/RIU]
0.02	21.1	1055
0.03	29.0	967
0.04	31.65	791.25
0.05	34.29	685.8
0.06	36.93	615.5

La figure 4.11 montre la dépendance de la sensibilité du dispositif suite à un changement de l'indice de réfraction du milieu entourant les tiges du capteur. La sensibilité diminue avec l'augmentation du changement de l'indice de réfraction, ΔN . Le capteur actuel donne une sensibilité de 1055 nm/RIU pour un décalage dans la longueur d'onde de résonance $\Delta N=0.02$. Cette valeur est la plus élevée rapportée jusqu'à présent dans la littérature [5,12-16]. De plus, la relation entre la sensibilité et la variation de l'indice de réfraction est linéaire selon la relation :

$$S = -11602 \Delta N + 1286.99 \quad (4.2)$$

Dans le développement des capteurs, il est important d'améliorer la sensibilité du dispositif car cela permet non seulement de détecter des concentrations plus faibles d'analytes, mais également d'analyser et de détecter de manière non destructive les nanoparticules.

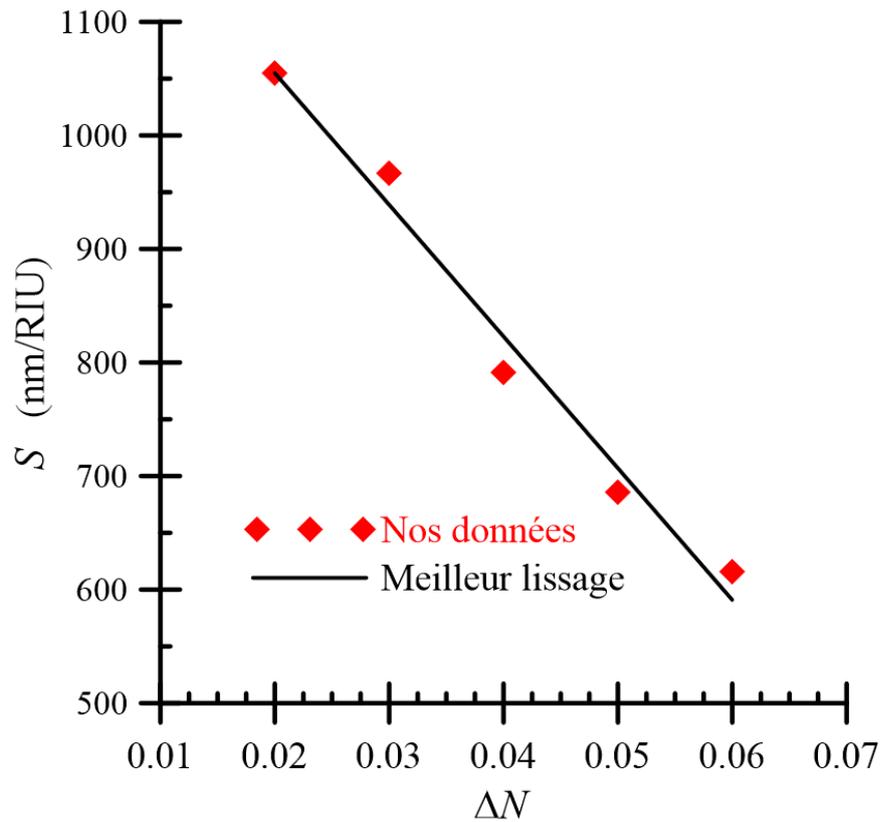


Figure 4.11 : Dépendance de la sensibilité du capteur en fonction du décalage dans l'indice de réfraction.

4.4.5.2. Capteur de pression

Une autre application potentielle de notre conception actuelle consiste en un capteur de pression dans la plage de pressions 0 à 1 GPa. Si une pression externe est appliquée à la configuration du capteur photonique bidimensionnel, l'indice de réfraction du milieu environnant les tiges au silicium change, ce qui déplace la longueur d'onde de résonance du capteur. La pression appliquée à une relation linéaire avec l'indice de réfraction de la disposition du capteur. Pour une pression hydrostatique appliquée de 1 GPa, l'indice de réfraction du capteur est incrémenté de $\Delta N = 0.03985$ [13]. La figure 4.12 représente des tracés comparatifs de spectres normalisés de puissance transmise tels que détectés au port 2 du capteur avant et après l'application d'une pression hydrostatique sur sa surface de 1 GPa. Cette pression appliquée a entraîné un décalage de longueur d'onde $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = 23.0578$ nm.

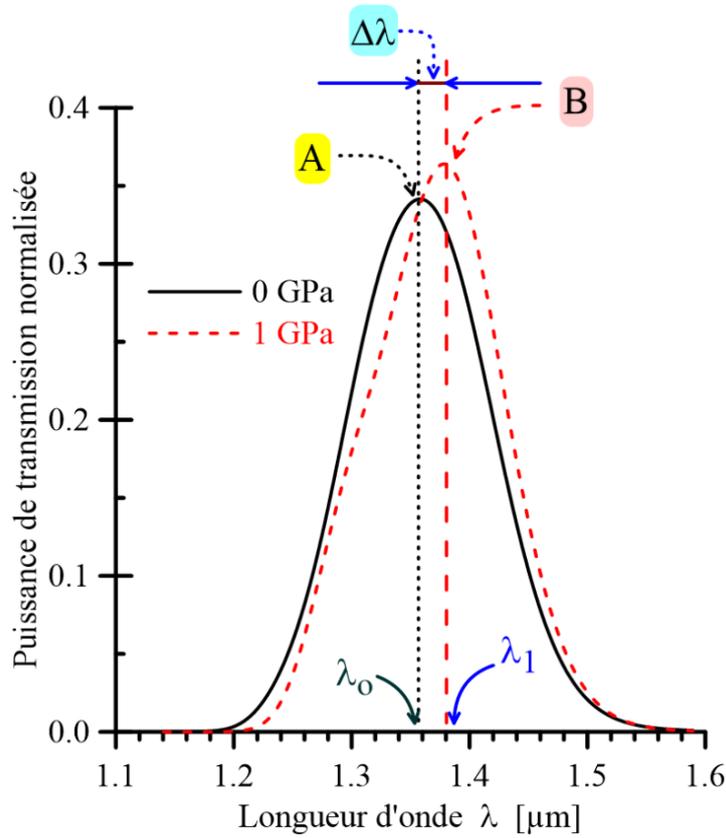


Figure 4.12 : Diagrammes comparatifs de la distribution spectrale normalisée de la puissance de transmission détectée à la sortie du capteur de pression (Port 2) avant et après application d'une pression hydrostatatique de 1 GPa.

La sensibilité du dispositif est déterminée par la relation [17] :

$$S_P = \frac{\Delta\lambda}{\Delta P} = \frac{\Delta\lambda}{\Delta N} \frac{\Delta N}{\Delta P} \quad (4.3)$$

Le rapport de pressions détectées du au changement de l'indice de réfraction du milieu environnant les tiges de silicium est donné par [18] :

$$\frac{\Delta N}{\Delta P} = \frac{n - n_0}{\Delta P} = -(c_1 + 2c_2) \quad (4.4)$$

où n_0 représente l'indice de réfraction du silicium et P est la pression appliquée. c_1 et c_2 sont les constantes de contrainte optique définies comme suit :

$$c_1 = n_0^3(p_{11} - 2\nu p_{12})/2E$$

$$c_2 = n_0^3[p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})]/2E$$

où p_{11} , p_{12} sont des constantes optiques. E et ν représentent, respectivement, le module de Young et le coefficient de Poisson. Ici, pour Si, $n = 3.42$, $p_{11} = -0.101$, $p_{12} = 0.0094$, $c_1 = -11.35$ ($10^{-12}/\text{Pa}$) et $c_2 = -3.65$ ($10^{-12}/\text{Pa}$) [19].

La sensibilité estimée de notre capteur de pression est de 23.057 nm/GPa. Cette valeur est la deuxième meilleure valeur par rapport à ce qui a été rapporté jusqu'à présent dans la littérature [5]. Ce capteur peut être très utile dans la fabrication des NEMS.

4.5. Conclusion

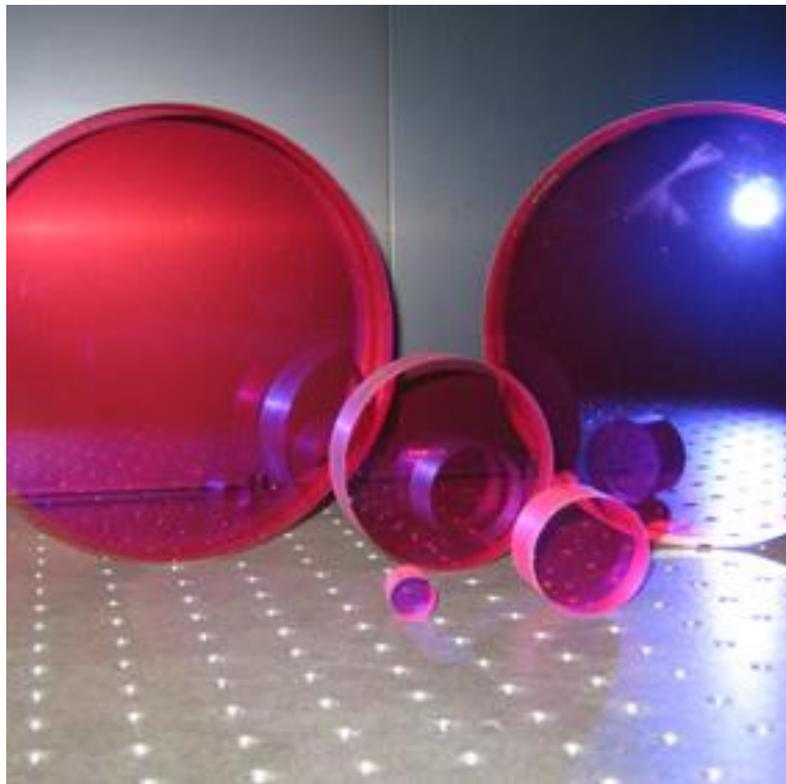
En résumé, nous avons conçu une plateforme d'un dispositif à base de cristaux photoniques bidimensionnels à usage multiple qui comprend dans sa configuration des coupleurs optiques de forme Y. La méthode d'expansion des ondes planes (PWE) a été utilisée pour déterminer la bande photonique opérationnelle du dispositif. La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été utilisée pour analyser les performances de la structure proposée. Ce dispositif possède de potentielles capacités de commutation si applicable dans les systèmes de communications optiques. Son pourcentage de puissance transmise atteint 98.16%, c'est un niveau le plus élevé enregistré à ce jour dans la littérature. Si le dispositif est utilisé comme biocapteur, celui-ci possède une sensibilité de 1055 nm/RIU. Il s'agit là encore de la valeur la plus élevée rapportée à la lumière des données publiées. Lorsque le même dispositif est utilisé en tant que capteur de pression, il a une sensibilité de 23.057 nm/GPa dans la gamme de pressions comprises entre 0 et 1 GPa, c'est la deuxième valeur la plus élevée par rapport aux travaux récemment publiés.

Références

- [1] Lord Rayleigh, The propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure, *Phil. Mag.* S.5 (147) 24 (1887) pp. 145-159.
- [2] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, Photonic band structure: the face-centered-cubic case, *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) pp. 1950-1953.
- [3] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Win, R.D. Meade, *Photonic crystals: molding the flow of light*, Princeton, New Jersey, (2008).
- [4] A. Lay-Ekuakille, *Optical waveguiding and applied photonics*, Springer, New York, (2013).
- [5] R. Zegadi, L. Ziet, F.Z. Satour, A. Zegadi, Design of a wide ranging highly-sensitive pressure sensor based on two-dimensional photonic crystals, *Plasmonics* <https://doi.org/10.1007/s11468-018-0873-5>, (2018).
- [6] Z. Li, C. Liao, Y. Wang, L. Xu, D. Wang, X. Dong, S. Liu, Q. Wang, K. Yang, J. Zhou, Highly-sensitive gas pressure sensor using twin-core fiber based in-line Mach-Zehnder interferometer, *Opt. Exp.* 23 (2015) pp. 6673–6678.
- [7] optiwave.com
- [8] G. Beer, I. Smith, C. Duenser, *The boundary element method with programming for engineers and scientists*, Springer Wien, New York, (2008).
- [9] C. Chicone, *Ordinary Differential Equations with Applications*, Springer-Verlag, New York, (1999).
- [10] J. Piprek (Ed.), *Optoelectronic devices: advanced simulation and analysis*, Springer, New York, (2005).
- [11] A. Massaro (Ed.), *Photonic crystals - introduction, applications and theory*, IntechOpen, (2012).
- [12] S. Upadhyay, V.L. Kalyani, High sensitive refractive index sensor based on 2D-photonic crystal, *Int. J. Eng. Res. Technol.* 4 (2015) pp. 1006-1010.
- [13] S. Upadhyay, V.L. Kalyani, Designing of ring-resonator based photonic pressure sensor, *Imp. J. Interdiscip. Res.* 2 (2016) pp. 999–1003.

-
- [14] D. Benelarbi, T. Bouchemat, M. Bouchemat, Design of high sensitive refractive index sensor using a ring-shaped photonic crystal waveguide, *Nanosci. Nanotechnol.* 6 (2016) pp. 105–109.
- [15] L. Yang, L. Jiu-Sheng, Numerical analysis of temperature-controlled terahertz power splitter, *J. Europ. Opt. Soc.* 13 (2017) p. 12.
- [16] S. Bendib, A. Zegadi, Improved sensitivity of 2D photonic crystal Mach–Zehnder interferometer-based pressure sensor, *Plasmonics* 13 (2018) pp. 413-418.
- [17] S. Tao, D. Chen, J. Wang, J. Qiao, Y. Duan, A high sensitivity pressure sensor based on two-dimensional photonic crystal, *Photonic Sensors* 6 (2016) pp. 137-142.
- [18] M. Huang, Stress effects on the performance of optical waveguides, *Int. J. Sol. Struct.* 40 (2003) pp. 1615–1632.
- [19] K.V. Shanthi, S. Robinson, Two-dimensional photonic crystal-based sensor for pressure sensing, *Photonic Sensors* 4 (2014) pp. 248–253.

Conclusion générale



Au cours de ce travail de thèse, nous nous sommes attachés à l'étude des composants à cristaux photoniques et la modélisation de nouvelles fonctionnalités et de développer des composants photoniques nouveaux pour les communications optiques modernes répondant aux exigences de l'intégration photonique.

Pour atteindre de tels objectifs, nous avons choisi de développer des composants à base de cristaux photoniques bidimensionnels à base de tiges à fort contraste d'indice. Ceux-ci permettent en effet un contrôle de la lumière dans des volumes restreints.

En premier, nous avons donné un rappel sur un modèle théorique à base de l'optique intégrée destiné pour le dimensionnement du mode fondamental des guides d'ondes diffusés à base d'une disposition de type $Ti : LiNbO_3$. Le modèle est basé sur la maximisation de la variation de l'indice effectif.

Une extension à ce modèle a été proposée comportant deux guides disposés côte à côte et une analyse des performances d'un tel dispositif a été présentée en utilisant le logiciel COMSOL. Les résultats obtenus par comparaison à la littérature sont très prometteurs.

Après, nous avons rappelé sur les méthodes les plus utilisées actuellement dans la modélisation des dispositifs à base de cristaux photoniques afin de déterminer leurs paramètres de performance telles que la méthode des éléments finis (MEF), la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) et la méthode des ondes planes (PWE) aussi bien que sur les logiciels disponibles sur le marché.

Enfin, nous avons présenté les résultats de performance d'une nouvelle disposition d'un dispositif basé sur les cristaux photoniques 2-D à usage multiple. Le dispositif en question repose sur l'utilisation deux branchements en Y dans sa configuration. Dans un premier cas, nous avons démontré la possibilité d'utiliser le dispositif comme commutateur/routeur avec une puissance de transmission supérieure à 98% de sortie dans les systèmes de communications optiques, de sorte qu'aucune contrainte ne soit imposée à la source de lumière d'entrée ni au photodétecteur à la sortie. Le dispositif vous fait éviter même d'avoir recours aux mécanismes complexes de couplage. Ce dispositif peut être utilisé comme biocapteur donnant une sensibilité à l'indice de réfraction de 1055 nm/RIU. Enfin, le dispositif peut être utilisé comme capteur de pression affichant une sensibilité à la pression de 23.06 nm/GPa dans la gamme de pressions comprises entre 0 et 1 GPa.

Concernant les perspectives, il existe de nombreuses configurations de couplage qui pourront être utilisées dans la conception de nouveaux dispositifs à base de cristaux photoniques et donc, il nous paraît intéressant d'améliorer les performances de ce dispositif et de chercher d'autres fonctions à réaliser permettant ainsi l'intégration de ces différents composants au sein d'un même circuit intégré optique.

Annexes



Paramètres électrooptiques de LiNbO₃

Symétrie	R, [10 ⁻¹⁰ cm/V]	λ, [μm] et Indice de réfraction	Matrice électrooptique
3m	$r_{13}=8.6$ $r_{33}=30.6$ $r_{22}=3.4$ $r_{51}=28$	$\lambda=0.63$ $n_x=n_y=n_o=2.286$ $n_z=n_e=2.202$	$\begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix}$

Production scientifique

Publication internationale

- [K. Bendemagh](#), R. Zegadi, F.Z. Satour, A. Zegadi, Design and Performance of a Multipurpose 2-D Photonic Crystal Device Based on Y Couplers, Plasmonics (2019). DOI: 10.1007/s11468-019-00934-9

ISI Impact Factor (2018) = 2.926

Communications Internationales

- [K. Bendemagh](#), A. Zegadi, Analyse de guidage d'ondes dans LiNbO₃ en utilisant la méthode des éléments finis, Int. Conf. Optics ICO2013, Sétif (Algeria), 21 - 23 apr. (2013). <http://www.univ-setif.dz>
- [K. Bendemagh](#), A. Zegadi, Wave Propagation property in LiNbO₃ using the finite element method, 1st Int. Symp. on Innovative Technologies in Engineering and Science (ISITES2013), Sakarya University Congress and Culture Center, 7 – 9 June, Sakarya (Turkey), (2013), pp. 157 – 162. <http://www.isites2013.com>
- [K. Bendemagh](#), A. Zegadi, A. Merabet, Analysis of wave propagation properties in LiNbO₃ using the finite element method, E-MRS Fall Meeting, Warsaw (Poland) 15 - 18 Sep. (2014). www.emrs-strasbourg.com
- [K. Bendemagh](#), A. Zegadi, Analyse d'un coupleur dans LiNbO₃ en utilisant la méthode des éléments finis, Int. Conf. Optics ICO2016, Sétif (Algeria), 4 - 5 dec. (2016). www.univ-setif.dz
- [K. Bendemagh](#), A. Zegadi, R. Zegadi, Design and simulation of optical filter based on photonic crystal ring resonator, Int. Conf. Mater. Sci. ICMS2018, Sétif (Algeria) 12-14 Sep. (2018). <http://www.univ-setif.dz/OCS/ICMS2018>
- [K. Bendemagh](#), A. Zegadi, R. Zegadi, Analysis of optical sensing by using photonic crystal based Mach-Zehnder interferometer, Conf. Int. Métrol. Maint. Ind. ICIMM2018, Sétif (Algeria), 28-29 Oct. (2018). <http://www.univ-setif.dz/OCS/ICIMM2018>
- R. Zegadi, L. Ziet, A. Zegadi, [K. Bendemagh](#), Photonic crystal based biosensor for detection of cancer cell, Int. Conf. Mater. Sci. ICMS2018, Sétif (Algeria), 12-14 Sep. (2018). <http://www.univ-setif.dz/OCS/ICMS2018>

Article





Design and Performance of a Multipurpose 2-D Photonic Crystal Device Based on Y Couplers

Khalissa Bendemagh¹ · Rami Zegadi¹ · Fatima Zohra Satour¹ · Ameer Zegadi¹

Received: 6 January 2019 / Accepted: 11 March 2019
© Springer Science+Business Media, LLC, part of Springer Nature 2019

Abstract

This paper reports on the design of a multipurpose photonic device based on 2-D photonic crystals which uses Y couplers in its structure that is very efficient when employed as a switch in optical communication systems and possesses a very high sensitivity not only if used as a biophotonic sensor to detect refractive index changes but also as a pressure sensor to sense pressure changes. The performance of the device is analyzed in terms of photonic bandgap structure, transmission power, electrical field distribution, resonance wavelength, and sensitivity by making use of the methods of the plane wave expansion (PWE) and the finite-difference time-domain (FDTD). The design is optimized to allow maximum power transmission so no constraints are imposed on the device detector and to achieve high sensitivity in biosensors' applications allowing, thus, not only sensing very low analyte concentrations but also nondestructively detecting and analyzing nanoparticles. We propose here a highly efficient switching/coupling device suitable for current optical communication systems with a transmission power that could reach 98.16%. If the same platform is used as a biosensor, it has a refractive index sensitivity of 1055 nm/RIU, the highest value so far reported in the literature. If used as a pressure sensor, it has a sensitivity of 23.057 nm/GPa in the pressure range 0 to 1 GPa, which is second highest sensitivity so far reported.

Keywords Photonic crystals · Optical couplers · Biosensor · Pressure sensor · FDTD · PWE

Introduction

It is well acknowledged that conceiving and modelling photonic devices are essential for fabricating efficient optical systems. Rayleigh's experimental work with dielectric multilayers in 1887 has revealed the existence of photonic bandgaps in 1-D crystals [1]. A hundred years later, Yablonoitch and Gmitter introduced the label of photonic crystals (PC) [2]. Since then, the field of photonic crystals continues to grow and continues to attract attention for multidisciplinary applications. Photonic crystals are periodic dielectric nanostructured materials, which show periodicity in the refractive index and vary in one, two, or three dimensions of space. Bandgaps appear due to the structural refractive index changes. As a result, for particular frequency ranges, light cannot propagate in the structure, whatever its polarization

and propagation direction [3]. Various optoelectronic devices based on photonic crystals have been designed and fabricated that include optical sensors, splitters, filters, Mach–Zehnder interferometers, directional couplers, nanoring resonators, and multiplexers. Photonic sensors are being used in fields such as healthcare, security, automotive, aerospace, environment control, and food quality [3, 4].

This work describes the design and the performance of a multipurpose photonic device that has Y-junctions in its platform's structure and is based on 2-D photonic crystals. The optical coupler is widely used in modern optical communication systems, which is a device consisting of two waveguides arranged side by side. They are then coupled and light can pass from one to the other. The present device is based on silicon as the basis material for the ease of integration to electronic circuits. It has three potential applications. In the first place, it can be used as a switch/router with a transmission power in excess of 98% in optical communication systems so no constraints are imposed on the input light power source nor on the detectivity of the photodetector at the output. The new design avoids the need to taper waveguide structures. The monitoring of liquid refractive index is important in many domains: industrial food, biological engineering, and

✉ Ameer Zegadi
zegameur@gmail.com; ameur_zegadi@yahoo.fr

¹ Laboratoire: Croissance et Caractérisation de Nouveaux Semiconducteurs (LCCNS), Département d'Electronique, Faculté de Technologie, Université Ferhat Abbas Sétif 1, 19000 Sétif, Algeria

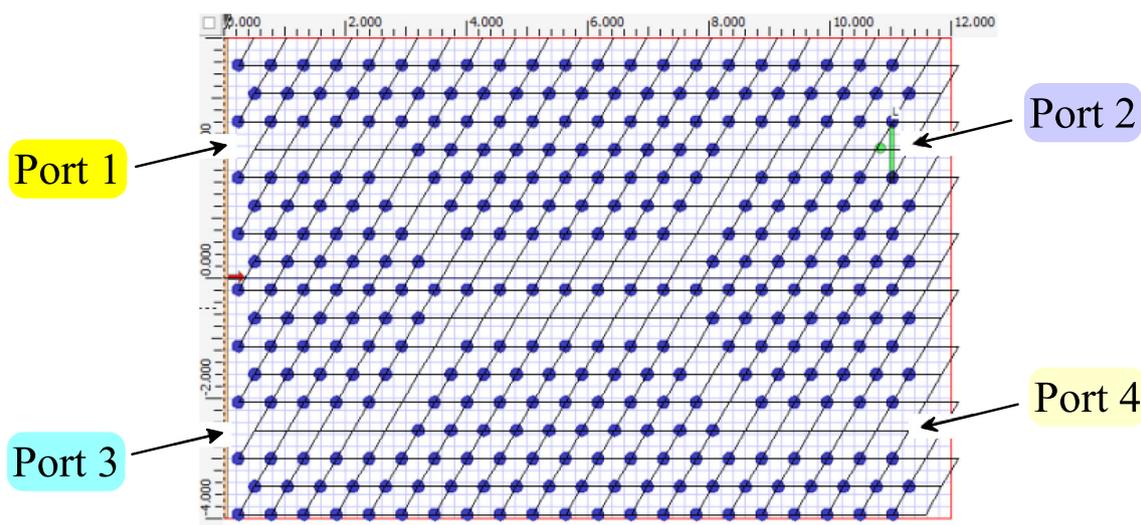


Fig. 1 Schematic diagram of the photonic device based on 2-D Si-photonic crystals

Table 1 Device parameters

Parameters	Value
Lattice constant, a	0.54 μm
Si-rods refractive index	3.5
Environment background refractive index (Air), n_o	1
Structure distribution	Hexagonal
Radius, r	0.1 μm

environmental science. Optical sensors are analytical devices that convert an analyte amount into a detectable signal. They are classified into two types. Those who measure physical parameters, such as the temperature, the pressure, and the refractive index changes [5], and biochemical and medical sensors, detecting such as molecules, gas, and DNA [6]. In this field, the optical sensor is very advantageous because of their particular characteristics such as small sizes and flexibility. Consequently, and in the second place, it can be used as a biosensor giving a refractive index sensitivity of 1055 nm/RIU. It is well acknowledged that there exist some mechanisms that convert the changes in biological particles into an optical signal. Its detecting principle relies on the interaction between the matter concentration and the evanescent modal field in the device structure. Finally, the device can be used as a pressure sensor showing a pressure sensitivity of 23.06 nm/GPa in the pressure range 0 to 1 GPa. This is based on the principle that if a pressure is applied on the device surface, the structure refractive index changes leading to change in its resonant frequency which can then be detected. Herein, the

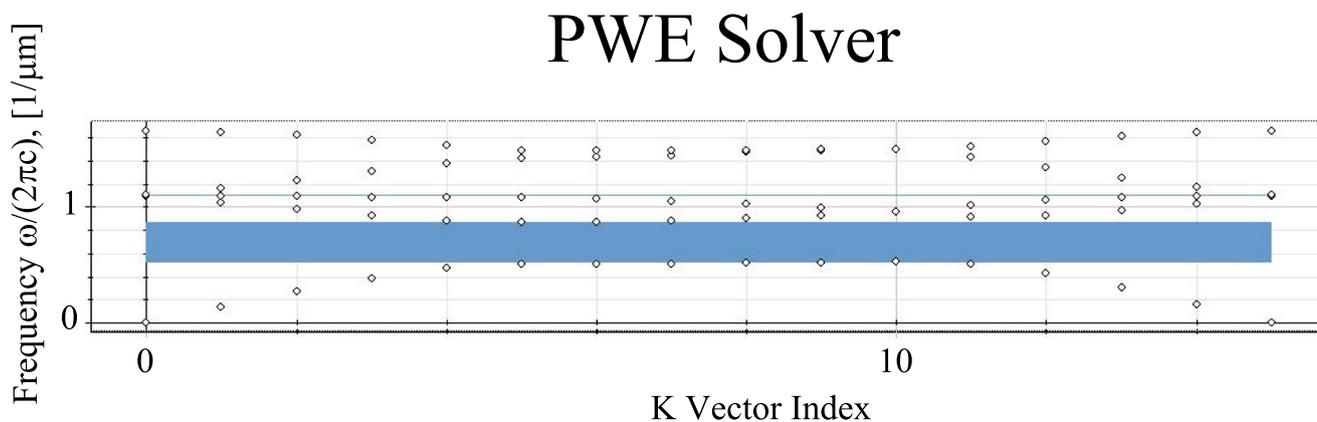


Fig. 2 Photonic band diagram as obtained from the PWE method

method of plane wave expansion (PWE) is used to determine the device band diagram operating range. The performance of the device is evaluated using the method of 2-D finite-

difference time-domain (FDTD) in terms of the resonance frequency, electrical field distribution, transmission power, and sensitivity.

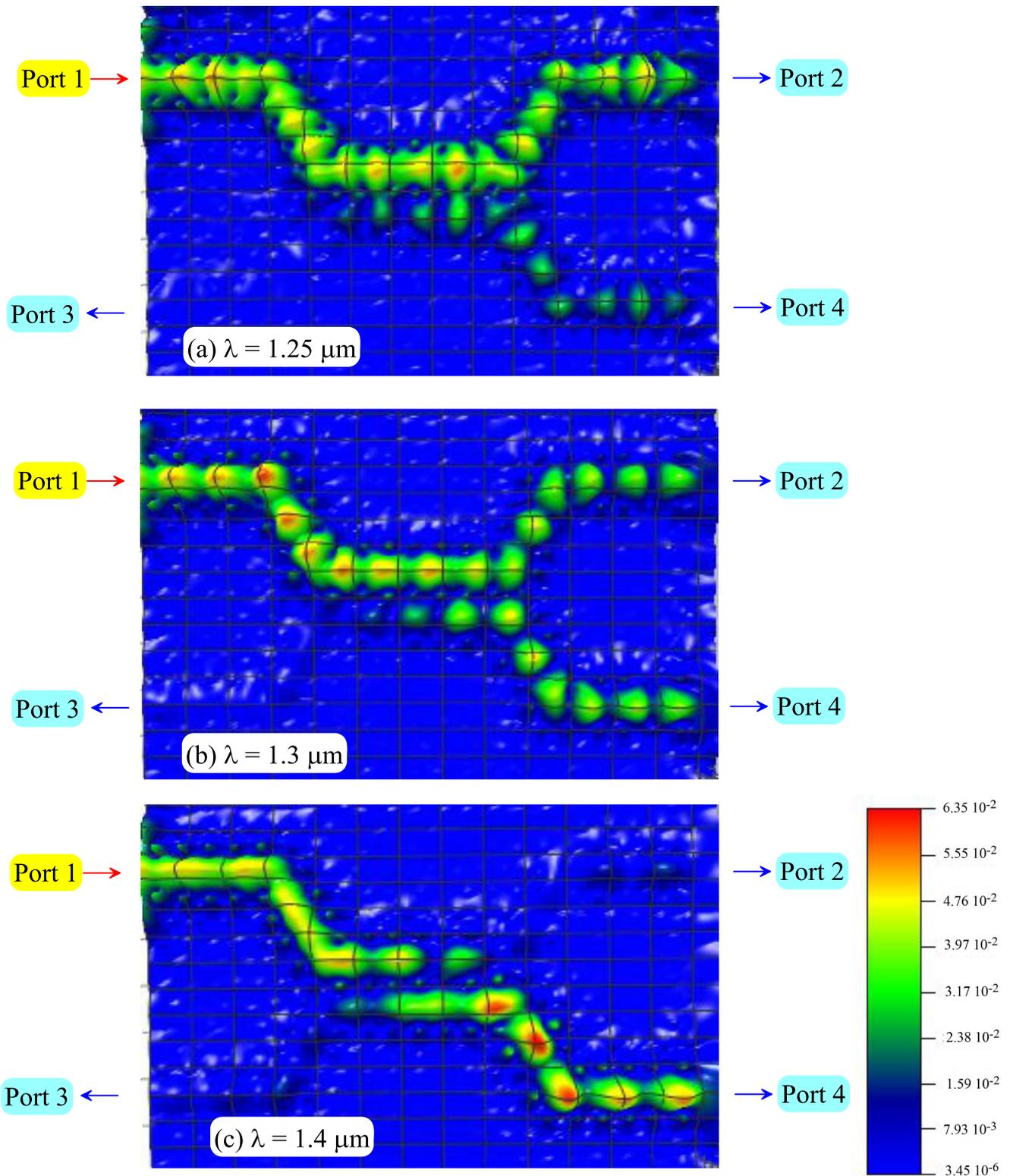


Fig. 3 Electrical field distributions at different ports in which the monochromatic light beam is injected through Port 1 for the cases **a** $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$, **b** $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, and **c** $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$

Fig. 4 Output power transmission spectral dependences as detected at the three output ports of the device with the injected light beam being at Port 1 and whose wavelength was $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$

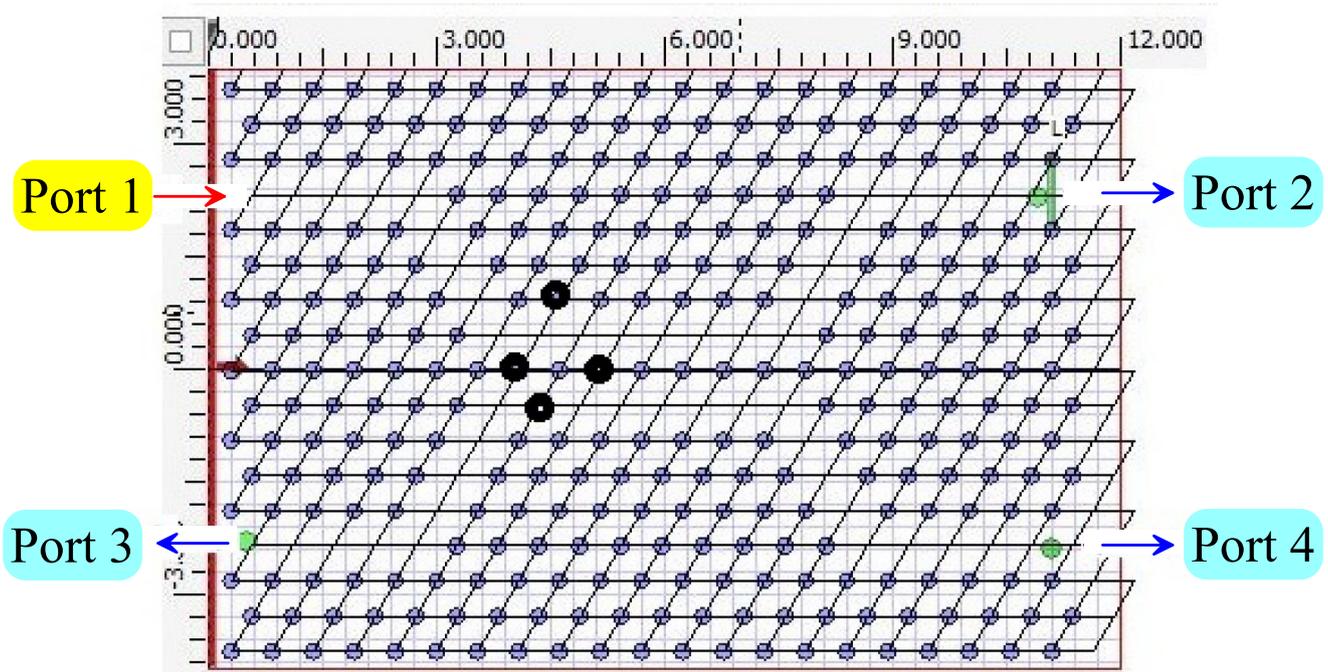
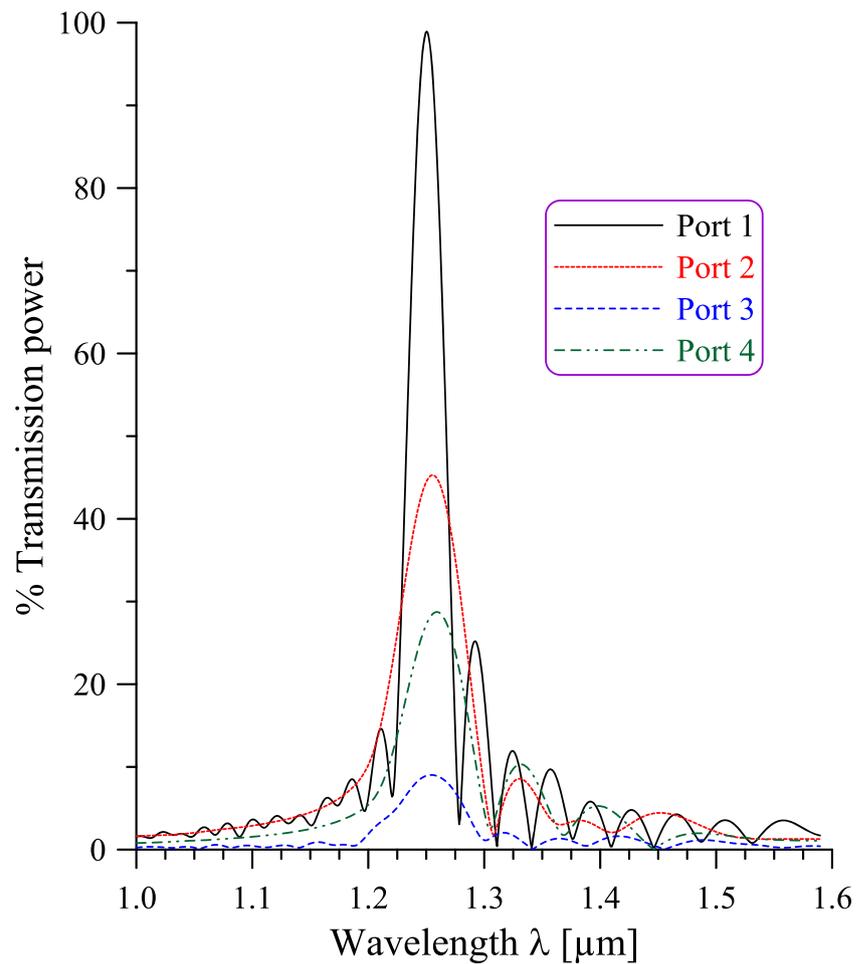


Fig. 5 Device schematic diagram with the inserted punctual defects in its configuration

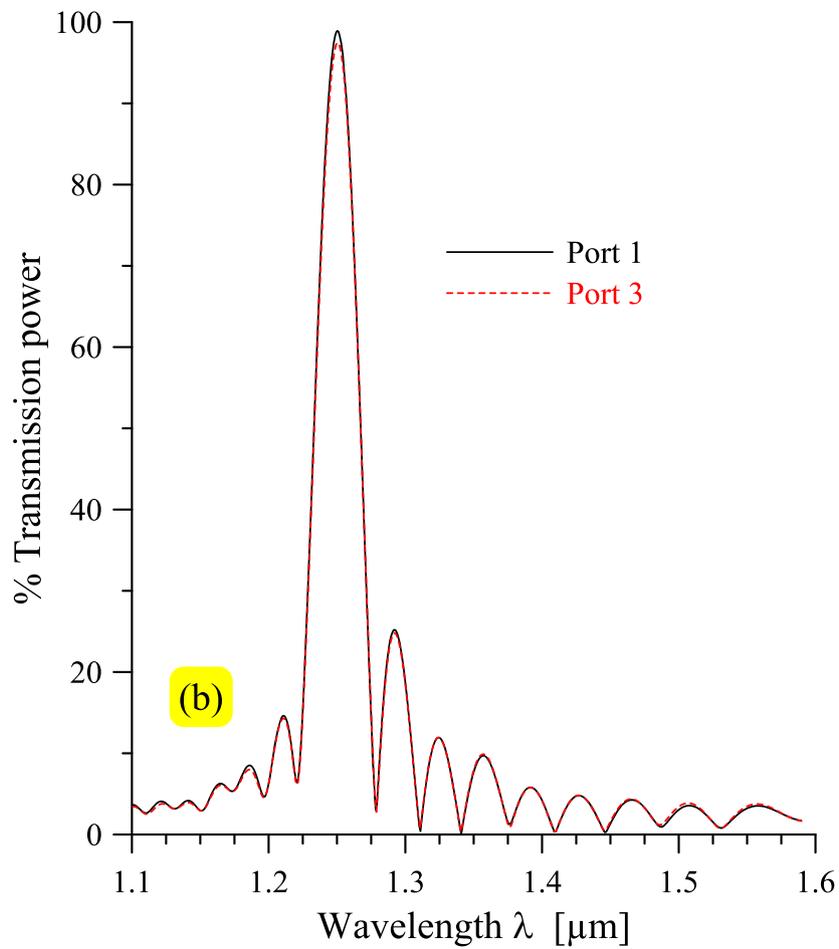
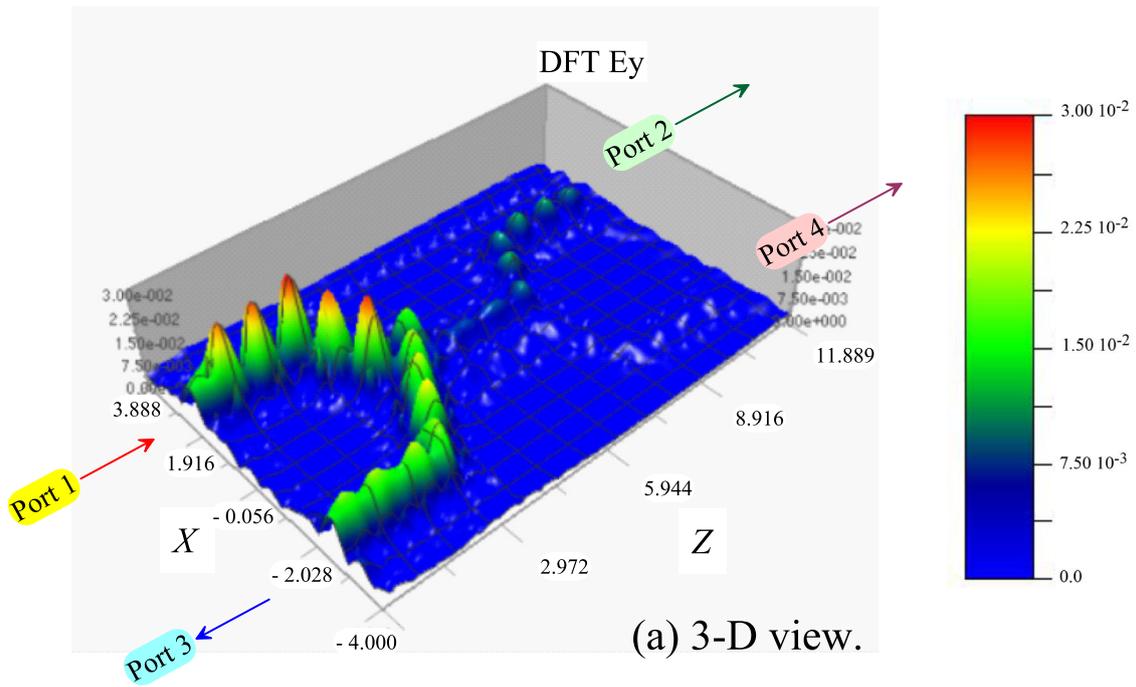


Fig. 6 a 3-D view of the electric field distribution and b the spectral transmission power of the device when the injected light wavelength is $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$

Device Configuration

The schematic view of the design is depicted in Fig. 1. This consists of 2-D photonic crystal platform that includes two Y junction waveguides. The rods are made of silicon, circular in shape and placed in air of refractive index $n_o = 1$. The rods have a radius $r = 0.1 \mu\text{m}$ and are distributed with a hexagonal periodicity with a lattice constant $a = 0.54 \mu\text{m}$. The platform dimensions are $12 \times 12 \mu\text{m}^2$, giving 17 and 21 rods in X and Z directions, respectively. The parameters of the device are presented in Table 1.

The light, Gaussian in distribution, is injected at the input port, Port 1, to excite the structure. The ports marked Port 2, Port 3, and Port 4 are the output ports. The photodetector is placed at one of these ports to detect the output light so that the resonant wavelength of the structure can be determined.

Device Evaluation

Photonic Band Analysis

The PWE method from Optiwave was first used to analyze the device band diagram distribution. The result is shown in

Fig. 7 Effect of changing the background refractive index on the system resonance wavelength as observed in the curves of the transmission power spectral dependence

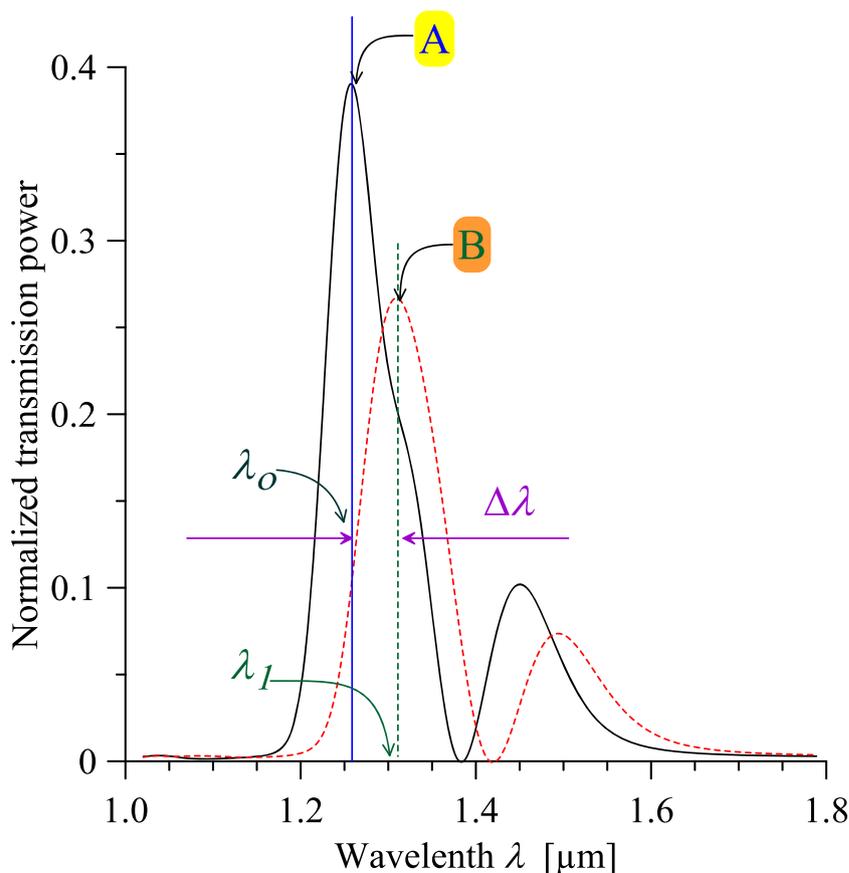


Fig. 2. The structure has two photonic bandgap (PBG) regions, the first being too narrow and the second is quite large, both with the field polarization being the transverse electric (TE). The larger band, which is of interest, extends in the wavelength range $\lambda = 1.156$ to $1.896 \mu\text{m}$, which are very suitable to optical communication systems.

Electric Field Distribution

Figure 3a–c shows the FDTD-simulated results of the steady-state electric field distributions at the wavelengths of 1.25, 1.3, and 1.4 μm , respectively. For instance, in the case of $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$, when the light is injected at Port 1, it comes out at Port 2 (Fig. 3a). If in case $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$, with the light being injected at Port 1, the light comes out at Port 4 (Fig. 3c). As a result, by altering the injected light wavelength, it is possible to choose the output port. This is due to changes in the structure refractive index, which leads to changes in the output propagation pathways. Meanwhile, the coupling between the waveguides becomes effective in the other cases. For example, in Fig. 3b for the case $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, the input signal being injected at Port 1 is distributed evenly between ports Port 2 and Port 4. The amount of energy received at each output port is monitored by the injected light wavelength (see the case in Fig. 3c). These operational modes are of great interest in the

Table 2 Sensor sensitivity for various changes in the background refractive index

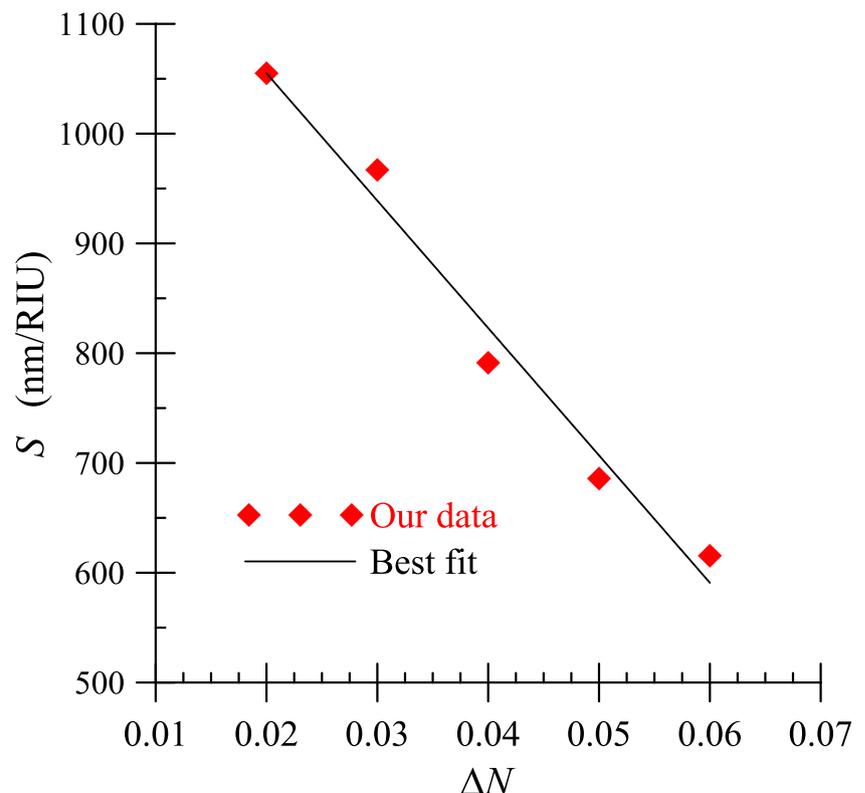
ΔN [RIU]	$\Delta\lambda$ [nm]	S [nm/RIU]
0.02	21.1	1055
0.03	29.0	967
0.04	31.65	791.25
0.05	34.29	685.8
0.06	36.93	615.5

manufacture of switches, couplers, and wave division multiplexing devices for current optical communication systems, which are mostly based in this particular wavelength range 1.25 to 1.8 μm . This is due to the fact that photonic crystals have better confinement and controlling property of light.

Transmission Spectra

Figure 4 shows comparative spectral distributions of the transmission power at each port of the four port devices when the light beam, whose wavelength is $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$, was injected through Port 1. The output transmission power at Port 2 as detected reaches 45.3%. At the working wavelength $\lambda = 1.35 \mu\text{m}$, the output power is found to reach a power transmission of 60.8% at one the ports of the device. This can be even improved if a defect is introduced into the platform configuration.

Fig. 8 Dependence of the sensor sensitivity on the change in the background refractive index



The insertion of a point defect in the structure has a great influence on the operation properties of the device. This defect can be created by removing, for example, a rod or several from the network and thus creating vacancies or micro-cavities. Figure 5 shows the platform structure that includes some defects into its design. It is the same configuration as before; only some particular rods were removed from the structure.

The 3-D view of the field distribution and the transmission power spectral dependence at the working wavelength $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$ are shown in Fig. 6. This field mapping clearly shows the existence of the light guiding phenomenon in the structure. Herein, the light beam is injected at Port 1 and comes out at Port 3, with nothing at Port 2 and Port 4, unlike the case without defects (Fig. 3a). The output power transmission at Port 3 is a replica in spectral features of Port 1 and is 98.16%.

Sensing Applications

Biosensor

Several mechanisms of interactions may be used to convert an amount of biological matter into an optical signal. In some cases, the interaction of the modal evanescent field with the sensing layer of the photonic waveguiding structure depends on the concentration of the analytes [7]. In photonic and plasmonic sensors, the changes of the analyte quantity shift the system resonance wavelength. An important feature that

characterizes sensing devices is their sensitivity, S . It is defined as the ratio of the resonance wavelength shift, $\Delta\lambda$, to that of the refractive index, ΔN . This is given by the relation:

$$S = \Delta\lambda / \Delta N \quad (1)$$

At the start, the rods were surrounded by air having a refractive index $n_0 = 1$. The system indicated a resonance wavelength $\lambda_0 = 1.257 \mu\text{m}$ as it can be read from the curve of the transmission power spectrum measured at the output of Port 2 as shown in Fig. 7. Changing the refractive index of the rods' surrounding medium affects the system resonance wavelength by shifting it to higher wavelengths as depicted in Fig. 7, from λ_0 to λ_1 . Herein, the induced shift in refractive index is ΔN .

The change in the background refractive index alters the resonant wavelength according to the simulation results presented in Table 2. The sensitivity is calculated using the relation (1).

Figure 8 shows the dependence of the device sensitivity following a change in the sensor background refractive index. The sensitivity decreases with the increase in the background refractive index change, ΔN . The present sensor yields a

sensitivity value of 1055 nm/RIU for a resonant wavelength shift $\Delta N = 0.02$. This is the highest value so far reported in the literature [5, 8–12]. In addition, the relationship between the sensitivity and the change in the background refractive index is linear according to the relation:

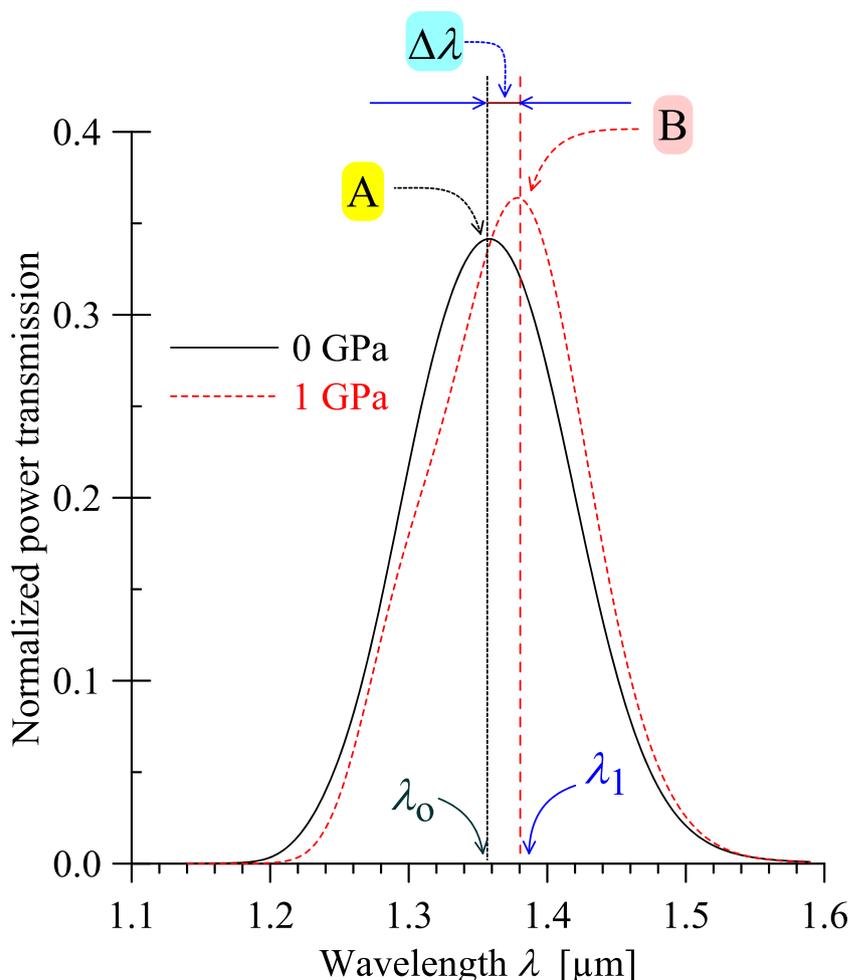
$$S = -11602 \Delta N + 1286.99 \quad (2)$$

In sensor development designs, enhancing the device sensitivity is important because it allows not only the detection of lower analyte concentrations but also nondestructively analyzes and detects nanoparticles.

Pressure Sensor

Another potential application for our present design is as a pressure sensor in the pressure range 0 to 1 GPa. The external pressure is applied to the structure of the 2-D photonic sensor. The refractive index of the sensor is changed, which moves the resonance wavelength of the sensor. The applied pressure has a linear relationship with the sensor structure refractive index. For an applied hydrostatic pressure of 1 GPa, the sensor

Fig. 9 Comparative plots of the normalized spectral distribution of the transmission power as detected at the output of the pressure sensor before and after applying a hydrostatic pressure of 1 GPa



refractive index is incremented by $\Delta N = 0.03985$ [9]. Figure 9 depicts the comparative plots of the normalized power transmission spectra as detected at Port 2 of the sensor prior and after an applied hydrostatic pressure on its surface of 1 GPa. This applied pressure has resulted in a wavelength shift of $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = 23.0578$ nm.

The s the device is determined as [13]:

$$S_P = \frac{\Delta\lambda}{\Delta P} = \frac{\Delta\lambda}{\Delta N} \frac{\Delta N}{\Delta P} \quad (3)$$

The ratio of the detected pressure to the refractive index change is given by [14]:

$$\frac{\Delta N}{\Delta P} = \frac{n - n_0}{\Delta P} = -(c_1 + 2c_2) \quad (4)$$

where n_0 represents Si refractive index and P is the applied pressure. Herein, c_1 and c_2 are the optical stress constants defined as:

$$c_1 = n_0^3(p_{11} - 2\nu p_{12})/2E$$

$$c_2 = n_0^3[p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})]/2E$$

where p_{11} and p_{12} are the optical stain constants. E and ν represent the Young's modulus and Poisson's ratio, respectively. Herein, for Si, $n = 3.42$, $p_{11} = -0.101$, $p_{12} = 0.0094$, $c_1 = -11.35$ (10^{-12} /Pa), and $c_2 = -3.65$ (10^{-12} /Pa) [15].

The calculated sensitivity of our pressure sensor is 23.057 nm/GPa. This value is second best to what has been reported in the literature so far [5]. This sensor can be very useful in NEMS manufacturing.

Conclusion

In summary, we have conceived a platform of an optical coupler biosensor based on 2-Y junction photonic waveguides. The plane wave expansion method has been used in determining the device operational photonic band. The finite difference time domain method has been employed to analyze the devices' performances. This design showed potential switching capabilities for optical communication systems with an output transmission power of 98.16%, the highest reported so far in the literature. When applied as a biosensor, the device has yielded a sensitivity of 1055 nm/RIU, and again, it is the

highest reported value in the light of published data. This conception is particularly important as it allows the detection of lower analyte concentrations in a nondestructive way as well as the detection of nanoparticles. While, when used as a pressure sensor, this conception has a sensitivity of 23.057 nm/GPa in the pressure range 0 to 1 GPa, which is second highest value in comparison to a recent published work. This is an important result towards achieving monolithic circuit integration.

References

1. Rayleigh L (1887) The propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure. *Phil Mag S.5* 24(147):145–159
2. Yablonovitch E, Gmitter TJ (1989) Photonic band structure: the face-centered-cubic case. *Phys Rev Lett* 63:1950–1953
3. Joannopoulos JD, Johnson SG, Win JN, Meade RD (2008) *Photonic crystals: molding the flow of light*. Princeton, Princeton
4. Lay-Ekuakille A (2013) *Optical waveguiding and applied photonics*. Springer, New York
5. Zegadi R, Ziet L, Satour FZ, Zegadi A (2018) Design of a wide ranging highly-sensitive pressure sensor based on two-dimensional photonic crystals. *Plasmonics*. <https://doi.org/10.1007/s11468-018-0873-5>
6. Li Z, Liao C, Wang Y, Xu L, Wang D, Dong X, Liu S, Wang Q, Yang K, Zhou J (2015) Highly-sensitive gas pressure sensor using twin-core fiber based in-line Mach-Zehnder interferometer. *Opt Express* 23:6673–6678
7. Massaro A (ed) (2012) *Photonic crystals—introduction, applications and theory*. IntechOpen, London
8. Upadhyay S, Kalyani VL (2015) High sensitive refractive index sensor based on 2D-photonic crystal. *Int J Eng Res Technol* 4: 1006–1010
9. Upadhyay S, Kalyani VL (2016) Designing of ring-resonator based photonic pressure sensor. *Imp J Interdiscip Res* 2:999–1003
10. Benelarbi D, Bouchemat T, Bouchemat M (2016) Design of high sensitive refractive index sensor using a ring-shaped photonic crystal waveguide. *Nanosci Nanotechnol* 6:105–109
11. Yang L, Jiu-Sheng L (2017) Numerical analysis of temperature-controlled terahertz power splitter. *J Eur Opt Soc* 13:12
12. Bendib S, Zegadi A (2018) Improved sensitivity of 2D photonic crystal Mach-Zehnder interferometer-based pressure sensor. *Plasmonics* 13:413–418
13. Tao S, Chen D, Wang J, Qiao J, Duan Y (2016) A high sensitivity pressure sensor based on two-dimensional photonic crystal. *Photonic Sensors* 6:137–142
14. Huang M (2003) Stress effects on the performance of optical waveguides. *Int J Solids Struct* 40:1615–1632
15. Shanthi KV, Robinson S (2014) Two-dimensional photonic crystal based sensor for pressure sensing. *Photonic Sensors* 4:248–253

Publisher's Note Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

Résumé

Dans cette thèse on rapporte en premier sur un modèle théorique que l'on développé et qui sert à déterminer les dimensions du mode fondamental dans les guides d'ondes diffusés à base de cristaux photoniques de type $Ti : LiNbO_3$. Le modèle est basé sur la maximisation de la variation de l'indice effectif. On présente les résultats de l'application de ce modèle au cas des coupleurs optiques. En deuxième partie, on présente l'étude et la conception d'un dispositif photonique basé sur des cristaux photoniques 2D, qui utilise des coupleurs en Y dans sa structure, qui est très efficace lorsqu'il est utilisé comme commutateur dans des systèmes de communications optiques et qui possède une très grande sensibilité, non seulement s'il est utilisé en tant que biocapteur pour détecter les changements de l'indice de réfraction, mais aussi comme capteur de pression pour détecter les changements de pression. Les performances du dispositif sont analysées en termes de structure de bande interdite photonique, de puissance de transmission, de distribution du champ électrique, de longueur d'onde de résonance et de sensibilité, en utilisant les méthodes de l'expansion des ondes planes (PWE) et des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). La conception est optimisée pour permettre une transmission de puissance maximale, de sorte que le détecteur du dispositif ne soit pas soumis à aucune contrainte et que le biocapteur soit très sensible, ce qui permet non seulement de détecter de très faibles concentrations d'analytes, mais également de détecter et d'analyser les nanoparticules de manière non destructive. Nous proposons ici un dispositif de commutation caractérisé par un couplage hautement efficace adapté aux systèmes de communications optiques actuels avec une puissance de transmission pouvant atteindre 98.16%. Cette même plateforme si utilisée comme un biocapteur, elle présente une sensibilité à l'indice de réfraction de 1055 nm/RIU, cette valeur est la plus élevée relevée à ce jour dans la littérature. Si utilisé comme capteur de pression, elle fournit une sensibilité de 23.05 nm/GPa dans la plage de pressions comprise entre 0 et 1 GPa, soit la deuxième sensibilité la plus élevée enregistrée jusqu'à présent.

Mots clés : Cristaux photoniques ; Coupleurs optiques ; Biocapteur ; Capteur de pression ; MEF ; FDTD ; PWE.



Title: Sizing Study of a Coupler Based on Photonic Crystals for Communication Systems.

Abstract

In this thesis, we first report on a theoretical model developed to be used in determining the fundamental mode dimensions in diffused waveguides that are based on photonic crystals of the type $Ti : LiNbO_3$. The model is based on maximizing the change in the effective index. The results of the model's application for the case of optical couplers are presented. Secondly, we report on the study and design of a photonic device based on 2D photonic crystals which uses Y couplers in its structure that is very efficient when employed as a switch in optical communication systems, and possesses a very high sensitivity not only if used as a biosensor to detect refractive index changes but also as a pressure sensor to sense pressure changes. The performance of the device is analyzed in terms of photonic bandgap structure, transmission power, electrical field distribution, resonance wavelength, and sensitivity by making use of the methods of the plane wave expansion (PWE) and the finite-difference time-domain (FDTD). The design is optimized to allow maximum power transmission so no constraints are imposed on the device detector and to achieve high sensitivity in biosensors' applications allowing, thus, not only sensing very low analytes concentrations but also nondestructively detects and analyzes nanoparticles. We propose here a highly efficient switching/coupling device suitable for current optical communication systems with a transmission power that could reach 98.16 %. The same platform if used as a biosensor, it has a refractive index sensitivity of 1055 nm/RIU, the highest value so far reported in the literature. If used as a pressure sensor, it has a sensitivity of 23.057 nm/GPa in the pressure range 0 to 1 GPa, which is second highest sensitivity so far reported.

Keywords: Photonic crystals; Optical couplers; Biosensor; Pressure sensor; FEM; FDTD; PWE.



العنوان: دراسة للتجسيم لمقرنة تعتمد على البلورات الضوئية لأنظمة الاتصالات

الملخص

في هذه الرسالة، نقدم أولاً تقريراً عن نموذج نظري تم تطويره لتحديد أبعاد الوضع الأساسي في أدلة الموجة المنتشرة القائمة على بلورات الضوئية من نوع: $Ti : LiNbO_3$. يعتمد النموذج على زيادة التغيير في الفهرس الفعال. نقدم نتائج تطبيق هذا النموذج في حالة المقرنات البصرية. ثانياً، نقدم دراسة وتصميم جهاز ضوئي يعتمد على بلورات ضوئية ثنائية الأبعاد، والتي تستخدم مقرنات Y في هيكلها، وهو فعال للغاية عند استخدامه كمحول في الأنظمة للتواصل البصري وله حساسية عالية للغاية، ليس فقط إذا تم استخدامه كصوت حيوي. جهاز استشعار للكشف عن التغييرات في مؤشر الانكسار، ولكن أيضاً كمستشعر ضغط للكشف عن تغييرات الضغط. يتم تحليل أداء الجهاز من حيث بنية فجوة الحزمة الضوئية، قدرة النقل، توزيع المجال الكهربائي، الطول الموجي الرنان والحساسية، وذلك باستخدام طرق تمدد موجة الطائرة (PWE) والمجال الزمني للاختلافات المحدودة (FDTD). تم تحسين التصميم للسماح بالوصول إلى الحد الأقصى من الطاقة بحيث لا يتم الكشف عن كاشف الجهاز وتكون تطبيقات المستشعرات الحيوية حساسة للغاية، مما لا يسمح فقط باكتشاف تركيزات منخفضة للغاية من التحليلات. ولكن أيضاً للكشف عن الجسيمات النانوية وتحليلها بطريقة غير مدمرة. نقترح هنا جهاز تبديل / توصيل عالي الفعالية مناسب لأنظمة الاتصالات البصرية اليوم مع طاقة نقل تصل إلى 98.16%. تتمتع نفس المنصة المستخدمة كأداة استشعار بيولوجي بحساسية تجاه معامل الانكسار البالغ 1055 nm/RIU وهي أعلى قيمة تم العثور عليها حتى الآن في الأدبيات. إذا تم استخدامه كمستشعر للضغط، فإنه يتمتع بحساسية تبلغ 23.057 nm/GPa في نطاق الضغط من 0 إلى 1 GPa وهي ثاني أعلى حساسية مسجلة حتى الآن.

كلمات مفتاحية: بلورات ضوئية؛ مقرنات بصرية؛ استشعار بيولوجي؛ استشعار للضغط؛ FEM؛ FDTD؛ PWE.