



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
POEPLÉ'S DEMOCRATIC REPUBLIC OF ALGERIA
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministry of Higher Education and Scientific Research
جامعة الإخوة منتوري قسنطينة 1
Frères Mentouri University- Constantine 1-
كلية علوم التكنولوجيا
Sciences and Technology Faculty
قسم: الإلكترونيك
Electronic departement



Ordre N°:

Série :

THESE

Présentée en vue de l'obtention du
Diplôme de Doctorat 3^{ème} cycle en Électronique
Option : *Instrumentation*

Présentée par :

Mohamed Salah BOUAOUINA

THEME

Étude d'une structure à cristaux photoniques pour application à une porte logique

Soutenue le : 19/05/2022

Devant le jury :

Président : M^R Foued KERROUR Prof. Université Frères Mentouri Constantine 1

Directeur de thèse :

M^R Mohamed Redha LEBBAL Prof. Université Frères Mentouri Constantine 1

Examineurs :

M^R Djamel KHEDROUCHE Prof. Université Mohamed Boudiaf - M'sila

M^R Souheil MOUETSI Prof. Université Mohamed Larbi Ben M'hidi
Oum El Bouaghi

M^{me} Warda BARKAT Prof. Université Frères Mentouri Constantine 1

Invité : M^R Mohamed Bouchemat Prof. Université Frères Mentouri Constantine 1

Light is central to our understanding of science and the development of technology. For centuries, the study of light and its properties have revolutionized every field of science and have involved all the major figures of science from Ibn Al Haytham to Einstein.



Photonics ubiquitous in our daily lives from vision technologies and power the smartphones in our hands, to space observation and fiber optics that help us communicate via the internet; photonics is poised to become the key enabling technology of the future.

Remerciements

*Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au sein du Laboratoire de Microsystèmes et Instrumentation (LMI) du département électronique Université des Frères Mentouri-Constantine- Algérie. Je tiens donc à en remercier les directeurs successifs du labo LMI, **Mohamed BOUCHEMAT** et **Touraya BOUCHEMAT** ainsi que tout le groupe pour m'avoir accueilli au sein de cette entité de recherche.*

*Ce travail n'aurait pas été possible sans mon directeur de thèse, Prof. **Mohamed Redha LEBBAL**, pour qui je garderai un profond respect scientifique et qui restera pour longtemps pour moi un modèle en termes d'esprit de synthèse. Nos discussions de bureau auront largement nourri ce travail et ma motivation de chercheur ainsi à la confiance qu'il m'a accordée pendant les quatre années de recherche. Je le remercie très sincèrement pour avoir proposé et posé les fondations de cet intéressant sujet. J'ai eu la chance de bénéficier de leurs compétences théoriques et physiques au sens large.*

*J'ai également été ravi de pouvoir travailler avec mon collègue doctorant **Mr. Fateh LARIOUI** qui partage avec moi les qualités scientifiques et humaines n'ont pas manqué d'enrichir mes dernières années.*

*Je tiens à saluer tous mes ami(e)s, proche, et collègues doctorant(e)s, en particulier **El Hachemi KOUDDAD** et **Noaaman DEBDOUCHE**.*

*Je voudrais témoigner de ma gratitude envers les membres du jury, **Mr. Foued KERROUR** et **M^{me} Warda BARKAT** professeurs à l'Université des Frères Mentouri de Constantine, **Mr. Djamel KHEDROUCHE** professeur à l'université **Mohamed Boudiaf - M'sila**, **Mr. Souheil MOUETSI** Professeur à l'Université **Mohamed Larbi Ben M'hidi Oum El Bouaghi** qui ont bien voulu examiner ce manuscrit, et dont la participation à cette commission d'examen a grandement permis d'ouvrir le champ d'investigation dans ce domaine de recherche.*

Dédicaces

Je dédie cette thèse de recherche

A mes chers parents ma mère et mon père.

*A ma perle Nadia, pour sa patience, son amour, son
soutien et ses encouragements.*

A mes trois bijoux : Zahr Eddine, Djoumana et Soudjoud.

*Sans oublier tous mes professeurs que ce soit du
primaire, du moyen, du secondaire ou de l'enseignement
supérieur.*

Med Salah

REMERCIEMENTS	i
TABLE DES MATIERE.....	ii
LISTE DES FIGURES.....	vii
LISTE DES TABLEAUX.....	xii
LISTE DES ACRONYMES.....	xiv
INTRODUCTION GENERALE.....	1

Chapitre I : Concepts fondamentaux des cristaux photoniques et propriétés non linéaires à effet Kerr

I.1 Introduction	7
I.2 Les cristaux photonique pour le contrôle de la propagation de la lumière.....	8
I.3 Théories de base sur les cristaux photoniques.....	9
I.3.1 Propagation des ondes électromagnétiques en milieu diélectrique.....	9
I.3.2 Propriétés d'échelle des équations <i>de Maxwell</i>	11
I.3.3 Origine de la bande interdite photonique.....	12
I.3.4 Récapitulatif de l'analogie électron-photon.....	13
I.4 Configuration des cristaux photoniques.....	13
I.4.1 Cristaux photoniques unidimensionnels	14
I.4.2 Cristaux photoniques bidimensionnels	19
I.4.3 Cristaux photoniques tridimensionnels.....	21
I.4.4 Récapitulatif des avantages et limitations des CPh-2D et CPh-3D.....	23
I.5 Propriétés principales des cristaux photoniques-2D	24
I.5.1 La structure connectée et la structure déconnectée.....	24
I.5.2 Caractéristiques opto-géométriques d'un cristal photonique-2D.....	25
I.5.3 Réseaux directs, réciproques et zones <i>de Brillouin</i>	26
I.5.4 Relations de dispersion.....	27
I.5.5 Diagramme de bande.....	28
I.5.6 Etats de polarisation d'un réseau à CPh-2D	29

Table de matière

I.5.7 Carte des bandes interdites.....	30
I.5.8 Les matériaux utilisés pour la fabrication des CPh-2D.....	31
I.6 Applications des CPh-2D.....	32
I.7 Défauts des cristaux photoniques-2D.....	33
I.7.1 Défauts de ligne : guides d'ondes.....	34
I.7.2 Défauts de point : cavité	35
I.8 Méthodes de modélisation numérique	36
I.8.1 La méthode des ondes planes (PWE)	36
I.8.2 La méthode de domaine temporel à différence finie (FDTD)	37
I.9 Concepts fondamentaux des CPh-2D non linéaires à effet Kerr.....	39
I.9.1 Polarisation induite et susceptibilités.....	39
I.9.2 Optique non-linéaire du second ordre.....	40
I.9.3 Optique non linéaire du 3 ^{ème} ordre : effet Kerr optique.....	40
I.9.4 Effets non linéaire du 3 ^{ème} ordre : effet Kerr dans les CPh.....	42
I.9.5 Commutation toute optique dans les cristaux photoniques à effet Kerr.....	43
I.10 Dispositifs logiques à cristaux photoniques pour un système intégré optique.....	45
I.11 Conclusion.....	46

Chapitre II : Les techniques de conception des portes logiques toutes optiques à CPh-2D

II.1 Introduction	49
II.2 Les techniques de conception usuelles des portes logiques toute optiques.....	49
II.2.1 Le faisceau auto-collimaté.....	49
II.2.2 Les interférences Multi-Modes (MMI)	54
II.2.3 Défauts basés sur les interférences.....	57
II.2.4 Effet Kerr non linéaire.....	71
II.3 Synthèse.....	75
II.4 Conclusion.....	79

Chapitre III : Conception et optimisation des portes logiques toutes optiques à base des CPh linéaires : résultats et interprétations

III.1	Introduction.....	82
III.2	Etude et conception des portes logiques NOT/ OR / XOR toutes optiques basées sur les cristaux photoniques avec un temps de réponse faible et un rapport de contraste élevé.....	82
III.2.1	Description des portes logiques toutes optiques proposées.....	83
III.2.2	Résultats et discussions.....	85
III.3	Conception d'une série complète des portes logiques toutes optiques basées sur un résonateur en anneaux à cristaux photoniques bidimensionnels.....	94
III.3.1	Conception et principe de la méthode exploitée.....	94
III.3.2	Rapport de contraste et calcul du débit binaire.....	96
III.3.3	Résultats de simulation de la série complète des portes proposées.....	97
III.4	Conclusion.....	109

Chapitre IV : Conception des portes logiques toutes optiques à base des CPh non linéaire à effet Kerr : résultats et interprétations

IV .1	Introduction.....	112
IV .2	Conception d'un commutateur tout optique à déclenchement rapide utilisant un résonateur en anneau à base des cristaux photoniques non linéaires pour application aux portes logiques toutes optiques AND/NAND et OR/NOR.....	113
IV .2.1	Conception et optimisation d'un commutateur optique rapide basé sur l'effet Kerr non linéaire.....	113
IV .2.2	Conception et simulation de la fonction logique AND/NAND et OR/NOR toute optiques.....	118
IV .3	Comparaison des portes configurées avec les modèles existants.....	124
IV .4	Conclusion.....	125

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	126
REFERENCES	128
PUBLICATIONS ET TRAVAUX REALISES	135

Listes des figures

- Figure I.1 :** Forme géométrique des cristaux photoniques de type 1D, 2D et 3D où les différentes couleurs représentent un matériau avec des constants diélectriques différents.
- Figure I.2 :** Illustrations schématique des cristaux photoniques : a) 1D, b) 2D, c) 3D.
- Figure I.3 :** Schéma structurelle d'un cristal photonique unidimensionnel.
- Figure I.4 :** **a)** Représentation simplifiée d'un miroir *de Bragg*, **b)** Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré d'une réflexion successive pour $\lambda = \lambda_B$.
- Figure I.5 :** Le principe du réseau *de Bragg*. Une mince bande spectrale centrée autour de la longueur d'onde de Bragg (λ_B) est réfléchiée par le réseau. Les autres longueurs d'onde sont transmises de façon transparente.
- Figure I.6 :** **a)** Structure de bandes d'un milieu d'indice n où l'on a fictivement imposée une périodicité a . **b)** Structure de bandes d'un CPh-1D constitué de plusieurs alternances de matériaux d'indices différents (miroir *de Bragg*).
- Figure I.7 :** La structure de bande photonique d'un film multicouche avec une constante de réseau a et des couches alternées de différentes largeurs. Une largeur de $0,2a$ pour $\varepsilon = 13$ est $0,8a$ pour $\varepsilon = 1$.
- Figure I.8 :** Structure du diagramme de dispersion d'un cristal photonique 1D en modifiant la largeur du BIP pour trois films multicouches de permittivités différents et de même diamètres $d = 0,5a$. **a)** $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 13$ (GaAs), **b)** $\varepsilon_1 = 13$ (GaAs), $\varepsilon_2 = 12$ (GaAlAs), **c)** $\varepsilon_1 = 13$ (GaAs), $\varepsilon_2 = 1$ (air).
- Figure I.9 :** Cristal photonique 2D à base de silicium macroporeux avec un défaut unidimensionnel.
- Figure. I.10 :** Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice : **a)** Membrane de $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ suspendue dans l'air, **b)** cristal photonique gravé dans une couche de GaAs. La couche GaAs repose sur une couche de Al_xO_y .
- Figure I.11 :** Forme de structures 2D : **a)** carrée, **b)** triangulaire, **c)** et **d)** hexagonale.
- Figure I.12 :** La méthode de construction de Yablonovite **a)** une structure 3D de deux réseaux « diamants » s'interpénétrant, dont l'une est une région connectée de diélectrique, et l'autre étant une région d'air connectée. Le diélectrique relie les sites d'un réseau en diamant, représenté schématiquement en jaune. **b)** Illustrations simplifiées de la Yablonovite, une plaque de diélectrique est recouverte d'un masque constitué d'un réseau triangulaire de trous de périodicité CFC.
- Figure I.13 :** **a)** Courbe de dispersion photonique de Yablonovite. **b)** Image SEM de la structure Yablonovite fabriquée par gravure par faisceau d'ions.

Listes des figures

- Figure I.14 :** a) Illustration schématique d'une structure de tas de bois. b) Image SEM d'une structure de tas de bois en barre de Si. c) Image SEM de la structure des pores inclinés fabriquée par la méthode d'écriture laser directe.
- Figure I.15 :** a) Courbe de dispersion photonique de la structure opale. b) Image SEM de la structure opale. c) Illustration de la structure opale inverse.
- Figure I.16 :** Types de structure à CPh-2D a) tiges diélectriques dans l'air, b) trous d'air dans la région diélectrique.
- Figure I.17 :** Définition de rayon du réseau r et de la période a .
- Figure I.18 :** Réseau direct, réciproque, zone de Brillouin pour les réseaux à CPh-2D a) carré, b) triangulaire.
- Figure I.19 :** Diagramme de bandes d'un CPh-2D de trous d'air dans un diélectrique du Si. Le calcul a été effectué par la méthode PWEM pour TE et TM. a) réseau carré, b) réseau triangulaire.
- Figure I.20 :** Diagramme de bande d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air incorporé dans le silicium avec $\epsilon_{\text{Si}} = 11,6$ et $r/a=0,43$ pour les polarisations TE et TM. Seules les fréquences comprises entre 0,385 et 0,406 permettent l'ouverture d'une bande interdite complète.
- Figure I.21 :** a) Images SEM de CPh-2D de type connecté (à gauche) et de type déconnectée (à droite). Diagrammes de bandes pour les modes TE et TM dans les CPh à fort contraste d'indice. b) structure connectée, mieux adaptée à la polarisation TE. c) structure déconnectée, mieux adaptée à la polarisation TM.
- Figure I.22 :** Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=12,25$) : a) Réseau triangulaire, b) Réseau carré.
- Figure I.23 :** a) Carte des bandes pour une structure initial connecté de type carré à CPh-2D selon le rapport (r/a), $r/a=0,18$, b) diagrammes de bandes TE et TM pour $r/a=0,18$.
- Figure I.24 :** Applications des cristaux photoniques.
- Figure I.25 :** Illustration schématique des sites possibles de défauts : ponctuels (jaune), linéaires (rouge) et de surface (vert).
- Figure I.26 :** Défaut de dimension du motif élémentaire.
- Figure I.27 :** Défaut sur la permittivité relative.
- Figure I.28 :** a) schéma Représentatif d'un guide d'onde de largeur W_x à base d'un CPh-2D planaire. b) Image MEB d'un guide à CPh sur membrane de Si et de son guide d'accès.
- Figure I.29 :** Images SEM de défauts typiques dans les CPh-2D. (b) Cavité L3 et guide d'onde W1. (c) Cavité à grand trou.
- Figure I.30 :** Composantes de champs électriques et magnétiques dans la cellule de Yee.

Listes des figures

- Figure I.31 :** a) fonctionnement d'un milieu de type PML, b) utilisation des couches PML dans le cas 2D.
- Figure I.32 :** Deux méthodes afin de modifier l'indice de réfraction. a) : Un faisceau intense modifie sa propre propagation, b) : un faisceau intense modifie la propagation d'un faisceau de faible intensité.
- Figure I.33 :** Schéma de principe de l'auto-modulation de phase.
- Figure I.34 :** Un milieu non linéaire de troisième ordre qui agit comme une lentille dont la puissance de focalisation dépend de l'intensité de l'onde incidente.
- Figure II.35 :** Principe de la commutation toute optique. a) : auto-commutation, b) : Commutation par un signal de commande.
- Figure I.36 :** Schéma représentant une commutation optique utilisant le décalage du bord de la BIP. Les courbes rouges et noires correspondent aux spectres de transmission avant et après le signal de pompe respectivement.
- Figure I.37 :** Schéma représentant une commutation optique utilisant le décalage du mode résonant. Les courbes noire et rouge correspondent aux spectres de transmission avant et après le signal de pompe, respectivement.
- Figure I.38 :** Dispositifs intégrés à base de cristaux photoniques.
- Figure II.1 :** Schéma de principe de commutateur optique et des portes logiques proposés. La zone du défaut (zone verte).
- Figure II.2 :** a) Diagramme de bande de la structure CPh pour le mode E-polarisé. La fréquence $0,194 (a/\lambda)$ est imposée par la ligne orange. b) Contours Equifréquence de la première bande.
- Figure II.3 :** Distribution du champ électromagnétiques en régime permanent du mode polarisé E à $0,194 (a/\lambda)$ (a) et (b) pour le cas où le faisceau incident n'est lancé que sur les faces I_1 et I_2 , respectivement.
- Figure II.4 :** a) Schéma de principe du commutateur dont deux faisceaux de phases différentes sont incidents sur les entrées I_1 et I_2 . b) et c) Distribution du champ électromagnétiques en régime permanent du mode polarisé E à $0,194 (a/\lambda)$. La différence $\varphi_1 - \varphi_2$ définie comme $\pi/2$ et $-\pi/2$.
- Figure II.5 :** Structure de la porte logique et rapport de puissance : a) la structure proposée des portes logiques, b) la puissance transmise normalisée et la puissance réfléchiée par rapport au rayon des tiges de défaut.
- Figure II.6 :** Distribution du champ électromagnétique pour la logique AND. a) les deux entrées sont faibles, (b) l'une des entrées est élevée et, c) les deux entrées sont élevées.
- Figure II.7 :** Le schéma des portes logiques XOR et AND proposées basées sur IMM.
- Figure II.8 :** Courbes de dispersion des deux modes les plus bas dans la région IMM.
- Figure II.9 :** a) Le schéma des portes XOR / XNOR, où A et B sont les ports d'entrée tandis que X et Y représentent la sortie des portes XOR et XNOR, respectivement. b) Le schéma des portes AND et NOR, où A et B sont les ports d'entrée.

Listes des figures

- Figure II.10 :** Le schéma des portes XOR, XNOR, NAND et OR, où A et B sont les ports d'entrée.
- Figure II.11 :** Schéma de principe de la porte OR toute optique à CPh-2D. Les puissances d'entrée sont indiquées par P_{inA} et P_{inB} et sont égales. La puissance de sortie indiquée par P_{out} .
- Figure II.12 :** Réponse en régime permanent de la structure proposée lorsque : **a)** $A="0"$ et $B="1"$, **b)** $A="1"$ et $B="0"$, **c)** $A="1"$ et $B="1"$.
- Figure II.13 :** **a)** La bande interdite de la structure à CPh des modes TE et TM, **b)** Structure LG conçue. Les ports 1, 2 et 3 sont respectivement des signaux d'entrée, de contrôle et de sortie.
- Figure II.14 :** **a)** Structure de bande TM du cristal photonique utilisé dans la conception, **b)** La structure proposée des portes logiques NON et XOR toutes optiques réalisés avec un guide d'onde de forme « T ».
- Figure II.15 :** **a)** Structure de bande de la structure initiale, **b)** schéma structurelle de la porte AND.
- Figure II.16 :** Structure proposée de la porte NOT avec guide d'ondes en forme de « T ».
- Figure II.17 :** Diagramme de bande de la structure à CPh uniforme (modes TE et TM).
- Figure II.18 :** **a) et b)** Modèle de champ optique de la porte NOT pour une sortie logique '1' et sortie logique '0' respectivement, **c) et d)** niveau de puissance de la porte NOT au port de sortie et au port d'entrée inutilisé pour la sortie « logique 1 » et la sortie « logique 0 » respectivement.
- Figure II.19 :** **a)** Représentation schématique des portes logiques toutes optiques, **b)** Structure de bande interdite de la disposition du cristal photonique.
- Figure II.20 :** Distributions de champ en régime permanent de la porte logique « AND » pour : **a)** $A = 1, B = 0, R = 1$, **b)** $A = 0, B = 1, R = 1$ et **c)** $A = 1, B = 1, R = 1$.
- Figure II.21 :** **a)** La structure à CPh conçue pour la porte AND. **(b)–(d)** représentent la propagation du champ à l'intérieur de la structure correspondant aux opérations de la porte logique AND.
- Figure II.22 :** **A)** La porte NOT/XOR à CPh-2D proposée, **B)** Le schéma logique de : **a)** porte NOT. **b)** porte XOR utilisée comme porte NOT.
- Figure II.23 :** La distribution du champ électromagnétique pour la porte XOR **a)** $A = 0, B = 1$, **b)** $A = 1, B = 0$, **c)** $A = 1, B = 1$.
- Figure II.24 :** Le schéma logique équivalent des portes **a)** NOR, **b)** NAND.
- Figure II.25 :** **a)** Le schéma de la porte AND basé sur un cristal photonique non linéaire, où A et B sont les ports d'entrée. **b)** Le schéma du résonateur en anneau utilisant des matériaux non linéaires.
- Figure II.26 :** Le schéma de la porte OR utilisant un résonateur en anneau, où A et B sont les ports d'entrée.

- Figure II.27 :** Le schéma de la porte AND et NOT, où A et B sont les ports d'entrée.
- Figure II.28 :** Le schéma de la porte NAND, où A et B sont les ports d'entrée.
- Figure III.1 :** Diagramme de bande de la structure à CPh pour les modes TE et TM à partir des paramètres sélectionnés ($a = 516,2$ nm, $r = 106$ nm).
- Figure III.2 :** Schéma de structure de la porte logique LG₁.
- Figure III.3 :** Schéma de structure de la porte logique LG₂. Le port A et le port B sont les signaux d'entrées, O₁ et O₂ respectivement les signaux de sorties des portes logiques OR et XOR.
- Figure III.4 :** La plage des valeurs de puissance normalisées à la sortie avec la logique correspondante.
- Figure III.5 :** Résultats de la simulation de la porte "NOT" lorsque les entrées I₁ et I₂ sont égales à "1" logique, **a)** La distribution du champ électromagnétique avec l'excitation CW, **b)** La quantité de transmission de puissance.
- Figure III.6 :** Résultats de la simulation pour la porte "NOT" lorsque I₂ = "0" et signal de contrôle I₁ égal à "1" logique. **a)** La distribution du champ électromagnétique avec excitation CW, **b)** La quantité de transmission de puissance.
- Figure III.7 :** Résultats de la simulation pour la porte "XOR". La distribution du champ électromagnétique avec excitation CW et la quantité de transmission de puissance à : **a)** I_A = I_B = "1", **b)** I_A = "1" et I_B = "0", **c)** I_A = "0" et I_B = "1".
- Figure III.8 :** Résultats des portes «OR / XOR» toutes optiques. Le diagramme du champ électromagnétique et la quantité de transmission de puissance à : **a)** I_A = I_B = "1", **b)** I_A = "1" et I_B = "0", **c)** I_A = "0" et I_B = "1".
- Figure III.9 :** Variation de la puissance de sortie du LG₁ en fonction du rayon r₂ pour les tiges R₂ de 0,103 à 0,107 µm en mode : **a)** logique "0", **b)** logique "1".
- Figure III.10 :** Variation du rapport de contraste du LG₁ en fonction du rayon r₁ des nano-résonateurs NR de 0,02 à 0,034 µm.
- Figure III.11 :** Variation du temps de réponse du LG₁ en fonction du rayon r₁ du nano-résonateur NR de 0,02 à 0,034 µm.
- Figure III.12 :** Diagramme de bande de la structure des cristaux photoniques, **a)** porte logique OR / AND, **b)** porte logique NOT / XOR.
- Figure III.13 :** Structure OR / AND conçue. Les ports I_{nA}, I_{nB}, I_{nC} sont le signal d'entrée, O₁ et O₂ respectivement le signal de sortie des portes logiques OR et AND.
- Figure III.14 :** Structure NOT / XOR conçue. Ports I_{nA}, I_{nB} et «O» respectivement entrées, contrôle et signal de sortie.
- Figure III.15 :** Le schéma logique de : a) porte NOT, b) porte XOR.
- Figure III.16 :** Schéma d'un RR situé entre des guides d'ondes optiques parallèles.

Listes des figures

- Figure III.17 :** La distribution du champ électromagnétique et le diagramme de transfert de puissance pour les portes logiques OR / AND lorsque I_nA , I_nB , I_nC égales à : **a)** 101, **b)** 110, **c)** 011.
- Figure III.18 :** La distribution de champ électromagnétique et le diagramme de transfert de puissance pour les portes NOT / XOR lorsque les entrées I_nA , I_nB égales à : **a)** 01, **b)** 10, **c)** 11.
- Figure III.19 :** Structure « NOR » conçue. Port I_nA , I_nB , I_nC et « O » respectivement entrées, signal de commande et la sortie.
- Figure III.20 :** Le schéma logique d'une porte « NOR ».
- Figure III.21 :** Distribution de champ électromagnétique de la porte « NOR » dont les entrées logiques I_nA , I_nB et Bias égalent respectivement : **a)** 001, **b)** 011, **c)** 101, **d)** 111.
- Figure III.22 :** Structure NAND conçue. Port I_nA , I_nB , I_nC et « O » respectivement entrées, signal de contrôle et la sortie.
- Figure III.23 :** Le schéma logique d'une porte « NAND ».
- Figure III.24 :** Distribution du champ électromagnétique de la porte logique NAND lorsque les entrées logiques I_nA , I_nB et Bias égalent respectivement : **a)** 001, **b)** 011, **c)** 101, **d)** 111.
- Figure III.25 :** Structure XNOR conçue. Port I_nA , I_nB , I_nC et "O" respectivement entrées, signal, de contrôle et la sortie.
- Figure III.26 :** Le schéma logique d'une porte « XNOR ».
- Figure III.27 :** Distribution du champ électromagnétique pour la porte « XNOR » lorsque les entrées logiques I_nA , I_nB et Bias égalent respectivement à : **a)** 001, **b)** 011, **c)** 101, **d)** 111.
- Figure VI.1 :** Carte de bande interdite de la structure initiale pour différentes valeurs de rayon normalisé (r/a), $r/a=0.18$
- Figure VI.2 :** Diagramme de bande de la structure PhCRR pour les modes TE et TM à partir de paramètres sélectionnés cités dans le tableau 1.
- Figure VI.3 :** La structure proposée pour la commutation optique.
- Figure VI.4 :** Diagramme du spectre d'onde en fonction de l'intensité de puissance en utilisant l'excitation pulsée.
- Figure VI.5 :** Résultats de la simulation du commutateur optique lorsque les entrées $I_n < 1,2$ mW/ μm^2 , **a)** La distribution du champ électromagnétique avec excitation CW, **b)** La quantité de puissance transmise.
- Figure VI.6 :** Résultats de la simulation du commutateur optique lorsque les entrées $I_n > 1,2$ mW/ μm^2 , **a)** La distribution du champ électromagnétique avec excitation CW, **b)** La quantité de puissance transmise.

Listes des figures

- Figure VI.7 :** La courbe de transmission en fonction de la puissance d'entrée excitée P_{in} .
- Figure VI.8 :** Schéma de structure des portes logiques AND/NAND.
- Figure VI.9 :** Résultats de simulation pour les portes "AND/NAND". La distribution du champ électromagnétique avec excitation CW et la quantité de transmission d'intensité à : a) $I_nA = I_nB = "0"$, b) et c) $I_nA \ I_nB$, c) $I_nA = I_nB = "1"$.
- Figure VI.10 :** Schéma de structure des portes logiques OR/NOR.
- Figure VI.11 :** Résultats de simulation pour les portes "OR/NOR". La distribution du champ électromagnétique avec excitation CW et la quantité de transmission d'intensité à : a) $I_nA = I_nB = "0"$, b) et c) $I_nA \ I_nB$, c) $I_nA = I_nB = "1"$.

Liste des tableaux

Tableau I.1 :	Récapitulatif de l'analogie électron-photon.
Tableau I.2 :	Récapitulatif des caractéristiques des CPh-2D et CPh-3D.
Tableau I.3 :	Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires.
Tableau I.4 :	Coefficients non-linéaires optique de matériaux ordinaires.
Tableau II.1 :	Table de vérité pour la porte logique AND où la sortie Y est en termes de puissance d'entrée P_{in} .
Tableau II.2 :	Avantages et inconvénients des différentes techniques de conception.
Tableau II.3 :	Comparaison des différentes techniques pour construire des portes logiques à CPh-2D.
Tableau III.1 :	Liste des combinaisons logiques correspond aux valeurs de puissance pour la porte NOT toute optique.
Tableau III.2 :	Comparaison de la porte configurée « NOT » avec d'autres modèles récents.
Tableau III.3 :	Liste des combinaisons logiques correspond aux valeurs de puissance pour la porte « XOR » toute optique.
Tableau III.4 :	Comparaison de la porte configurée « XOR » avec d'autres modèles récents.
Tableau III.5 :	Liste des combinaisons logiques correspond aux valeurs de puissance pour la porte OR/XOR toute optique.
Tableau III.6 :	Comparaison de la porte suggérée avec d'autres designs existants.
Tableau III.7 :	Table de vérité globale et valeurs de puissance pour les portes logiques OR et AND.
Tableau III.8 :	Résumé des performances des portes logiques OR / AND proposées.
Tableau III.9 :	Résumé des performances des portes logiques NOT / XOR proposées.
Tableau III.10 :	Résumé des performances de la porte logique « NOR » proposée.
Tableau III.11 :	Résumé des performances de la porte logique « NAND » proposée.
Tableau III.12 :	Résumé des performances de la porte logique « XNOR » proposée.
Tableau III.13 :	Comparaison des portes proposées avec les modèles existants dans la littérature.
Tableau III.14 :	Comparaison des CR et BR de nos portes logiques avec les conceptions précédentes.
Tableau VI.1 :	Paramètres optimisés du PhCRR basé sur un commutateur optique.
Tableau VI.2 :	Les combinaisons logiques correspondent aux valeurs de puissance pour les portes " AND/NAND" toutes optiques.

Liste des tableaux

Tableau VI.3 :	Les combinaisons logiques correspondent aux valeurs de puissance pour les portes "OR/NOR" toutes optiques
Tableau VI.4 :	Comparaison des portes "AND/NAND" et "OR/NOR" configurées avec les modèles existants.

1D : Unidimensionnels.

2D : Bidimensionnels.

3D : Tridimensionnels.

λ : Longueur d'onde.

λ_B : Longueur d'onde de Bragg.

λ_0 : Longueur d'onde de résonance.

ϵ : Permittivité diélectrique.

$\Delta\phi$: Retard de phase

ω : Pulsation/fréquence normalisée.

a : Période du cristal photonique.

ADF : Add-drop filters

BPSK : Binary Phase Shift Keyed

BIP : Bande interdite photonique (*en anglais PBG*).

c : Vitesse de la lumière dans le vide.

CPh : Cristaux photoniques.

CIO : circuits intégrés optiques.

CW: Continuous wave

CW: *Clockwise*.

CCW: *Counter clockwise*.

EFCs : Equifrequency Contours (EFCs)

FDTD: Finite-Difference Time-Domain method.

f : Facteur de remplissage.

I : l'intensité de la lumière.

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

MZI: Mach-Zehnder interferometer

MMI: Multi-Mode Interference

MEB : Microscope Électronique à Balayage.

Liste des acronymes

NLPhCRR: Non-Linear Photonic Crystal Ring Resonator

n : Indice de réfraction.

n_{eff} : Indice effectif.

n₀ : Indice de réfraction linéaire.

n₂ : Coefficient non linéaire de Kerr.

PML: Perfectly Matched Layer.

PWE: Plane Wave Expansion method.

Q : Facteur de qualité.

r : Rayon du cristal photonique.

RR : Ring resonator

SEM: Scanning Electron Microscope

TE : Transverse Electrique, polarisation TE.

TM : Transverse Magnétique, polarisation TM.

TIR : Total Internal Reflection

V_g : Vitesse de groupe.

VCSEL: Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser.

Introduction générale

Actuellement, la technologie photonique est devenue une excellente alternative par rapport aux circuits électroniques conventionnels grâce à leurs nombreux avantages et énormes applications. Cela comprend une bande passante plus large, une haute transmission, un usage et stockage de données à l'aide des photons, une faible consommation d'énergie et diminution des pertes de puissance, réduction des interférences des ondes électromagnétiques EM ainsi l'absence d'effet joule [1]. Contrairement aux caractéristiques des électrons dans les cristaux semi-conducteurs, les cristaux photoniques sont des structures « cristalline » artificielles qui sont formées en groupant des matériaux diélectriques avec des constantes diélectriques différentes. Semblable aux électrons dans les matériaux semi-conducteurs formant des structures de bandes d'énergie via un champ électrique périodique, l'énergie photonique dans les cristaux photoniques a également des structures de bandes avec des bandes interdites photoniques (BIP) [2]. Les fréquences de signal lumineux (énergie photoniques) qui sont situées dans les bandes interdites ne peuvent pas se propager le long de la structure, agissent donc comme un miroir pour ces photons ou appelée « isolant photonique ». La BIP implique qu'en introduisant des défauts dans la structure pour avoir un contrôle complet sur le flux de la lumière. De plus, l'électronique industrielle actuelle nécessite deux grandeurs essentielles : la vitesse et la puissance, les composants à ondes lumineuses sont de plus en plus demandés [3]. Ces types de cristaux photoniques pourraient avoir de très larges applications dans la production de composants à ondes lumineuses et sont considérés comme un matériau optoélectronique de nouvelle génération.

Les dispositifs optiques intégrés basés sur les cristaux photoniques et les quasicristaux ouvrent la voie à un traitement plus rapide du signal en raison des vitesses extrêmement élevées des ondes optiques ($\sim 10^8 \text{ m} \times \text{s}^{-1}$) [1]. Ces structures carrément périodiques peuvent être utilisées pour fonctionner aux fréquences désirées pour la conception de toutes les portes logiques optiques, des switches, des filtres et transistors. L'utilisation de la lumière peut améliorer les caractéristiques de performance des systèmes de télécommunications optiques qui fournissent un passage pour le transfert d'informations au moyen de la propagation de la lumière à travers des guides d'ondes optiques, ce qui à son tour amélioré le rapport de contraste ainsi que la vitesse de transmission des données. Cette énorme quantité de données implique des réseaux de transmission rapides [4]. En termes de retards de propagation, ces systèmes ont des ordres de grandeur plus rapides que les systèmes de traitement électronique les plus couramment utilisés [5], qui sont limités par la vitesse de saturation des électrons ($\sim 10^5 \text{ m} \times \text{s}^{-1}$).

Les portes logiques toutes optiques axées sur les cristaux photoniques sont des composants essentiels employés dans la construction des unités centrale de traitement [6] en constituant une très grande variété d'unités arithmétiques et logiques ainsi que pour différentes gammes d'applications telles que: les encodeurs/décodeurs, additionneurs et soustracteurs, multiplexeurs et démultiplexeurs, comparateurs, et convertisseurs analogique-numérique, etc.

Jusqu'à présent, différentes portes logiques toutes optiques ont été conçues et présentées [3,6]. Dans notre travail, l'un d'elles sont des portes logiques à CPh basées sur l'optique linéaire et d'autres, sont basés sur des effets non linéaires. De plus, la conception des portes optimales devient une condition préalable pour progresser dans les systèmes de

communications optiques en raison de leurs petite taille, leurs capacité de mis en œuvre par la technologie CMOS, leurs vitesse élevée de transmission des données et de leurs faible consommation d'énergie.

Ce travail de thèse présenté dans ce manuscrit, est une contribution qui vise à étudier, concevoir par simulation et optimiser de nouvelles portes logiques toutes optiques dans les cristaux photoniques-2D, en exploitant des matériaux diélectriques linéaires et non linéaires. Ces derniers doivent être compétitifs par rapport aux recherches récentes en termes de rapport de contraste (RC en dB), temps de réponse (TR en ps), vitesse de transmission « le débit binaire », la quantité maximale de transmission (en % de P_{in}), ainsi leurs ultra-compacte taille afin de faciliter leur intégration dans les circuits optiques intégrés (COI).

Par la suite, nous avons inscrit notre travail dans une concordance plus générale et nous avons conçu par simulation des portes logiques à l'aide de deux techniques de conception : défauts basés sur les interférences et l'effet Kerr non linéaire. Et ceci pour générer une longueur d'onde de $1.55\mu m$ opérationnelle dans la bande des longueurs d'ondes des télécommunications.

La conception et l'optimisation des dispositifs présentés dans cette thèse sont basées sur des simulations réalisées par le logiciel "Rsoft-CAD" disponible au niveau du *Laboratoire de Microsystèmes et Instrumentations*. Finalement, le contexte général de notre recherche et bien organisé et discuté clairement dans quatre chapitres :

Le *premier chapitre* sera consacré aux cristaux photoniques, leurs définitions, leurs différents types et leurs principes de fonctionnement. De plus, nous allons montrer les méthodes de calculs qui seront exploitées durant notre recherche. La méthode des ondes planes dite *PWM* qui sera adaptée pour le calcul des bandes de fréquences permises et interdites sous le simulateur *Band Solve*, quant à la méthode des différences finies dans le domaine temporel (*FDTD*), elle sera exploitée pour modéliser le comportement électromagnétique de l'onde lumineuse dans le composant concerné sous le simulateur *Full Wave*. A la fin de ce chapitre, Une brève introduction sur les principes fondamentaux des cristaux photoniques non linéaires du 2^{ème} et 3^{ème} ordre sera présentée. Nous nous attacherons plus particulièrement aux effets non linéaires à effet Kerr du 3^{ème} ordre étant donné qu'ils sont au cœur du dernier chapitre de cette thèse.

Le *deuxième chapitre* est consacré à une brève présentation des différentes techniques exploitées pour la conception des portes logiques toutes optiques. Donc, nous résumons ces techniques de conception mettant en lumière leurs théories de fonctionnement et nous détaillerons leurs mécanismes structurels. A la fin de ce chapitre, nous introduisons une simple comparaison entre eux en notant leurs performances, avantages et leurs utilités d'application. Ainsi qu'une présentation de quelques travaux sur les portes logiques toutes optiques repérés dans la littérature.

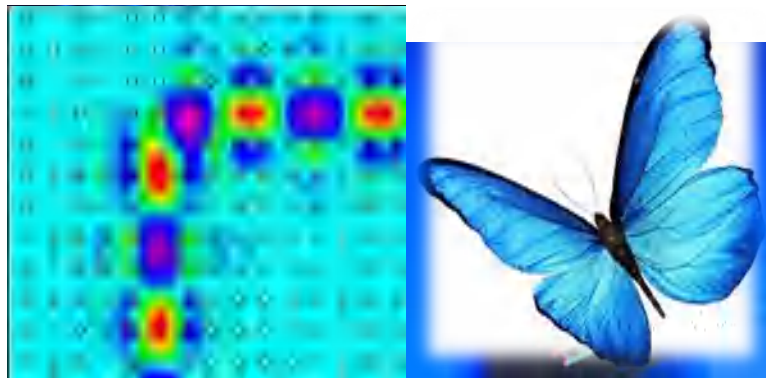
Dans le *troisième chapitre*, notre travail sera dédié à l'étude et la conception de nouvelles portes logiques toutes optiques à base des CPh-2D à effet linéaire. Nous avons proposé des structures parfaitement optimales à base du couplage : guide/nano-résonateur et guide/résonateur en anneaux. Nous tenterons d'améliorer le rapport de contraste et d'avoir un temps de réponse ultra-faible qui correspond à un débit binaire plus rapide (l'ordre de Tb/s) pour un transfert des données plus efficace.

Dans le *quatrième chapitre*, nous avons exploité les effets non linéaires de Kerr afin d'optimiser par simulation un commutateur tout optique ultra-rapide pour faciliter le déclenchement logique d'un état ON à l'état OFF. En effet, la vitesse de commutation entre deux états logiques reste très importante, cet avantage nous permet de concevoir deux nouvelles structures de portes logiques AND /NAND et OR/NOR toutes optiques afin de prouver leurs performances. Puisque, la réduction de l'intensité d'excitation dans les ports d'entrée sera recommandée ainsi que pour obtenir un taux de contraste plus élevé.

Enfin, nous terminerons notre travail par une conclusion générale et des perspectives.

Chapitre I

Concepts fondamentaux des cristaux photoniques et propriétés non linéaires à effet Kerr



Sommaire

I.1 Introduction

I.2 Les cristaux photonique pour le contrôle de la propagation de la lumière

I.3 Théories de base sur les cristaux photoniques

I.3.1 Propagation des ondes électromagnétiques en milieu diélectrique

I.3.2 Propriétés d'échelle des équations *de Maxwell*

I.3.3 Origine de la bande interdite photonique

I.3.4 Récapitulatif de l'analogie électron-photon

I.4 Configuration des cristaux photoniques

I.4.1 Cristaux photoniques unidimensionnels

I.4.2 Cristaux photoniques bidimensionnels

I.4.3 Cristaux photoniques tridimensionnels

I.4.4 Récapitulatif des avantages et limitations des CPh-2D et CPh-3D

I.5 Propriétés principales des cristaux photoniques-2D

I.5.1 La structure connectée et la structure déconnectée

I.5.2 Caractéristiques opto-géométriques d'un cristal photonique-2D

I.5.3 Réseaux directs, réciproques et zones *de Brillouin*

I.5.4 Relations de dispersion

I.5.5 Diagramme de bande

I.5.6 Etats de polarisation d'un réseau à CPh-2D

I.5.7 Carte des bandes interdites

I.5.8 Les matériaux utilisés pour la fabrication des CPh-2D

I.6 Applications des CPh-2D

I.7 Défauts des cristaux photoniques-2D

I.7.1 Défauts de ligne : guides d'ondes

I.7.2 Défauts de point : cavité

I.8 Méthodes de modélisation numérique

I.8.1 La méthode des ondes planes (PWE)

I.8.2 La méthode de domaine temporel à différence finie (FDTD)

I.9 Concepts fondamentaux des CPh-2D non linéaires à effet Kerr

I.9.1 Polarisation induite et susceptibilités

I.9.2 Optique non-linéaire du second ordre

I.9.3 Optique non linéaire du 3^{ème} ordre : effet Kerr optique

I.9.4 Effets non linéaire du 3^{ème} ordre : effet Kerr dans les cristaux photoniques

I.9.5 Commutation toute optique dans les cristaux photoniques à effet Kerr

1.10 Dispositifs logiques à cristaux photoniques pour un système intégré optique

I.11 Conclusion

I.1 Introduction

Actuellement, l'électronique moderne est devenue la partie la plus importante de la technologie informatique dont l'accès à l'information augmente d'un jour à l'autre. Elle permet d'empaqueter de plus en plus de composants sur un seul circuit intégré, ce qui permet la miniaturisation des équipements électroniques. Les appareils légers de petite taille remplissent maintenant des fonctions complexes. Donc, la vie quotidienne d'aujourd'hui dépend fortement de l'électronique des composants intégrés fréquemment exploités dans divers applications comme : l'empreinte digitale, les smartphones, la détection de la chaleur et la commande vocale. La civilisation moderne ne peut pas survivre sans technologies informatiques car elles sont devenues les commodités de base de la vie quotidienne.

La plupart des dispositifs électroniques sont généralement basés sur les semi-conducteurs et impliquent l'utilisation de dispositifs actifs et passifs. Toutefois, ces appareils seront limités à l'avenir car l'électricité dissipe également une chaleur élevée et produit un rayonnement électromagnétique indésirable. De plus, Les circuits intégrés à semi-conducteurs souffrent de certaines limitations comme la consommation d'énergie de la puce, dissipation de puissance et distorsion du flux de données [7]. Les chercheurs continuent donc à déterminer la meilleure façon de résoudre ces problèmes afin que nous puissions les réduire grâce à des nouveaux dispositifs basés sur la « photonique » comme solution de future. Pour cela, la conversion optique-électrique devient une nécessité. L'utilisation des photons comme support au lieu des électrons permet de réduire la dissipation de chaleur et augmenter la vitesse de transfert des données ainsi que les transporter sur de très grandes distances [8]. L'idée consiste à trouver un système pour effectuer un traitement tout optique de l'information, donc il devient possible de commander la lumière par la lumière elle-même.

Pour répondre à ce besoin, une nouvelle classe de matériaux optiques représentés par des structures naturelles ou artificielles avec modulation périodique de la permittivité appelés « *les cristaux photoniques (CPh)* ». La recherche d'un miroir parfait qui réfléchit la lumière quel que soit l'angle d'incidence et l'état de polarisation de l'onde incidente qui reste l'une des objectifs les plus recherchés par la communauté scientifique.

Dans ce chapitre, les bases des cristaux photoniques sont discutées. La propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique est le point de départ, qui est régi par les équations de *Maxwell*. Les propriétés d'échelle des équations de *Maxwell* sont expliquées. Puis nous discutons brièvement sur le miroir de *Bragg*, en passant aux propriétés plus complexes et utiles des systèmes bidimensionnels et tridimensionnels.

Dans notre travail, nous concentrons sur les CPh-2D planaire, en raison de leurs simplicités de fabrication et de conception que les CPh tridimensionnels. Par conséquent, les CPh-2D sont plus populaires que les CPh à une ou trois dimensions. Il a été démontré que les CPh-2D ont un grand potentiel pour la conception de dispositifs optiques adaptés à tous les systèmes de communications optiques. Ces systèmes peuvent fournir une bande interdite photonique dans le plan de périodicité. En analysant les modèles de champ de certains modes électromagnétiques dans différents cristaux, nous obtenons un aperçu de la nature des bandes interdites dans les milieux périodiques complexes. Les résultats de simulations qui seront exposés dans ce travail seront comparés à ceux obtenus par la méthode des ondes planes et FDTD, réalisés grâce aux simulateurs « *BandSOLVE* » et « *FullWAVE* » du logiciel *RSoft*.

Finalement, des principes de base sur les cristaux photoniques non linéaires à effet Kerr sont brièvement discutés.

1.2 Les cristaux photoniques pour le contrôle de la propagation de la lumière

Les cristaux photoniques sont proposés comme les candidats potentiels pour mettre en œuvre ces miroirs omnidirectionnels. Le nouveau type de miroir développé en 1998 par le *Massachusetts Institute of Technology (Etats unis)* nommé « miroir parfait » réfléchit la lumière sous tous les angles et de toutes les polarisations, comme les miroirs métalliques, mais des pertes plus faibles que les miroirs diélectriques. Depuis, les chercheurs se sont mis à travailler pour concevoir des miroirs parfaits pour des gammes de fréquence couvrant celles des télécommunications. Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur la dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications. Parmi les diverses applications, on cite : les antennes miniaturisées pour téléphones portables, les fibres optiques pour télécommunication, la communication par satellite, les systèmes radiofréquence, les capteurs, etc.

En raison de cette périodicité, la transmission de la lumière est absolument nulle dans certaines gammes de fréquences appelées *Bande Interdite Photonique* BIP (Photonic Band Gap PBG) [9]. L'interférence multiple de la lumière sur un réseau périodique conduit à une dispersion anormale. Car la lumière avec une longueur d'onde proche de la période de modulation ne peut pas se propager dans certaines directions. Ces nouvelles structures sont devenues un sujet d'intérêt au cours des dernières années dans le but de contrôler les propriétés optiques des matériaux. D'énormes quantités de recherches dans ce domaine ont permis des avancées technologiques considérables dans les systèmes de télécommunications optiques, le traitement de l'information quantique et la bio-détection, etc[10]. Actuellement, les systèmes optiques à base des CPh restent l'excellent choix de l'optoélectronique grâce à leurs hautes vitesses de transfert de l'information, fournissant une bande passante large et moins de consommation d'énergie. Selon la géométrie de la structure, les CPh peuvent être classés en unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et structures tridimensionnelles (3D).

Les propriétés du CPh peuvent être modifiées grâce au processus de dopage qui est obtenu en ajoutant ou en enlevant du matériau diélectrique dans une certaine zone. Les matériaux diélectriques agissent alors comme une région de défaut qui peut être utilisée pour localiser une onde électromagnétique. Lors d'un rayonnement incident, les matériaux diélectriques périodiques pourraient refléter un rayonnement incident à la même fréquence dans toutes les directions. Partout où dans l'espace, le rayonnement réfléchi interfère de manière constructive, des pics propres seraient observés. Ce segment du spectre de rayonnement est alors interdit de se propager à travers la structure périodique, on parle alors de la BIP. D'autre part, un rayonnement incident interfère de manière destructive avec les diffuseurs périodiques. Dans certaines directions, cette partie du spectre de rayonnement se propagera à travers la structure périodique avec une atténuation minimale et cette bande de fréquences est appelée « bande passante » [11]. En introduisant les défauts dans ces structures périodiques, c'est le cas où la périodicité sera entièrement rompue, la BIP devient complète. Ce qui permet de contrôler et de manipuler la lumière dans cette région de BIP au sein du cristal et à l'échelle de la longueur d'onde [9]. Ce qui conduit à la conception des dispositifs optiques basés sur les CPh. Comme

par exemple pour réaliser des fonctions de filtrage, de conversion, de démultiplexage ou de détection. Ce qui ouvre la voie vers l'exploitation de ces structures dans la miniaturisation des composants d'optique intégrée et une amélioration de leurs performances [12].

I.3 Théories de base sur les cristaux photoniques

La théorie des cristaux photoniques est basée sur la combinaison des équations *de Maxwell* pour les champs électromagnétiques dans une structure diélectrique avec le théorème *de Bloch* pour des potentiels périodiques en physique du solide.

La compréhension de la théorie des cristaux photoniques consiste principalement à saisir la façon avec laquelle ces deux principes agissent l'un sur l'autre dans un diélectrique périodiquement structuré. Dans ce contexte, il est possible d'exploiter l'analogie formelle qui existe entre l'électron et le photon, pour concevoir puis réaliser des cristaux à bandes interdites photoniques [7].

I.3.1 Propagation des ondes électromagnétiques en milieu diélectrique

Toutes les applications des ondes électromagnétiques sont basées sur l'interaction entre la lumière et la matière. La propagation d'une onde électromagnétique est caractérisée par quatre équations *de Maxwell* [13,14], régissent sous forme locale les différents théorèmes (Gauss, Ampère, Faraday) qui régissaient l'électromagnétisme avant *Maxwell* sous forme de relations intégrales :

$$\text{- Loi de Gauss pour le champ électrique} \quad \nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{I.1})$$

$$\text{- Loi de Gauss pour le champ magnétique} \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.2})$$

$$\text{- Loi de Faraday} \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.3})$$

$$\text{- Loi d'Ampère} \quad \nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I.4})$$

Où,

- $\vec{E}$ champ électrique, (V/m²).
- $\vec{D}$ déplacement électrique, (C/m²).
- $\vec{B}$ densité de flux magnétique, (T).
- $\vec{H}$ excitation magnétique, (A/m²).
- ρ densité de charge électrique libre, (C/m (1D), cC/m² (2D) ou C/m³ (3D)).
- $\vec{j}$ densité de courant, (A/m²).

La relation entre le champ électrique $\vec{E}$ et le déplacement électrique $\vec{D}$ ainsi que la relation entre le champ magnétique $\vec{B}$ et l'induction magnétique $\vec{H}$ sont données par les équations suivantes :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (\text{I.5})$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}), \quad (\text{I.6})$$

Où - $\epsilon_0 \approx 8.854 \times 10^{-12}$ (F.m⁻¹), permittivité électrique absolue du vide,

- $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ (H.m⁻¹), perméabilité magnétique absolue du vide,

$\vec{P}$ polarisation électrique, (coulomb/mètre²) et $\vec{M}$ magnétisation, (ampère/mètre)

On considère ici l'optique linéaire et on néglige la dépendance de $\vec{P}$ sur $\vec{B}$. Dans le cas des milieux isotropes, on ne s'intéresse qu'à la réponse locale des matériaux. Avec ces simplifications, on obtient

$$\vec{P}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \chi_e(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) \quad (\text{I.7})$$

De même, on peut obtenir l'équation suivante pour la magnétisation

$$M(\vec{r}, \omega) = \chi_m(\omega) \vec{H}(\vec{r}, \omega) \quad (\text{I.8})$$

Ici, χ_e est la susceptibilité électrique, qui caractérise la réponse linéaire du matériau à un champ électrique externe, χ_m est la susceptibilité magnétique qui correspond à la réponse linéaire du matériau à un champ magnétique externe. Ensuite, les équations (I.5) et (I.6) peuvent être écrites comme

$$\vec{D}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0(1 + \chi_e(\omega)) \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 \varepsilon(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega), \quad (\text{I.9})$$

$$\vec{B}(\vec{r}, \omega) = \mu_0(1 + \chi_m(\omega)) \vec{H}(\vec{r}, \omega) = \mu_0 \mu(\omega) \vec{H}(\vec{r}, \omega) \quad (\text{I.10})$$

Où apparaissent la permittivité électrique $\varepsilon(\omega)$ et la perméabilité magnétique $\mu(\omega)$. Dans le cas d'un milieu homogène, on peut dériver l'équation d'onde du champ électrique à partir des équations de Maxwell

$$\left(\Delta - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mu \varepsilon \right) \vec{E} = 0 \quad (\text{I.11})$$

La solution de l'équation (I.1) peut s'écrire sous la forme d'une onde se propageant avec une pulsation ω , soit : $\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 e^{i(k\vec{r} - \omega t)} + cc$, on obtient

$$\vec{k} \cdot \vec{k} = \mu \varepsilon \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 = n^2 \frac{\omega^2}{c^2} = n^2 k_0^2 \quad (\text{I.12})$$

Où, $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$, 'c' est la vitesse de la lumière dans le vide ($c = 3 \times 10^8 \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$), k_0 est le vecteur d'onde du vide et r est le vecteur de position, ainsi

$$n(\omega)^2 = \mu(\omega) \varepsilon(\omega) \quad (\text{I.13})$$

est le carré de l'indice de réfraction. Pour les indices de réfraction réels, la vitesse de phase est

$$v_{ph} = \frac{c}{n} \quad (\text{I.14})$$

Afin de résoudre ce problème aux valeurs propres, nous devons faire plusieurs hypothèses.

- **1^{ère} hypothèse**, il n'y a pas de charges ou de courants libres à l'intérieur du milieu diélectrique, nous pouvons définir $\rho = j = 0$.
- **2^{ème} hypothèse**, nous supposons que les intensités de champ sont suffisamment petites pour que nous soyons dans le régime linéaire, donc χ peut être ignoré.
- **3^{ème} hypothèse**, nous supposons que le matériau est volumineux et isotrope, de sorte que $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$ et $\vec{D}(\vec{r}, \omega)$ sont liés par une constante diélectrique scalaire $\varepsilon(\vec{r}, \omega)$.
- **4^{ème} hypothèse**, nous ignorons toute dépendance explicite en fréquence de la constante diélectrique dans la gamme de fréquences du système physique que nous considérons.
- **5^{ème} hypothèse**, nous nous concentrons uniquement sur les milieux diélectriques sans perte, ce qui signifie que nous pouvons traiter $\varepsilon(\vec{r})$ comme purement réel. Le résultat est $\vec{D}(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})$. Pour la plupart des matériaux diélectriques d'intérêt, la perméabilité magnétique est très proche de 1 et on peut poser $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$.

Avec toutes les hypothèses mentionnées ci-dessus, les équations de Maxwell (I.1) à (I.4) deviennent

$$\nabla \cdot \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{I.15})$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{I.16})$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{I.17})$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{I.18})$$

Dans ces équations, les fonctions complexes de temps et d'espace de E et H peuvent être exprimées sous la forme

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{-i\omega t} \quad (\text{I.19})$$

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

Si nous insérons les équations (1.19) et (1.20) dans (1.15) et (1.16), les conditions de l'équation (1.21) sont satisfaites

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}) = \nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}), \quad (\text{I.21})$$

Ces conditions ont une signification physique. Il n'y a pas de source ponctuelle ou de forme de déplacement et de champ magnétique dans le milieu. Les deux équations de boucle du champ électrique (I.17) et du champ magnétique (I.18) :

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) - i\omega\mu_0 \vec{H}(\vec{r}) = 0, \quad (\text{I.22})$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) + i\omega\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0, \quad (\text{I.23})$$

On peut facilement éliminer $E(r)$ et avoir une équation seulement avec $H(r)$

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

C'est ce qu'on appelle l'équation maître. Selon l'équation (I.5), elle nous dit tout ce que nous devons savoir sur $\vec{H}(\vec{r})$. Notre stratégie sera la suivante : pour une structure donnée $\varepsilon(\vec{r})$, résoudre l'équation maître pour trouver les modes $\vec{H}(\vec{r})$ et les fréquences correspondantes. Utilisez ensuite l'équation (I.23) pour récupérer $\vec{E}(\vec{r})$ [15] :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{i}{\omega\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}), \quad (\text{I.25})$$

L'utilisation de cette procédure garantit que $\vec{E}$ satisfait à l'exigence de transversalité $\nabla \cdot \varepsilon \vec{E} = 0$, car la divergence d'une boucle est toujours nulle. Ainsi, il suffit d'imposer une contrainte de transversalité au lieu de deux. La raison pour laquelle nous avons choisi de formuler le problème en termes de $\vec{H}(\vec{r})$ et non de $\vec{E}(\vec{r})$ est simplement une question de commodité mathématique. Pour l'instant, notons que l'on peut aussi trouver $\vec{H}$ à partir de $\vec{E}$ via l'équation de (I.22) :

$$\vec{H}(\vec{r}) = -\frac{i}{\omega\mu_0} \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I.26})$$

I.3.2 propriétés d'échelle des équations de Maxwell

La propriété d'échelle est une caractéristique très puissante de l'électromagnétisme dans les milieux diélectriques. Il n'y a pas d'échelle de longueur fondamentale dans l'équation maître. Pas comme en physique atomique où l'échelle de longueur fondamentale est le rayon de Bohr [14].

Sur la base de l'équation maître de $\vec{H}(\vec{r})$ (équation I.24), si l'on s'intéresse aux modes harmoniques dans une distribution de diélectrique $\varepsilon'(\vec{r})$ qui est simplement une version compressée ou étendue de $\varepsilon(\vec{r})$: $\varepsilon'(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r}/a)$ pour un paramètre d'échelle a . Par conséquent, avec les changements de variables suivants dans (I.24) $\vec{r}' = a\vec{r}$ et $\nabla' = \nabla/a$

$$a \nabla' \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\frac{\vec{r}'}{a})} \nabla' \times \vec{H} \left(\frac{\vec{r}'}{a} \right) \right) = \left(\frac{\omega'}{c} \right)^2 \vec{H} \left(\frac{\vec{r}'}{a} \right) \quad (\text{I.27})$$

Cette propriété d'échelle des équations *de Maxwell* est utile pour étudier les propriétés optiques des structures diélectriques à différentes échelles. Le même design est valable pour différentes longueurs d'onde (micro-ondes, infrarouge, visible, UV). En raison des limitations de la technologie de fabrication actuelle, ainsi qu'en connaissant la propriété d'échelle des équations *de Maxwell*, on peut trouver la réponse en centimètre ou toujours plus grande, ce qui est beaucoup plus facile à fabriquer et toujours valable pour le micromètre ou le nanomètre avec la seule différence de facteur d'échelle.

Une autre loi d'échelle peut être trouvée sur la constante diélectrique. Tout comme il n'y a pas d'échelle de longueur fondamentale, il n'y a pas non plus de valeur fondamentale de la constante diélectrique. Quand nous avons $\varepsilon'(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r})/a^2$

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon'(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{a\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{I.28})$$

Le résultat montre que la carte de champ et le vecteur d'onde sont inchangés. La physique est uniquement déterminée par le rapport des constantes diélectriques $\varepsilon'(\vec{r})/\varepsilon(\vec{r})$

I.3.3 Origine de la bande interdite photonique

Les cristaux photoniques sont constitués de différents matériaux diélectriques qui ont été placés périodiquement dans l'espace. La période de distribution de la fonction diélectrique est du même ordre que celle de la longueur d'onde de l'onde électromagnétique incidente. L'origine physique de la génération de la bande interdite photonique réside dans la forte diffusion multiple de l'onde électromagnétique incidente dans les interfaces entre les différents matériaux diélectriques et l'interférence destructrice qui en résulte. Le processus de propagation de l'onde électromagnétique dans un cristal photonique peut être décrit en utilisant les équations de base *de Maxwell* donné précédemment (équations I.1-I.6).

Alors, nous cherchons la forme des solutions de l'équation dite *maitre* (I.24). La fonction diélectrique étant périodique, elle peut être décomposée en série *de Fourier*

La résolution d'une telle équation pour un vecteur d'onde $\vec{k}$ donné conduit à un ensemble discret de valeurs propres $\omega_n(\vec{k})$, fonctions du vecteurs $\vec{k}$ et distinguées par un indice de bande entier n . Ces valeurs propres sont reliées aux fréquences propres du cristal par :

$$\lambda_n(\vec{k}) = \frac{\omega_n^2(\vec{k})}{c^2} \quad (\text{I.29})$$

C'est l'ensemble des courbes de dispersion des fréquences propres $\omega_n(\vec{k})$ en fonction du vecteur d'onde k qui constitue la structure de bandes du cristal photonique étudiée.

Autrement dit, l'énergie *de Bloch* existant dans le cristal photonique est une fonction périodique du vecteur d'onde, de même périodicité que le réseau réciproque. Nous pourrions donc restreindre la recherche des états propres à la première zone *de Brillouin* et on peut ramener tous les vecteurs de l'espace réciproque à un vecteur appartenant à la première zone *de Brillouin*.

I.3.4 Récapitulatif de l'analogie électron-photon.

Dans l'équation (I.24), l'opérateur apparaissant dans le membre de gauche est hermitien (Opérateur dont les éléments de matrice symétriques sont conjugués sur un espace vectoriel complexe).

$\varepsilon(\vec{r})$ étant périodique, cette équation est l'analogue formelle de l'équation de *Schrödinger* décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal, $\vec{H}(\vec{r})$ ou $\vec{E}(\vec{r})$ étant l'analogue électromagnétique de la fonction d'onde $\Psi(\vec{r})$ et $\varepsilon(\vec{r})$ étant l'analogue du potentiel atomique $V(\vec{r})$.

Par cette analogie, les concepts de la physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de *Brillouin* et le théorème de *Bloch* sont applicables pour la résolution de l'équation d'onde. De cette manière nous pouvons obtenir des bandes interdites photoniques (par analogie aux bandes interdites électroniques). Le Tableau I.1 donne un résumé de cette analogie à un système unidimensionnel qui peut être étendu aux CPh-2D et 3D.

Tableau I.1 : Récapitulatif de l'analogie électron-photon [15,16].

	Electron (<i>Schrödinger</i>)	Photon (<i>Maxwell</i>)
	Puits de potentiel électrique carré périodique	Constant diélectrique périodique
Périodicité	$V(\vec{r}) = V(\vec{r} + \vec{R})$	$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{R})$
champ	$\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r})e^{-i\omega t}$	$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t}$
Grandeur caractéristique	$V(\vec{r})$	$\vec{E}(\vec{r})$
Opérateur Hermitien	$H = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\vec{r})$	$\theta = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \right)$
Equation aux valeurs propres	$H\Psi = E\Psi$	$\theta \vec{H} = \frac{\omega^2}{c^2} \times \vec{H}$

Ici $\hbar \cong h/2\pi$ est donné par la constante de *Planck* h , une constante fondamentale avec une valeur approximative $h \approx 6,626 \times 10^{-34}$ J.sec.

I.4 Configuration des cristaux photoniques

Ces dernières années, les CPh ont subi un grand nombre de processus, et ils sont utilisés dans un large éventail d'industries ainsi dans les systèmes de télécommunications optiques. Les cristaux photoniques peuvent être principalement classés en trois catégories en fonction de la périodicité du matériau diélectrique selon un ou plusieurs axes : cristaux photoniques à une dimension (CPh-1D), cristaux photoniques à deux dimensions (CPh-2D) et cristaux

photoniques à trois dimensions (CPh-3D). La forme géométrique des CPh-1D, CPh-2D et CPh-3D ainsi leurs illustrations schématiques sont représentées respectivement sur la figure I.1 et figures I.2 :(a), (b) et (c).

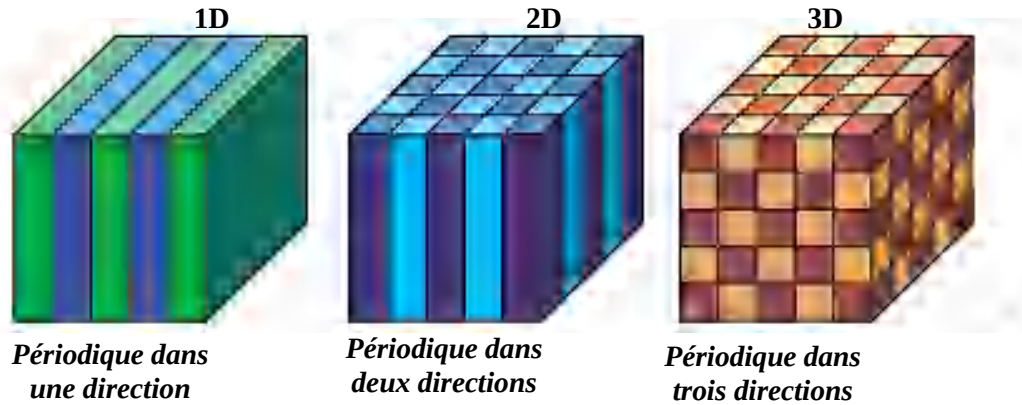


Figure I.1 : Forme géométrique des cristaux photoniques de type 1D, 2D et 3D où les différentes couleurs représentent un matériau avec des constants diélectriques différents [15].

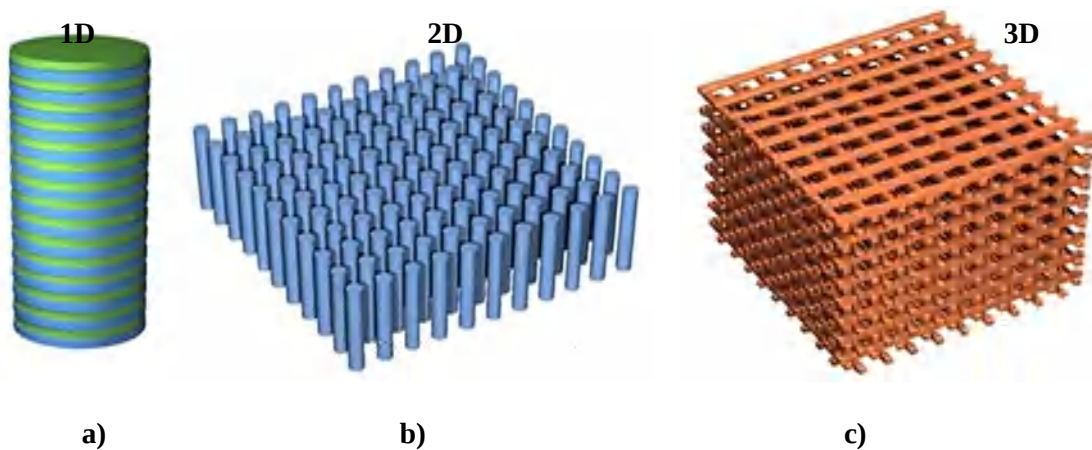


Figure I.2 : Illustrations schématique des cristaux photoniques : a) 1D, b) 2D, c) 3D.

I.4.1 Les cristaux photoniques unidimensionnels : Le film multicouche

I.4.1.1 Le film multicouche

Dans les cristaux photoniques unidimensionnels, la modulation périodique de l'indice de réfraction se produit dans une seule direction, car la fonction diélectrique $\varepsilon(z)$ ne varie que le long d'une direction (z) tandis que les autres variations sont uniformes pour les deux autres directions de la structure. Ce milieu est constitué d'une alternance de couches diélectriques (bleu et vert) de permittivités différentes ε_1 et ε_2 appelé « *Le film multicouche* » comme le montre la Figure I.3. Cette structure porte le nom de « *miroir de Bragg* », ce type de cristal photonique peut agir comme un miroir pour la lumière avec une fréquence dans une plage spécifiée, et il peut localiser des modes lumineux s'il y a des défauts dans sa structure. Ces concepts sont couramment utilisés dans les miroirs diélectriques et les filtres optiques (à titre d'exemple, on peut citer ceux utilisés par Hecht et Zajac [15]).

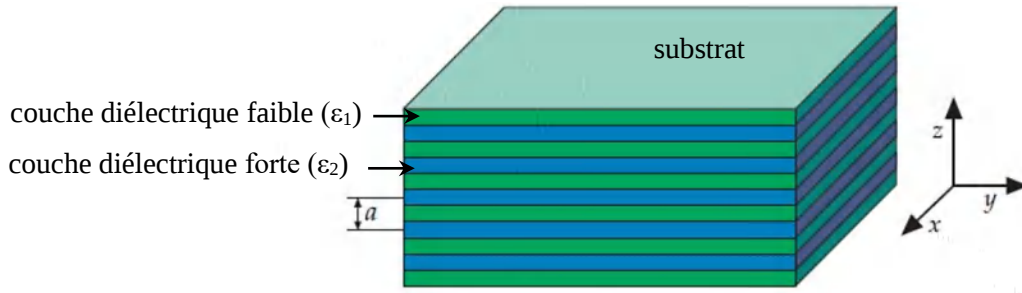


Figure I.3 : Schéma structurelle d'un cristal photonique unidimensionnel.

I.4.1.2 Principe fondamental des réseaux *de Bragg*

Pour décrire la propagation de la lumière dans un miroir *de Bragg*, considérons une onde plane qui se propage avec un vecteur $\vec{k}$ à incidence normale, désormais appelé vecteur d'onde *de Bloch*. Le miroir *de Bragg* est constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 et d'indice de réfraction n_1 et n_2 ($n_1 > n_2$) dont les BIP s'ouvrent dès que le rapport $(n_1 / n_2) > 1$. La période est $a = a_1 + a_2$ dans la direction de l'empilement (Figure I.4.a).

Le comportement du réflecteur *de Bragg* est expliqué à partir de processus d'interférences multiples. Comme le montre la figure I.4.b, une onde qui se propage dans le système multicouche, subit une réflexion à chaque interface. Cette réflexion s'accompagne d'un changement de phase ϕ si l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice. Dans le cas contraire, et pour une certaine longueur d'onde dite *de Bragg*, les réflexions successives se trouvent *en phase*, de sorte qu'elles s'additionnent de façon constructive.

Lorsque l'épaisseur optique totale des alternances est de :

$$\sqrt{\varepsilon_1} \times a_1 + \sqrt{\varepsilon_2} \times a_2 = \lambda_B / 2 \quad (\text{I.30})$$

Où λ_B est la longueur d'onde de Bragg, l'onde réfléchiée par l'interface (1) est en phase avec celles réfléchiées par les interfaces (3), (5), (7)... Par suite de ces interférences constructives, on finit ainsi par aboutir à une réflexion totale, ce qui revient à dire que l'onde ne peut se propager et que l'on est en présence d'une bande interdite photonique [17].

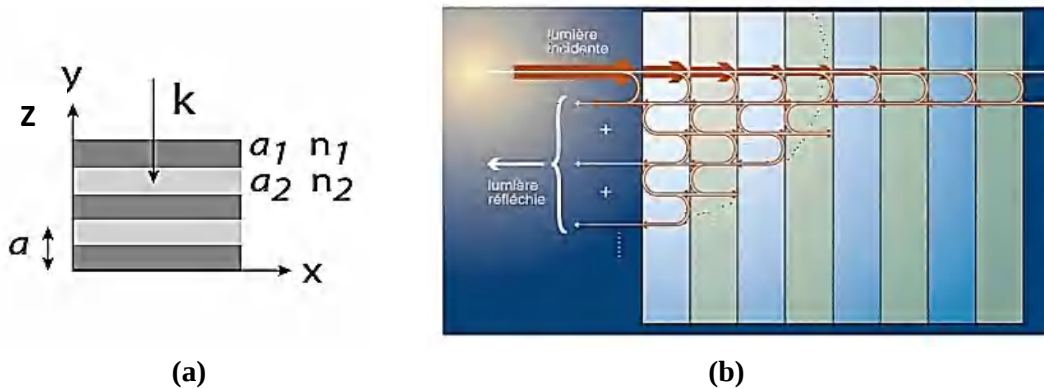


Figure I.4 : a) Représentation simplifiée d'un miroir *de Bragg*, b) Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré d'une réflexion successive pour $\lambda = \lambda_B$ [18].

À l'extérieur de la longueur d'onde *de Bragg*, le réseau est transparent au signal qui le traverse alors sans altération notable. Ce principe est illustré sur la figure I.5. La longueur d'onde *de Bragg* est définie par [9] :

$$\lambda_B = 2 \times n_{eff} \times a \quad (I.31)$$

Où n_{eff} est l'indice effectif.

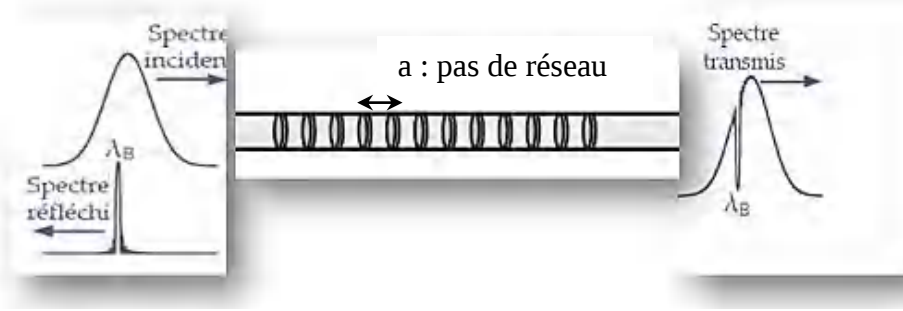


Figure I.5 : Le principe du réseau *de Bragg*. Une mince bande spectrale centrée autour de la longueur d'onde de Bragg (λ_B) est réfléchi par le réseau. Les autres longueurs d'onde sont transmises de façon transparente [19].

Un autre cas particulier où les deux couches de chaque alternance ont une même épaisseur optique $\lambda_B/4$, on observe que les ondes réfléchies par toutes les interfaces sont en phase. Il est alors facile d'imaginer que ce cas correspondra à la bande interdite la plus large.

La périodicité des miroirs *de Bragg* permet d'ouvrir une bande de fréquence interdite dans des directions proches de celle de l'empilement. Ceux-ci sont très utilisés en optique intégrée pour obtenir les miroirs à très forte réflectivité utiles pour certains types de lasers à émission par la surface (VCSEL).

I.4.1.3 Origine de la bande interdite photonique unidimensionnelle

Pour illustrer le phénomène d'apparition de bande interdite photonique, nous prenons l'exemple décrit précédemment de miroir *de Bragg* dont l'épaisseur des couches diélectriques est inférieure à la longueur d'onde (figure I.6). La symétrie de translation discrète dans la direction z qui entraîne l'étude de la structure de bandes uniquement dans la première zone de Brillouin est limitée par l'intervalle : $-\frac{\pi}{a} < k_z < \frac{\pi}{a}$

Pour comprendre l'apparition de la bande interdite, en premier lieu nous expliquons le cas où chacune des couches du miroir *de Bragg* possède le même indice n (figure I.6.a). On introduit donc de manière fictive une périodicité a dans un matériau homogène d'indice n . La relation de dispersion de ce matériau correspond simplement aux droites d'équation $\omega = \pm \frac{ck}{n}$ correspondant aux ondes propagatrice (+) et contra-propagatrice (-). La périodicité fictive que nous avons additionnée entraîne alors une translation des courbes de dispersion de vecteurs d'onde $\pm \frac{m2\pi}{a}$, m un entier représentant l'indice de la bande. Dans le diagramme de dispersion (figure I.6.a), on constate l'apparition d'un repliement des bandes dans la zone de Brillouin irréductible. Aux points de haute symétrie une dégénérescence est alors créée par cette périodicité fictive. Le deuxième cas, on suppose que les deux matériaux ont des indices optiques différents, et que la période des alternances reste a . Le potentiel ainsi créé lève la

dégénérescence aux points de haute symétrie par couplage entre les ondes propagatrices et contra-propagatrices. Il en résulte deux modes stationnaires en $k = \pm \frac{\pi}{a}$ de fréquence respective ω_1 et ω_2 . La vitesse de groupe $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ en ces points devient alors nulle, les courbes de dispersion atteignent un extremum. Il y a apparition d'une bande interdite photonique dans laquelle aucun mode ne peut exister dans la structure. Cette bande interdite est d'autant plus importante que le contraste d'indice entre chaque matériau est élevé. Il est également possible de montrer de manière générale que le vecteur induction électrique $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ tend à se concentrer soit dans les régions de fort soit de faible indice [20].

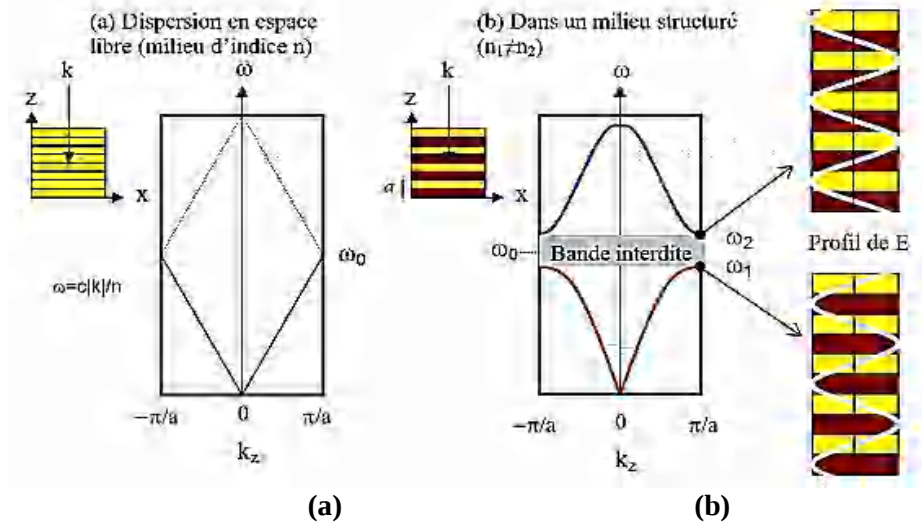


Figure I.6 : a) Structure de bandes d'un milieu d'indice n où l'on a fictivement imposée une périodicité a . b) Structure de bandes d'un CPh-1D constitué de plusieurs alternances de matériaux d'indices différents (miroir de Bragg).

L'étude de la structure de bandes d'un cristal photonique est donc riche d'informations. Elle permet en effet de connaître [15] :

- Les états permis dans le cristal photonique, "les modes de Bloch".
- Les densités d'états associés aux modes de Bloch.
- Les positions et les largeurs des bandes interdites
- La répartition du champ dans la structure.

I.4.1.4 La taille de la bande interdite photonique

Si les épaisseurs optiques des couches diélectriques sont égales ($n_1 \times a_1 = n_2 \times a_2$), la largeur Δ_ω de la bande interdite peut être calculée à l'incidence normale par [15] :

$$\Delta_\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left(\frac{|n_1 - n_2|}{n_1 + n_2} \right) \quad (\text{I.32})$$

La largeur de la bande interdite est plus faible si le contraste d'indice diminue. Au bord de la première zone de Brillouin les modes optiques propres de la structure sont stationnaires : l'énergie électromagnétique du mode d'énergie ω_1 se concentre dans la couche de haut indice tandis que celle du mode d'énergie ω_2 se concentre dans la couche de bas indice. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont appelées respectivement bande d'air et bande diélectrique comme le montre la figure I.7.

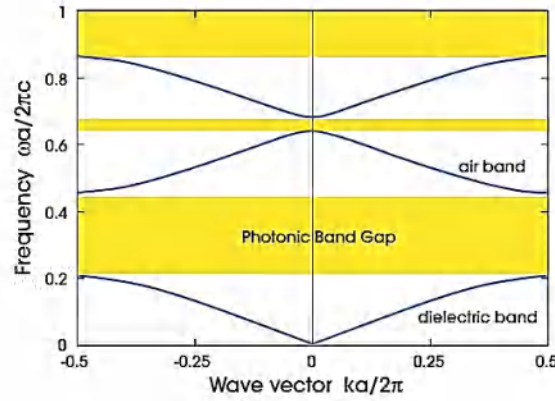


Figure I.7 : La structure de bande photonique d'un film multicouche avec une constante de réseau a et des couches alternées de différentes largeurs. Une largeur de $0,2a$ pour $\varepsilon = 13$ est $0,8a$ pour $\varepsilon = 1$ [15]

En outre, on peut expliquer la notion de la largeur de BIP selon le deuxième diagramme de dispersion représenté sur la figure I.8 qui dépend du contraste d'indice Δ_n des deux milieux qui le composent. Alors on distingue trois cas différents :

- Le cas de la figure I.8.a où les deux matériaux ont la même permittivité $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 13$ (GaAs) la BIP n'apparaît pas car le contraste d'indice $\Delta_n = 0$.
- La figure I.8.b correspond à un CPh à faible contraste d'indice ($\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$) dont la permittivité des deux matériaux est : $\varepsilon_1 = 13$ (GaAs), $\varepsilon_2 = 12$ (GaAlAs) donc le contraste d'indice sera égale à $\Delta_n = 0.14$, une courte bande interdite apparaît entre les branches supérieure et inférieure des relations de dispersion. En conséquence toute onde ayant une fréquence dans cette BIP ne peut pas se propager dans ce milieu.
- Avec l'augmentation de la différence du contraste diélectrique (GaAs/Air) (figure I.8.c) à $\Delta_n = 2.6$ quand la permittivité des deux matériaux est : $\varepsilon_1 = 13$ (GaAs), $\varepsilon_2 = 1$ (air), c'est le cas où la bande interdite s'élargit. Sa largeur est en effet une fonction croissante de la différence d'indice de réfraction entre les deux matériaux. L'alternance de couches diélectriques d'indices différents, forme une bande interdite photonique. La position et la largeur de cette BIP peuvent être donc contrôlées en ajustant les paramètres opto-géométriques de la structure à CPh.

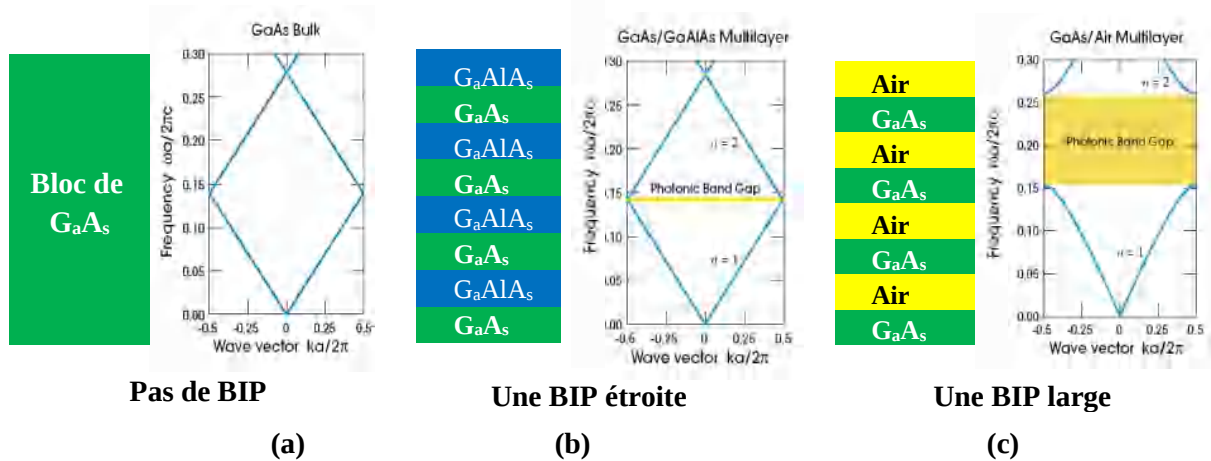


Figure I.8 : Structure du diagramme de dispersion d'un cristal photonique 1D en modifiant la largeur du BIP pour trois films multicouches de permittivités différents et de même diamètres $d=0.5a$. **a)** $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 13$ (GaAs), **b)** $\varepsilon_1 = 13$ (GaAs), $\varepsilon_2 = 12$ (GaAlAs), **c)** $\varepsilon_1 = 13$ (GaAs), $\varepsilon_2 = 1$ (air) [15].

La sélection de longueur d'onde et les propriétés de réflexion des CPh-1D sont utilisées dans une large gamme d'applications [9], y compris les miroirs à haut rendement, les filtres optiques, les guides d'ondes et les lasers.

I.4.2 Les cristaux photoniques bidimensionnels

Les difficultés de fabrication des structures 3D ont conduit à envisager la réalisation et l'étude de structures 2D (voir tableau I.2 dans la section I.4.4). L'indice de réfraction d'un cristal photonique idéal à deux dimensions varie périodiquement dans le plan (x,y) et il est infiniment long dans la direction z. Il possède une bande interdite dans le plan (x,y). Ces systèmes n'existent pas dans la réalité mais de bonnes approximations peuvent être obtenues.

Une bonne approximation d'un cristal photonique bidimensionnel est montrée sur la figure I.9. Il est fabriqué dans du silicium macroporeux par gravure électrochimique d'un réseau de trous d'air [21]. Le rapport hauteur/diamètre des trous atteint environ 67:1, soit une profondeur de 100 μm pour une période de 1.5 μm . L'insertion de défauts est plus simple que dans CPh-3D, mais l'absence de confinement vertical de la lumière est gênant pour les applications en optique intégrée.

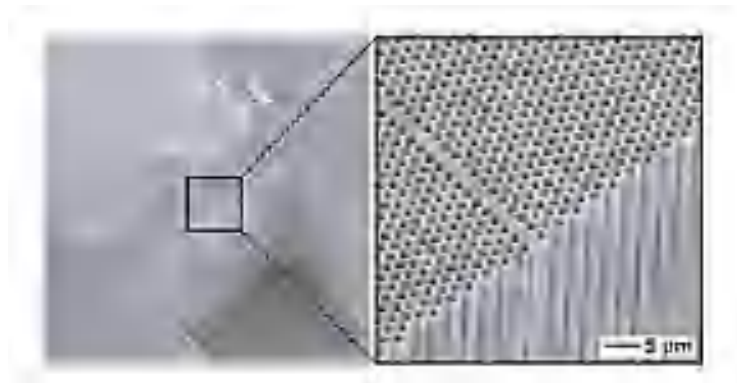


Figure I.9 : Cristal photonique 2D à base de silicium macroporeux avec un défaut unidimensionnel.

Pour compenser l'absence du confinement vertical de la lumière qui peut être confinée verticalement par un guide d'onde planaire. Le guide d'onde planaire se compose d'une couche diélectrique entourée de deux autres couches diélectriques d'indices de réfraction plus faibles. Les guides d'onde plans sont couramment utilisés en optique intégrée et sont facilement fabriqués par des techniques habituelles d'épitaxie. Les trous des cristaux photoniques sont gravés dans le guide d'onde planaire. Ce type de cristal photonique s'appelle : "cristal photonique bidimensionnel planaire" (figure I.9). Il est fabriqué à l'aide de technologies standards de la microélectronique qui laissent une grande liberté pour des modifications locales des propriétés du réseau. Ces avantages font de ces structures des candidats prometteurs pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée. Le guide d'onde planaire assure le confinement vertical de la lumière.

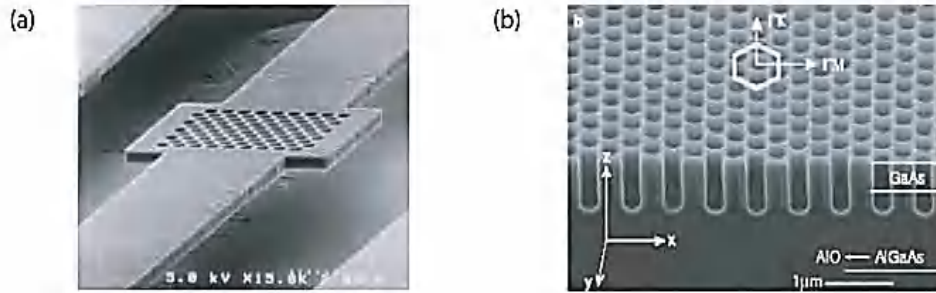


Figure I.10 : Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice : **a)** Membrane de $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ suspendue dans l'air [22], **b)** cristal photonique gravé dans une couche de GaAs. La couche GaAs repose sur une couche de Al_xO_y [23].

Les CPh-2D se regroupent principalement suivant trois familles qui sont les réseaux carré, triangulaire et hexagonal (voir figure I.10).

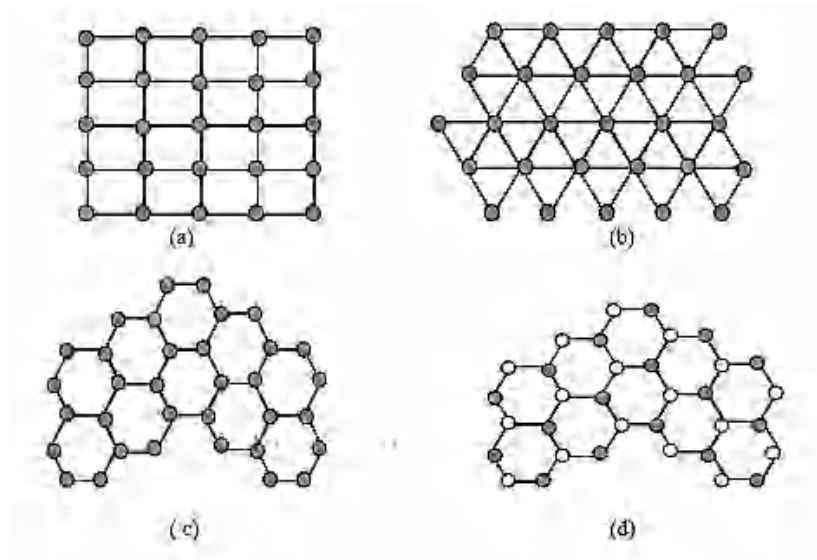


Figure I.11 : Forme de structures 2D : **a)** carrée, **b)** triangulaire, **c) et d)** hexagonale.

- **Réseau carré :** la cellule élémentaire est de forme carrée comme représenté sur la figure I.11.a. Ce réseau est très sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation des ondes électromagnétiques. Il a été montré que ce réseau ne permet pas d'obtenir une bande interdite totale. Autrement dit, il est difficile d'obtenir simultanément une bande interdite photonique pour les polarisations TE et TM.

- **Réseau triangulaire :** la structure de la figure I.11.b offre un meilleur compromis lorsque le facteur de remplissage est élevé, c'est-à-dire lorsque le diamètre des trous est proche de la période du réseau. Elle est moins sensible à l'angle d'incidence que la structure carrée, cependant il reste difficile d'obtenir une bande interdite photonique complète.

- **Réseau hexagonale :** ce réseau peut être obtenu en supprimant certains nœuds du réseau triangulaire. Il offre le meilleur compromis entre les contraintes technologiques et les performances de la structure. On peut distinguer deux types de réseau hexagonal : la structure de la figure I.11.c où tous les nœuds sont identiques et espacés d'une période a similaire et la

structure appelé nitrure de bore tracé dans la figure I.11.d dont un nœud diffère de son voisin par sa nature ou sa dimension. Cette structure permet d'obtenir des BIP assez larges [24].

I.4.3 Les cristaux photoniques tridimensionnels

Les CPh-2D sont très utiles, mais le monde réel est en trois dimensions. Malgré toute la flexibilité et la précision des techniques modernes de traitement des semi-conducteurs, le succès expérimental dans la production de CPh-3D est encore quelque peu limité, par rapport aux réalisations similaires dans les cas 2D et 1D. Actuellement, la réalisation d'un cristal à bande interdite photonique tridimensionnel est l'un des enjeux major des sciences de la communication. En effet, un cristal photonique 3D offre en particularité le contrôle total de l'émission spontanée de la lumière dans toutes les directions de l'espace. Cet avantage ouvre la voie pour diverses applications dans l'optoélectronique intégrée tridimensionnelle. De plus, Avec l'amélioration des méthodes de fabrication et de traitement des matériaux, des structures de taille réduite sont devenues réalisables, et en 1999 le premier CPh-3D avec une BIP à des fréquences de télécommunications est rapporté [9].

- **Yablonovite**

L'une des premières prédictions de la bande interdite photonique 3D a été réalisée dans une structure cubique à faces centrées (CFC) avec des atomes non sphériques (comme le montre la figure I.12). Cette structure (appelée *Yablonovite*) peut être fabriquée par gravure (ou perçage) de trous cylindriques dans un milieu diélectrique à haute permittivité. La structure *Yablonovite* a d'abord été fabriquée à l'échelle centimétrique pour les mesures de la propagation des micro-ondes et moyennes infrarouges [9,15]. À l'aide de la méthode de gravure par faisceau ionique, les trous d'un rayon de 0,234a donnent une structure avec une bande interdite photonique complète de 19% (figure I.13.a) autour d'une longueur d'onde de 1,6 μm , illustrations de la méthode de gravure par faisceau ionique montré sur la figure I.12.b et du l'image SEM de l'échantillon fabriqué est présenté dans la figure I.13.b.

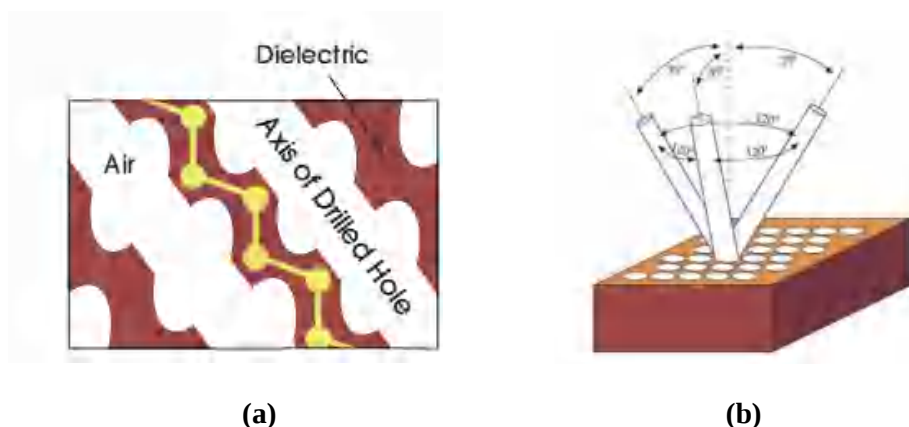


Figure I.12 : La méthode de construction de Yablonovite **a)** une structure 3D de deux réseaux « diamants » s'interpénétrant, dont l'une est une région connectée de diélectrique, et l'autre étant une région d'air connectée. Le diélectrique relie les sites d'un réseau en diamant, représenté schématiquement en jaune [8]. **b)** Illustrations simplifiées de la *Yablonovite*, une plaque de diélectrique est recouverte d'un masque constitué d'un réseau triangulaire de trous de périodicité CFC [25].

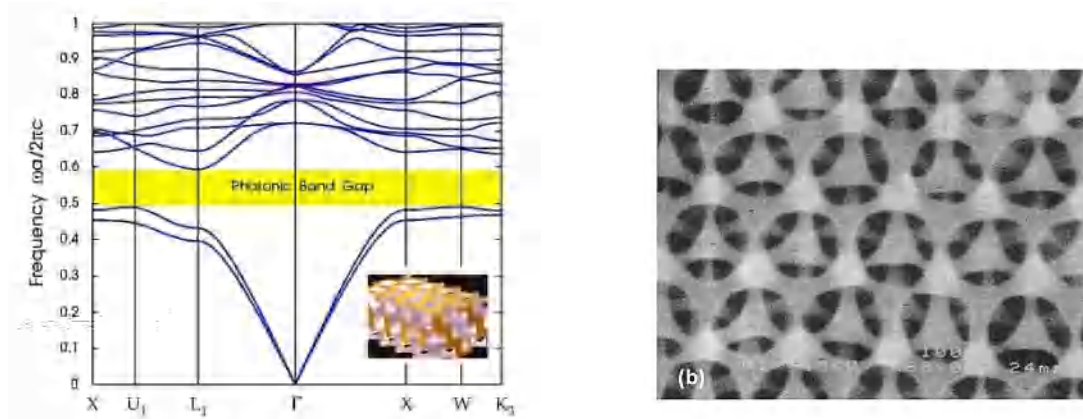
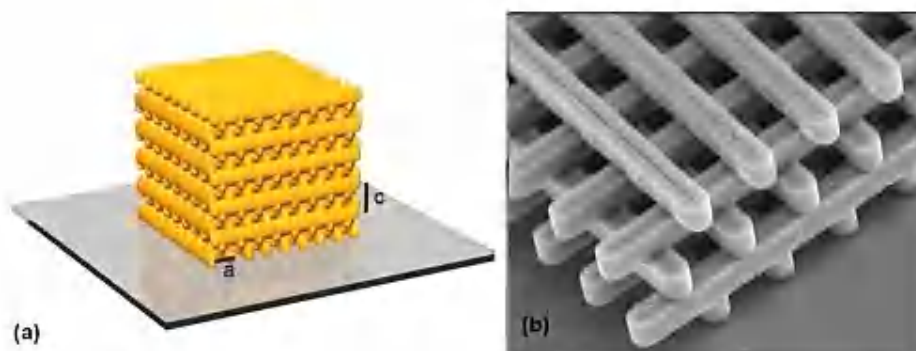


Figure I.13 : a) Courbe de dispersion photonique de *Yablonovite*. b) Image SEM de la structure *Yablonovite* fabriquée par gravure par faisceau d'ions [20].

Après l'introduction de la structure *Yablonovite*, de nombreuses méthodes de fabrication des CPh-3D ont été proposées. Les deux suivantes ont attiré le plus d'efforts de recherche [14, 15]:

- **La structure de tas de bois**

Un autre groupe de CPh-3D sont des structures fabriquées artificiellement. La structure en tas de bois est l'un des exemples les plus étudiés. Le cristal du tas de bois est formé d'un empilement de bûches diélectriques (figure I.14.b) (normalement rectangulaires) avec des orientations orthogonales alternées. Il peut être fabriqué sous la forme d'une séquence de couches déposées et modelées par des techniques lithographiques développées pour l'industrie électronique des semi-conducteurs. Récemment, l'invention et le développement de la méthode d'écriture laser directe, qui est un procédé d'absorption non linéaire à deux photons, donne accès à la fabrication de structures plus compliquées en une seule étape dans différents matériaux photosensibles [14]. Ces structures peuvent ensuite être reproduites ou inversées dans du silicium ou d'autres matériaux (comme le montre la figure I.14.c).



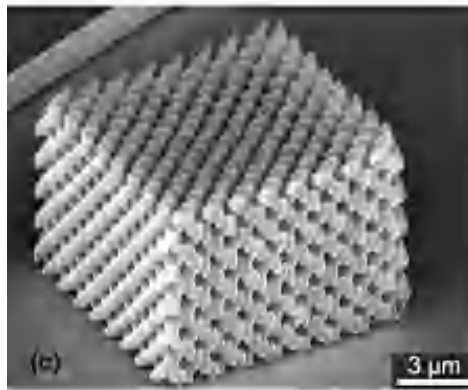


Figure I.14 : **a)** Illustration schématique d'une structure de tas de bois. **b)** Image SEM d'une structure de tas de bois en barre de Si [14,15]. **c)** Image SEM de la structure des pores inclinés fabriquée par la méthode d'écriture laser directe [14].

• La structure Opale

Les structures à CPh-3D de type opale ou inverse-opale (comme le montre la figure I.15). La structure opale est créée avec des sphères diélectriques (généralement en SiO₂) qui sont auto-assemblées. L'opale inverse est obtenue en remplissant la structure opale de matériau diélectrique et en retirant la sphère opale lors d'une étape de gravure ultérieure. La qualité optique de ces structures dépend fortement de l'homogénéité des sphères diélectriques. La courbe de dispersion photonique est très sensible aux éventuels défauts introduits dans les étapes de fabrication.

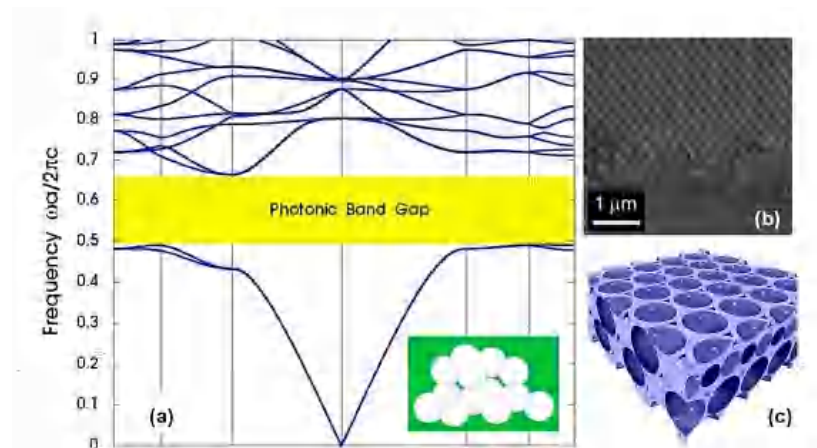


Figure I.15 : **a)** Courbe de dispersion photonique de la structure opale [15]. **b)** Image SEM de la structure opale [25]. **c)** Illustration de la structure opale inverse.

I.4.4 Récapitulatif des avantages et limitations des CPh-2D et CPh-3D

Nous collectons dans le tableau I.2 les avantages major des CPh-2D et CPh-3D recentrés souvent dans la conception et la fabrication des cristaux photoniques ainsi les limitations de chaque structure.

Tableau I.2 : Récapitulatif des caractéristiques des CPh-2D et CPh-3D.

	Avantages	Inconvénients
CPh-2D	• facilité de l'insertion les états de défauts. • possibilité de fabrication aux échelles de l'optique intégrée. • plus accessibles aux diverses méthodes d'étude numérique. • complexité intermédiaire	• pertes de diffusion hors plan. • nécessite un grand rapport hauteur/largeur (hauteur/période) • absence de confinement vertical.
CPh-3D	• obtenir une véritable BIP complète. • configurations cristallines très diverses (CFC, CCC, diamanté...)	• difficultés de fabrication. • fabrication très coûteux, chronophage et géométrie complexe. • problèmes d'homogénéité à grande échelle. • contrôle délicat des défauts (cavités ou guides). • intégration difficile dans les dispositifs optiques.

I.5 Propriétés principales des cristaux photoniques -2D

I.5.1 La structure connectée et la structure déconnectée

Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles, on trouve deux types de configurations les plus répandus : le cristal photonique de type « *connecté* » et le cristal photonique de type « *déconnecté* ».

▪ **Les structures connectées** : ce type de structures à CPh-2D est construit par des réseaux périodiques de tiges diélectriques avec un indice de réfraction élevé incorporé dans le matériau de fond avec un indice de réfraction faible (Figure I.16.a).

▪ **Les structures déconnectées** : Les cristaux photoniques bidimensionnels de type déconnecté peuvent être construits par des réseaux périodiques de trous d'air cylindriques noyés dans un matériau de fond avec un indice de réfraction élevé, comme le montre la figure I.16.b.

Pour les deux structures, la fonction diélectrique du cristal photonique est distribuée périodiquement dans la direction perpendiculaire à l'axe des tiges diélectriques (ou des trous d'air). Lorsqu'une onde électromagnétique est incidente le long du plan perpendiculaire aux tiges diélectriques (ou aux trous d'air), les états de propagation de l'onde électromagnétique seront contrôlés par l'effet de bande interdite photonique provenant de fortes diffusions multiples et d'interférences dans l'interface entre les tiges diélectriques (ou les trous d'air) et le matériau de fond à faible indice de réfraction. L'onde électromagnétique incidente verra une distribution homogène de la fonction diélectrique lorsqu'elle est incidente dans la direction parallèle aux tiges diélectriques. Donc, il n'existe aucun effet de bande interdite photonique qui puisse influencer le processus de propagation de l'onde électromagnétique dans cette direction [27].

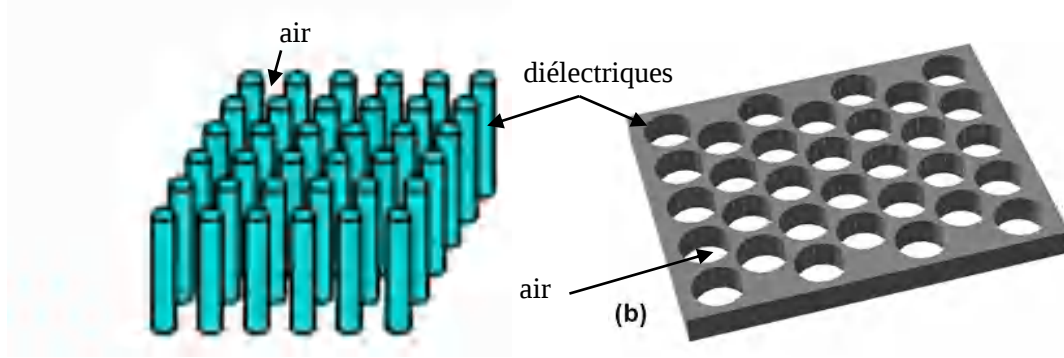


Figure I.16 : Types de structure à CPh-2D **a)** tiges diélectriques dans l'air, **b)** trous d'air dans la région diélectrique.

Les propriétés de la bande interdite photonique d'un cristal photonique bidimensionnel sont principalement déterminées par les paramètres opto-géométriques du cristal photonique,

- Le contraste d'indice entre un matériau diélectrique élevé et un matériau diélectrique faible.
- La constante de réseau et le rayon des tiges diélectriques ou des trous.
- Le type de la structure à CPh proposée et sa forme géométrique.
- Les propriétés de dispersion des matériaux diélectriques.

I.5.2 Caractéristiques opto-géométriques d'un cristal photonique 2D

En générale, les paramètres importants des structures à CPh-2D sont la constante de réseau a , le rayon de tige r et la constante diélectrique ε (ou indice de réfraction n)

▪ Le contraste d'indice « $\Delta\varepsilon$ »

Pour une structure à CPh bidimensionnel, le contraste d'indice est défini par la différence entre l'indice de réfraction de la matrice diélectrique ε_1 et l'indice de réfraction des motifs constituant le réseau ε_2 .

▪ La constante de réseau « a » et le rayon « r » (des tiges ou trous)

La figure I.17 montre que la constante de réseau « a » est la distance fondamentale entre deux tiges constitutives. Il détermine la région spectrale où le CPh interagit avec l'onde électromagnétique.

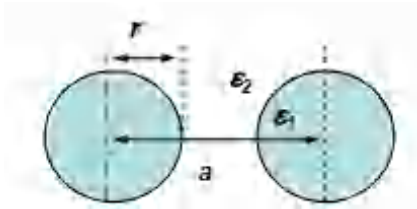


Figure I.17 : Définition de rayon du réseau r et de la période a .

▪ Le facteur de remplissage « f »

Le facteur de remplissage pour un réseau bidimensionnel désigne le rapport entre l'aire du motif (ici on a : $A = \pi \cdot r^2$, où r est le rayon du disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau dont [28] :

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{cellule élémentaire}}} = \frac{A}{A_c} \quad (\text{I.33})$$

Pour le réseau triangulaire l'aire de la cellule élémentaire est donné par : $A_c = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2$ où a est la constante de réseau. Alors le facteur de remplissage est défini par :

$$f = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\pi r^2}{a^2} \quad (\text{I.34})$$

Pour le Réseau carré l'aire de la cellule élémentaire est : $A_c = a^2$ Alors on peut écrire le facteur de remplissage par la relation suivante :

$$f = \frac{\pi r^2}{a^2} \quad (\text{I.35})$$

I.5.3 Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin

Beaucoup de propriétés des cristaux photoniques sont directement compréhensibles par l'étude de leur diagramme de bandes. Les surfaces de dispersion des CPh ont des périodes et symétries qui découlent de celles du réseau direct. Pour les étudier, on utilise les notions de réseau réciproque et de zones de Brillouin. Le réseau réciproque d'un CPh-2D est défini à partir du réseau réel par la relation suivante [14] :

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi \delta_{ij} \quad (\text{I.36})$$

où les a_i et b_j sont les vecteurs des réseaux réels et réciproque respectivement, δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Les propriétés géométriques élémentaires des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires de trous circulaires sont résumées dans le Tableau I.3.

Tableau I.3 : Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires.

	Réseau carré	Réseau triangulaire
Vecteurs directes (a_1, a_2)	$a_1 = (1, 0)$ $a_2 = (0, 1)$	$a_1 = (1, 0)$ $a_2 = (\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2})$
Vecteurs réciproques (b_1, b_2)	$b_1 = \frac{2\pi}{a} (1, 0)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a} (0, 1)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a} (1, -\frac{1}{\sqrt{3}})$ $b_2 = \frac{2\pi}{a} (0, \frac{2}{\sqrt{3}})$

Les zones de Brillouin sont des régions qui partitionnent l'espace réciproque associé au cristal. Il en existe une infinité et peuvent être définies à l'aide des plans de Bragg qui sont les plans médiateurs de l'ensemble des vecteurs formés par des combinaisons linéaires des vecteurs du réseau réciproque.

On appelle zone de Brillouin irréductible la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) en utilisant les symétries du réseau réciproque.

La figure I.18 donne une représentation graphique des réseaux réciproques, de la première ZB et de la ZB irréductible pour les réseaux 2D carrés et hexagonal. Pour le réseau carré, la première zone de Brillouin est un carré (LMNO) dont le centre est le point Γ de coordonnée (0,0). La zone de Brillouin irréductible est alors un triangle communément appelé (Γ XM) dont la surface est $1/8$ de celle de la première zone de Brillouin. Dans le cas du réseau hexagonal, les vecteurs du réseau réel ne sont plus colinéaires à ceux du réseau réciproque. La première ZB est un hexagone (ABKCDE) et sa ZB irréductible est un triangle (Γ MK) dont la surface est $1/12$ de celle de la première ZB.

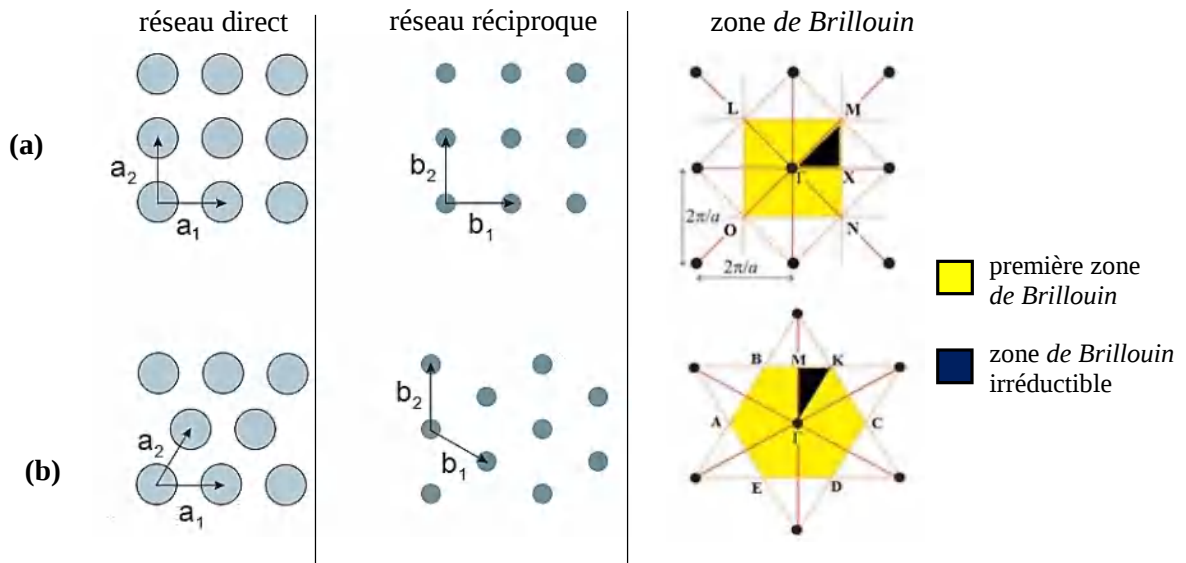


Figure I.18 : Réseau direct, réciproque, zone de Brillouin pour les réseaux à CPh-2D a) carré, b) triangulaire [29].

I.5.4 Relations de dispersion

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

La figure I.19 représente les diagrammes de bandes pour les réseaux carré et hexagonal pour les deux polarisations. La structure étudiée correspond à une matrice bidimensionnelle de trous d'air ($n_{air} = 1$) submergé dans un matériau diélectrique de silicium ($n_{Si} = 3.5$). Le diamètre des trous est égal à $0.288a$ dans les deux géométries, ce qui correspond des facteurs de remplissages différents selon le réseau ($f = 0.26$ pour le réseau carré, $f = 0.30$ pour le réseau hexagonal). Une bande interdite pour la polarisation TE est obtenue pour le réseau hexagonal.

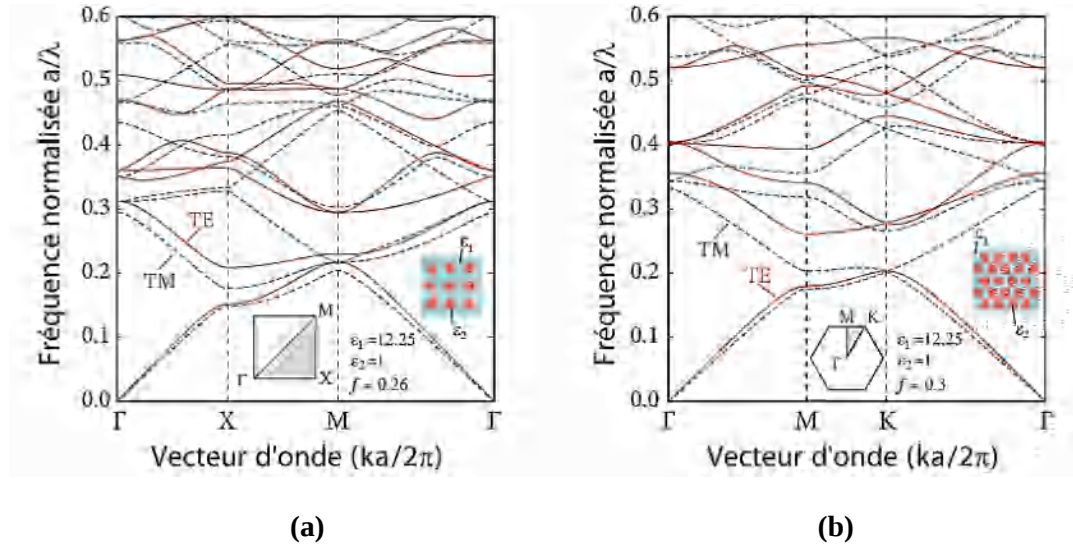


Figure I.19 : Diagramme de bandes d'un CPh-2D de trous d'air dans un diélectrique du Si. Le calcul a été effectué par la méthode PWEM pour TE et TM. **a)** réseau carré, **b)** réseau triangulaire [14].

I.5.5 Diagramme de bande

Le diagramme de bande appelé "diagramme de dispersion" est une représentation graphique d'ensemble de courbes où chacune schématise la relation de dispersion $\omega(k)$ liant la pulsation au vecteur d'onde k . Ce diagramme est la caractéristique principale d'un cristal photonique car il permet de donner des informations sur la propagation de l'onde électromagnétique dans la structure.

A deux dimensions, il est nécessaire de considérer deux directions de propagation différentes connu : TE (avec le champ E perpendiculaire à l'axe des trous) et TM (où E est parallèle à l'axe des trous). Ces deux polarisations sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bande indépendants. Il n'existe donc pas forcément une bande interdite dans les deux cas.

Il existe de nombreux degrés de liberté lors de la conception d'un cristal photonique 2D. En particulier, il est possible pour un type de réseau choisi d'ajuster le paramètre de maille (a) et le facteur de remplissage (f). Ces paramètres influencent directement les propriétés et l'allure du diagramme de bandes associé au cristal photonique réalisé, en particulier la largeur et la position de la bande interdite. Lorsque les bandes interdites photoniques pour les polarisations TE et TM se recouvrent, on parle alors de bande interdite complète. La configuration la plus propice à l'obtention d'une bande interdite complète est constituée d'un réseau triangulaire de trous dans un diélectrique de haut indice de réfraction (exemple dans la figure I.20). En effet, la bande interdite sera d'autant plus large tant le contraste d'indice est grand. Quant au réseau triangulaire, sa première zone de Brillouin est celle qui a la forme la plus circulaire possible, donc la plus favorable à l'ouverture d'une bande interdite. Un exemple de bande interdite complète est donné sur la figure I.20 dans le cas d'un réseau hexagonal de trous d'air dans du silicium. On voit l'apparition d'une large bande interdite pour la polarisation TE et une réduite pour la polarisation TM.

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. En outre, la manifestation d'une BIP complète a été observée expérimentalement [30].

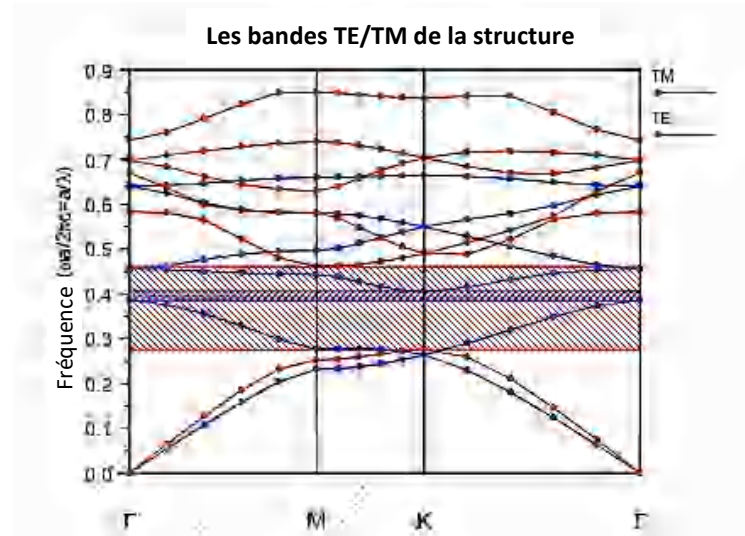


Figure I.20 : Diagramme de bande d'un CPh hexagonal de trous d'air incorporé dans le silicium avec $\epsilon_{\text{si}} = 11,6$ et $r/a=0,43$ pour les polarisations TE et TM. Seules les fréquences comprises entre 0,385 et 0,406 permettent l'ouverture d'une bande interdite complète [31].

De telles structures, le diagramme des bandes sont calculées à l'aide de la méthode des ondes planes (PWE) de cristaux photoniques parfaitement périodiques qui sera détaillée dans la section I.8.

I.5.6 Etats de polarisation d'un réseau à CPh-2D

Lorsque le contraste de l'indice de réfraction augmenté, il ouvre la possibilité de créer des bandes interdites complètes. Si, pour une certaine gamme de fréquences, un cristal photonique interdit la propagation d'ondes électromagnétiques de n'importe quelle polarisation circulant dans n'importe quelle direction à partir de n'importe quelle source, on dit que le cristal a une bande interdite photonique complète [9]. De nombreuses applications des cristaux photoniques reposent sur l'existence de telles bandes interdites. Par exemple, les cristaux photoniques peuvent être utilisés comme miroirs omnidirectionnels lorsqu'ils sont exploités à l'intérieur d'une bande interdite complète. En effet, dans ce cas, le rayonnement entrant doit être complètement réfléchi car il n'y a pas d'états de masse d'un cristal photonique auquel se coupler.

Par exemple, nous présentons des diagrammes de bandes (figure I.21.b et I.21.c) des états polarisés TE et TM pour un réseau de cristal photonique triangulaire (figure I.21.a) [8]. Sur la figure I.21.b (la courbe de dispersion est calculée pour : $f = 0,4$; $n_a = 1$; $n_b = 3.56$), on peut remarquer que cette structure de type connectée ouvre une bande interdite complète (dans l'ombre rouge) pour la polarisation TE et aucune bande interdite complète pour les états TM. Par simple inversion des régions matérielles où : $f = 0,4$; $n_a = 3.56$; $n_b = 1$, les structures de type déconnectées ont une bande interdite complète (en ombre bleue) pour la polarisation TM et aucune bande interdite complète pour les états TE comme le montre la figure I.21.c.

Enfin, notons au passage que la conception de cristaux photoniques avec des bandes interdites complètes pour les polarisations TE et TM est plus difficile, cependant possible [32].

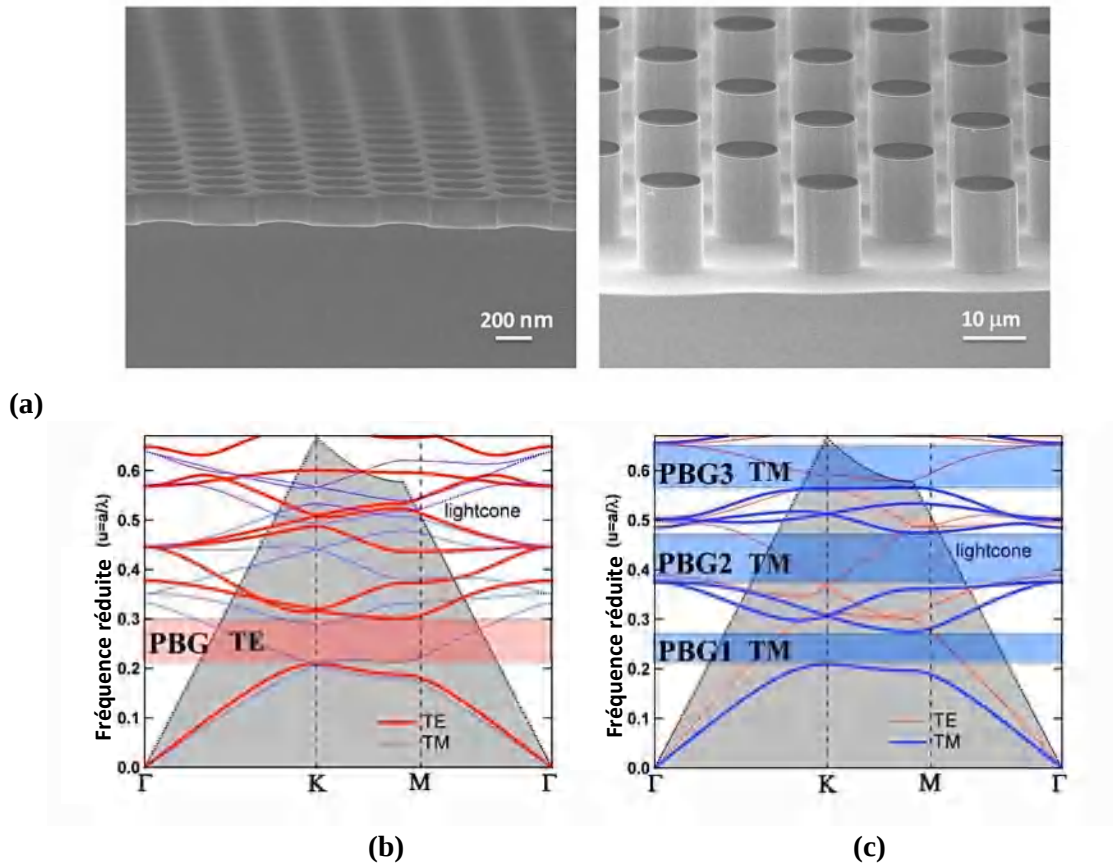


Figure I.21 : **a)** Images SEM de CPh-2D de type connecté (à gauche) et de type déconnectée (à droite). **b)** Diagrammes de bandes pour les modes TE et TM dans les CPh à fort contraste d'indice. **c)** structure connectée, mieux adaptée à la polarisation TE. **c)** structure déconnectée, mieux adaptée à la polarisation TM. [14].

I.5.7 Carte des bandes interdites

Une carte des bandes interdites montre les bords de la bande interdite en fonction du facteur de remplissage f (figure I.22). Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière. La figure I.22.a) montre une carte des bandes interdites en polarisation TE et TM d'un cristal photonique de réseau de trous d'air immergé dans un matériau diélectrique du silicium. Pour ce réseau triangulaire les bandes interdites TE et TM s'ouvrent respectivement à $f \approx 0.1$ et à $f \approx 0.61$. La région de la bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM et se situe dans la fenêtre d'énergie $u = 0.37-0.56$. Les énergies des bords de bandes se décalent vers les hautes énergies lorsque le facteur de remplissage augmente.

La figure I.22.b représente la carte des bandes d'un réseau carré, les bandes interdites en polarisation TE et TM s'ouvrent respectivement pour $f = 0.32$ et $f = 0.48$.

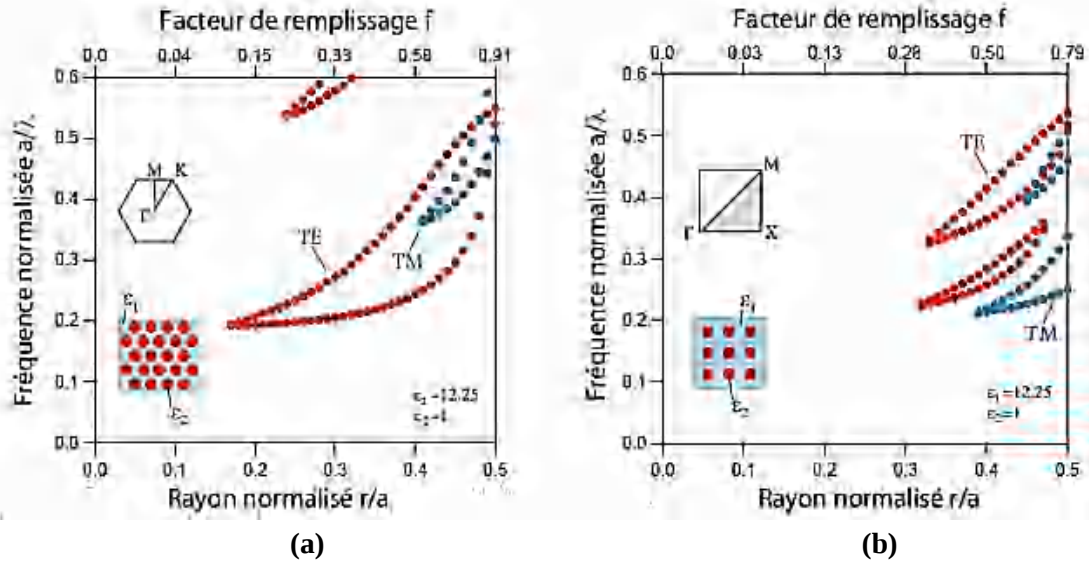


Figure I.22 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=12.25$) : **a)** Réseau triangulaire, **b)** Réseau carré [9].

Cependant, on constate que dans le cas d'un réseau triangulaire, les bandes interdites TE sont nettement plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles. Ce qui explique pourquoi le réseau triangulaire est généralement plus exploité que le réseau carré et souvent préféré pour confiner la lumière. Pour avoir une bande interdite photonique plus large dans une application bien définie, il est nécessaire de spécifier les paramètres opto-géométriques de la structure proposée tels que : permittivités des matériaux à CPh, la constante de réseau, le rayon des tiges du matériau diélectrique ainsi le type de réseau. Comme le montre la figure I.23, ces valeurs choisies conduisent à générer un spectre de résonance centré dans la longueur d'onde désirée (on cite l'exemple de la longueur d'onde de télécom centré à $1.55 \mu\text{m}$).

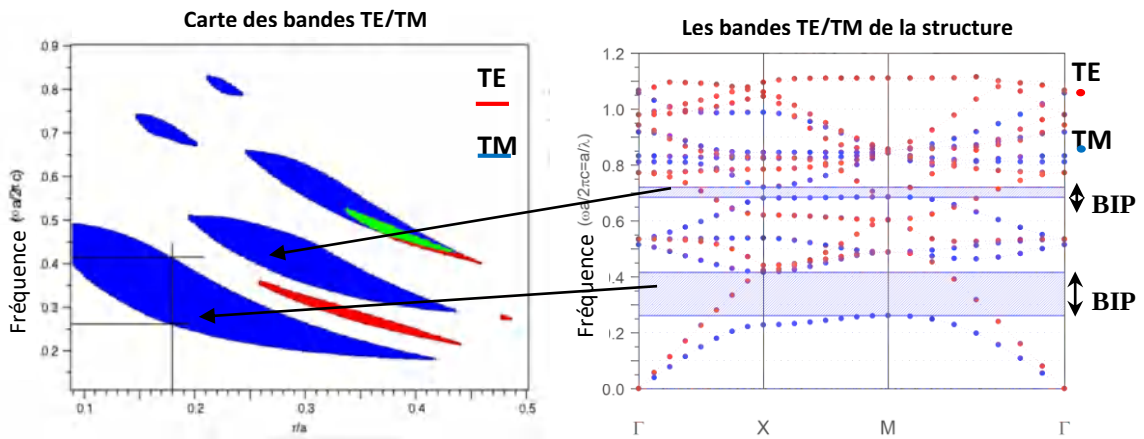


Figure I.23 : **a)** Carte des bandes pour une structure initiale connectée de type carré à CPh-2D selon le rapport (r/a), $r/a=0.18$, **b)** diagrammes de bandes TE et TM pour $r/a=0.18$.

I.5.8 Les matériaux utilisés pour la fabrication des CPh-2D

La fabrication des cristaux photoniques nécessite des matériaux transparents dans les domaines du visible ou du proche infrarouge et de permittivité diélectrique élevée. En

conséquence, les semi-conducteurs sont très bien adaptés pour cette application. Pratiquement, on peut alors distinguer deux familles :

- Les semi-conducteurs III-V sont les plus exploités. Ils ont un gap électronique direct, ce qui leur assure d'excellentes propriétés optiques. Leur importance pour les technologies photoniques vient du fait qu'elles offrent la possibilité d'une véritable intégration monolithique de composants optoélectroniques. Dans le cas des matériaux semi-conducteurs, un assemblage de matériaux binaires adapté permet d'ajuster la longueur d'onde d'émission. Par exemple, le semi-conducteur ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est obtenu à partir de la substitution d'une fraction x d'atomes de Ga dans le semi-conducteur binaire GaAs par des atomes d'Al. D'une manière générale, il est possible de couvrir tout le spectre optique en ajustant l'énergie de la bande interdite et donc l'émission laser [33].

- A l'inverse, la filière des semi-conducteurs IV-IV est bien moins coûteuse et technologiquement mieux maîtrisée car elle bénéficie directement des avancées de la microélectronique. Cependant, ces matériaux sont à priori peu favorables à la fabrication de dispositifs actifs du fait de leur gap indirect qui leur procure des propriétés médiocres d'émission de lumière. Toutefois, les boîtes et puits quantiques d'alliages SiGe sont prometteurs [34] et des progrès récents sur l'émission du silicium à température ambiante rendent les semi-conducteurs IV-IV de plus en plus attractifs.

I.6. Applications des CPh-2D

La capacité de contrôler et de manipuler l'émission spontanée de la lumière en introduisant des défauts dans les CPh, a été utilisée pour concevoir les dispositifs optiques pour différentes applications orientées vers l'intégration de dispositifs photoniques. Les CPh-2D sont le choix d'un grand intérêt pour la recherche fondamentale et appliquée. La figure I.24 résume l'utilisation des CPh dans diverses applications.

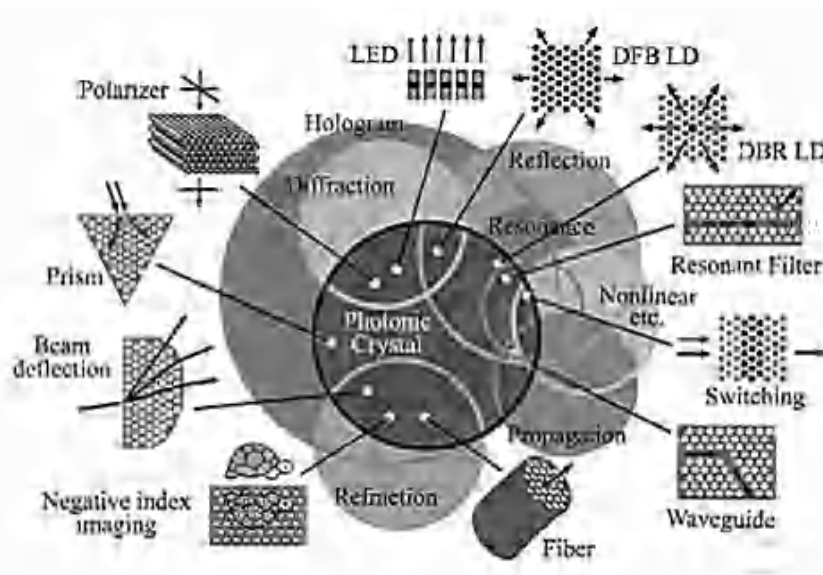


Figure I.24 : Applications des cristaux photoniques [9].

La majorité des applications des CPh utilisent le phénomène du BIP qui ouvre la voie à la conception de composants optiques dans une gamme de micromètres (μm). Les guides d'ondes et les cavités résonantes à cristaux photoniques ont été un sujet d'intérêt marqué puisqu'elles

offrent de nouvelles pistes de réaliser des composants ultra-compacts pour les communications et les capteurs photoniques.

Les guides d'ondes qui confinent la lumière via des BIP sont un nouveau développement. Généralement, le guide d'onde est destiné à transporter des ondes d'une fréquence particulière d'un endroit à un autre par un chemin courbé. De nombreux composants optiques utilisant ce guide d'onde qui sont rapportés dans la littérature tels que : les portes logique [10], les diviseurs de puissance [35], le séparateur en Y [36] et les coupleurs directionnels [37].

Il est également possible de concevoir une cavité, conçue par des défauts ponctuels ou des défauts de ligne. Différentes géométries des microcavités ont été explorées au cours des années dans le but d'augmenter leur facteur de qualité (Q). Différents dispositifs ont été proposés et étudiés dans plusieurs domaines tels que : les filtres optiques [38], les lasers [39], les multiplexeurs et les démultiplexeurs [40,41], les capteurs et biocapteurs [42,43] etc.

I.7 Défauts de cristaux photoniques-2D

Auparavant, nous avons trouvé des CPh-2D avec des bandes interdites pour la propagation dans le plan. A travers cette bande, manipuler la propagation de la lumière dans les structures diélectriques signifie deux aspects fondamentaux :

- **Structure sans défauts** : consiste à empêcher la propagation de la lumière dans la plage de fréquences sélectionnée.
- **Structure avec défauts** : on peut faire apparaître un mode localisé dans la BIP, c'est-à-dire un intervalle de fréquences de propagation permises dans la BIP.

Les structures avec défauts basées sur les CPh perturbent leurs périodicité et présentent un intérêt particulier, en raison de leur propriété de servir d'éléments de guidage ou de confinement de la lumière à l'intérieur du cristal. L'inclusion de défauts peut être utilisée pour guider sélectivement la lumière ou lui permettre de créer un espace de résonance dans de petits volumes. Alors que le contrôle du spectre de réflectance des CPh via la BIP est utile dans les dispositifs optiques. Ce faisant, des fonctions plus intéressantes telles que le guidage d'ondes dans les CPh, la localisation de la lumière et l'amélioration de l'interaction lumière-matière peuvent enfin être obtenues [14].

Les défauts peuvent être divisés en deux groupes : soit un défaut de ligne (guide d'onde), soit un défaut ponctuel (cavité) comme le montre la figure I.25. Ces types de défauts sont décrits sur la figure I.25 :

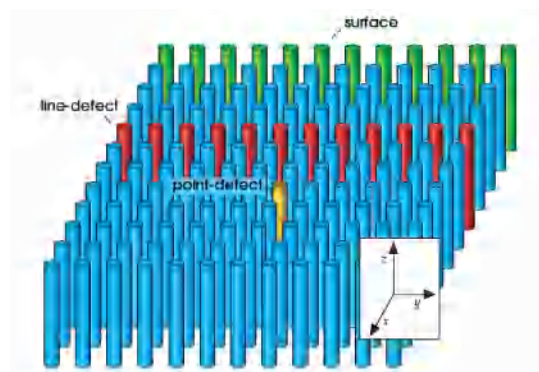


Figure I.25 : Illustration schématisant des sites possibles de défauts : ponctuels (jaune), linéaires (rouge) et de surface (vert) [15].

I.7.1 Défauts de ligne : guides d'ondes

Les modes TE et TM associés aux guides d'onde sont des modes confinés dans le guide et qui peuvent se propager le long de ce guide et avec les parois parfaitement réfléchissantes. De cette façon on peut dévier le chemin de la lumière. Il existe plusieurs façons de créer des défauts étendus dans les cristaux photoniques :

- **Dimensions des motifs élémentaires**

Pour rompre la périodicité d'une structure BIP, on peut modifier la taille du motif élémentaire en agissant sur le rayon des tiges-trous du matériau qui compose le cristal photonique (figure I.26).

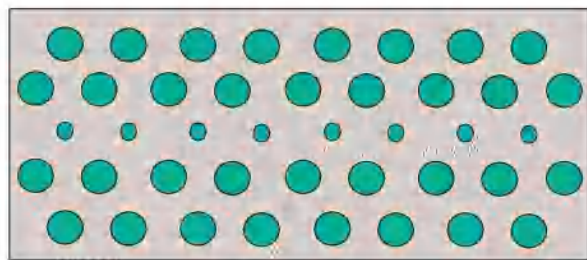


Figure I.26 : Défaut de dimension du motif élémentaire.

Sur cette figure les dimensions des motifs élémentaires de la troisième rangée ont été réduites. Il est possible de modifier localement la nature du matériau et plus concrètement en agissant sur la valeur de sa permittivité relative (figure I.27).

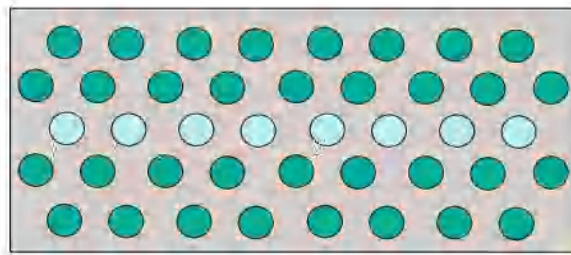


Figure I.27 : Défaut sur la permittivité relative.

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

- **Défaut par vacuité**

Le défaut par vacuité correspond à l'élimination de motifs élémentaires qui se trouvent remplacés par la permittivité du substrat (figure I.28). Les motifs élémentaires de la rangée du milieu ont été enlevés.

L'ajout de lignes supplémentaires à un guide d'ondes ajoute plus de bandes de guidage dans l'espace, tandis que la réduction de la largeur du guide d'ondes crée des bandes de guidage plus larges.

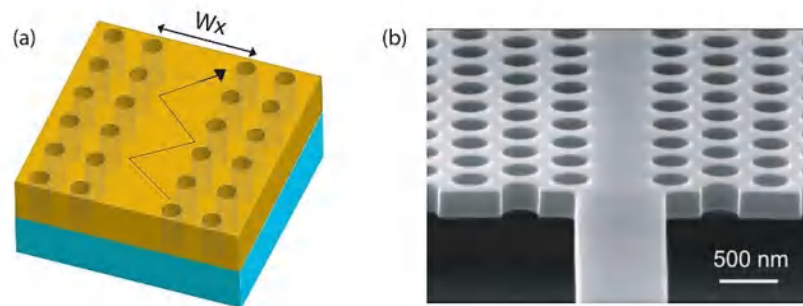


Figure I.28 : **a)** schéma Représentatif d'un guide d'onde de largeur W_x à base d'un CPh-2D planaire. **b)** Image MEB d'un guide à CPh sur membrane de Si et de son guide d'accès [13].

De plus, ils peuvent réaliser des virages et des angles nets et pratiquement sans perte, permettant ainsi de contrôler la direction de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde. Beaucoup d'efforts ont été investis dans l'optimisation de ces coudes (modification du nombre de tiges, de la taille ou de la position des tiges au niveau des coudes) afin d'éviter une perte de réflexion parasite dans une bande passante de fonctionnement raisonnable [44]. Les guides d'ondes W1 sont également étudiés de manière intensive en tant que candidats possibles pour les applications de lumière lente, car ils présentent une région de dispersion plate à proximité de la coupure de mode. Récemment, une fente d'air a été insérée dans le guide d'ondes W1, qui est appelé guide d'ondes à fente W1. Il peut permettre l'amélioration et le confinement de la lumière dans le matériau à faible indice [45].

I.7.2 Défauts de point : cavité

Les cavités basées sur les CPh sont créées en supprimant, en ajoutant ou en déplaçant la position d'un ou plusieurs (trous ou tiges) du réseau cristallin. Comme le montre la figure I.29, une cavité avec un trou d'air manquant est appelée H1 et avec trois trous manquants est appelée L3, et ainsi de suite. Avec une conception appropriée, les cavités peuvent atteindre des facteurs de qualité extrêmement élevés. Ce qui entraîne un fort effet de couplage. Les cavités à CPh trouvent un grand nombre d'applications dans l'optique intégré et l'amélioration de la lumière lente. Ils constituent également une brique prometteuse pour les bios-capteurs optiques.

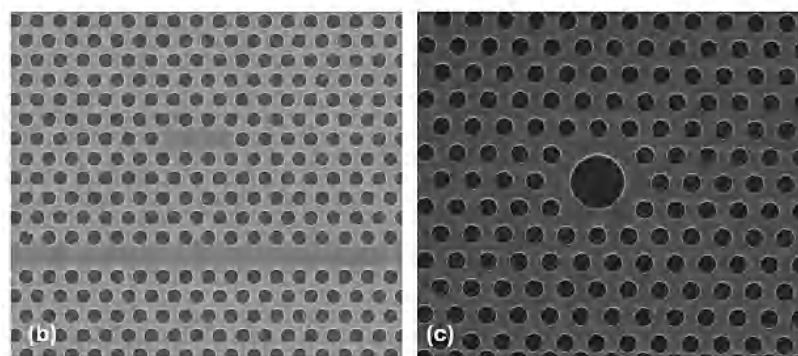


Figure I.29 : Images SEM de défauts typiques dans les CPh-2D. **(b)** Cavité L3 et guide d'onde W1. **(c)** Cavité à grand trou [14].

L'analyse de cette section est généralisée au cas de deux dimensions, ce qui nous permet de conclure que tout mode de défaut décroît exponentiellement en s'éloignant du défaut. Ils sont localisés dans le plan xy , mais s'étendent dans la direction z .

1.8. Méthodes de modélisation numérique

Dans la section (I.3.1), nous avons défini les équations de *Maxwell* qui sont utilisées pour décrire les ondes électromagnétiques. Dans un milieu isotrope, linéaire, sans pertes, de permittivité relative $\varepsilon(\vec{r})$, non magnétique.

Il existe plusieurs méthodes numériques pour résoudre ces équations. Les méthodes des ondes planes (PWE), la méthode de domaine temporel à différence finie (FDTD), les matrices de transfert, les matrices de diffraction, les liaisons fortes et le développement sur des modes propres. Parmi celles-ci, les deux méthodes PWE et FDTD sont les plus répandues comparés à ceux obtenus par des calculs.

La plupart des résultats de simulations qui seront exposés dans ce manuscrit seront confortés à des calculs des ondes planes et la méthode FDTD, réalisés grâce aux simulateurs « *BandSOLVE* » et « *FullWAVE* » du logiciel *RSoft*.

BandSOLVE est un logiciel de simulation des structures de bande photoniques. Il est basé sur la méthode des ondes planes optimisée pour les structures périodiques, idéal pour produire des diagrammes de bande des structures à bandes interdites photoniques classiques tels que 2D et 3D et les guides à cristaux photoniques en utilisant une méthode supercellule type onde plane. En outre, il peut être appliqué à des structures comme les fibres à cristaux photoniques, qui sont difficiles pour les autres techniques de simulation. *BandSOLVE* est particulièrement utile pour optimiser les propriétés des structures à cristaux photoniques, qui sont simulés par la suite par la méthode FDTD implémentée dans le logiciel *FullWAVE* pour examiner les propriétés dépendant du temps comme les pertes et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies.

1.8.1 La méthode des ondes planes (PWE)

La méthode d'expansion par ondes planes (PWE) est une technique de calcul dans le domaine fréquentiel basée sur l'expansion de Fourier des champs électromagnétiques et la fonction diélectrique. PWE est une méthode efficace pour calculer des bandes interdites. Elle est bien adaptée pour des structures périodiques de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure.

Cette méthode résout les équations de Maxwell en formulant un problème de valeur propre à partir de l'équation maître (I.24) qui donne lieu à un ensemble de valeurs propres « $\omega a/2\pi c$ » pour chaque valeur de « k », c'est-à-dire des modes optiques résolus dans l'espace vectoriel d'onde ou l'espace réciproque.

S'il est certainement possible en principe de traiter vectoriellement l'équation maître en 3 dimensions (3D) complètes, nous allons faire une approximation 2D pour deux raisons [46] :

- Premièrement, la technologie de fabrication actuelle a limité presque tous les dispositifs BIP à prendre une forme quasi-2D, où l'effet de bande interdite est utilisé dans seulement 2 dimensions et la dimension transversale repose sur la réflexion interne totale pour le confinement optique.

- Deuxièmement, les ressources de calcul requises pour un traitement 3D complet des dispositifs BIP à l'aide de la méthode des ondes planes sont actuellement d'un coût exagéré.

Un autre avantage du traitement 2D est que les polarisations TE et TM sont découplées. Dans cette configuration, la polarisation TE a les vecteurs de champ électrique se trouvant dans le plan xy et les points de champ magnétique le long de la direction z. La polarisation TM a le champ magnétique dans le plan xy et le champ électrique le long de z.

1.8.2 La méthode de domaine temporel à différence finie (FDTD)

La méthode FDTD est une technique très utilisée actuellement dans les simulations des structures à cristaux photoniques, robuste, flexible, efficace, polyvalente, facile à comprendre, facile à mettre en œuvre et conviviale utilisée pour résoudre les équations de *Maxwell* dans le domaine temporel. Elle a été initialement proposée par *Yee* en 1966 [47]. Cette méthode est adaptée à l'étude d'un défaut ou d'une cavité à cristaux photoniques. Elle nous offre la cartographie du champ électromagnétique à l'intérieur du cristal ainsi que les coefficients de transmission et de réflexion de la structure qui nous permettent de les comparer par la suite avec nos résultats expérimentaux.

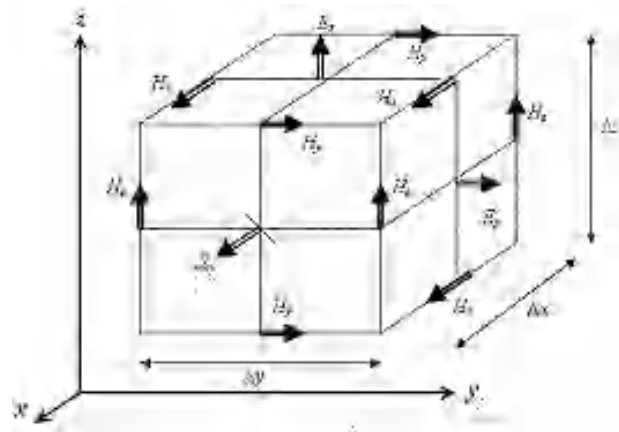


Figure I.30 : Composantes de champs électriques et magnétiques dans la cellule de *Yee*.

Le principe est basé sur la division de l'espace en cellules élémentaires (mailles élémentaires), chacune de ces mailles est caractérisée par les propriétés physiques de l'élément (permittivité, perméabilité, conductivité). À l'intérieur desquelles sont calculées les six composantes orthogonales des champs électromagnétiques (E_x , E_y , E_z et H_x , H_y , H_z). La forme particulière des équations de *Maxwell* conduit à calculer les composantes du champ électrique au milieu des arêtes des mailles. Les composantes du champ magnétique sont déterminées au centre des faces (figure I.30). La méthode FDTD possède de nombreux avantages [48] :

- Le calcul de toutes les composantes de champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir de nombreuses informations, grâce à l'utilisation de la transformée de *Fourier*. Elle est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système.
- La possibilité de donner des résultats précis même sur les structures à fort contraste d'indice comme les cristaux photoniques.

- La résolution des équations dans le domaine temporel, permet d'appréhender visuellement la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau périodique. Cela a permis d'étudier l'évolution de la transmission et de la réflexion à l'intérieur du cristal photonique.
- L'étude de réseaux de taille finie grâce aux conditions aux limites absorbantes ou bien de réseaux de taille infinie en utilisant les conditions de *PML* pour absorber les champs électromagnétiques et minimise l'effet des réflexions parasites sur les frontières du maillage.

1.8.2.1 Les conditions aux limites (PML)

Les conditions aux limites constituent un point très important dans cette méthode, elles se divisent en deux familles : les conditions aux limites d'absorptions, et les conditions aux limites périodiques. Durant notre étude on s'intéressera aux conditions absorbantes aux limites de type *PML* (*Perfectly Matched Layer*), introduite par *Bérenger* dans les années 80. Ils sont certainement les conditions absorbantes les plus performantes aujourd'hui [8].

L'efficacité de cette méthode est remarquable puisque l'épaisseur de la zone d'absorption peut être souvent limitée à cinq pas de discrétisation spatiale et l'amplitude du champ réfléchi aux bords est de l'ordre de 10^{-5} , sur une large gamme d'incidences et de fréquences. Cette méthode est à base de la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant (présentant une conductivité électrique σ et magnétique σ^* non nulle). Dans le vide, cette condition s'exprime

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (\text{I.37})$$

Où ε_0 désigne la permittivité du vide et μ_0 sa perméabilité magnétique.

Dans ce cas l'onde n'est pas réfléchi à l'interface entre les deux milieux et s'atténue dans la partie absorbante. L'épaisseur de la couche absorbante peut être choisie aussi grande que l'on veut pour limiter la réflexion en bord de domaine. Cette adaptation d'impédance n'est toutefois possible qu'à incidence normale et une réflexion à l'interface entre les deux milieux réapparaît dès que l'on s'en écarte. L'absorption n'est alors choisie non nulle que suivant l'axe normal à l'interface entre les deux milieux (figure I.31.a). À l'interface, l'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes :

- Une onde à incidence normale, ne subissant pas de réflexion à l'interface entre le milieu non absorbant et le milieu absorbant et vérifiant la condition (I.37).
- Une onde à incidence rasante ne subit aucune réflexion.

L'addition des conditions aux limites tout autour du domaine de calcul de type *PML* a l'effet d'absorber toute onde incidente arrivant avec une incidence quelconque sans engendrer de réflexion parasite (Figure I.31.b). l'épaisseur de la couche *PML* doit être choisie aussi grande que nécessaire pour absorber l'onde incidente sans trop augmenter le temps de calcul. Dans les simulations performedes sur *Rsoft*, les paramètres utilisés pour les *PML* sur les deux axes X et Z sont les suivants :

- *PML Width* = 0,5 μm (c'est l'épaisseur des régions *PML*).
- *PML Refl.* = 10^{-8} (c'est la réflectivité maximale désirée dans les régions *PML*)

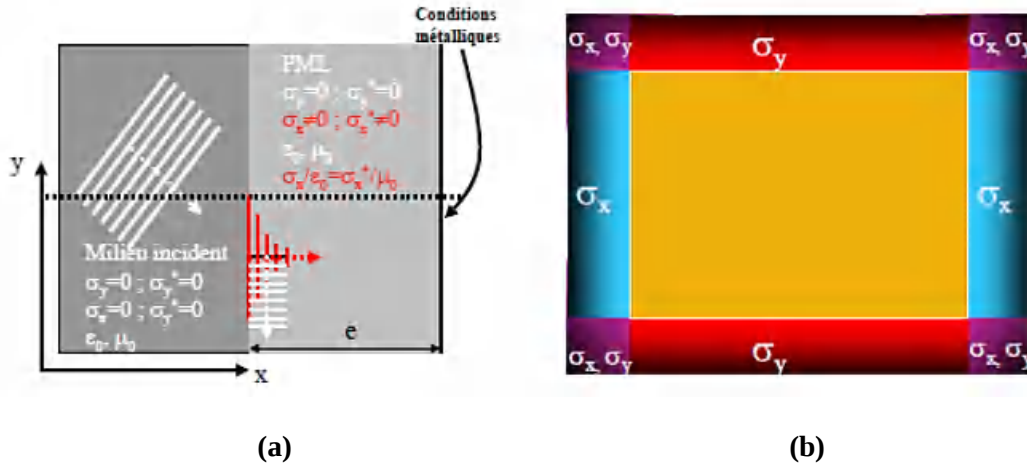


Figure I.31 : a) Allure d'un milieu de type PML, b) Utilisation des couches PML dans le cas 2D [8].

I.9 Concepts fondamentaux des CPh-2D non linéaires à effet Kerr

I.9.1 Polarisation induite et susceptibilités

L'optique non linéaire est l'étude des phénomènes qui se produisent à la suite de la modification des propriétés optiques du milieu matériel non linéaire par la présence un faisceau lumineux suffisamment intense. Précisément, seule la lumière laser est suffisamment intense pour modifier les propriétés optiques de ce système [49].

Un système linéaire, est celui qui peut acquérir une réaction proportionnelle à son influence extérieure et dispose d'une propriété bien connue, à savoir si des influences sont appliquées simultanément, la réponse produite est la somme des réponses qui seraient produites si les influences étaient appliquées séparément, où le théorème de superposition. Par contre, pour un système non linéaire, la réponse n'est pas strictement proportionnelle à son influence ; un transfert d'énergie d'une influence à une autre peut survenir [50].

La réponse d'un matériau à un champ électrique $\tilde{E}(t)$ donne lieu à une polarisation induite $\tilde{P}(t)$ dite *macroscopique* qui peut être considérée comme étant soit linéaire ou non-linéaire.

Lorsqu'on applique un champ électrique suffisamment faible, la polarisation est caractérisée par la susceptibilité linéaire du milieu :

$$\tilde{P}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \tilde{E}(t) \quad (\text{I.38})$$

Où la constante de proportionnalité $\chi^{(1)}$ est connue sous le nom de susceptibilité linéaire et ϵ_0 est la permittivité de l'espace libre.

En raison des lasers et les champs élevés qu'ils produisent, l'excitation devient plus intense, l'approximation linéaire qui considère indépendant de $\tilde{E}(t)$ n'est plus valable, donc il est maintenant nécessaire de tenir compte d'autres termes dits non linéaires qui apparaissent dans l'équation précédente (équation I.38). Ceci est accompli par l'écriture de la nouvelle expression de la polarisation qui dépend du champ électrique comme une expansion en série de *Taylor* en fonction des puissances carrés, cubes ou plus, de l'intensité de l'onde incidente sous la forme [49] :

$$\tilde{P}(t) = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \tilde{E}(t) + \chi^{(2)} \tilde{E}(t) + \chi^{(3)} \tilde{E}(t) + \dots] = \tilde{P}_L(t) + \tilde{P}_{NL}(t) \quad (\text{I.39})$$

Les quantités $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ sont respectivement appelées susceptibilités optiques non linéaires du deuxième et du troisième ordre. Dans la suite de cette section, on parlera de non-linéarités du second ordre et du troisième ordre.

I.9.2 Optique non-linéaire du second ordre

Le processus non-linéaire du second ordre résulte de la susceptibilité non-linéaire du second ordre ou, de façon équivalente, d'une polarisation relative au produit de deux champs lasers. Ce tenseur de susceptibilité décrit la réponse d'un matériau à un champ électrique et relie ce dernier à la polarisation non-linéaire du matériau. Les effets non-linéaires du second ordre consistent essentiellement en des phénomènes de *mélange d'ondes*, incluant l'addition et la différence de fréquences, mais peuvent prendre des formes très variées.

I.9.3 Optique non linéaire du 3^{ème} ordre : effet Kerr optique

Dans cette section, nous nous intéressons plus aux effets reliés au terme du 3^{ème} ordre de la susceptibilité non linéaire. Ils sont à priori d'amplitude plus faible que ceux du 2^{ème} ordre cependant présentent des fonctions très importantes en optique non-linéaire pour deux raisons :

- Tout d'abord, dans le cas des matériaux centro-symétriques, nous avons noté qu'il n'existait pas de non-linéarité du second ordre et par conséquent, la non-linéarité du troisième ordre correspond dans ce cas au premier effet non-linéaire observable.
- La seconde raison sera démontrée plus loin dans cette section : contrairement aux phénomènes du second ordre, certains processus du troisième ordre obéissent automatiquement à l'accord de phase. Dans ce cas, l'effet de la non-linéarité optique pourra se cumuler sur de très grandes distances.

L'effet Kerr optique est un phénomène de biréfringence induit par un champ électrique variable. Il caractérise un matériau ayant une susceptibilité non-linéaire de troisième ordre purement réelle $\chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_i; \omega_j, -\omega_k, \omega_l)$. C'est un processus impliquant une seule onde intense ($\omega_i = \omega_j = \omega_k = \omega_l$) et confère à certains matériaux la propriété de posséder un indice de réfraction dépendant linéairement de l'intensité « I » qui est égale au carré du champ « E » de l'onde qui le traverse. L'indice s'écrit alors :

$$n(\omega) = n_0(\omega) + n_2(\omega)|E|^2 \quad (\text{I.40})$$

Où $n_0(\omega)$ est l'indice de réfraction linéaire du matériau et $n_2(\omega)$ est le coefficient Kerr [8].

le matériau acquiert une polarisation non-linéaire donc éclairé par une onde plane d'amplitude E , de fréquence ω , et de vecteur d'onde k , cette polarisation prend la forme suivante :

$$P^{NL}(\omega) = \epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega) |E|^2 E e^{ik \cdot r} \quad (\text{I.41})$$

Le coefficient Kerr est relié à la susceptibilité non-linéaire par :

$$n_2 = \frac{\chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega)}{2n_0} \quad (\text{I.42})$$

L'indice de réfraction dépend donc linéairement de l'intensité de l'onde par l'intermédiaire de l'effet Kerr optique. Lorsque deux ondes sont co-propageantes dans un milieu qui présente de l'effet Kerr (Figure I.32) [49], l'intensité d'une onde modifie l'indice de réfraction pour l'autre. Par exemple, si l'on considère deux ondes d'un signal (pompe et sonde), on écrira l'indice pour la sonde, dont l'intensité est faible par rapport à la pompe, comme [50]:

$$n_s(\omega) = n_{s0}(\omega) + n_{2x}(\omega) I_p \quad (\text{I.43})$$

Ici, les indices s et p servent à noter les grandeurs relatives à la sonde et à la pompe respectivement. Le x désigne qu'il s'agit d'un effet croisé. Si l'on néglige la dispersion du coefficient n_2 et de l'indice de réfraction, alors : $n_{2x} = 2n_2$

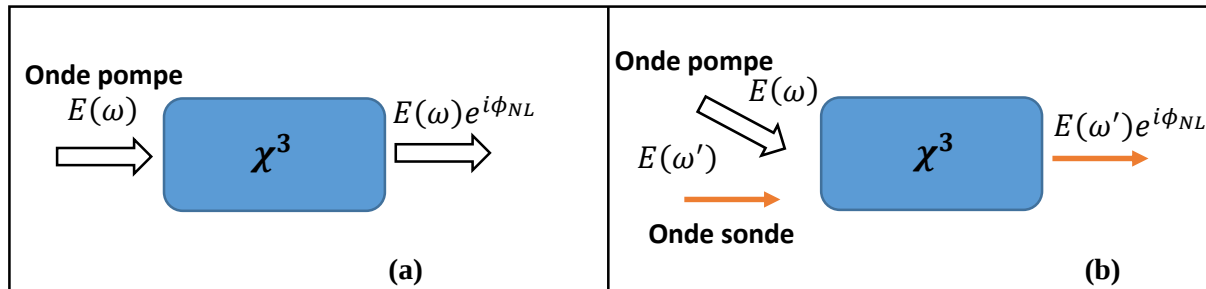


Figure I.32 : Deux méthodes afin de modifier l'indice de réfraction. **a)** : Un faisceau intense modifie sa propre propagation, **b)** un faisceau intense modifie la propagation d'un faisceau de faible intensité.

• Applications de l'effet Kerr

L'effet Kerr optique est l'un des phénomènes qui présente divers domaines d'applications, il intervient dans :

▪ Auto-modulation de phase (Self-Phase Modulation - SPM)

Ce phénomène non-linéaire a pour effet d'introduire un élargissement spectral symétrique d'impulsions optiques (Figure I.33). Lorsqu'on envoie dans un milieu Kerr une impulsion laser intense de durée picoseconde ou sub-picoseconde, on observe un élargissement considérable du spectre de la lumière (de plusieurs ordre de grandeur supérieur à celui de l'impulsion incidente). Ce résultat est gênant mais c'est possible dont tirer profit, on utilisant un filtrage du spectre pour réaliser des sources accordables en impulsion brève.

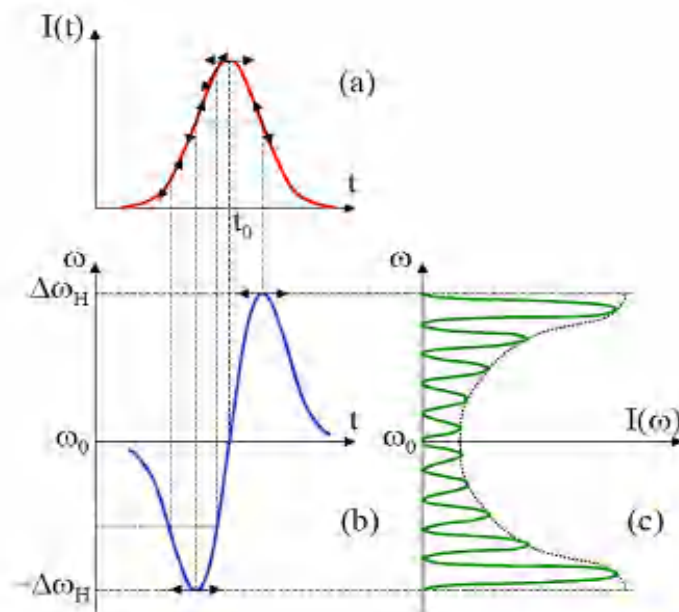


Figure I.33 : Schéma de principe de l'auto-modulation de phase.

- **Auto-focalisation (en anglais Self-focusing)**

Si un signal à intensité élevée est transmis à travers une feuille mince à éléments non linéaires présentant l'effet Kerr optique comme illustré sur la figure (I.34). Le changement maximal de l'indice de réfraction se produit au centre de cette feuille suivant le plan transversal de l'intensité élevée. La feuille agit alors comme un milieu à gradient d'indice qui confère une courbure du front à l'onde. Dans certaines conditions, le milieu peut agir comme une lentille avec une focalisation dépendante de la puissance.

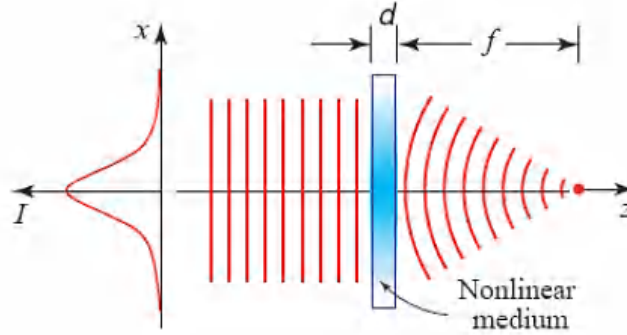


Figure I.34 : Un milieu non linéaire de troisième ordre qui agit comme une lentille dont la puissance de focalisation dépend de l'intensité de l'onde incidente [51].

I.9.4 Effets non linéaire du 3^{ème} ordre : effet Kerr dans les CPh

Afin de remédier à l'absence de la non-linéarité d'ordre 2 dans les matériaux Centro-symétriques comme le silicium, la solution est d'exploiter des processus non linéaires d'ordres plus élevés, précisément la non-linéarité d'ordre 3. Le couplage de cette dernière avec les cristaux photoniques permet d'exalter les effets non-linéaires et peut conduire à de nombreuses applications destinées au traitement tout optique du signal.

L'effet Kerr est un processus de troisième ordre, qui se traduit par un changement de l'indice de réfraction et qui dépend linéairement de l'intensité optique. C'est un effet paramétrique qui ne nécessite pas de transitions électroniques réelles. En outre, il est considéré comme un effet instantané, parce que sa vitesse est de l'ordre de vibrations électroniques.

La susceptibilité non-linéaire d'ordre trois est en général un nombre complexe que nous décomposons ainsi :

$$\chi^{(3)} = \chi_{Re}^{(3)} + i\chi_{Im}^{(3)} \quad (I.44)$$

Elle induit un effet équivalent à l'introduction d'une constante diélectrique complexe dépendante de l'intensité du champ [52].

$$\varepsilon^{NL} = 3(\chi_{Re}^{(3)} + i\chi_{Im}^{(3)})[E(\omega)]^2 \quad (I.45)$$

Ceci revient encore à considérer que l'indice réfractif est variable en fonction de l'intensité optique, cet effet est appelé « effet Kerr » décrit par l'équation I.46 :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (I.46)$$

Où l'expression du coefficient Kerr est :

$$n_2(\omega) = \frac{3\chi_{Re}^{(3)}}{4\varepsilon_0 c n_0^2} \quad (I.47)$$

On en déduit alors, qu'en terme de vitesse, l'effet Kerr représente la voie ultime pour la conception de composants toute optique ultra-rapide et cela grâce sa réponse instantanée [49], particulièrement pour les portes logiques toute optique qui feront l'objet de notre étude.

D'un autre côté, il est utile d'indiquer l'importance du choix du matériau non-linéaire à effet Kerr désiré pour exécuter une fonction logique toute optique avec des performances élevées. Trois principaux types de matériaux non linéaires ont été largement utilisés dans les cristaux photoniques approuvables : diélectriques, semi-conducteurs et matériaux polymères (Voir Tableau I.4).

La plupart des matériaux diélectriques non linéaires rencontre des inconvénients. Ils fonctionnent seulement avec des matériaux monocristallins et leurs temps de commutation relativement lent, dans la gamme milliseconde (ms) [53]. Les semi-conducteurs III-V ont été utilisés dans plusieurs applications, dans la construction et l'optimisation des dispositifs optiques à base des CPh grâce à leur grand indice de réfraction comme le silicium qui est considéré le semi-conducteur le plus répandu, néanmoins, il est difficile d'achever une commutation avec un rendement important due à sa non-linéarité relativement faible.

Les matériaux polymères ont un intérêt primordial en raison de leur cout relativement bas, facilité de fabrication et leur intégration dans les dispositifs, leur temps de réponse optique non-linéaire rapide. Afin d'obtenir une vitesse de réponse ultrarapide, nous avons prouvé par simulation dans le dernier chapitre que le choix du polystyrène (PS) pour générer l'effet Kerr. De plus ce matériau a reçu plus de considération due à son temps de réponse de l'ordre des femto-secondes (fs) et sa susceptibilité non-linéaire de 3^{ème} ordre relativement grande.

Tableau I.4 : Coefficients non-linéaires optique de matériaux ordinaires [8].

Matériau non linéaire	$n_2 (m^2/w)$
Diélectrique	10^{-20}
Di-deutérium de potassium Phosphate (KDP) [7]	2.5×10^{-20}
Semi-conducteur	10^{-17}
Silicium (Si) [8]	1.5×10^{-17}
Polymères organiques	10^{-16}
Polystyrène (PS) [6]	1.15×10^{-16}

I.9.5 Commutation toutes optique dans les cristaux photoniques à effet Kerr

D'une manière générale, la commutation toute optique dans les CPh non-linéaire peut être classée en 2 catégories [53]. Pour la première, la commutation exploite la non-linéarité du matériau en contrôlant l'intensité du signal d'entrée, c'est une sorte d'auto-commutation où l'impulsion d'entrée déclenchera la commutation optique par elle-même. Pour la seconde catégorie, la non-linéarité est exploitée par l'excitation par un faisceau commande (Pompe) qui sert à déclenché la commutation optique pour le signal d'entrée qui peut maintenir un niveau d'intensité relativement faible (voir figure I.35).

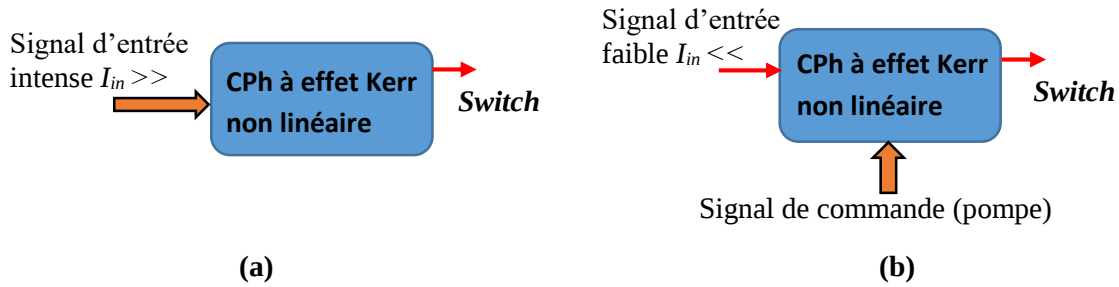


Figure II.35 : Principe de la commutation toute optique. **a)** : auto-commutation, **b)** : Commutation par un signal de commande.

I.9.5.1 Mécanismes de la commutation toute optique

Les cristaux photoniques non-linéaires fournissent de nouveaux mécanismes afin de réaliser une commutation toute optique

a. Décalage du bord de la bande interdite

Selon la théorie fondamentale de l'électromagnétisme dans les CPh, la bande interdite dépend fortement de l'indice de réfraction des matériaux qui les composent. En conséquence, pour un CPh non-linéaire présentant une non-linéarité Kerr, l'indice de réfraction changera dynamiquement sous l'incidence d'un faisceau « pompe » à haute intensité, ce qui entraînera le déplacement de la BIP (Figure I.36) [54].

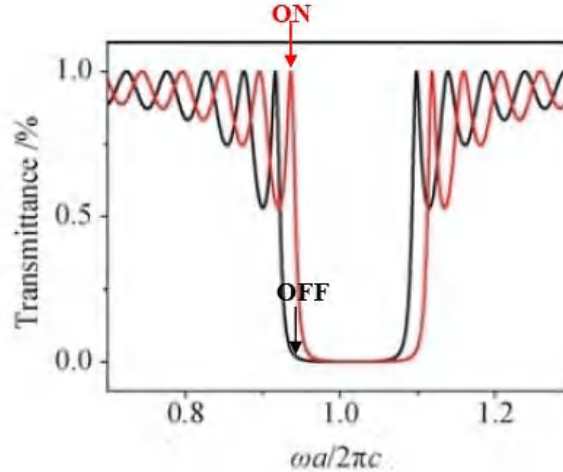


Figure I.36 : Schéma représentant une commutation optique utilisant le décalage du bord de la BIP. Les courbes rouges et noires correspondent aux spectres de transmission avant et après le signal de pompe respectivement.

Cette méthode de commutation provoque deux modes de fonctionnement :

- **Mode linéaire** I_{in} (pompe) faible : lorsque le signal se trouve juste au bord de la bande interdite, son énergie de transmission changera de façon dynamique en fonction du faisceau « pompe ». Le signal est en bande passante avec une transmission élevée est le switch est à l'état « ON ».

- **Mode non-linéaire** I_{in} (pompe) intense : en présence d'une excitation à intensité élevée, l'indice de réfraction du milieu Kerr non-linéaire augmente ce qui entraîne le décalage de la BIP vers les basses fréquences (Red shift). Le signal d'entrée se trouve dans la BIP et ne peut plus se propager dans la structure, le switch tout optique est à l'état « OFF ».

b. Décalage du mode défaut

Il existe une autre propriété, unique pour les CPh, à savoir l'existence de modes localisés de défaut qui sont facile à contrôler et à commander. Lorsqu'un défaut est introduit dans une structure périodique de manière appropriée, un état de transmission élevé apparaît dans la bande interdite avec un pic de résonance étroit, et cela correspond au mode défaut. Similaire au cas du décalage du bord de la bande interdite, P. Tran [55], a proposé le mécanisme du décalage du mode défaut, où la longueur d'onde de la lumière d'entrée « sonde » est située à la position centrale du défaut comme il est représenté dans la figure I.37. Le signal se propage à travers le CPh et le switch est à l'état « ON ». Sous l'excitation d'une « pompe » qui sert le signal de commande, l'intervalle de la BIP change suite au changement de l'indice de réfraction produit par l'effet Kerr, ce qui conduit à la variation de la position du mode défaut λ_c . De ce fait, la longueur d'onde de la lumière d'entrée λ_{in} est loin du mode défaut, donc le signal d'entrée « sonde » sera complètement réfléchi et le commutateur passe à l'état « OFF ».

Par une conception appropriée, le mécanisme du décalage du mode défaut peut être fait pour être beaucoup plus sensible que le décalage du bord de la bande interdite, de sorte qu'un petit changement de l'indice de réfraction peut entraîner la commutation. Cela peut être utile pour réduire la puissance de la pompe nécessaire à la commutation.

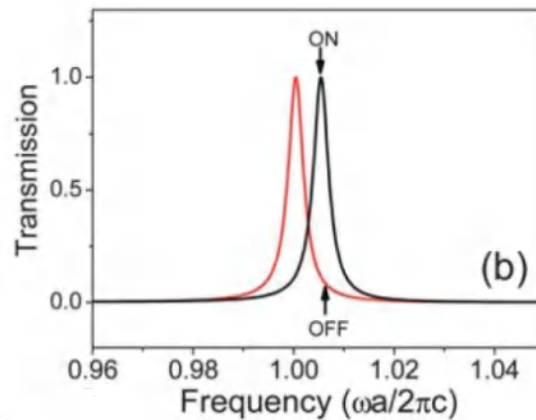


Figure I.37 : Schéma représentant une commutation optique utilisant le décalage du mode résonant. Les courbes noire et rouge correspondent aux spectres de transmission avant et après le signal de pompe, respectivement.

On note qu'un ensemble d'exemples d'applications des CPh-2D à effet Kerr non linéaire sur les portes logiques toutes optiques sont bien discutés dans la section (II.2.4) du chapitre II.

1.10 Dispositifs logiques à cristaux photoniques pour un système intégré optique [11]

Dans un système complet, des sources de lumière laser à base de cristaux photoniques, des portes logiques et un détecteur sont intégrés dans une seule puce. La figure I.38 illustre les dispositifs intégrés à base de cristal photonique. Le laser à source lumineuse est basé sur une dalle de cristal photonique 2D à motifs avec un réseau carré. Les trous sont percés dans un matériau diélectrique GaAs. La périodicité des trous est fixée à 315 nm, et le rayon des trous est réglé de 105 à 130 nm. Les lasers sont entraînés par les signaux électriques donnés et la

sortie optique correspondante est appliquée à la porte logique toute optique. Les signaux de sortie des lasers 1 et 2 sont couplés à l'aide d'un coupleur et envoyés au port d'entrée 1 de la porte logique et le signal de référence à verrouillage de phase est appliqué au port d'entrée 2. La porte logique toute optique exécute les fonctions logiques dans le domaine optique.

Dans les portes logiques intégrées à base de cristal photonique, la valeur de sortie de la porte logique sera normalisée à l'aide d'un amplificateur à CPh. Le gain de l'amplificateur est ajusté de telle sorte que le niveau de sortie soit "1" soit "0". Sur la figure I.38, la sortie de la porte logique AND est normalisée et donnée à l'une des entrées de la porte XOR et l'autre entrée provient de la sortie d'une autre porte logique précédente. Ainsi, la sortie normalisée d'une porte logique est transmise au port d'entrée de la porte logique suivante en séquence et ainsi de suite. Enfin la sortie de la dernière porte logique est appliquée au photo-détecteur. Le photo-détecteur détecte le signal optique. Le détecteur convertit le signal optique en sortie électrique.

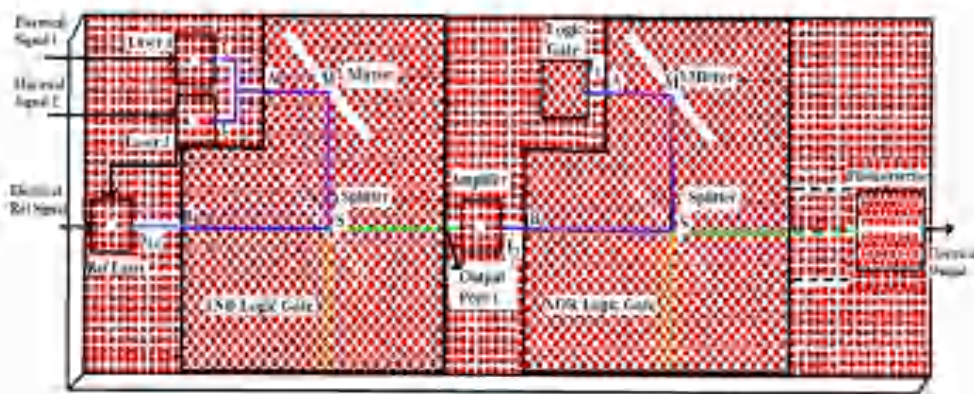


Figure I.38 : Dispositifs intégrés à base de cristaux photoniques.

I.11 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les phénomènes physiques clés qui régissent les bases théoriques des cristaux photoniques, en partant du concept bien connu de cristal photonique unidimensionnel et en le généralisant ensuite à deux puis à trois dimensions. Les propriétés essentielles des cristaux photoniques sont :

- Le comportement en miroir interférentiel des cristaux photoniques aux fréquences de leur bande interdite et leur valeur quasi unitaire atteinte pour la réflectivité.
- Les propriétés de diffraction spécifiques des cristaux photoniques, dues à la structuration à l'échelle de la longueur d'onde de l'indice optique.

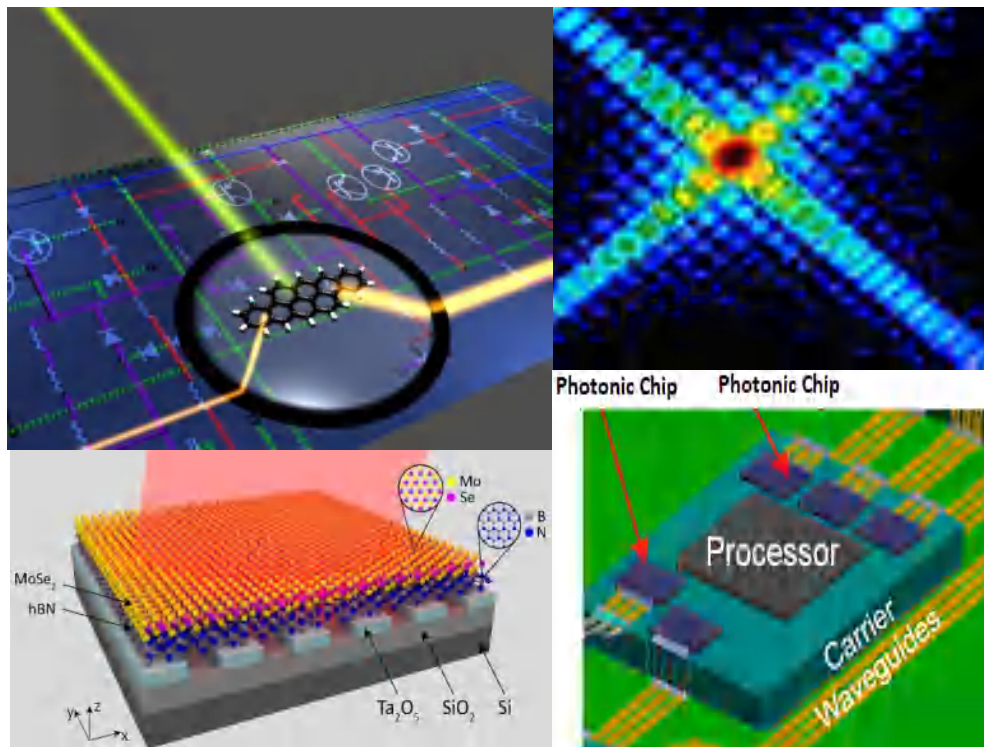
Les cristaux photoniques bidimensionnels offrent le meilleur compromis entre des propriétés intéressantes, notamment pour le domaine des composants pour l'optique intégrée, et une technologie de fabrication parvenue à maturité.

Le prochain chapitre sera consacré à la présentation des différentes techniques exploitées pour la conception des portes logiques toutes optiques à base des CPh.

Notre but étant la mise en place de concepts de base nécessaire à la conception de dispositifs tout optique de haute performance dans les CPh. Pour cela, l'exploitation des CPh non-linéaires à effet Kerr représentent une voie ultime pour la conception de composants toute optique ultra-rapide et principalement pour les portes logiques toutes optiques qui font l'objet de notre étude.

Chapitre II

Les techniques de conception des portes logiques toutes optiques à CPh-2D



Sommaire

II.1 Introduction.

II.2 Les techniques de conception usuelles des portes logiques toutes optiques.

II.2.1 Le faisceau auto-collimaté.

II.2.2 Les interférences Multi-Modes (MMI).

II.2.3 Défauts basés sur les interférences.

II.2.4 Effet Kerr non linéaire.

II.3 Synthèse.

II.4 Conclusion.

II.1 Introduction

Récemment, l'apparition des cristaux photoniques (CPh) a attiré l'attention de plusieurs équipes de recherche dans différents domaines d'applications en tenant compte à leurs propriétés intrinsèques dans le contrôle de la propagation des signaux lumineux. Les composants optiques basés sur les CPh qui permettent la miniaturisation des circuits intégrés photoniques à une échelle comparable à la longueur d'onde de la lumière [11]. De plus, ils ont considérés le futur du réseau optique en générale grâce à leurs capacités de contrôler complètement la propagation de la lumière dans toutes directions.

Les portes logiques classiques sont des éléments de base de la construction d'unités centrales de calcul. Les portes logiques toutes optiques basées sur les CPh sont des composants fondamentaux exploités dans les systèmes de communications optiques en raison de leur taux élevé de transmission de données, de leur faible consommation d'énergie et de leur taille compacte [15]. Différentes techniques de conception ont été considérées pour assurer la propagation de la lumière à l'intérieur des structures à portes logiques toutes optiques telles que : le faisceau auto-collimaté [56, 57], les interférences multi modes (MMI) [58, 59], les effets d'interférences basés sur des défauts [3, 60, 61], ainsi que les effets non linéaires [62, 63].

Dans ce chapitre, nous résumons ces techniques de conception en expliquant leurs théories de fonctionnement avec des exemples d'illustration trouvés dans la littérature. Dans la 1^{ère} section, nous commençons par la méthode du faisceau auto-collimaté qui réalise la majorité des portes logiques toutes optiques en utilisant une structure simple avec un défaut de ligne, puis nous discutons dans la 2^{ème} section de la méthode d'interférence multi-mode et montrons comment le coupleur directionnel peut être optimisé. La 3^{ème} section, est dédié à la méthode des effets d'interférences des défauts basés « portes logiques » dont on montre des structures plus simple et ultra-compacte pour différentes portes, tandis que dans la dernière section, nous couvrons les portes basées sur l'effet non linéaires et illustrons comment l'intensité du signal peut changer les propriétés de la structure dans le but de concevoir la porte logique désirée. Pour conclure, nous discutons sur les avantages et les inconvénients des structures présentées ; et fournir une synthèse sous forme de deux tableaux : le premier résume les caractéristiques principales et des différents inconvénients de chaque techniques ; le deuxième sert à comparer les principaux paramètres de conception de ces techniques ; compris le type de réseau, surface, rapport de contraste, débit binaire, polarisation du signal et longueur d'onde de fonctionnement.

II.2 Les techniques de conception usuelles des portes logiques toutes optiques

II.2.1 Le faisceau auto-collimaté

L'effet d'auto-collimation est un phénomène où la lumière incidente peut se propager dans des directions spécifiques à travers une structure sans subir aucune diffraction. Il exploite les propriétés de dispersion spatiale des ondes de Bloch pour obtenir l'onde électromagnétique sans diffraction, sans l'utilisation des guides d'ondes de défaut de ligne et ni des matériaux non-linéaire [57].

Plusieurs travaux sur la réflexion et la division de faisceaux incidents auto-collimatés ont été théoriquement suggérés et expérimentalement illustrés [64,65]. Pendant ce temps, les commutateurs optiques et les portes logiques sont considérés également des composants clés des futurs circuits intégrés photoniques. Cependant, la plupart des travaux rapportés étaient basés sur l'optique non linéaire [66], qui souffrait de certaines inconvénients, tels que la

consommation d'énergie et la plage de fréquences de fonctionnement étroite. En revanche, le phénomène d'auto-collimation est connu par leur indépendance de l'intensité lumineuse et la plage de fréquences dans laquelle le phénomène se manifeste [56]. De plus, en des comparant avec les guides d'ondes à CPh fonctionnant dans la bande interdite photonique, l'auto-collimation ne nécessite pas de confinement latéral pour empêcher la divergence du faisceau ou l'élargissement de la diffraction. Il peut libérer un alignement strict pour coupler la lumière dans des guides d'ondes bien étroits.

En général, la construction des portes logiques à CPh via les faisceaux auto-collimatés dépend du phénomène de réflexion interne totale (TIR) [15]. Principalement, le phénomène TIR se produit si l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique selon : $\theta > \arcsin(n_L/n_H)$ où n_L est le faible indice de réfraction et n_H est le fort indice de réfraction [56]. La structure représentée sur la Figure II.1 explique le concept de faisceau auto-collimaté, dont elle représente une structure à cristaux photoniques-2D de réseau carré construit des tiges diélectriques submergé dans l'air. Pour déclencher le phénomène TIR, une transition entre un milieu d'indice de réfraction supérieur à un milieu d'indice de réfraction inférieur doit être introduite en créant un défaut de ligne à l'aide des tiges diélectriques de petit rayon (tiges sélectionnées en ligne verte). Ceci est fait au lieu de supprimer totalement les tiges dans le but d'avoir un TIR faible, dont une partie du faisceau lumineux sera réfléchi et l'autre partie continuera à se propager à travers le CPh. Sachant que, la création des faisceaux transmis et des faisceaux réfléchis pour chaque signal d'entrée, un déphasage se produit entre les signaux reçus en sortie. Ainsi, les combinaisons des portes logiques peuvent être réalisées en introduisant différents déphasages entre les faisceaux incidents sur les ports d'entrées afin de créer une interférence constructive ou destructive au niveau des ports de sortie.

Un exemple d'un dispositif commutateur/porte logique toute optique basé sur les faisceaux auto-collimatés dans des CPh-2D est présenté par Y. Zhang et al [56]. Cette structure est basée sur un séparateur 3 dB induit par un défaut de ligne. Ce dispositif est pratiquement applicable aux circuits intégrés photoniques. Pour vérifier notre hypothèse, comme le montre la Figure II.1, une structure d'un réseau carré à CPh-2D composée de tiges de silicium (Si) dans l'air.

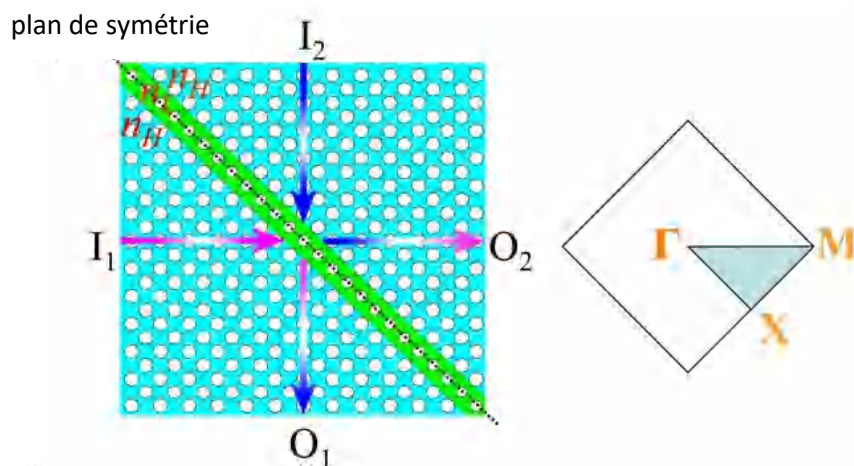


Figure II.1 : Schéma de principe de commutateur optique et des portes logiques proposés. La zone du défaut (zone verte).

Le rayon et la constante diélectrique des tiges de Si hôtes sont respectivement $r = 0,35a$ et $\epsilon = 12,0$, où a est la constante de réseau. Un défaut de ligne est créé en réduisant les rayons $r_d = 0,274a$ de 25 tiges alignées dans la direction Γ -X différentes de celles des tiges hôtes, comme indiqué par la zone verte.

Le diagramme de bande et les contours d'équifréquence (EFCs) de la première bande pour le mode polarisé E est représenté sur la Figure II.2. Les courbes des fréquences autour de 0,194 (a/λ), peut être identifié comme des carrés avec des coins arrondis centrés au point M, où λ est la longueur d'onde du rayonnement incident dont la valeur est de 1555,1 nm. On sait que la direction de propagation de la lumière dans les CPh est identique à la direction de la vitesse de groupe donnée par $v_g = \nabla_k \omega(k)$, où $\omega(k)$ est la fréquence optique au vecteur d'onde k [57]. Ainsi, le phénomène d'auto-collimation se produit lorsque la lumière polarisée E des fréquences autour de 0,194 (a/λ) se propage le long de la direction Γ -M. Il y a quatre faces dans la structure de dispositif, deux faces adjacentes fonctionnant comme faces d'entrée (I_1 , I_2), et les deux autres comme faces de sortie (O_1 , O_2).

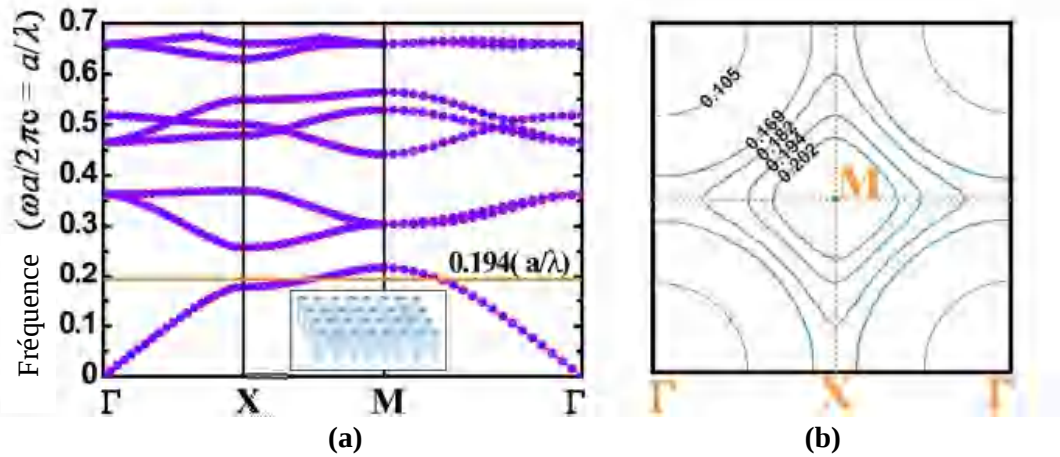


Figure II.2 : **a)** Diagramme de bande de la structure CPh pour le mode E-polarisé. La fréquence 0,194 (a/λ) est imposée par la ligne orange. **b)** Contours équifréquence de la première bande.

D'après la Figure II.1, il est clair que l'indice moyen dans la région du défaut (zone verte, les tiges de S_i réducteur) est inférieur à celui de la région environnante (zone cyan, les tiges hôtes). Ainsi, le dispositif proposé peut être considéré comme deux prismes identiques à indice de réfraction élevé n_H séparés par un espace à faible indice de réfraction n_L avec une structure spatialement symétrique. Notons que les constituants diélectriques sont non absorbants, ce qui signifie que le dispositif proposé est un système sans perte (conservation de l'énergie).

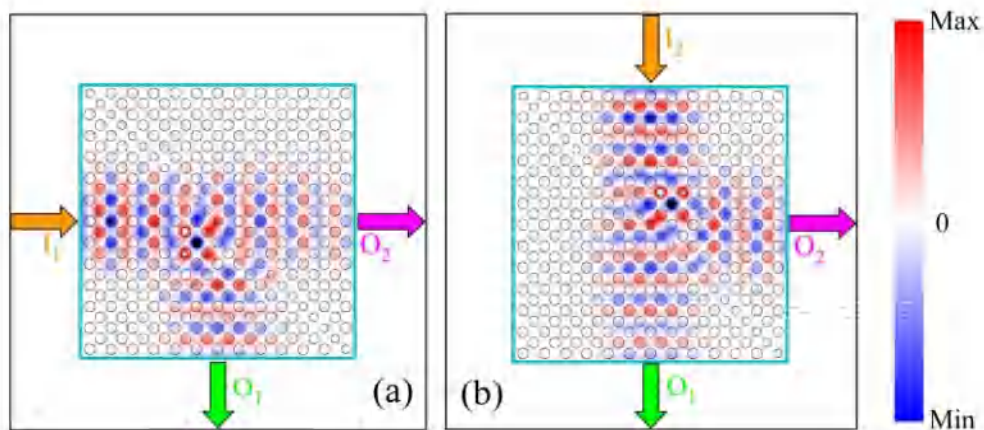


Figure II.3 : Distribution du champ électromagnétique en régime permanent du mode polarisé E à 0,194 (a/λ) **(a)** et **(b)** pour le cas où le faisceau incident n'est envoyé que sur les faces I_1 et I_2 , respectivement.

En outre, supposons que les faces d'entrée I_1 et I_2 voient un champ de faisceau $E_1 = uEe^{-i\varphi_1}$ et $E_2 = uEe^{-i\varphi_2}$, respectivement, où φ_1 et φ_2 sont réels, E représente une onde plane et u est une fonction avec la même périodicité que le CPh. Il n'y a qu'une différence de phase entre les deux faisceaux incidents. Alors on peut exprimer les intensités correspondantes aux faisceaux réfléchis et transmis par :

$$\begin{aligned} I_{01} &= |O_1|^2 = 2|uE|^2 \cos^2 \left(-\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} + \frac{\pi}{4} \right) = |uE|^2 [1 + \sin(\varphi_1 - \varphi_2)] \\ I_{02} &= |O_2|^2 = 2|uE|^2 \cos^2 \left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} + \frac{\pi}{4} \right) = |uE|^2 [1 - \sin(\varphi_1 - \varphi_2)] \end{aligned} \quad (\text{II.1})$$

Mis à part le cas commun où u ou E est nul, nous pouvons voir que :

$$\begin{aligned} I_{02} &= 0, I_{01} = 2|uE|^2 \text{ quand } \varphi_1 - \varphi_2 = 2k\pi + \pi/2 \text{ Et :} \\ I_{01} &= 0, I_{02} = 2|uE|^2 \text{ quand } \varphi_1 - \varphi_2 = 2k\pi - \pi/2 \text{ ou } k \text{ est un entier.} \end{aligned}$$

La fonction de commutation peut être réalisée en introduisant une certaine différence de phase entre les deux faisceaux, comme illustré sur la Figure II.4.a. Un modulateur de phase a été introduit à la branche d'entrée I_2 , le faisceau couplé dans lequel nous considérons comme le faisceau de contrôle. Les Figures II.4.b et II.4.c montrent les distributions de champ en régime permanent simulées du commutateur. Il montre qu'une fois le faisceau de contrôle introduit, l'état de sortie du dispositif peut être contrôlé comme suit :

- Lorsque la différence de phase $\varphi_1 - \varphi_2$ est définie sur $2k\pi + \pi/2$ où k est un nombre entier, les lumières d'entrée seront émises par la face O_1 , et il n'y a aucune lumière de sortie sur la face O_2 , comme illustré à la Figure. II.4.b.
- Si la différence de phase est modifiée en $2k\pi - \pi/2$, la puissance lumineuse sera émise par la face O_2 et la face de sortie O_1 sera coupée, comme le montre la Figure II.4.c. La commutation est donc réalisée.

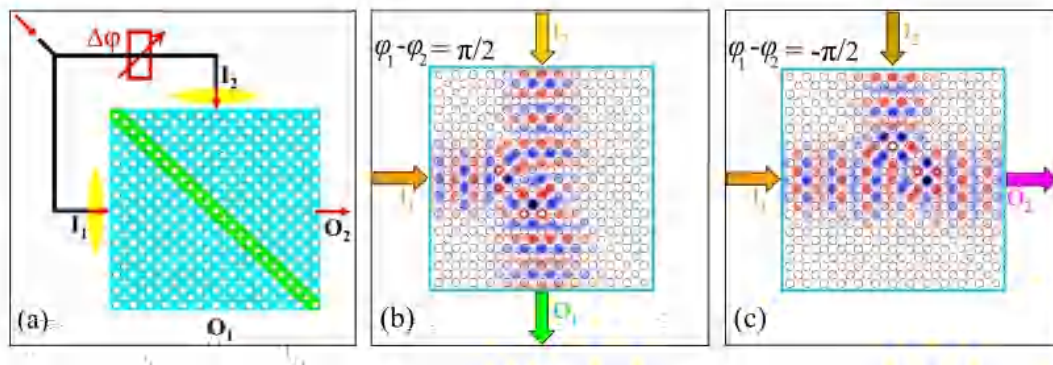


Figure II.4 : **a)** Schéma de principe du commutateur dont deux faisceaux de phases différentes sont incidents sur les entrées I_1 et I_2 . **b)** et **c)** Distribution du champ électromagnétiques en régime permanent du mode polarisé E à $0,194 (a/\lambda)$. La différence $\varphi_1 - \varphi_2$ définie comme $\pi/2$ et $-\pi/2$.

Le dispositif proposé peut également fonctionner comme des portes logiques OR et XOR. Sur la base des simulations précédentes, nous pouvons constater que si la différence de phase $\varphi_1 - \varphi_2$ est définie sur $2k\pi + \pi/2$, les faces de sortie O_1 et O_2 fonctionnent respectivement comme des portes logiques OR et XOR, comme le montrent les Figures. II.3 et II.4.b.

Alternativement, si la différence de phase $\varphi_1 - \varphi_2$ est définie sur $2k\pi - \pi/2$, les faces de sortie O_1 et O_2 fonctionnent comme des portes logiques XOR et OR, respectivement, comme illustré sur la Figures. II.3 et II.4.c.

La Figure II.5.a illustre le réseau CPh-2D utilisé pour concevoir des portes logiques AND, NAND, XNOR and NOR présenté par [57]. Lorsque le faisceau auto-collimaté est incident sur le défaut de ligne, il est partiellement réfléchi et partiellement transmis. Le rapport de division de puissance au niveau du défaut de ligne et la différence de phase entre les signaux d'émission et de réflexion dépendent du rayon de la tige de défaut.

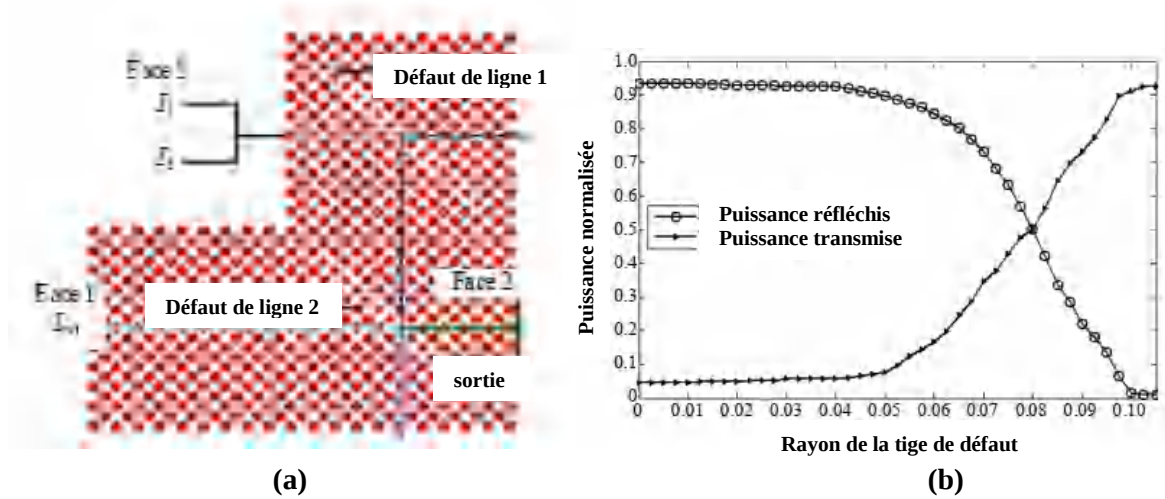


Figure II.5 : Structure de la porte logique et rapport de puissance : **a)** la structure proposée des portes logiques, **b)** la puissance transmise normalisée et la puissance réfléchiée par rapport au rayon des tiges de défaut.

D'après la Figure II.5.b, il est évident que lorsque le rayon (r_d) de la tige de défaut est de 83 nm, la puissance de transmission et la puissance de réflexion sont divisées également. Si les rayons des tiges de défauts sont supérieurs à ceux des tiges locales, le déphasage entre le signal émetteur et le signal réfléchissant est de « $-\pi/2$ », alors que s'il est inférieur à ceux des tiges locales, le déphasage est de « $\pi/2$ ». Donc, nous utilisons l'équation suivante pour créer la différence de phase égal à $\pm\pi/2$ [67]:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta n \times 2r = \frac{4\pi}{\lambda_0} r \times \Delta n \quad (II.2)$$

λ_0 est la longueur d'onde incidente et "r" est le rayon du défaut ponctuel, Δn est la différence d'indice de réfraction des tiges diélectriques et le fond et $\Delta\varphi$ est le retard de phase.

Lorsque deux signaux auto-collimatés avec une différence de phase appropriée sont introduits au niveau du défaut de ligne, Les intensités des signaux constructifs et destructeurs (faisceaux réfléchis et transmis) sont respectivement $2|uE|^2$ et 0, où E représente une onde plane et u une fonction de périodicité du CPh.

Pour démontrer les fonctions des portes logiques, l'expérience numérique est réalisée. Deux signaux optiques d'entrée polarisés TM gaussiens (I_1 et I_2) sont envoyés au niveau du défaut de ligne 1, et le signal optique de référence (I_{ref}) est lancé au niveau du défaut de ligne 2. La longueur d'onde des signaux d'entrée et de référence est fixée à 1555,1 nm.

Pour la simulation logique de la porte « AND », les signaux d'entrée I_1 & I_2 et les intensités de référence I_{ref} sont respectivement pris comme $2I_0$ et $0,5I_0$. Les signaux d'entrée et

de référence sont interférés de manière constructive ou destructive au niveau du défaut de ligne 2. Le signal interféré destructif est considéré comme une sortie au niveau du port de sortie A.

- Lorsqu'aucun signal d'entrée n'est fourni, seul I_{ref} ($0,5I_0$) est incident sur le défaut de ligne 2, et il est divisé également. L'intensité de sortie est donc « $0,25I_0$ ».

- Si l'une des entrées est élevée, le signal d'entrée ($2I_0$) est divisé également en faisceaux transmis et réfléchi par le défaut de ligne 1. Le faisceau d'entrée réfléchi (I_0) sera incident sur le défaut de ligne 2. Dans ce défaut de ligne 2, l'entrée réfléchie est à nouveau divisée et interférée avec le faisceau de référence transmis. On constate que l'intensité de sortie est de « $0,25I_0$ ».

- Lorsque les deux signaux d'entrée sont appliqués, le faisceau réfléchi par le défaut de ligne 1 est $2I_0$. Au deuxième défaut de ligne, le faisceau d'entrée réfléchi (I_0) interfère de manière destructive avec le faisceau de référence transmis ($0,5I_0$) et la sortie est « $0,75I_0$ ». La distribution de champ en régime permanent de la porte AND est illustrée à la Figure .II.6.

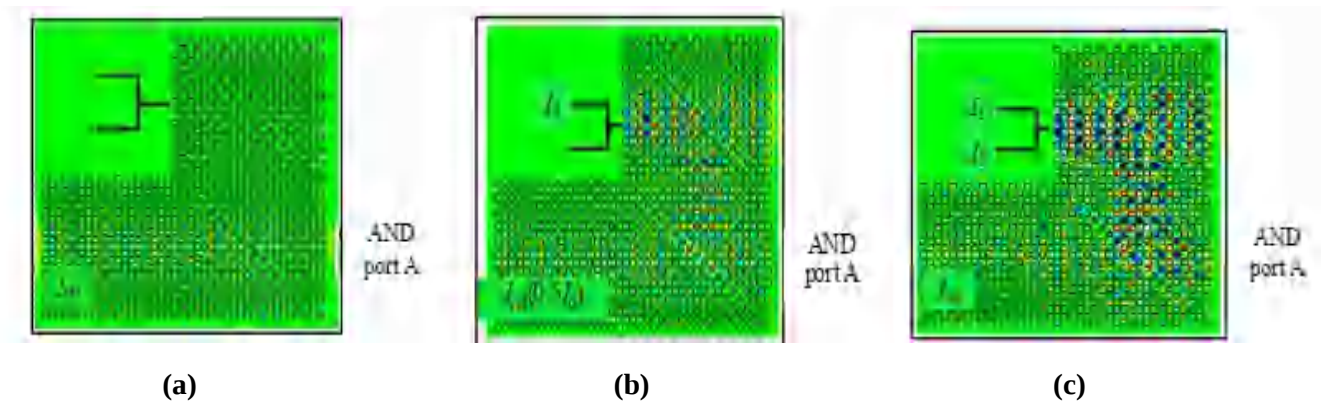


Figure II.6 : Distribution du champ électromagnétique pour la logique AND. **a)** les deux entrées sont faibles, **(b)** l'une des entrées est élevée et, **(c)** les deux entrées sont élevées.

II.2.2 Les interférences Multi-Modes (MMI)

Les dispositifs d'interférence multi-mode (MMI) basés sur une propriété d'auto-imagerie, où le lancement d'un petit champ à l'entrée excite les modes guidés dans une région MMI et interfèrent de manière constructive [68]. Ensuite, les champs excités dans la région MMI se transmutent périodiquement le long de la direction de propagation.

En général, dans les portes logiques basées sur l'MMI, les valeurs logiques d'entrée sont déterminées uniquement par la phase des signaux d'entrée pour chaque porte [15]. Dans le même contexte, on trouve ainsi des portes toutes optiques fondées sur des interférences qui utilisent des déphaseurs externes pour leur fonctionnement. En revanche, leurs utilisation provoque des inconvénients et nécessite également un espace supplémentaire [69].

Ceci peut être réalisé en utilisant des signaux Binary Phase Shift Keyed (BPSK), tandis que la valeur logique de sortie est déterminée par l'amplitude du signal de sortie indépendamment de sa phase [59]. Avec les phases de signal appropriées des signaux d'entrée, ils interagissent ensemble dans la zone MMI pour soit générer un signal au port de sortie, qui correspond à la logique "1", soit éliminer la génération de signal au port de sortie, qui correspond à la logique "0". En outre, comme la structure du dispositif MMI est un coupleur directionnel, la sortie devrait être observée à partir d'un seul port des deux ports de sortie. Ainsi,

la conception de la structure MMI implique la sélection des paramètres appropriés pour la zone effective de l'MMI de sorte que la sortie soit obtenue à partir d'un port de sortie spécifique.

La structure proposée par Y. Ishizaka et al [58] basée sur le dispositif MMI pour les portes AND et XOR est représentée sur la Figure II.7, où les ports A et B sont les entrées du dispositif, tandis que les ports X et Y sont ses sorties. La sortie de la porte dans la conception proposée n'est observée qu'à partir du port X, ce qui signifie que la valeur de sortie du port Y n'est pas prise en compte. Ce dispositif est construit en utilisant un réseau triangulaire de tiges en Si_3N_4 entouré de SiO_2 . La structure a une constante de réseau 'a', un rayon de tiges 'r' et un petit rayon de tiges r_s . Les tiges au virage r_w , r_x , r_y et r_z ont été optimisées pour obtenir le maximum de transmission possible aux ports de sortie. Un algorithme génétique approprié a été utilisé pour obtenir les emplacements des tiges afin d'optimiser leurs rayons [58]. La région MMI est définie par la largeur W et la longueur L, où la largeur est fixée à $W = 2\sqrt{3}a$, c'est-à-dire guide d'ondes W_3 , où W_n signifie un guide d'onde créé dans la structure à CPh en supprimant n lignes de tiges

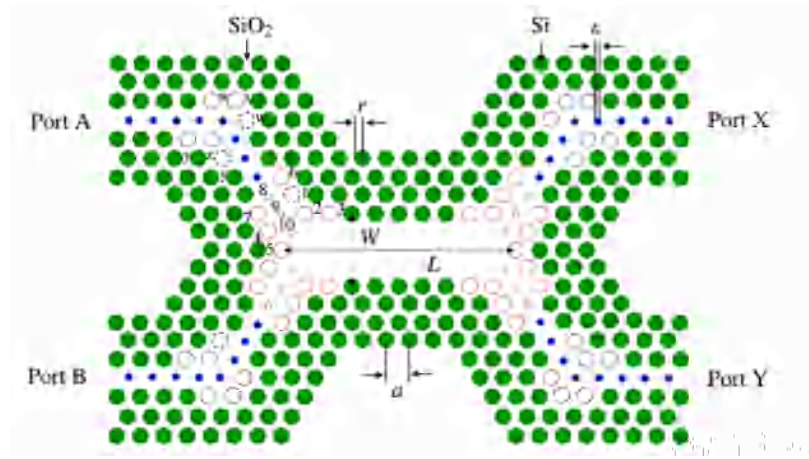


Figure II.7 : Le schéma des portes logiques XOR et AND proposées basées sur IMM.

La longueur MMI L est fixée à $9a$ afin de réaliser la fonctionnalité appropriée de la porte XOR.

- Dans le cas du lancement du signal au port d'entrée A avec un déphasage de π , exprimant la logique '0', tandis qu'un autre signal est lancé au port B d'une phase de $\pi/2$, exprimant la logique '0', alors la logique '0' sera détectée.
- Au lancement d'un signal d'entrée au port A avec un déphasage de π , exprimant la logique '0', alors qu'un autre signal est lancé au port B avec une phase de $-\pi/2$, exprimant la logique '1', puis la logique '1' est générée à la sortie.
- Si un signal est lancé sur le port d'entrée A avec une phase 0, exprimant la logique '1', et un autre signal est lancé sur le port B avec une phase de $\pi/2$, exprimant la logique '0', alors la logique '1' est générée à la sortie. Enfin, si les deux entrées A et B expriment un '1' logique avec des phases d'entrée 0 et $-\pi/2$ respectivement, alors une sortie de '0' logique est observée.

De même, la porte AND peut être réalisée en concevant la longueur appropriée L à $10a$ et également en attribuant les phases de signal d'entrée appropriées pour chaque entrée pour représenter les logiques '0' et '1'.

Ici, la longueur de battement L_π dans la région MMI donnée par l'équation :

$$L_\pi = \frac{\pi}{|\beta_0 - \beta_1|} \quad (\text{II.3})$$

Où β_0 et β_1 désignent la constante de propagation du mode fondamental et le 1^{er} mode d'ordre, respectivement. La Figure II.8 montre les courbes de dispersion des super modes dans la

section MMI. Les données ont été calculées par le solveur d'analyse modale basé sur la méthode de différences finis (FEM).

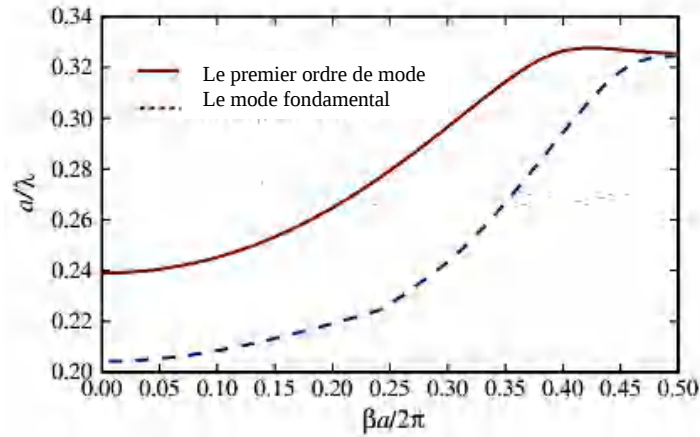


Figure II.8 : Courbes de dispersion des deux modes les plus bas dans la région IMM.

Une conception alternative pour les portes AND et NOR proposée par Y. Lin et al [68], basée sur le dispositif MMI est représentée sur la Figure II.9.b, où les ports A et B sont les entrées du dispositif, tandis que les ports Ref_1 et Ref_2 représentent des signaux de référence d'une phase fixe et de l'amplitude. Le dispositif est construit en utilisant un réseau carré à CPh de tiges de Si en fond d'air. La structure se compose de deux blocs de porte XOR / XNOR représentée sur la Figure II.9.a, où les ports A et B dans cette structure sont les ports d'entrée tandis que les ports X et Y représentent leurs sorties respectivement. Pour le port d'entrée A, la logique "0" est exprimée en tant que phase de signal π , tandis que la logique "1" est exprimée un déphasage nul. Cependant, pour le port d'entrée B, la logique "0" est exprimée en tant que signal sera déphasé de $3\pi/2$, tandis que la logique "1" est exprimée par un signal déphasé de $\pi/2$.

Pour réaliser la porte AND proposée sur la Figure II.9.b, les deux entrées A et B représentent le "0" logique en tant que phase de signal π , tandis que la logique '1' en tant que phase de signal "0". En outre, les ports Ref_1 et Ref_2 doivent être fixés à la logique "0" qui correspond à la phase du signal $3\pi/2$. Pour le cas de la porte NOR, les conditions de signal sur les entrées A et B sont exactement les mêmes que sur la porte AND, alors que le port Ref_1 et Ref_2 dans ce cas doit être fixé à la logique '1' qui correspond à la phase du signal $\pi/2$.

La structure proposée par W. Liu et al [59] basée sur le dispositif MMI pour les portes XOR, XNOR, NAND et OR est illustrée à la Figure II.10, où les ports A et B sont les entrées du dispositif, tandis que les ports X et Y sont leurs sorties. La sortie de la porte dans la conception proposée n'est observée qu'à partir du port X, ce qui signifie que la valeur de sortie du port Y n'est pas prise en compte. L'appareil est construit en utilisant un treillis triangulaire PhC de tiges de Si entouré de SiO_2 . La structure a une constante de réseau 'a', le rayon des tiges 'r'. Les tiges B ont un rayon R, tandis que les tiges A sont optimisées par une distance de décalage $d = 0.5a$. La région IMM a la largeur W_5 et la longueur $L = 4a$.

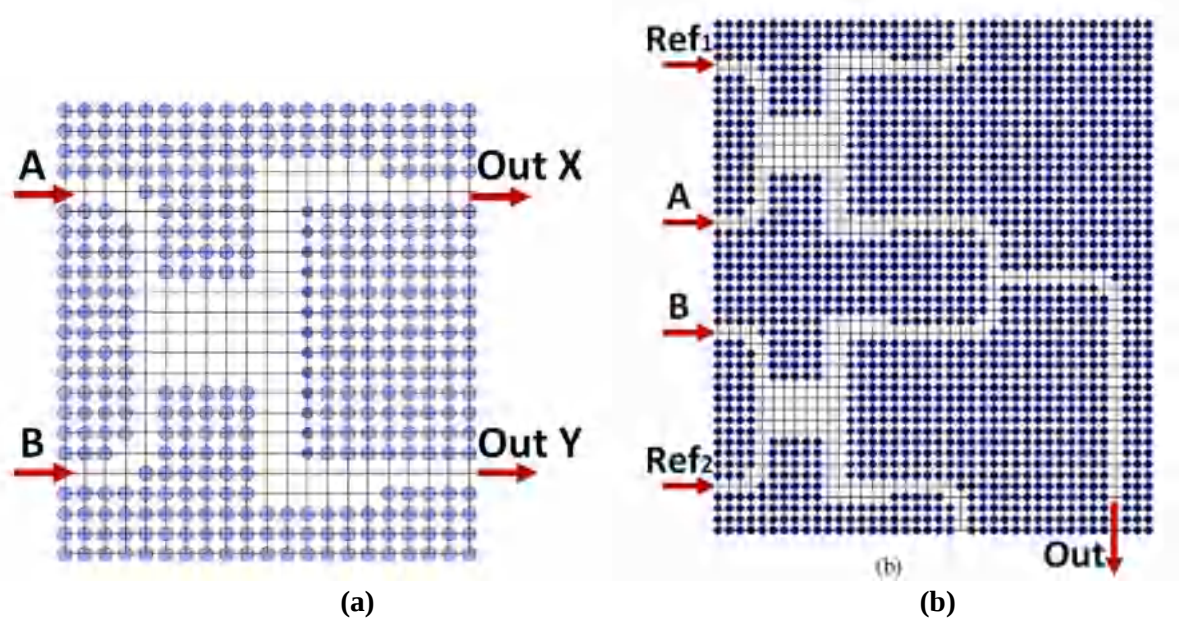


Figure II.9 : **a)** Le schéma des portes XOR / XNOR, où A et B sont les ports d'entrée tandis que X et Y représentent la sortie des portes XOR et XNOR, respectivement. **b)** Le schéma des portes AND et NOR, où A et B sont les ports d'entrée.

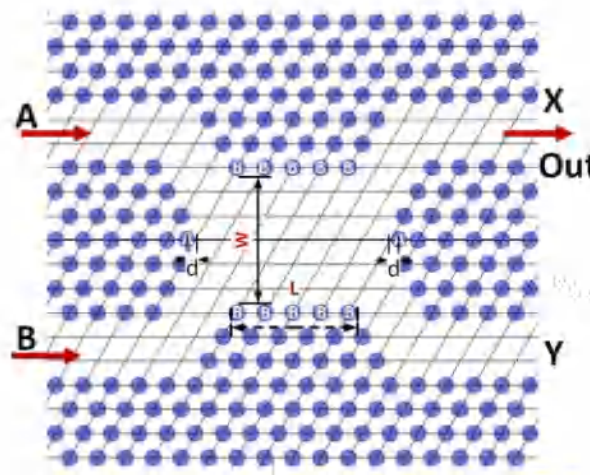


Figure II.10 : Le schéma des portes XOR, XNOR, NAND et OR, où A et B sont les ports d'entrée.

Dans le cas de la porte XNOR, la logique "1" pour le port d'entrée A est exprimée à partir d'un signal déphasé de "0" tandis que l'état logique "0" est exprimée avec un angle de déphasage de π . Alors que le port d'entrée B exprime la logique "1" avec un signal déphasé de $\pi/2$, tandis que l'état "0" est détecté dans la sortie de la porte avec un déphasage de $\pi/2$. De même, les portes XOR, OR et NAND peuvent être réalisés en sélectionnant la phase du signal d'entrée appropriée pour chaque porte logique.

II.2.3 Défauts basés sur les interférences

Les portes logiques toutes optiques basées sur cette technique dépendent de la réalisation de la logique appropriée de la porte à la sortie en utilisant le phénomène d'interférence. Ceci peut être réalisé en contrôlant les signaux d'entrée et en les faisant interagir les uns avec les autres pour introduire une interférence constructive ou destructive qui correspond

respectivement à la logique "1" et à la logique "0". Les signaux doivent être guidés dans la structure à CPh, par conséquent, des guides d'ondes doivent être créés pour réaliser cette fonction. Les guides d'ondes sont créés en introduisant un défaut de ligne dans la structure désirée. Le défaut de ligne peut être créé par de nombreuses formes telles que la suppression d'une rangée de tiges et la modification de la taille d'une certaine rangée de tiges. De plus, un défaut ponctuel peut également être introduit pour optimiser les résultats des portes ou pour réaliser une fonction spécifique.

En effet, on cite trois phénomènes d'interférences les plus souvent utilisés dans la conception des portes logiques toutes optiques basés sur les cristaux photoniques bidimensionnels :

II.2.3.1 Phénomène interféromètres de Mach-Zehnder (MZI)

Un type spécial de structures basées sur les interférences est introduit, connu sous le nom d'interféromètres de Mach-Zehnder (MZI). D'une manière générale, les MZI font partie des dispositifs de la famille des interféromètres qui sont utilisés pour créer une interférence entre deux signaux et mesurer la différence de phase entre eux. Une large gamme d'applications peut utiliser cette fonctionnalité du MZI, comme les commutateurs optiques, les modulateurs et les portes logiques. Le dispositif MZI-CPh se compose principalement de deux bras qui se rencontrent à un certain point de la structure afin que l'effet de l'interférence puisse être utilisé et analysé. Si les signaux au début des deux bras sont lancés en phase, l'interférence peut être contrôlée par la longueur de trajet des deux bras, d'où une logique correspondante peut être obtenue au port de sortie [70].

La structure représentée sur la Figure II.11 est une porte OR basée sur MZI-PhC proposée par M. Pirzadi et al [3], formée par une combinaison unique du défaut mono-ligne, de l'interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) et des cavités en anneaux. Dans cette structure, les niveaux logiques '0' et '1' sont séparés les uns des autres et des réflexions de puissance de port à port indésirables sont minimisées de manière significative. Elle révèle une combinaison unique de guides d'ondes à défauts à une seule ligne, de filtres d'ajout et de chute (ADF add-drop filters) et l'interféromètre de Mach-Zehnder (MZI). Le MZI est situé au milieu de la structure. Comme le montre schématiquement la Figure II.11, les ports d'entrée sont étiquetés « A » et « B » et le port de sortie est étiqueté « F ». La structure est entièrement symétrique par rapport à l'axe X et pour cette raison, les spectres de transmission sont également presque symétriques par rapport à l'axe X. Deux défauts de ligne sont de la même longueur et les bras de MZI ont également la même longueur ; en d'autres termes, il n'y a pas d'interférence destructrice entre les ondes entrantes, dans les ports A et B si elles sont en phase. Les ondes incidentes proviennent des ports d'entrée (notés P_{inA} et P_{inB}) et apparaissent dans le port de sortie (noté P_{out}) à travers des cavités en anneaux et MZI ; P_{inA} et P_{inB} sont égaux.

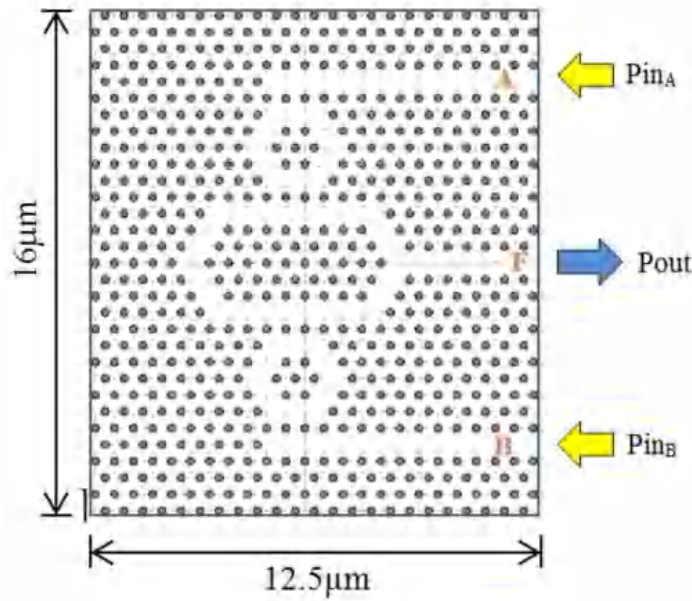
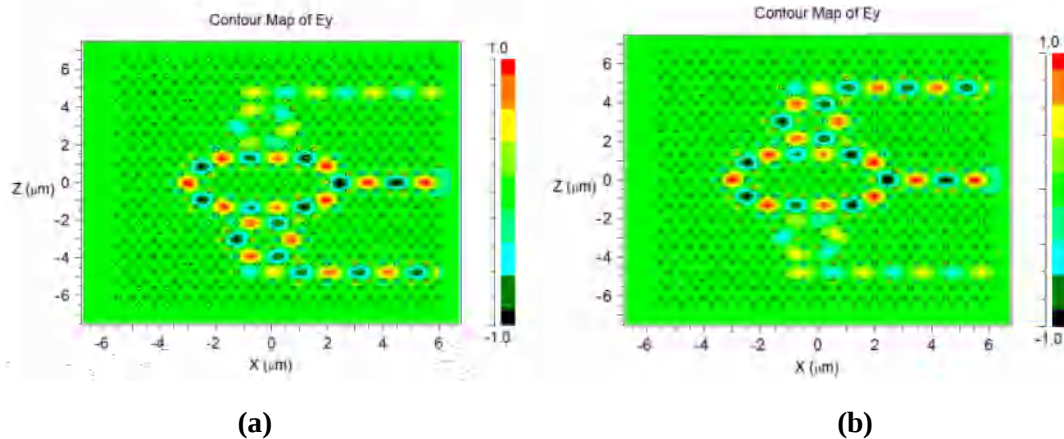


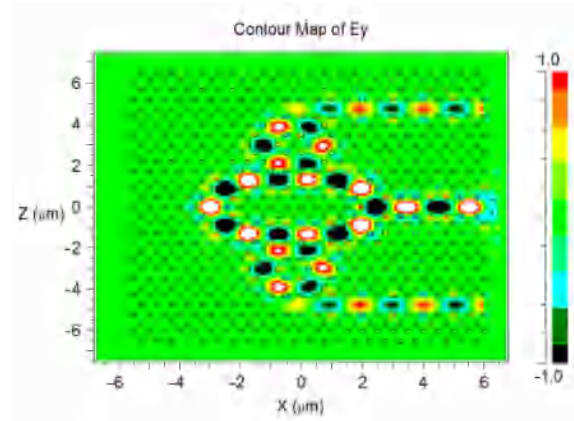
Figure II.11 : Schéma de principe de la porte OR toute optique à CPh-2D. Les puissances d'entrée sont indiquées par P_{inA} et P_{inB} et sont égales. La puissance de sortie indiquée par P_{out} .

Le fonctionnement de la porte « OR » proposé se résume dans trois combinaisons logiques :

- Lorsqu'un signal optique est envoyé au port B, désigné par P_{inB} , et que le port A est éteint, ($A="0"$ et $B="1"$), un signal de haute puissance avec 80% de P_{inB} ($0,8P_{inB}$) apparaît au port de sortie et cela correspond à l'opération logique " $0 \text{ OR } 1 = 1$ ". La puissance réfléchie indésirable vers le port A est de 15% de P_{inB} et ainsi le niveau logique fort "0" est atteint et la consommation d'énergie est également optimisée dans la structure.
- Ensuite, lorsqu'un signal optique est émis au port A, désigné par P_{inA} , environ 80% de P_{inA} ($0,8 P_{inA}$) apparaît au port de sortie et cela correspond à l'opération logique " $1 \text{ OR } 0 = 1$ ". La puissance réfléchie indésirable vers le port B est de 15 % de P_{inA} .
- Enfin, si on déverse simultanément deux signaux optiques sur les ports d'entrée, l'interférence constructive se produira et environ 0,8 ($P_{inA} + P_{inB}$) apparaîtra au port de sortie et cela correspond à l'opération logique " $1 \text{ OR } 1 = 1$ ".

La propagation des ondes électromagnétiques au long de la structure est simulée avec la méthode 2-D du domaine temporel des différences finies (FDTD) en utilisant des couches parfaitement adaptées (PML) comme conditions aux limites absorbantes. Ces résultats sont bien illustrés dans la Figure II.12.





(c)

Figure II.12 : Réponse en régime permanent de la structure proposée lorsque : **a)** A="0" et B="1", **b)** A="1" et B="0", **c)** A="1" et B="1".

II.2.3.2 Phénomène d'interférence basé sur des nano-résonateurs à excitation non-déphasée

Les cristaux photoniques ont été introduits en une, deux et trois dimensions. Comparativement, les cristaux photoniques 2D sont plus fréquemment utilisés pour la conception de dispositifs entièrement optiques [71].

Les cristaux photoniques 2D sont formés par des réseaux réguliers de tiges diélectriques dans un substrat d'air, ou vice versa. En conséquence, l'indice de réfraction change constamment dans deux directions [72]. Ces cristaux photoniques ont des caractéristiques uniques telles que de faibles pertes, une vitesse de groupe très faible, une flexibilité de forme et dimensionnelle, une sélectivité en fréquence et la possibilité d'être mis en œuvre en utilisant la technologie des circuits intégrés optiques (CIO) à base de silicium. La caractéristique la plus importante de ces structures est la bande interdite photonique. Cette fonction permet au concepteur de créer des guides d'ondes et des nano-résonateurs (NR) en créant des défauts linéaires et ponctuels. Si la longueur d'onde du signal optique appliqué se situe dans la bande interdite photonique, alors le signal optique ne peut se propager que le long du défaut [73].

Dans les portes logiques à effet d'interférence, l'interférence entre les deux ondes d'entrée est utilisée pour contrôler la lumière. Si la différence de phase entre les deux ondes d'entrée est nulle, l'interférence constructive se produit et la puissance totale des deux ondes apparaît à la sortie et cela est considéré comme le niveau logique "1". Si la différence de phase entre les deux ondes d'entrée égale à « π », l'interférence est complètement destructrice et la puissance de sortie devient nulle et un niveau logique "0" est créé [74]. Pour créer une différence de phase entre les ondes d'entrée, il est possible d'utiliser des tiges diélectriques déphaseurs, une variation de longueur de guide d'ondes ou un déphaseur externe [75]. Les principaux avantages de ce procédé comprennent la possibilité de ne pas utiliser de matériaux non linéaires, une faible consommation d'énergie et des processus de fabrication relativement plus faciles.

Dans cette section, nous présentons des exemples d'illustration des portes logiques toutes optiques à effet d'interférence. Les guides d'onde manifestés ici peuvent prendre plusieurs forme, en trouve « la forme T », « la forme de croix » « la forme Y) et autres. Dans ce cas, la différence de phase se produit à l'intérieur de la structure avec des nano-résonateurs, soit un résonateur en anneaux. Par contre, le déphasage étant considéré extérieurement est lancé au niveau des signaux d'entrée de chaque port.

La structure à CPh utilisée par A. Mohebzadeh-Bahabady et al [76], est un réseau 25×19 de tiges diélectriques à CPh-2D avec un réseau triangulaire de tiges de silicium submergées dans l'air. La constante de réseau et le rayon de la tige de silicium sont respectivement de 560 et 95 nm. L'utilisation de silicium augmente la capacité d'utiliser la technologie CMOS pour construire et adapter la porte logique conçue à d'autres appareils. D'autre part, placer des tiges de silicium dans l'air fournit une large bande interdite. La bande interdite de cette structure est représentée sur la Figure II.13.a. La méthode d'expansion d'onde plane est utilisée pour calculer la bande interdite. Cette structure a un intervalle large dans la bande en mode TM, ce qui équivaut à des longueurs d'onde de 1093 à 1800 nm.

En plaçant un NR parmi les trois guides d'ondes, une porte NOT toute optique est suggérée. Le NR est conçu en supprimant deux tiges diélectriques dont les guides d'ondes sont formés en retirant une rangée de tiges. La Figure II.13.b, représente la structure proposée de la porte NOT dont le port 1 est lié à l'excitation du signal d'entrée et le port 2 sert à lancer le signal de contrôle. Sur chacun de ces deux ports, une source d'onde continue d'une longueur d'onde de 1550 nm est placée. Le niveau de puissance optique de la source de signal de contrôle est toujours égal à P_{in} . Le troisième port est destiné au signal de sortie.

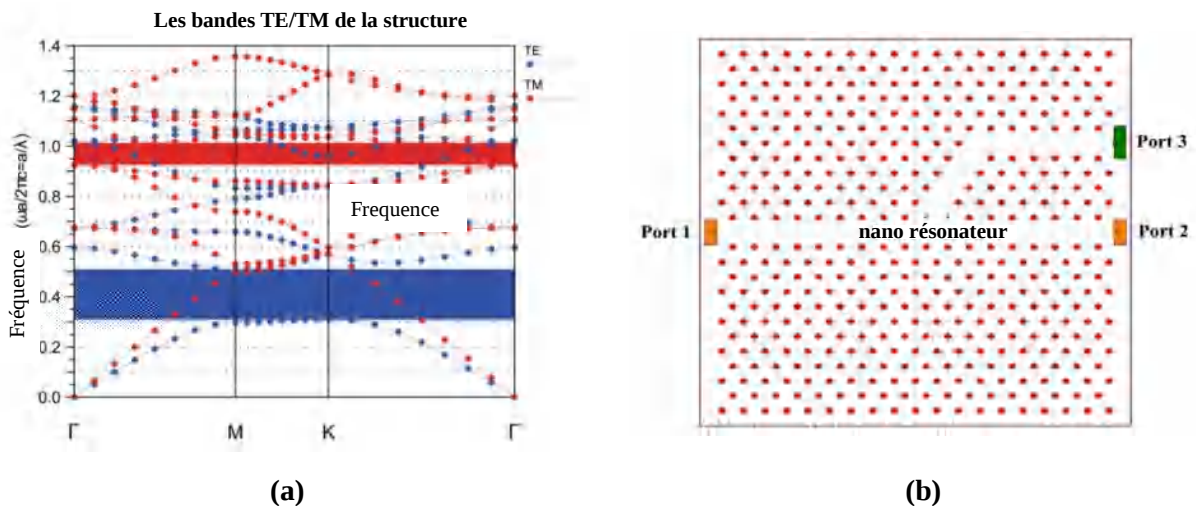


Figure II.13 : **a)** La bande interdite de la structure à CPh des modes TE et TM, **b)** Structure LG conçue. Les ports 1, 2 et 3 sont respectivement des signaux d'entrée, de contrôle et de sortie.

➤ Simulation de la porte « NOT » toute optique

Dans la porte logique NOT, les ports A et B sont respectivement connectés à la polarisation et aux signaux d'entrée qui sont en phase avec des puissances égales.

Lorsque le signal d'entrée est logique « 1 », il fait une différence de phase de 180 degrés avec le signal de polarisation à la jonction en forme de T et Y. Cette différence de phase est due aux longueurs inégales des deux guides d'ondes d'entrée. Ces deux signaux auront une interférence destructive au centre de la structure. Dans ce cas, la puissance de sortie est de $3,4 \times 10^{-5} P_{in}$ et $7 \times 10^{-3} P_{in}$, la jonction en forme de T et Y respectivement. Cet état est considéré comme égal à la logique 0 en sortie.

Dans le cas où l'entrée de la porte logique NOT est égale à zéro, le signal de polarisation est transmis à la sortie. La quantité maximale de puissance égale à $0.744 P_{in}$ et $0.833 P_{in}$ de la puissance d'entrée est atteinte au port de sortie pour jonction T et Y, et respectivement les 26,6% et 16,7% de P_{in} restants de la puissance d'entrée sont soit transmis au port d'entrée B, soit perdus quelque part dans la structure. Les deux NR sont placés sur les côtés de la chaque

jonction pour créer plus de couplage de la structure, et donc un plus grand pourcentage du signal de polarisation sera atteint au port de sortie.

La structure des portes logiques XOR et NOT proposée par S. Olyaei et al [71] est un réseau carré à cristal photonique-2D comme illustré sur la Figure II.14.b. Cette structure se compose de 20 colonnes et 14 rangées de tiges diélectriques (constituées de silicium avec un indice de réfraction de 3,43) dans un substrat d'air. Le rayon des tiges est de 100 nm et la distance entre les deux centres de deux tiges adjacentes est de 519 nm. Les dimensions de la structure sont de 7,8 μm sur 10,9 μm et la surface totale est de 85,02 μm^2 . Les calculs de bande interdite ont été effectués en utilisant la méthode PWE, et les résultats pour le mode TM sont présentés sur la Figure II.14.a. Pour cette structure, la bande interdite photonique se situe entre 1210 et 1882 nm. La constante de réseau et le rayon des tiges sont sélectionnés de manière à ce que la troisième fenêtre de télécommunication soit placée dans la bande interdite. Par conséquent, la longueur d'onde de fonctionnement est de 1550 nm.

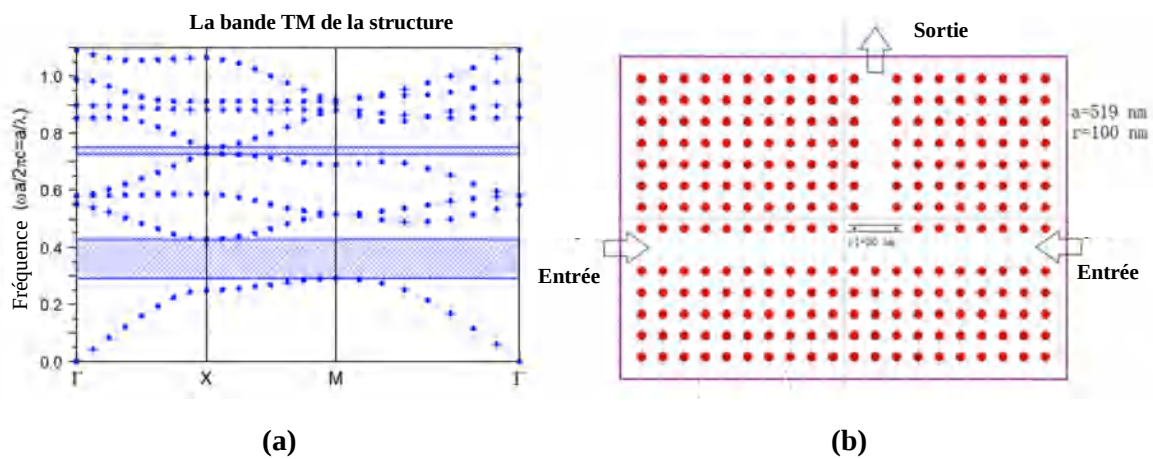


Figure II.14 : **a)** Structure de bande TM du cristal photonique utilisé dans la conception, **b)** La structure proposée des portes logiques NON et XOR toutes optiques réalisés avec un guide d'onde de forme « T ».

De même, on trouve un travail intéressant proposé par M. Derakhshan et al [77], qui consiste dans la conception d'une porte logique OR/AND avec un concept simple. Pour réaliser cette opération, ils ont utilisé quatre tiges de défaut avec un rayon différent dans les guides d'ondes de sortie en formant une jonction croisée. Ces tiges pourraient simplement contrôler le comportement de la lumière. Temps de réponse d'environ 0,5 ps, simplicité, compacité, rapport de contraste ON / OFF élevé.

Le diagramme de structure de bande de la structure de base est illustré à la Figure II.15.a. On signale deux régions de la BIP dans cette structure ; les auteurs l'ont conçu pour qu'elle fonctionne dans la région de la BIP inférieure pour laquelle $0,28 < a/\lambda < 0,414$ et $1231 \text{ nm} < \lambda < 1821 \text{ nm}$.

Comme le montre la Figure II.15.b, une porte AND typique se compose de deux ports d'entrée et d'un port de sortie. En fonctionnement AND logique, seulement si les deux entrées sont ON, la sortie est ON, et quand l'une des entrées est OFF, la sortie de l'opération ET logique est OFF. Par contre, en opération OU logique, si une seule des entrées est ON, la sortie sera ON.

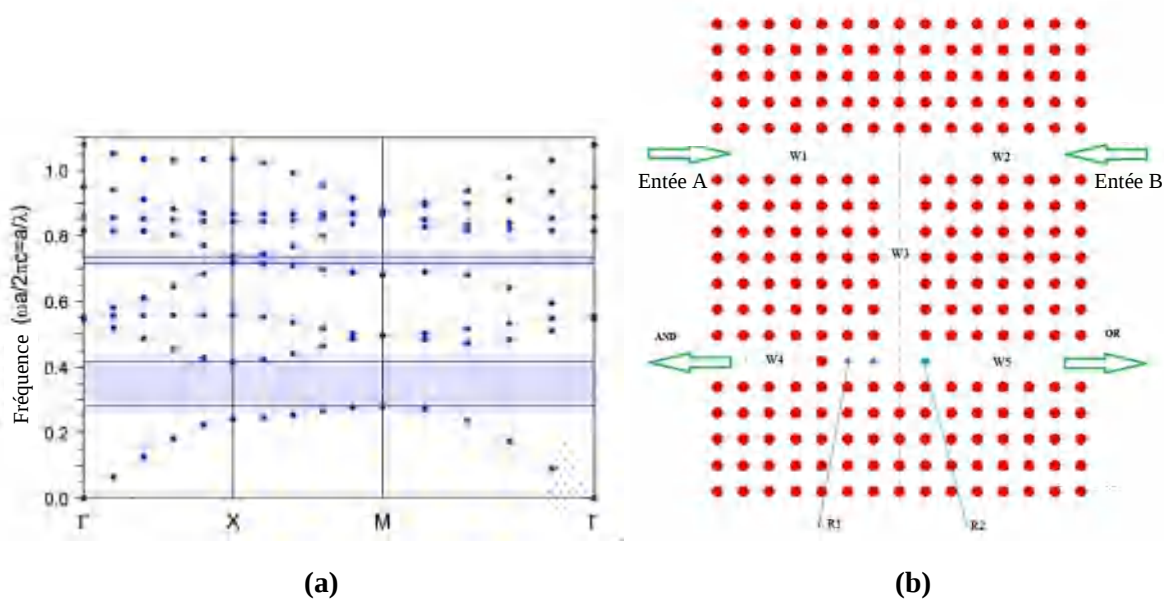


Figure II.15 : a) Structure de bande de la structure initiale, b) schéma structurelle de la porte AND.

➤ Simulation de la porte « OR/AND » toute optique

L'entrée A est activée et l'entrée B est désactivée. En conséquence, les sorties AND, OR sont respectivement OFF et ON. L'entrée A est désactivée et l'entrée B est activée. De la même manière, les sorties AND, OR sont respectivement OFF et ON. Les deux entrées sont activées, et par conséquent, les deux sorties AND, OR sont activées.

Les caractéristiques optimales des portes logiques proposées, tels que le rapport de contraste, le temps de réponse, le débit binaire (en Tb/s), la taille de la structure ; sont bien réunis dans le Tableau II.2.

II.2.3.3 Phénomène d'interférence basé sur des nano-résonateurs à excitation déphasée

Dans cette partie, on va présenter des exemples d'illustrations des travaux qui ont été menés sur la réalisation et l'optimisation des portes logiques à CPh-2D basées sur le phénomène d'interférence en tenant compte de la différence de phase entre les faisceaux.

A. Conceptions améliorées des portes logiques toutes optiques à CPh utilisant un guide d'ondes en forme de « T »

Le travail suggéré par E. H. Shaik et al [61] dont les structures proposées sont basées sur un guide d'ondes en forme de T avec un rayon de tige de bord optimisé. Un port d'entrée de référence supplémentaire est inclus dans la structure avec les ports d'entrée réels requis pour une porte logique. Les résultats de la simulation montrent que le guide d'ondes en forme de T proposé peut fonctionner comme une porte NOT et qu'un double guide d'ondes en forme de T peut fonctionner comme une porte NOR, XNOR et NAND avec un changement approprié des valeurs de phase de l'entrée logique « 1 ».

Afin d'obtenir une telle sortie, la longueur et la largeur d'interférence de la structure à CPh doivent être modifiées [78] ou parfois les tiges non linéaires doivent être créées avec le changement de la longueur et/ou de la largeur d'interférence de la structure [79, 80]. Cette tentative de modification de la longueur et de la largeur d'interférence de la structure

augmentera la taille de la structure. Afin de résoudre ce problème, l'entrée de référence peut également être utilisée de manière à ce qu'elle puisse interférer de manière destructive avec la lumière d'entrée pour produire la sortie logique « 0 » requise ou interférer de manière constructive avec la lumière d'entrée pour produire la sortie logique « 1 » requise. Cela évitera le besoin de changer la longueur et la largeur d'interférence de la structure ainsi que l'augmentation de la taille de la structure. Le type d'interférence peut être obtenu en ayant une différence de trajet appropriée ainsi que la différence de phase entre les faisceaux lumineux provenant des ports d'entrée et l'entrée de référence.

➤ Guide d'ondes à CPh en forme de « T » comme porte « NOT »

Un cristal photonique bidimensionnel avec un guide d'ondes en forme de T est représenté sur la Figure II.16 et composé d'un réseau carré de tiges Si avec un fond d'air. L'indice de réfraction des tiges de Si est de 3,46. La constante de réseau a et le rayon de la tige sont respectivement de 600 nm et $0,2a$.

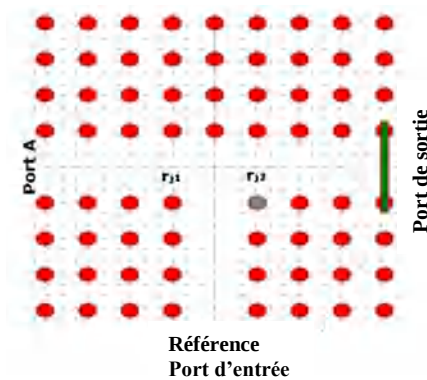


Figure II.16 : Structure proposée de la porte NOT avec guide d'ondes en forme de « T ».

Trois bandes interdites photoniques peuvent être observées dont deux pour le mode TE et une pour le mode TM. Parmi les trois, l'une des bandes interdites du mode TE convient à la troisième fenêtre de télécommunication avec la plage de $0,28256 (a/\lambda)$ à $0,41693 (a/\lambda)$ comme le montre la Figure II.17. Cette structure à CPh uniforme ne permettra pas à la lumière de longueurs d'onde comprises entre 1,43 nm et 2,12 nm de la traverser et ainsi la réfléchir complètement.

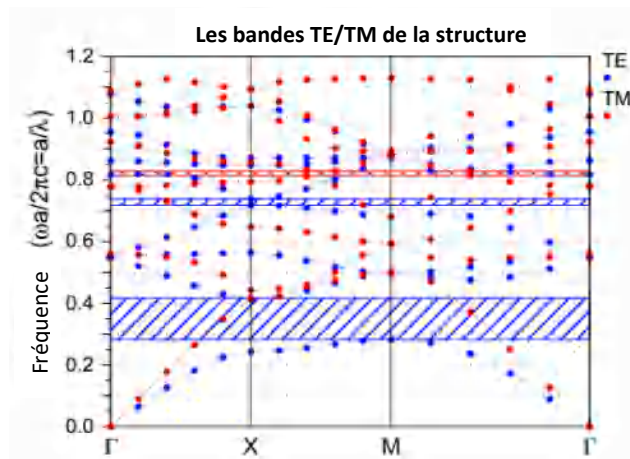


Figure II.17 : Diagramme de bande de la structure à CPh uniforme (modes TE et TM).

L'interférence des deux faisceaux lumineux d'entrée dépend de la théorie de l'optique ondulatoire. Selon la théorie de l'optique ondulatoire, une interférence constructive se produit lorsque deux faisceaux lumineux diffèrent par une différence de phase de $2k\pi$ (où $k = 0, 1, 2, \dots$). De même, une interférence destructive se produit, lorsque deux faisceaux lumineux diffèrent par une différence de phase de $(2k + 1)\pi$ (où $k = 0, 1, 2, \dots$). Les faisceaux lumineux à travers le port d'entrée A et le port d'entrée de référence interfèrent les uns avec les autres de manière constructive à une différence de phase de 0 ou de manière destructive à une différence de phase de 180. Le faisceau d'entrée de référence est toujours appliqué avec une phase de 180 quelle que soit l'entrée. L'entrée de référence est toujours appliquée dans les deux combinaisons d'entrée ($A = 0$ ou 1). Ici, aucune lumière n'est considérée comme une entrée logique « 0 ». Nous maintenons la phase de l'entrée de référence à 180 pour toutes les structures de portes logiques. Lorsqu'un faisceau lumineux est appliqué comme "1" logique à l'entrée A, sa phase doit être 0 pour qu'une interférence destructive puisse se produire entre le faisceau lumineux d'entrée et le faisceau d'entrée de référence pour fournir une très faible intensité comme sortie "0" logique.

➤ Résultat de simulation de la porte « NOT » proposée

Dans ce type de structures, la puissance d'entrée de référence est la même que celle de la puissance d'entrée appliquée contrairement à la structure proposée dans C.J. Wu et al [81]. Une puissance de 1 mW est prélevée sur les deux ports d'entrée (A et entrée de référence). Nous supposons 1 mW de puissance lumineuse d'entrée comme puissance de référence P_a . Lorsqu'aucun faisceau lumineux n'est appliqué au port d'entrée, cela signifie $A = 0$, le faisceau lumineux du port d'entrée de référence atteint le port de sortie. La puissance obtenue au niveau du port de sortie est de 0,564 P_a . C'est la valeur du « 1 » logique obtenue au niveau du port de sortie. Lorsque l'entrée est appliquée, signifie $A = 1$, ce faisceau d'entrée est interféré de manière destructive avec le faisceau d'entrée de référence et une très faible puissance est obtenue au niveau du port de sortie. La puissance obtenue au niveau du port de sortie est de 0,078 P_a , ce qui est considéré comme un « 0 » logique.

Le modèle de champ optique de la structure de porte NON proposée pour les valeurs logiques d'entrée et leur niveau de puissance aux ports respectifs est illustré sur la Figure II.18. Comme illustré par la Figure II.18.a, la puissance d'entrée de référence atteint le port de sortie lorsque $A = 0$ et c'est dû à la baguette de bord r_{j2} . On peut également observer qu'une quantité moindre de puissance de référence est réfléchiée dans le port d'entrée lorsque $A = 0$ et cela est dû à la tige r_{j1} . Dans les Figures II.18.c, d, le tracé de couleur bleue indique la puissance obtenue au niveau du port de sortie tandis que le tracé de couleur verte indique la puissance réfléchiée dans le port d'entrée inutilisé, c'est-à-dire lorsque $A = 0$. Normalement, pour les deux états de sortie '0' et '1', il y aurait des ondes sortantes indésirables qui passeraient dans les ports d'entrée et de référence qui deviendraient nuisibles à la stabilité du système [81].

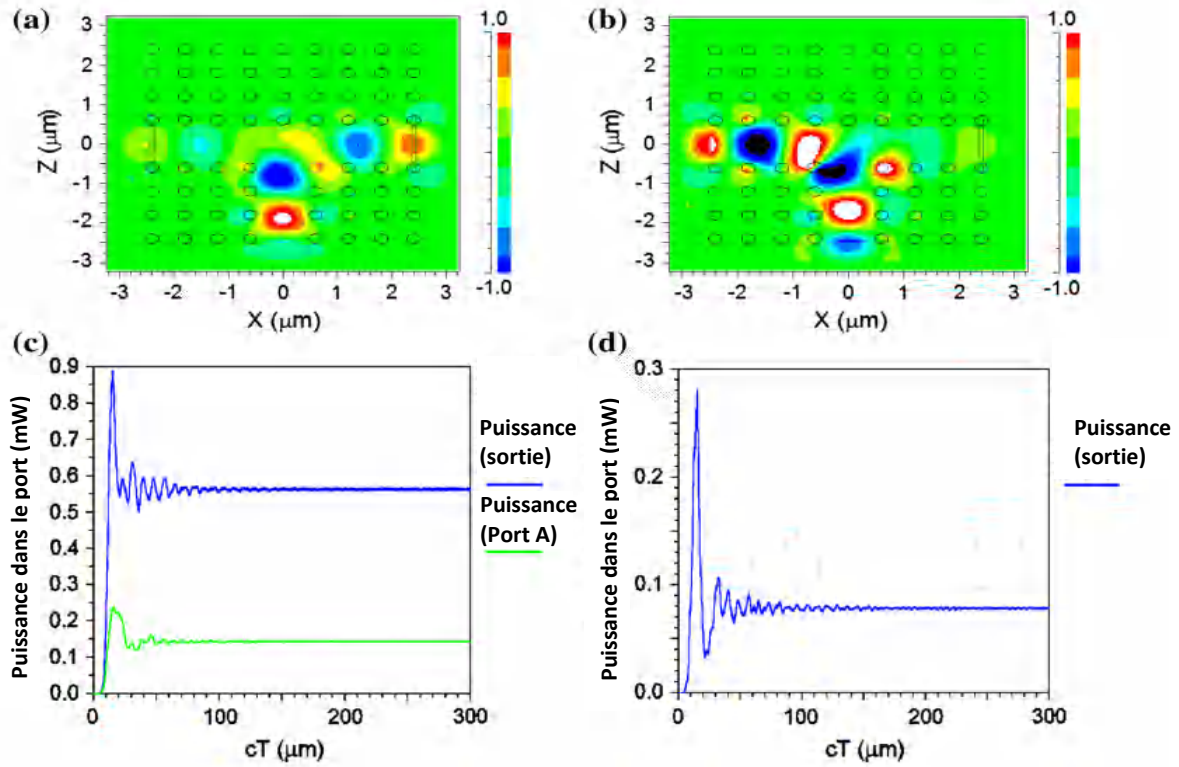


Figure II.18 : a) et b) Modèle de champ optique de la porte NOT pour une sortie logique '1' et sortie logique '0' respectivement, c) et d) niveau de puissance de la porte NOT au port de sortie et au port d'entrée inutilisé pour la sortie « logique 1 » et la sortie « logique 0 » respectivement.

B. Conception des structures connectées de toutes les portes logiques toutes optiques à CPh-2D

Les différentes portes logiques discutées dans cette section par P. Rani et al [82], qui présentent une conception complète de portes logiques optiques basées sur CPh-2D composés d'un réseau triangulaire de trous d'air dans le Si. La structure proposée a été simulée en utilisant la méthode du domaine temporel des différences finies (FDTD) et il a été montré que toutes les opérations de logique optique peuvent être réalisées si une phase initiale appropriée est introduite entre les faisceaux d'entrée afin qu'ils puissent interférer de manière constructive ou destructive.

Comme le montre la Figure II.19.a, le design composé d'un réseau triangulaire bidimensionnel $15a \times 15a$ composé de trous d'air dans le silicium ayant un indice de réfraction $n = 3,5$. Le rayon (r) des trous d'aération est de $0,3a$, où (a) est la constante de réseau égale à $0,352\mu\text{m}$. Jusqu'à présent, de nombreuses conceptions de portes logiques ont été proposées, qui consistent en des tiges de Si dans l'air [61, 71, 76-77] mais ces dernières ne sont pas pratiques du point de vue de la durabilité et de la fabrication. Le cristal photonique composé de trous d'air dans le silicium est une structure plus pratique et a été utilisé dans la conception de portes logiques optiques [83] et de dispositifs nano photoniques [84].

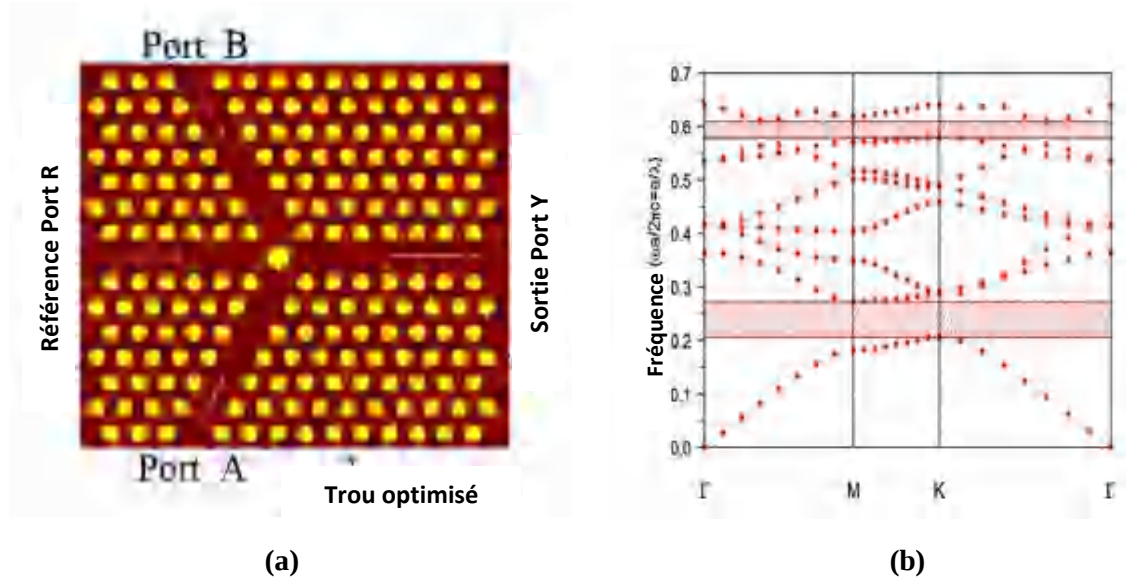


Figure II.19 : a) Représentation schématisée des portes logiques toutes optiques, **b)** Structure de bande interdite de la disposition du cristal photonique.

Dans ce cas, nous avons discuté seulement la porte « AND » dans l'ordre de présenter l'effet d'interférence en exploitant un port de référence à déphasage dans le but de contrôler le signal de sortie ainsi la possibilité de construire la porte logique tous optique désirée. Le reste des portes proposées peut être réalisé de manière similaire en définissant la phase initiale de chaque port d'entrée.

➤ Pour la porte « AND »

Les ports d'entrée A, B et le port de référence (R) pour le lancement à l'entrée unique ainsi que pour les deux lancements d'entrée ont été excités par un signal à onde continue (CW) avec une puissance normalisée P_{in} . Le signal de référence a été utilisé pour optimiser la sortie logique de toutes les combinaisons logiques, pour leur réalisation nous avons opté par les valeurs optimisées suivantes :

- rayon du trou central $r_c = 0,44a$.
- rayon de toutes les autres trous $r = 0,3a$.

Avec la valeur initiale de $r_c = 0,44a$ et $r = 0,3a$, la fonction de la porte logique AND a d'abord été démontrée. Dans la structure proposée, la porte AND comprend deux signaux d'entrée, un signal de référence et un signal de sortie. Son fonctionnement repose sur trois cas logiques :

- Lorsque le port d'entrée A est lancé avec une lumière ayant un angle de phase $\varphi = 0^\circ$ et un port de référence avec une lumière ayant un angle de phase $\varphi = 180^\circ$ alors la logique '0' est obtenue au niveau du port de sortie Y.
- De même, lorsque le port d'entrée B est lancé avec une lumière ayant un angle de phase $\varphi = 0^\circ$ et un port de référence avec une lumière ayant un angle de phase $\varphi = 180^\circ$, un '0' logique est également obtenu au niveau du port de sortie Y.
- Lorsque les deux ports d'entrée A et B sont excités avec un signal lumineux ayant un angle de phase $\varphi = 0^\circ$ et un port de référence avec une lumière ayant également un angle de phase $\varphi = 0^\circ$ alors la logique '1' est obtenue au port de sortie Y. Les résultats sont résumés dans le Tableau II.1 et les distributions de champ pour toutes les combinaisons possibles ont été

montrées sur la Figure II.20. Il a été prédit que la porte peut fonctionner à une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ et la valeur calculée du rapport de contraste est de 8,76 dB.

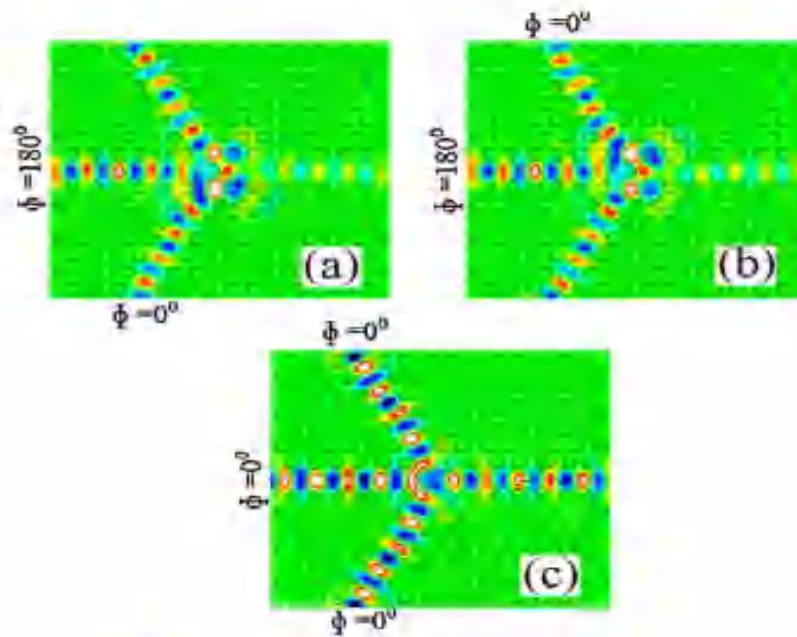


Figure II.20 : Distributions de champ en régime permanent de la porte logique « AND » pour : **a)** $A = 1, B = 0, R = 1$, **b)** $A = 0, B = 1, R = 1$ et **c)** $A = 1, B = 1, R = 1$.

Tableau II.1 : Table de vérité pour la porte logique AND où la sortie Y est en termes de puissance d'entrée P_{in} .

Entrée A ($\varphi = 0^0$)	Entrée A ($\varphi = 0^0$)	Signal de référence (R)	Etat logique de sortie Y	Valeur de puissance de sortie
0	0	0	0	0
0	1	1 ($\varphi = 180^0$)	0	$0.17194P_{in}$
1	0	1 ($\varphi = 180^0$)	0	$0.17194P_{in}$
0	1	1 ($\varphi = 0^0$)	1	$0.46638P_{in}$

II.2.3.4 Phénomène d'interférence basé sur un résonateur en anneaux

Différentes structures de portes basées sur les interférences sont proposées par N. Dsouza et al [74], notamment des portes OR, AND, XOR et NOT, où les ports A et B sont les entrées de la porte. Le schéma structurel est construit en utilisant un réseau carré de CPh-2D de tiges diélectrique de S_i dans un fond d'air. Ces structures consistent principalement d'un résonateur en anneau couplé via des guides d'ondes dans les ports d'entrée et le port de sortie. Les signaux de fonctionnement sont polarisés en mode Transverse Magnétique (TM).

Comme nous l'avons signalé précédemment et selon la théorie de l'optique ondulatoire, il y aura une interférence de structure constructive, si la différence de phase entre deux ondes optiques est de $2k\pi$, et la sortie aura une puissance élevée correspondant à l'état logique de '1'.

Si la différence de phase est $(2k + 1) \times \pi$, il y aura une interférence destructive et nous obtiendrons une sortie approximativement nulle. Ceci correspond à l'état logique '0'.

La structure de la porte AND proposée par ces auteurs, est représentée sur la Figure II.21.a. Dans le cas où le signal A ou B existe, le signal d'entrée se couple avec le résonateur en anneau où une partie du signal couplé se propage dans le sens horaire (CW *Clock Wise*) direction tandis que l'autre partie se propage dans la direction de sens horaire inverse (CCW *Counter Clock Wise*). Les parties CW et CCW se rencontrent à l'entrée du guide d'ondes de sortie pour interférer de manière constructive en générant la logique '1'. De plus, si A et B existent tous les deux, les signaux interfèrent de manière constructive à l'entrée de sortie en raison de la symétrie de la structure produisant la logique '1'.

La Figure II.20.b–d représente la distribution du champ électromagnétique avec l'excitation CW de la structure correspondant aux opérations de la porte logique AND.

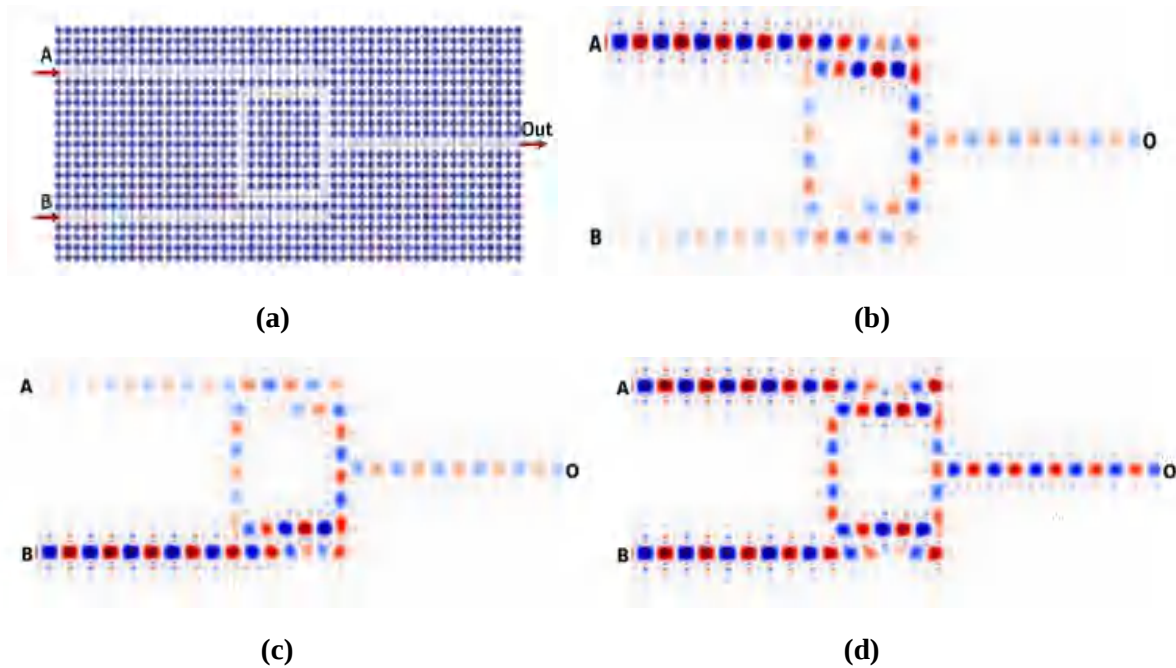


Figure II.21 : **a)** La structure à CPh conçue pour la porte AND. **(b)–(d)** représentent la propagation du champ à l'intérieur de la structure correspondant aux opérations de la porte logique AND [74].

En ce qui concerne les autres portes, la longueur et la largeur du résonateur sont conçues pour réaliser la porte XOR proposée dans afin qu'une interférence destructive se produise dans l'existence des deux entrées. De même, la taille du résonateur est conçue pour réaliser la porte AND pour assurer l'interférence destructrice si l'une des deux entrées est lancée.

H. M. E. Hussein et al [85] ont présenté un nouveau design de portes logiques toutes optiques, ce dernier rassemble une série complète des portes OR, AND, XOR, NOT, NOR, NAND et XNOR basées sur l'effet d'interférence, utilisant une structure connecté à CPh-2D avec différentes formes de résonateurs en anneau. Pour réduire la consommation d'énergie, ils ont utilisé des matériaux linéaires pour la structure à CPh.

Le signal lumineux est supposé être d'un mode électrique transversal (TE). Ce dernier se produit lorsque la lumière se propage dans la surface 2D tandis que le vecteur champ électrique oscille parallèlement aux tiges. La conception introduit une large bande de longueurs d'onde de fonctionnement avec une longueur d'onde centrale $\lambda_c = 1.55 \mu\text{m}$ qui convient à différentes applications.

La porte NOT/XOR présentée dans la Figure II.22 est basée sur des structures à CPh-2D en réseau carré de tiges de germanium (G_e), avec une permittivité relative de 16, immergés dans un fond d'air.

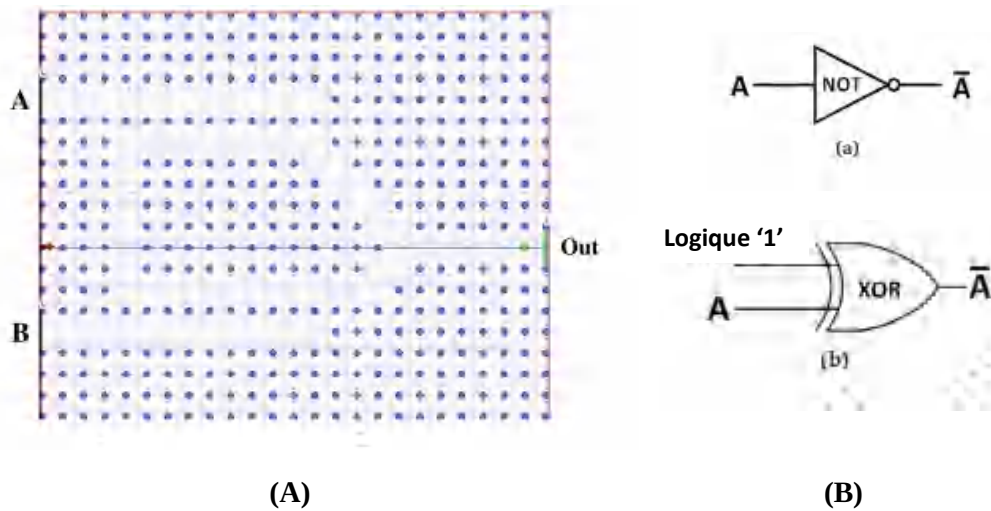


Figure II.22 : **A)** La porte NOT/XOR à CPh-2D proposée, **B)** Le schéma logique de : **a)** porte NOT. **b)** porte XOR utilisée comme porte NOT.

Cette porte possède une conception asymétrique qui doit être introduite pour réaliser la fonctionnalité NOT ou XOR, car à partir de la table de vérité, si les deux signaux d'entrée existent, la sortie doit être logique '0', ce qui signifie que les deux signaux d'entrée doivent interférer de manière destructive. Ceci est réalisé en rendant la longueur du guide d'onde de l'entrée « A » différente de la longueur du guide d'onde de l'entrée « B » à la sortie.

Différentes opérations de la porte XOR sont illustrées sur la Figure II.23 :

- Si aucun signal n'est lancé qu'à l'entrée A, une partie du signal couplé au résonateur se propage dans le sens CW, et l'autre partie dans le sens CCW. Les parties CW et CCW ont une petite différence de phase qui crée une interférence constructive partielle, d'où la logique '1' est détectée au niveau du port de sortie.
- De même, si seul un signal est lancé au port B, la valeur logique '1' est obtenue en sortie en raison de l'interférence constructive entre les deux parties se propageant dans les sens CW et CCW.
- D'autre part, si des signaux simultanés se lancent aux ports A et B, la différence de chemin introduite dans le résonateur crée une interférence destructive au port de sortie réalisant la valeur logique '0' à la sortie.

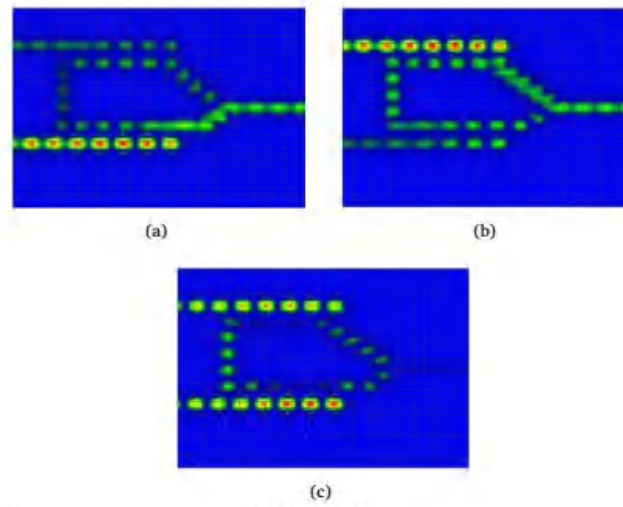


Figure II.23 : La distribution du champ électromagnétique pour la porte XOR **a)** $A = 0, B = 1$, **b)** $A = 1, B = 0$, **c)** $A = 1, B = 1$.

On note que la conception proposée des portes NOR et NAND a deux objectifs principaux, le premier est de construire la porte en utilisant la définition de base du NOR ou NAND qui est une porte OR ou AND connectée à un inverseur (NOT) comme indiqué dans la Figure II.24. Quant au seconde objet, qui est plus importante qui consiste à vérifier le concept de cascade des portes qui assure la possibilité de construire des portes logiques pouvant fonctionner ensemble de manière compatible.

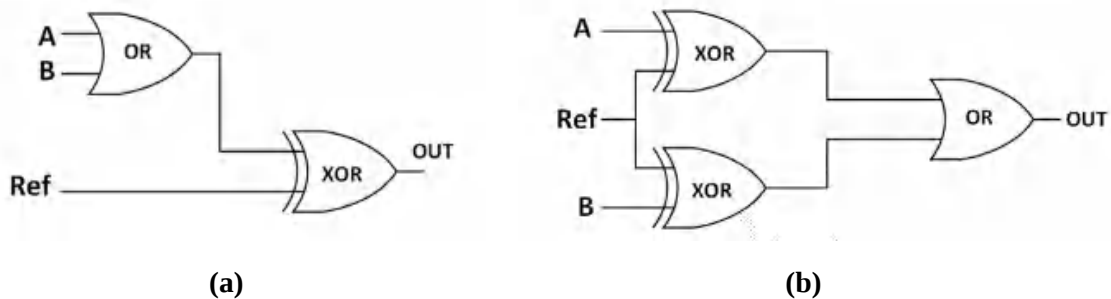


Figure II.24 : Le schéma logique équivalent des portes **a)** NOR, **b)** NAND.

II.2.4 Effet Kerr non linéaire

Les états logiques des portes logiques peuvent être réalisées en utilisant des matériaux non linéaires dans la construction de diverses structures de portes toutes optiques telles que des matériaux Kerr non linéaires. La propriété principale de tels matériaux est la dépendance de leur indice de réfraction sur l'intensité des signaux. L'indice de réfraction (n) est calculé selon la relation $n = n_0 + n_2 \times I$, où n_0 est l'indice de réfraction linéaire, n_2 est le coefficient non linéaire de Kerr et I est l'intensité lumineuse. Ainsi, par l'augmentation ou la diminution des valeurs d'intensité de signal d'excitation, l'indice de réfraction varie et cela modifie les propriétés de la structure ; telles que les gammes de fréquences de fonctionnement.

La structure représentée sur la figure II.25.a, est une porte AND, basée sur des matériaux de Kerr non linéaires, proposés par P. Andalib et al [86]. Le dispositif est construit à l'aide de deux résonateurs en anneaux non linéaires, comme le montre la figure II.25.b, où ce résonateur fonctionne comme un résonateur à insertion-extraction (connu par Add-Drop filter). Le schéma

structurel de cette porte est construit à l'aide d'un réseau carré à CPh-2D composé de tiges GaAs dans un fond de couronne de borosilicate avec un indice de réfraction linéaire de 3,59 et 1,507, respectivement. Les nano-cristaux de Si sont utilisés comme matériau non linéaire pour la construction du résonateur en anneau avec un indice de réfraction linéaire de 1,5 et un coefficient de Kerr de $10^{-16} \text{ m}^2/\text{W}$. Les signaux de fonctionnement sont polarisés TM. Le résonateur avec des matériaux linéaires a une longueur d'onde de résonance de chute (drop) de 1549.2 nm alors que pour le matériau non linéaire, à une puissance d'entrée de $33 \text{ W}/\mu\text{m}$, la longueur d'onde de résonance générée à 1550.9 nm, qui est la longueur d'onde de fonctionnement de la porte AND suggérée.

Dans cette structure, les ports A et B sont des ports d'entrée tandis que le port R_{ef} est le port de contrôle (bias). Si aucun signal n'est présent sur A ou B, le signal du port R_{ef} peut se coupler avec le résonateur supérieur empêchant tout signal d'atteindre le port de sortie. Ainsi, on détecte un '0' logique. Lorsqu'un signal est lancé au port A, ce signal se couplera avec le résonateur supérieur, donc le signal du port R_{ef} ne peut pas se coupler avec ce résonateur en raison du changement qui s'est produit dans la fréquence de résonance. Cependant, le signal du port R_{ef} peut se coupler avec le résonateur inférieur ne générant aucun signal de sortie qui correspond à la logique '0'. De même, si un signal est lancé au port B uniquement, aucun signal de sortie n'est détecté. D'un autre côté, si les deux signaux A et B existent, ils peuvent se coupler avec le résonateur supérieur et le résonateur inférieur empêchant le signal du port R_{ef} de se coupler avec n'importe quel résonateur, donc le signal R_{ef} peut se propager à la sortie produisant la logique '1'.

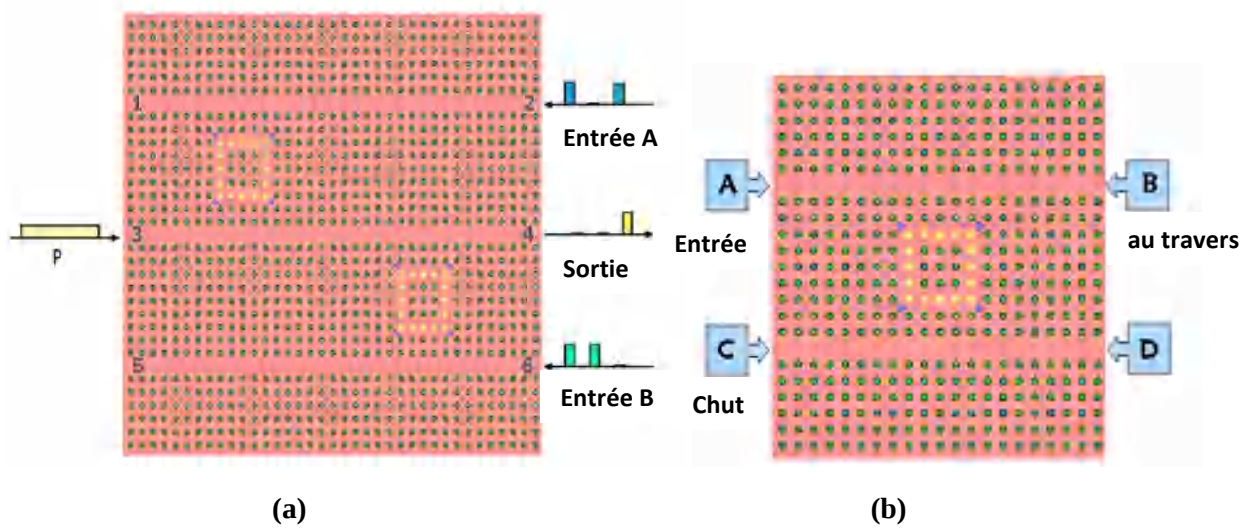


Figure II.25 : a) Schéma de la porte AND basé sur un cristal photonique non linéaire, où A et B sont les ports d'entrée. b) Le schéma du résonateur en anneau utilisant des matériaux non linéaires.

Une autre structure de porte logique OR proposée par A. Pashamehr et al [87], est montrée sur la Figure II.26 qui est basée sur l'utilisation de matériaux Kerr non linéaires. Cette structure est un résonateur en anneau d'une certaine fréquence de résonance où les entrées de la porte sont A et B, tandis que le port R_{ef} (bias) est connecté à un signal de contrôle. Si aucun signal d'entrée n'est détecté sur A ou B, le signal du port R_{ef} se couplera avec le résonateur, ce qui entraînera l'absence de signal détecté à la sortie, ce qui donnera un "0" logique. Si l'un des ports d'entrée A ou B est excité par un signal équivalent à l'état logique "1", le signal d'entrée se

couple avec le résonateur, ce qui modifie la fréquence de résonance interdisant au signal R_{ef} de se coupler avec les deux résonateurs, ce qui conduit à une sortie logique "1". De même, si les deux entrées A et B lancée avec un signal équivalent à l'état logique "1", le signal de port R_{ef} se propage à la sortie produisant la logique "1".

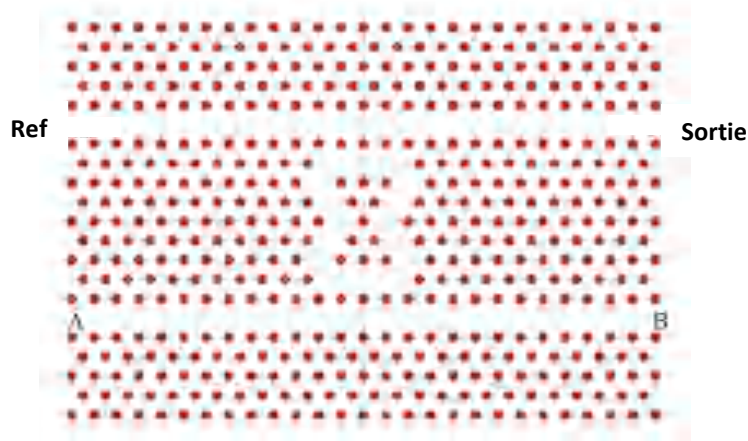


Figure II.26 : Le schéma de la porte OR utilisant un résonateur en anneau, où A et B sont les ports d'entrée.

Une structure alternative pour les portes AND et NON est montrée sur la figure II.27 qui est basée sur les matériaux de Kerr non linéaires [63]. Ce dispositif est construit à l'aide d'un résonateur en anneau non linéaire connecté à des guides d'ondes pour les entrées et la sortie. La structure de la porte est construite à l'aide d'un réseau carré à CPh de tiges de verre chalcogénure noyées dans l'air. Le chalcogénure a un indice de réfraction linéaire de 3,1 et un coefficient de Kerr de $9^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$. Les signaux de fonctionnement sont polarisés en mode TM. Le résonateur a une longueur d'onde de résonance de chute de 1550 nm qui change pour une densité de puissance supérieure à $1 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$, ce qui est appelé la valeur de seuil.

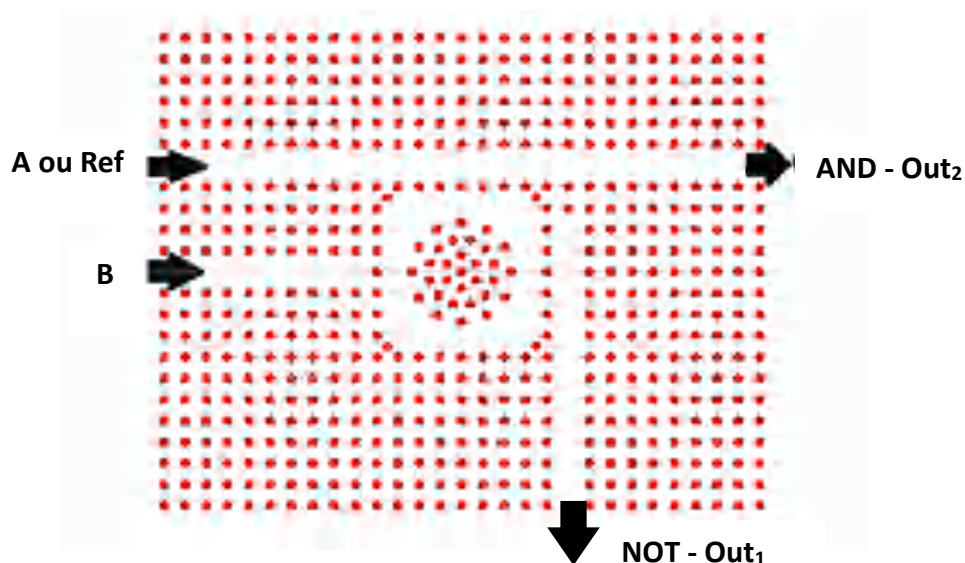


Figure II.27 : Le schéma de la porte AND et NOT, où A et B sont les ports d'entrée.

Pour les opérations de la porte AND avec les entrées A et B comme illustré sur la figure II.27, la source de fonctionnement a une longueur d'onde de 1550 nm avec une quantité de puissance de $0.5 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$. Dans le cas d'un lancement de signal au port A uniquement, le signal chute dans le résonateur pour sortir du port NOT (Out_1) ne donnant aucun signal à la sortie AND, qui est le "0" logique. De plus, dans le cas d'un lancement de signal au port B uniquement, le signal chute dans le résonateur ne générant aucun signal de sortie au port AND (Out_2), qui est un "0" logique. D'autre part, si les deux ports A et B sont excités simultanément, la puissance totale des signaux est presque proche de la valeur du seuil du résonateur, ce qui signifie que la longueur d'onde de résonance change et le signal du port A ne peut pas se coupler avec le résonateur et continue de se propager vers le port de sortie AND (Out_2), et donne un état logique "0".

L'opération de porte NOT peut être réalisée en utilisant la même structure sur la figure II.27 en remplaçant le signal A par un signal de référence Ref tandis que le signal B est considéré comme l'entrée de la porte NOT, alors que la sortie est observée à partir du port NOT (Out_1). En utilisant les portes AND et NOT proposées, elles peuvent être combinées pour créer une porte NAND.

La structure représentée sur la figure II.28 propose une porte NAND basée sur les matériaux Kerr non linéaires [88]. Sa structure de grille se compose d'un résonateur en anneau non linéaire connecté à trois guides d'ondes d'entrée et un guide d'ondes de sortie. La structure de la porte est construite à l'aide d'un réseau carré à CPh -2D de tiges de verre chalcogénure noyées dans l'air.

Le chalcogénure a un indice de réfraction linéaire de 3,1 et un coefficient de Kerr de $9^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$. Les signaux de fonctionnement sont polarisés TM. Le résonateur a une longueur d'onde de résonance de chute de 1554 nm qui a une quantité de puissance de seuil de $1.5 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$.

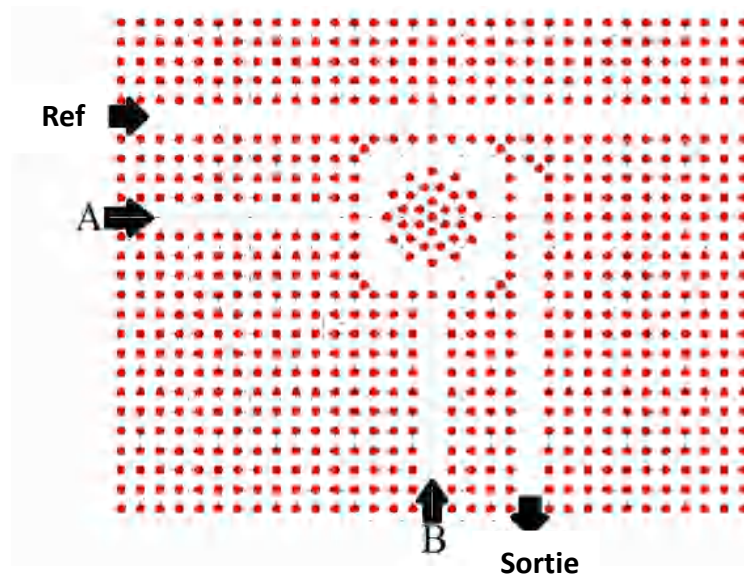


Figure II.28 : Le schéma de la porte NAND, où A et B sont les ports d'entrée.

Pour un bon fonctionnement de la porte NAND, les entrées A et B en plus du signal de référence Ref ont la même source de fonctionnement de longueur d'onde 1554 nm avec une quantité de puissance de $0.5 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$. Si aucun signal d'entrée n'existe en A ou B, le signal de référence se couple avec le résonateur pour se propager vers le port de sortie donnant un état

logique "1". Si un signal est lancé au port A uniquement, les signaux résultants se rencontrent au résonateur avec une quantité de puissance de près de $1 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$, ce qui est inférieur au seuil, en donnant un signal de couplage qui se propage au port de sortie équivalent à un niveau logique haut "1". De même, si un signal est lancé au port B uniquement, le signal résultant se propagera à la sortie produisant la logique "1". Néanmoins, si les deux signaux A et B existent ensemble, une densité de puissance résultante $1.5 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$ est détectée au résonateur, ce qui est proche de la valeur du seuil, donc la longueur d'onde de résonance change avec l'absence de couplage à l'intérieur du résonateur donc aucun signal ne sera propagé au port de sortie générant un niveau logique bas "0".

II.3 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons présenté diverses structures et méthodes de conception de différentes portes logiques toutes optiques. Nous avons exploité leurs avantages et leurs inconvénients. Nous avons ainsi, détaillé quatre principaux types de technique de conception, Telles que : les dispositifs à faisceau auto-collimaté, les dispositifs MMI, les défauts basés sur les interférences et les dispositifs construits à l'aide de matériaux Kerr non linéaires.

Un résumé des caractéristiques et des inconvénients des techniques exploités est présenté dans le tableau II.2 et une simple comparaison entre les principales caractéristiques des différentes techniques est fournie dans le tableau II.3.

Pour la méthode du faisceau auto-collimaté discutée dans la section 1, la structure de cette méthode est assez simple et symétrique, où elle se compose uniquement d'une structure à CPh en réseau carré avec un défaut de ligne diagonale fait du même matériau que celui des tiges mais avec un rayon différent. En utilisant cette structure simple et unique, toutes les portes logiques sont réalisées à l'aide de déphaseurs qui sont nécessaires au fonctionnement des portes logiques toutes optiques. De même, ils sont responsables du maintien de la phase appropriée de chaque signal d'entrée pour obtenir le signal de sortie désiré selon la fonction de la porte logique conçue. Cependant, ces déphaseurs augmentent la surface de la grille sur la puce ce qui augmente le coût total de fabrication en plus de la puissance totale consommée pour chaque grille. En outre, en raison de la ligne de défaut créée dans la structure, une division du faisceau se produit au niveau du défaut de ligne en raison du phénomène TIR. Par conséquent, après la séparation, la moitié de la puissance d'entrée est dirigée vers le port de sortie et l'autre moitié sera négligeable. Ainsi, le taux de contraste de telle porte est considérablement affecté donc une certaine limite ne peut être dépassée. Aussi, dans le cas de la mise en cascade de plusieurs portes ensemble, il faut augmenter la puissance d'entrée de la première porte pour s'assurer d'un niveau de puissance de sortie qui indique le niveau logique correcte. De plus, en raison de la topologie des structures de faisceau auto-collimaté, les signaux à l'intérieur de la structure ne peuvent se propager que dans les directions horizontale et verticale, ce qui limite la capacité de guidage du signal et réduit leur flexibilité dans toutes les directions.

Les portes logiques basées sur la méthode MMI de la section 2 présentent une structure unique, qui est le coupleur directionnel. Le coupleur directionnel a deux guides d'ondes d'entrée et deux guides d'ondes de sortie qui sont reliés ensemble par l'intermédiaire de la région de couplage. Cette région est conçue pour générer un signal de sortie uniquement à partir de l'un des ports de sortie selon le niveau logique voulue par la porte. Toutes les portes logiques peuvent être réalisées en utilisant le même coupleur directionnel ; avec des conceptions différentes pour la région de couplage. Par conséquent, il n'est pas nécessaire de mettre en cascade plus d'un bloc pour construire une porte. Ainsi, les grilles construites à l'aide du

coupleur directionnel peuvent atteindre une compacité élevée dans la zone sur puce, ce qui réduit le coût de fabrication. Cependant, des blocs de déphasage personnalisés doivent être mis en œuvre au niveau des ports d'entrée de la porte pour générer la phase correcte pour l'interférence dans la région de couplage ; et cela augmente la surface totale de la grille et augmente le coût de fabrication. De plus, pour obtenir de meilleures performances, de nombreuses tiges à l'intérieur de la structure doivent être optimisées selon un certain rayon, et ce processus d'optimisation est effectué à l'aide d'algorithmes génétiques qui nécessitent un temps de simulation long et ajoutent plus de complexité au processus de conception. Pour les portes logiques basées sur la méthode MMI, la forme des données d'entrée est différente de la forme des données de sortie. La logique "1" et la logique "0" de chaque port d'entrée ne se distinguent que par la phase du signal d'entrée. La logique de sortie se distingue par la valeur de la puissance reçue, quelle que soit la phase du signal de sortie. Ainsi, la méthode de détection en sortie est différente de la méthode générée en entrée et qui nécessite un modulateur de phase pour ajuster le signal de sortie à un certain signal d'entrée pour l'étage suivant de la porte suivante.

La démonstration de la méthode des défauts par interférence dans la section 3 montre sa remarquable simplicité. Les opérations des structures dépendent directement de l'interférence constructive et de l'interférence destructive pour générer respectivement la logique "1" et la logique "0". Les signaux d'entrée sont guidés depuis les ports d'entrée jusqu'à ce qu'ils se rencontrent après des différences de chemin conçues pour interférer de la manière planifiée générant la logique souhaitée. Dans ce type de structures, si le signal existe, cela correspond à la logique "1", alors que si le signal n'existe pas, cela correspond à la logique "0". Ainsi, aucun déphaseur n'est nécessaire pour le fonctionnement des portes, cependant, tous les signaux d'entrée doivent être lancés en phase pour leur bon fonctionnement. La plupart des structures sont personnalisées et aucune structure unique ne peut réaliser toutes les portes logiques. Il existe une flexibilité dans la création des guides d'ondes des signaux d'entrée et de sortie, mais le processus de contrôle des guides d'ondes est limité par la conception de la longueur de guide d'ondes correcte pour obtenir l'interférence correcte. En raison de la variété des conceptions de chaque porte logique, il n'y a aucune garantie que toutes les structures atteignent la zone la plus compacte.

Tableau II.2 : Avantages et inconvénients des différentes techniques de conception.

Type de technique	Avantages	Inconvénients	Applications possibles
Faisceau auto-collimaté	- Conception simple - Temps de simulation court	- Nécessite des déphaseurs. - Grande surface. - Coût relativement plus élevé. - Faible taux de contraste.	- Intégration de système hybride - Traitement de signal - Capteurs - Décaleurs de fréquence
Interférence multimode (MMI)	- Réponse plus rapide - Taille compacte. - Coût inférieur.	- Nécessite des déphaseurs. - Besoin d'algorithmes complexe.	- Séparateurs - Démultiplexeurs - Traitement du signal - Capteurs - Décaleurs de fréquence

Défauts basés sur les interférences	- Conception simple. - Pas besoin de déphaseurs. - Large BIP - Faible puissance - Une réponse rapide - Rapport de contraste raisonnable	- Grande taille - Difficile de synchroniser le déphasage.	- Traitement de signal - Routage - Dispositifs photoniques intégrés - Circuits logiques
Matériaux Kerr non linéaires	- Taille compacte. - Coût relativement inférieur. - Rapport de contraste élevé. - Indépendant de la phase d'entrée.	- Consommation d'énergie élevée. - Réponse lente qui dépend du temps de réponse du matériau NL. - La fréquence f_c est limitée à la fréquence de chute du résonateur. - BIP étroite.	- Capteurs - Traitement de signal - Commutation - Dispositifs photoniques intégrés - Circuits logiques

D'après la discussion de la méthode des matériaux de Kerr non linéaires dans la section 4, les opérations des portes ne dépendent pas de la phase des signaux d'entrée ni de l'interférence entre les signaux, mais les opérations dépendent de l'excitation d'un matériau de Kerr non linéaire. À des signaux de puissance élevée, l'indice de réfraction d'un matériau Kerr non linéaire change, ainsi les propriétés de guidage changent également. Par conséquent, une puissance élevée est nécessaire pour déclencher les effets non linéaires pour les différentes opérations, ce qui est considéré comme l'un des inconvénients de ce type de conception et qui rend la conception non adaptée aux applications à très faible puissance. De plus, la vitesse de réponse de la porte logique en sortie dépend du temps de réponse du matériau non linéaire utilisé. Il y a un temps supplémentaire pour que le matériau Kerr non linéaire réponde au signal excitant de haute puissance et modifie ses propriétés. Ce temps a un impact sur le temps de réponse total de la porte à partir du moment du lancement du signal d'entrée jusqu'au moment de la réception de la logique de sortie correcte. En raison du changement des propriétés des matériaux non linéaires lorsqu'ils sont excités par un signal de puissance élevée, la fréquence de fonctionnement change également. La fréquence de fonctionnement est liée à la fréquence de résonance du résonateur, et en raison de la sensibilité des matériaux non linéaires à la fréquence de fonctionnement, les conceptions ont une bande étroite de fréquences de fonctionnement. Ainsi, ces structures ne peuvent pas avoir une large gamme de fréquences de fonctionnement, et par conséquent ne peuvent pas être impliquées dans des applications qui nécessitent une large gamme de fréquences de fonctionnement. Du fait que le fonctionnement de cette structure ne dépend pas des interférences, les grilles peuvent être réalisées dans des zones compactes pour minimiser le coût de fabrication.

Tableau II.3 : Comparaison des différentes techniques pour construire des portes logiques à CPh-2D.

Technique	Références	Type de réseau	Portes proposées	Taille de la structure (μm^2)	Rapport de contraste (dB)	Débit binaire (Tb/s)	TE-TM	λ_{op} (nm)
Faisceau auto-collimaté	Y. Zhang et al [56]	Carré (tiges de Si dans l'air)	OR - XOR	$203.04 \times a$	17	-	TE	0.194 (a/λ)
	X. S. Christina et al [57]	Carré (tiges de Si dans l'air)	AND - NOR NAND - XNOR	-	3.1 à 7.4	-	TE	1555.1
Interférence multimode (MMI)	Y. Ishizaka et al [58]	Triangulaire (tiges de Si dans SiO_2)	XOR - AND	106.92 111.87	13.3 et 6.79	-	-	1540
	Y. Lin et al [68]	Carré (tiges de Si dans l'air)	AND - NOR	502.9	12 et 19	-	-	1530-1565
	W. Liu et al [59]	Triangulaire (tiges de Si dans SiO_2)	XOR - OR XNOR - NAND -	46.23	25 à 28.6	-	-	1530-1565
Défauts basés sur les interférences	M. Pirzadi et al [3]	Triangulaire (tiges de Si dans l'air)	OR	200	7.27	0.8	TE	1287.8
	A.Mohebzadeh-Bahabady et al [76]	Triangulaire (tiges de Si dans l'air)	NOT	282	20.75	$1/0.466 = 2.145$	TM	1550
	S. Olyaei et al [71]	Carré (tiges de Si dans l'air)	XOR- NOT	85	43.4 et 43.38	3.15	TM	1550
	M.Derakhshan et al [77]	Carré (tiges de Si dans l'air)	OR - AND	60	6.1	$1/0.5 = 2$	-	1550
	E. H. Shaik et al [61]	Carré (tiges de Si dans l'air)	NOT- NOR- XNOR- NAND	25.4 et 40.52	4.91 à 8.59	$1/0.35 = 2.85$	TE	$[0.28-0.41](a/\lambda)$
	P .Rani et al [82]	Triangulaire (tiges d'air dans le Si)	Toutes les portes	27.87	5.42 à 9.59	0.976	TE	1550
	H. M. E. Hussein et al [85]	Carré (tiges de Ge dans l'air)	Toutes les portes	122.96 à 562.32	6.02 à 12.155	-	TE	1550
	H. Alipour-Banaei et al [63]	Carré (tiges de verre chalcogénure dans l'air)	NOT – AND - NAND	924.21	-	-	TM	1550

Effet Kerr non linéaire	P. Andalib et al [86]	Carré (tiges de GaAs dans la couronne de borosilicate)	AND	273	-	0.12	TM	1550.9
	A. Pashamehr et al [87]	Triangulaire (tiges de Si dans l'air)	AND - OR- NOT	214.14	-	-	TM	1550
	S.Serajmohamadi et al [88]	Carré tiges de verre chalcogénure dans l'air)	NAND	351.43	-	-	TM	1554

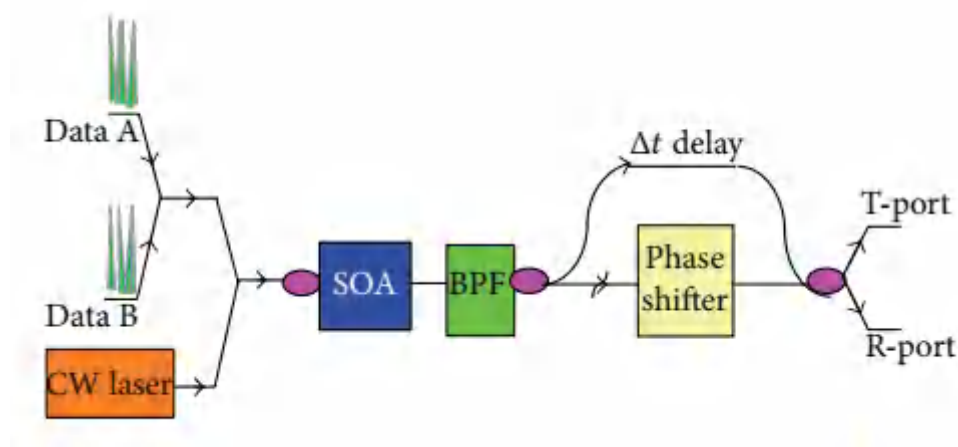
II.4 Conclusion

Pour conclure, chaque technique a ses propres avantages et inconvénients qui peuvent convenir à certaines applications et pas à d'autres. Pour une même technique, toutes les portes doivent être compatibles entre elles afin d'être montées en cascade pour réaliser diverses fonctions logiques combinatoires. Par conséquent, plusieurs recherches sur les portes logiques toutes optiques en cascade doivent être effectuées pour dépasser les problèmes d'intégration et proposer des solutions pratiques pour ce phénomène.

Pour les techniques qui dépendent de l'interférence dans leurs opérations, une plus grande attention devrait être accordée si les portes doivent être mises en cascade ; où, en raison des conditions sur la phase du signal d'entrée, lorsqu'un signal de sortie d'une certaine porte est connecté à l'entrée d'une porte suivante, la phase de ce signal de sortie doit être garantie pour satisfaire la condition de phase souhaitée de l'étage suivant. Ceci peut être réalisé en concevant soigneusement le lien entre la sortie et l'entrée avec la longueur d'onde appropriée pour obtenir la phase correcte. Pour la mise en œuvre de fonctions logiques complexes, ce processus peut impliquer l'optimisation simultanée de plusieurs variables, des outils de conception et des algorithmes sont donc nécessaires pour aider le concepteur. La recherche sur ces techniques est encore à la traîne. Cela est en partie dû au fait qu'il n'y a toujours pas de dimensions de porte standard, de rapport de contraste ou de représentation bien précise des niveaux logiques.

Chapitre III

Conception et optimisation des portes logiques toutes optiques à base des CPh linéaires : résultats et interprétations



Sommaire

III.1 Introduction.

III.2 Etude et conception des portes logiques NOT/ OR / XOR toutes optiques basées sur les cristaux photoniques avec un temps de réponse faible et un rapport de contraste élevé.

III.2.1 Description des portes logiques toutes optiques proposées.

III.2.2 Résultats et discussions.

III.3 Conception d'une série complète des portes logiques toutes optiques basées sur un résonateur en anneaux à cristaux photoniques bidimensionnels.

III.3.1 Conception et principe de la méthode exploitée

III.3.2 Rapport de contraste et calcul du débit binaire

III.3.3 Simulation et résultats de la série des portes proposées

III.4 Conclusion

III.1 Introduction

Actuellement, l'utilisation de circuits électroniques conventionnels dans des applications spéciales n'actualise pas les exigences des technologies modernes. Ainsi, les systèmes logiques optiques basés sur des circuits intégrés optiques (OIC) deviennent un excellent élément exploité dans les systèmes de télécommunications optiques. Par conséquent, les portes logiques toutes optiques sont devenues une clé importante dans les circuits intégrés optiques et trouvent des applications dans les réseaux optiques.

En fait, les données sont transférées très rapidement via les ondes lumineuses. Cette énorme quantité de données implique des réseaux de transmission rapide. L'utilisation de la lumière peut améliorer la vitesse de transmission [89]. Les portes logiques toutes optiques focalisées sur les cristaux photoniques sont des composants essentiels qui constituent une très grande variété d'unités arithmétiques, logiques et différentes gammes d'applications telles que: comparateur [90], démultiplexeur [91], encodeur et décodeur [92, 93] etc... En général, la conception des portes logiques (LG) est une condition préalable à l'avancement des systèmes optiques.

Dans ce chapitre, nous présentons deux conceptions différentes des portes logiques toutes optiques en utilisant la technique des défauts basés sur les interférences à base des CPhs bidimensionnelles. Dans la première partie, l'objectif est de suggérer et créer des portes NOT / XOR et OR / XOR en utilisant un guide d'ondes en forme de « T » et en forme de croix [61, 71, 94]. Par conséquent, trois nano-résonateurs sont utilisés pour réaliser la structure proposée. Il convient de noter que la longueur d'onde de résonance des portes logiques CPh varie en fonction de l'indice de réfraction du matériau choisis et les dimensions de la conception suggérée [95]. Dans la deuxième partie, nous présentons une nouvelle série complète de portes logiques optiques utilisant des cristaux photoniques 2-D sur un réseau déconnecté adopté des tiges en Arséniure de Gallium (GaAs) dans un fond d'air. Ces conceptions sont formées par compilation avec un défaut basé sur les interférences et un phénomène de résonance.

Le simulateur RSoft photonique CAD basé sur la méthode FDTD et la méthode des ondes planes (PWEM) [71, 96, 94], qui est aujourd'hui l'une des techniques les plus populaires pour résoudre des problèmes électromagnétiques. Ainsi, le PWEM est utilisé pour estimer des diagrammes de bande de cristal photonique parfaitement périodiques.

III.2 Etude et conception des portes logiques NOT/ OR / XOR toutes optiques basées sur les cristaux photoniques avec un temps de réponse faible et un rapport de contraste élevé

Comme nous avons cité dans le chapitre précédent. Les techniques les plus courantes trouvées pour la construction d'équations booléennes concernant les portes logiques optiques avec des cristaux photoniques, sont : les faisceaux d'auto-collimation [97], les effets non linéaires [98] et les portes basées sur les interférences [60, 71, 95, 99].

Les portes logiques NOT / XOR et OR / XOR construites sur un cristal photonique linéaire peuvent être obtenues en utilisant des portes logiques basées sur les effets d'interférence.

Par conséquent, de nombreuses conceptions spécifiques ont été développées pour réaliser des portes logiques toutes optiques. On retrouve aussi, la structure mise en œuvre par A. Mohebzadeh-Bahabady et al [60], qui ont proposé des portes logiques NOT et XOR ultra-

compactes utilisant CPhs. Cette structure se concentre sur l'intégration des portes logiques toutes optiques dans les circuits intégrés optiques (CIO). Cependant, cette conception a souffert de performances de contraintes fondamentales telles que : sa grande taille est égale à $282 \mu\text{m}^2$, un faible rapport de contraste et un débit de transfert des données plus faibles obtenues respectivement à 20,75 dB et 2,145 Tb / s.

De même, S. Olyae et al [71] ont présenté une nouvelle conception des portes NOT et XOR utilisant un matériau linéaire basé sur des CPh -2D de taille compacte. Cette structure est basée sur l'intégration de deux nano-résonateurs placés au centre du port d'entrée. La valeur du rapport de contraste est obtenue à 43,4 dB. En outre, le temps de réponse est de 0,317 ps où fournir un débit de transfert des données de 3,15 Tb/s

Comme pour la fonction logique XNOR introduite par E.H. Shaik et al [95], utilisant des portes logiques NOT / XOR toutes optiques avec un guide d'ondes en forme de « T ». La démonstration de la porte XNOR est réalisée.

Les résultats simulés sont prouvés par l'optimisation du rayon réduit et étendu pour créer un effet d'interférence destructif ou constructif dans le but d'améliorer leurs performances. Les portes NOT et XOR possèdent un rapport de contraste puissant de 54,83 dB et 55,23 dB, le temps de réponse est estimé à 0,1256 ps et 0,136 ps.

III.2.1 Description des portes logiques toutes optiques proposées.

III.2.1.1 La porte logique NOT / XOR (LG_1)

Le schéma initial de la porte NOT et XOR illustré sur la Figure III.2 a été conçu à l'aide de trois ports, en créant entre eux une jonction en forme de T.

La conception recommandée de la porte logique a une taille globale égale à $72,8 \mu\text{m}^2$. Cette structure est formée sur un réseau carré de tiges diélectriques en silicium (Si) immergées dans un fond d'air. Ce type de schéma dit « déconnecté » avec un indice de réfraction de 3,43, offre également une large bande interdite possible [97]. La constante de réseau (a) et le rayon (r) sont respectivement choisis à 516,2 nm et 106 nm. Cette structure est optimisée par trois nano-résonateurs NR (tiges bleues) en forme de triangle de rayon r_1 égal à $0,027 \mu\text{m}$.

Notre configuration de portes NOT/XOR toutes optiques est composée d'un nano-résonateur NR entre deux guides d'ondes selon le port 1 (signal : Entré/Contrôle) et le port 2 (signal d'entrée). Les deux ports réalisées avec un guide d'ondes linéaire en supprimant 20 tiges diélectriques dans la direction X ; également en supprimant 8 tiges dans la direction Z dans lesquelles est crée le guide d'ondes de sortie.

Le diagramme de bande des modes TE et TM (Figure III.1) représente l'intervalle de la bande interdite photonique (BIP). Ce qui signifie qu'un ensemble de fréquences ne se sont pas autorisées à se propager à travers la structure périodique [89]. Ainsi, la création des défauts dans la structure permet de générer les signaux transmis à travers le guide d'onde de manière à ce que la lumière de propagation soit possible [97]. Comme le montre la Figure III.1, la bande interdite du mode TM est de 1236,3 à 2020,7 nm.

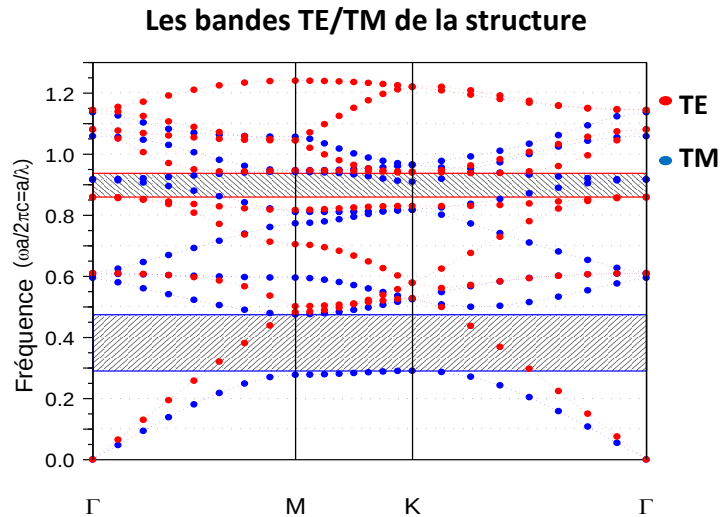


Figure III.1 : Diagramme de bande de la structure à CPh pour les modes TE et TM à partir des paramètres sélectionnés ($a = 516,2$ nm, $r = 106$ nm).

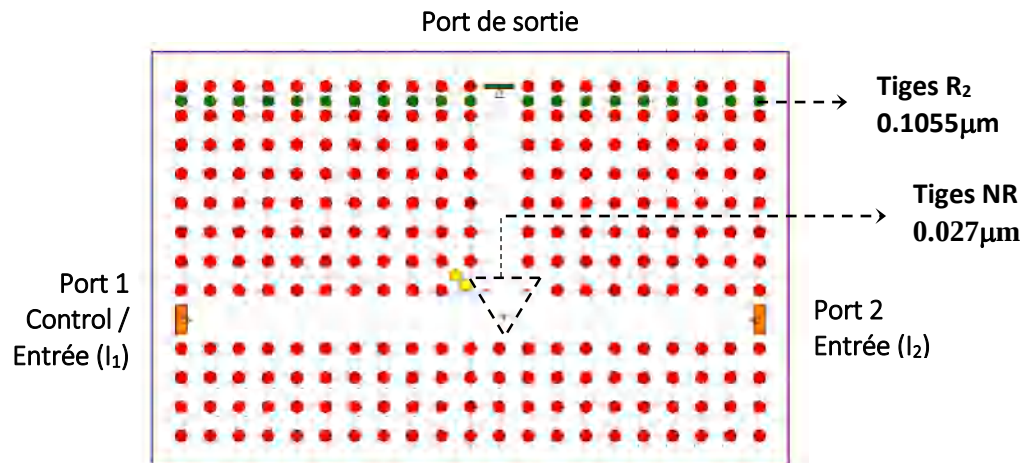


Figure III.2 : Schéma de structure de la porte logique LG_1 .

III.2.1.2 La porte logique OR / XOR (LG_2)

À partir de la porte précédente NOT / XOR (LG_1), nous proposons la porte OR / XOR (LG_2) illustrée sur la Figure III.3. La structure actuelle est conçue avec un guide d'onde en forme de croix et basée sur le même concept d'analyse et avec des paramètres opto-géométriques similaires tels que : la constante de réseau, le rayon des tiges et l'indice de réfraction.

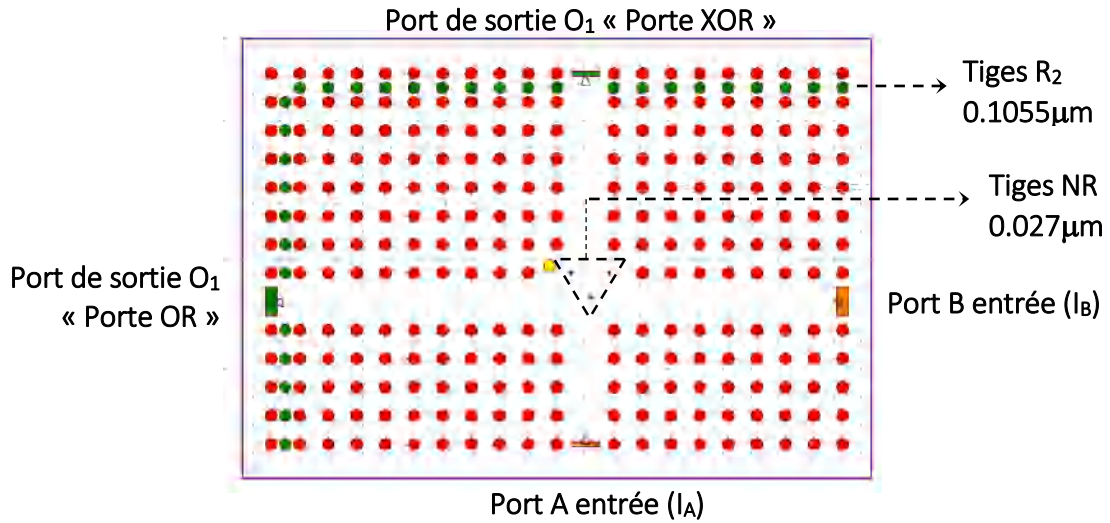


Figure III.3 : Schéma de structure de la porte logique LG_2 . Le port A et le port B sont les signaux d'entrées, O_1 et O_2 respectivement les signaux de sorties des portes logiques OR et XOR.

Un nouveau guide d'onde sera créé en supprimant 5 tiges dans la direction Z pour créer le deuxième guide d'onde d'entrée. Il se compose de quatre ports ; les signaux d'entrées I_A et I_B notés respectivement par le port A et le port B, et les ports de sorties O_1 et O_2 présentent les portes de sortie OR et XOR.

III.2.2 Résultats et discussions

III.2.2.1 Résultats de simulation de la porte NOT toute optique

L'effet d'interférence introduit dans cette étude est clairement défini la différence de phase entre les signaux lumineux d'entrée nécessaires à l'intersection des deux guides d'ondes. Cette différence de phase de 0° ou π° entre les deux longueurs de trajet provoque respectivement un effet d'interférence constructif ou destructif. Ce processus a été partiellement généré en raison des longueurs inégales des guides d'ondes d'entrée I_1 et I_2 [71]. L'optimisation finale des nano-résonateurs NR a été utilisée pour maintenir un couplage de résonance constructif et destructif. Plusieurs articles [60, 71, 96, 97] ont clairement expliqué ce mode de couplage qui présente un avantage majeur pour générer une structure plus efficace.

Le Tableau III.1 résume les résultats de simulation obtenus à partir de chaque niveau logique appliqué. Les valeurs de puissance numérique sont déterminées en fonction du signal d'entrée P_{in} . Les résultats obtenus par simulation de la distribution du champ électromagnétique avec l'excitation CW (Continuous Wave) pour la porte logique NOT sont illustrés sur les Figures III.5 et III.6.

Dans toutes nos simulations, nous avons utilisé une source lumineuse de puissance pour être lancée vers les ports d'entrée des portes. La puissance détectée au niveau du port de sortie est considérée comme logique «0» si la puissance est inférieure ou égale à $0,3 P_{in}$, et est considérée comme logique «1» si la puissance est supérieure ou égale à $0,4 P_{in}$, comme illustré à la Figure III.4.

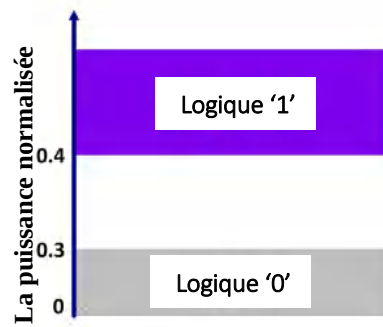


Figure III.4 : La plage des valeurs de puissance normalisées à la sortie avec la logique correspondante [16].

Pour assurer l'opération logique « NOT », le signal de contrôle I_1 est mis à l'état logique "1" et le signal d'entrée I_2 est modifié comme ($I_2 = "0"$ ou $I_2 = "1"$). Les deux entrées de port sont excitées sans déphaseur ($\varphi = 0^\circ$). Lorsque le signal d'entrée est égal à un "1" logique correspond à une puissance P_{in} , on peut voir que l'effet destructif a un rôle de faire baisser le signal de sortie à une valeur de $4,7 \times 10^{-5} \% P_{in}$ comme le montre la Figure III.5. En parallèle, dans le cas où le signal d'entrée est équivalent au niveau logique "0", où les nano-résonateurs NR produisent un puissant effet constructif via le couplage du signal d'entrée. Cependant, les tiges R_2 et les tiges jaunes sont utilisées pour améliorer progressivement le signal de sortie jusqu'à une valeur maximale de 81,4 % de P_{in} comme indiqué sur la Figure III.6. Par conséquent, les résultats finaux de la simulation sont affichés dans le Tableau III.1.

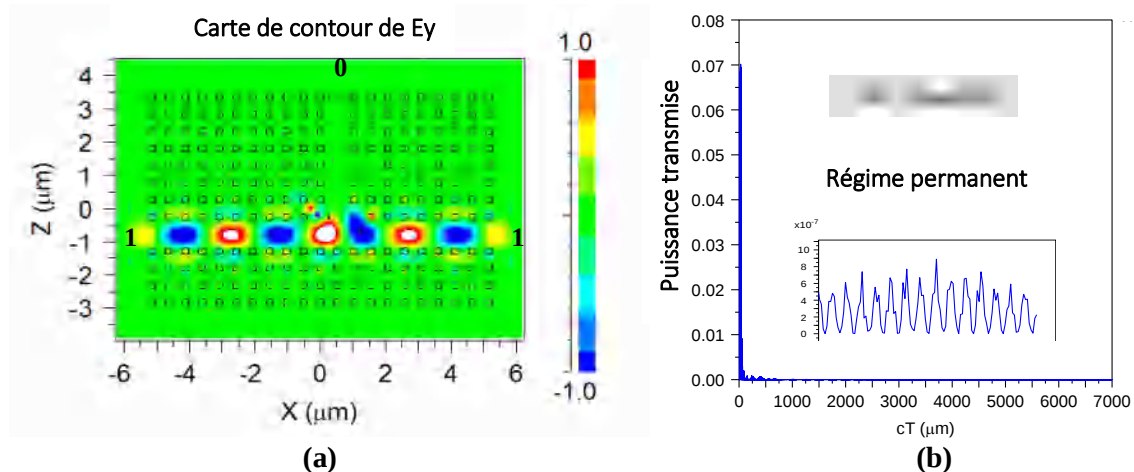


Figure III.5 : Résultats de la simulation de la porte "NOT" lorsque les entrées I_1 et I_2 sont égales à "1" logique, **a)** La distribution du champ électromagnétique avec l'excitation CW, **b)** La quantité de transmission de puissance.

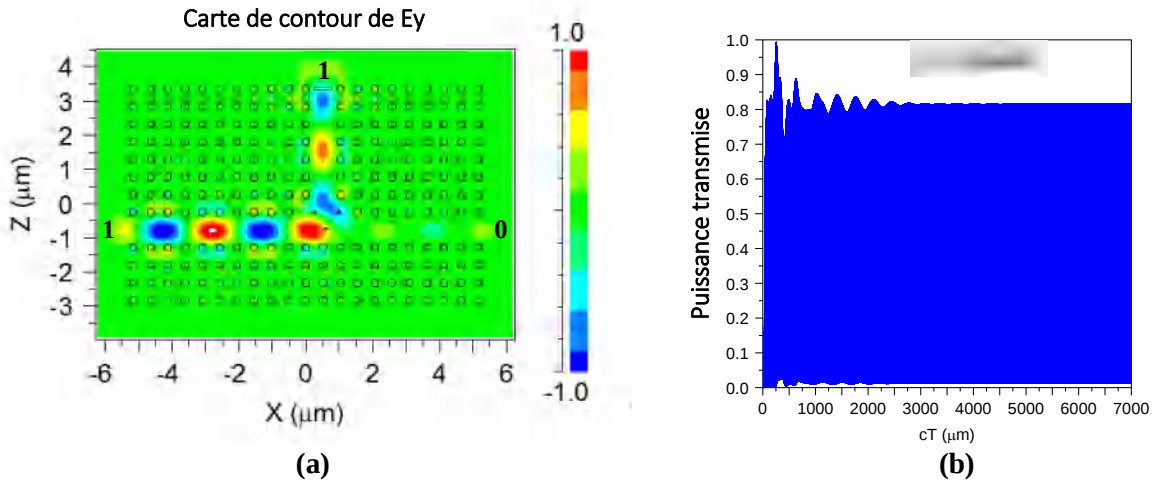


Figure III.6 : Résultats de la simulation pour la porte "NOT" lorsque $I_2 = "0"$ et signal de contrôle I_1 égal à "1" logique. **a)** La distribution du champ électromagnétique avec excitation CW, **b)** La quantité de transmission de puissance.

Les caractéristiques de cette structure, telles que le rapport de contraste (RC), et le temps de réponse (TR), seront calculées numériquement. La valeur de RC est déterminée par l'équation III.1:

$$RC = 10 \times \text{Log} \left(\frac{P_1}{P_0} \right) \quad (\text{III.1})$$

Nous constatons que RC est de 62,38 dB, lequel P_1 est la quantité de puissance transférée à la sortie pour un niveau logique "1" et P_0 est la quantité de puissance transférée à la sortie pour un niveau logique zéro "0".

Tableau III.1 : Liste des combinaisons logiques correspond aux valeurs de puissance pour la porte NOT toute optique.

Port A " signal de control"		Port B "signal d'entrée"		signal de sortie	
Niveau logique	Valeur de puissance	Niveau logique	Valeur de puissance	Niveau logique	Valeur de puissance % P_{in}
1	P_{in}	0	0	1	81.4 %
1	P_{in}	1	P_{in}	0	$4.7 \times 10^{-5} \%$

Le calcul du temps de réponse concerne l'état logique "1" de chaque porte logique ; dans ce cas, nous utilisons le graphe du diagramme de transfert de puissance comme indiqué sur la Figure III.6.b. C'est le temps pendant lequel une puissance d'émission comprise entre 0 et 90% est générée à la quantité moyenne de la puissance de sortie P_{moy} [82, 94, 100]. Il se calcule entre deux valeurs : la première a le délai de transmission (t_{11}) requis par la structure de 0 à 10% de P_{moy} , on a donc $Ct_{11} = 27,75 \mu m$, comme « C » est la vitesse de la lumière, par calcul on trouve $t_{11} = 0,0925$ ps.

Le second est le temps t_{12} nécessaire entre 0 et 90% de P_{moy} , de la même manière, on trouve $Ct_{12} = 63,19 \mu m$, en calculant $t_{12} = 0,21$ ps. Le temps de réponse sera déterminé selon l'équation III.2 :

$$TR = (t_{12} - t_{11}) \times 2 \quad (\text{III.2})$$

Enfin, on constate que le TR de la porte NOT et XOR est égale à 0,235 ps, ce qui assure une transmission de données très importante égale à 4,255 Tb/s. Selon les résultats obtenus précédemment, le Tableau III.2 comprend une simple comparaison des caractéristiques structurales de la porte NOT avec les modèles existants dans la littérature.

Tableau III.2 : Comparaison de la porte configurée « NOT » avec d'autres modèles récents.

	Forme de réseau du CPhs	Temps de réponse (ps)	Rapport de contraste (dB)	Dimension de la Structure (μm^2)
Le modèle proposé	Carré	0.235	62.38	72.7
S. Olyae et al [71]	Carré	0.317	43.4	85
A. Mohebzadeh-Bahabady et al [99]	Hexagonale	0.466	20.28	181
A. Mohebzadeh-Bahabady et al [60]	Hexagonale	0.466	20.75	282
E. H. Shaik et al [61]	Carré	0.35	8.59	25
M. Ghadrdan et al [101]	Carré	0.84	10.75	144
E. H .Shaik et al [95]	Carré	0.1256	54.83	105.75

III.2.2.2 Résultats de simulation de la porte « XOR » toute optique

Pour la fonction XOR, le signal de contrôle (Bias) est considéré comme port d'entrée. Dans ce cas, il existe deux modes de fonctionnement, le premier lorsque les entrées I_1 et I_2 sont égales à "1" logique, donc le NR et les tiges jaunes sont utilisés pour produire un effet destructif avec une intensité de lumière ultra-inférieure, cette valeur est un "0" logique à la sortie. Par conséquent, lorsque les deux entrées sont activées avec deux valeurs logiques différentes. En raison de la résonance créée entre le signal d'entrée via le couplage de NR et des tiges diélectriques R_2 . La quantité de puissance transmise à la sortie augmente à 0,814 de P_{in} , ce qui donne la valeur logique "1". Les résultats finaux tels que la distribution du champ électromagnétique et le diagramme de transfert de puissance sont représentés sur les Figures III.7.a, III.7.b et III.7.c.

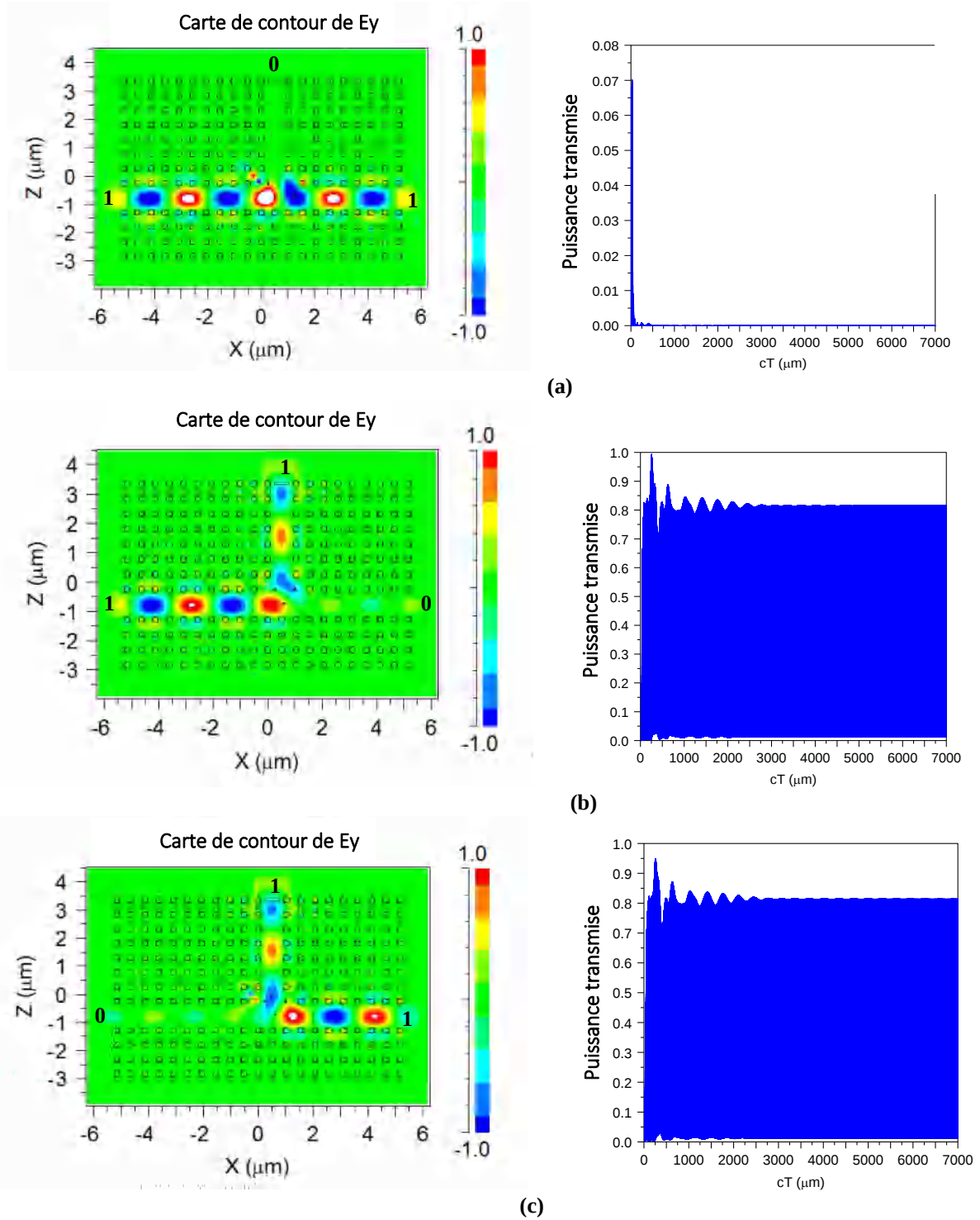


Figure III.7 : Résultats de la simulation pour la porte "XOR". La distribution du champ électromagnétique avec excitation CW et la quantité de transmission de puissance à : **a)** $I_A = I_B = "1"$, **b)** $I_A = "1"$ et $I_B = "0"$, **c)** $I_A = "0"$ et $I_B = "1"$.

Le Tableau III.3 montre les différentes combinaisons logiques de la porte XOR ainsi leurs valeurs de puissance correspondes.

Tableau III.3 : Liste des combinaisons logiques correspond aux valeurs de puissance pour la porte « XOR » toute optique.

Port A " signal d'entrée "		Port B "signal d'entrée"		signal de sortie	
Niveau logique	Valeur de puissance	Niveau logique	Valeur de puissance	Niveau logique	Valeur de puissance % P_{in}
0	0	0	0	0	0
0	0	1	P_{in}	1	81.4 %
1	P_{in}	0	0	1	81.4 %
1	P_{in}	1	P_{in}	0	4.7×10^{-5} %

Le Tableau III.4 montre une simple comparaison des caractéristiques de la porte XOR avec les modèles existants dans la littérature.

Tableau III.4 : Comparaison de la porte configurée « XOR » avec d'autres modèles récents.

	Forme de réseau	Temps de réponse (ps)	Rapport de contraste (dB)	Dimension de la Structure (μm^2)
Le modèle proposé	Carré	0.235	62.38	72.7
S. Olyaei et al [71]	Carré	0.317	43.38	85
A. Mohebzadeh-Bahabady et al [99]	Hexagonale	0.466	19.95	252
M. Ghadrddan et al [101]	Carré	0.85	5.67	265
E. H .Shaik et al [95]	Carré	0.136	55.23	105.75

III.2.2.3 Résultats de simulation de la porte OR/XOR «LG2» toute optique

La Figure III.8 représente la variation de la distribution du champ électromagnétique pour différents niveaux logiques appliqués via les signaux d'entrée. Notez que les longueurs des deux ports d'entrée I_A et I_B varient, ce qui crée une différence de phase de π° entre les deux signaux de sortie [82, 97]. Par conséquent, lorsque le signal de sortie O_1 apparaît, le signal de sortie O_2 se disperse et la direction opposée reste correctement démontrée.

Pour la fonction OR et XOR, lorsque les ports d'entrée sont excités simultanément avec un signal lumineux différent comme sur les Figures III.8.b et III.8.c, c'est le cas où les nano-résonateurs NR provoquent un effet destructeur. Par simulation, les tiges R_2 permettent également d'augmenter au maximum le transfert de puissance du signal de sortie. Il est donc égal à 0,52 et 0,43 de P_{in} pour la porte OR, ainsi 1,03 et 0,8 de P_{in} pour la porte XOR, ce qui donne un niveau logique "1".

Ainsi, si les deux ports A et B sont lancés par la même quantité de signal d'entrée à une valeur de puissance P_{in} comme sur la Figure III.8.a. Dans ce cas, l'effet destructif est clairement observé dans le port de sortie O_2 de la porte OR et la puissance transmis vers la sortie estimée

à $0,013 P_{in}$ qui est égal à un niveau logique "0". Dans l'autre sens, le signal de sortie O_1 de la porte XOR sera supérieur et égal à $1,9 P_{in}$ ce qui génère l'état logique haut "1".

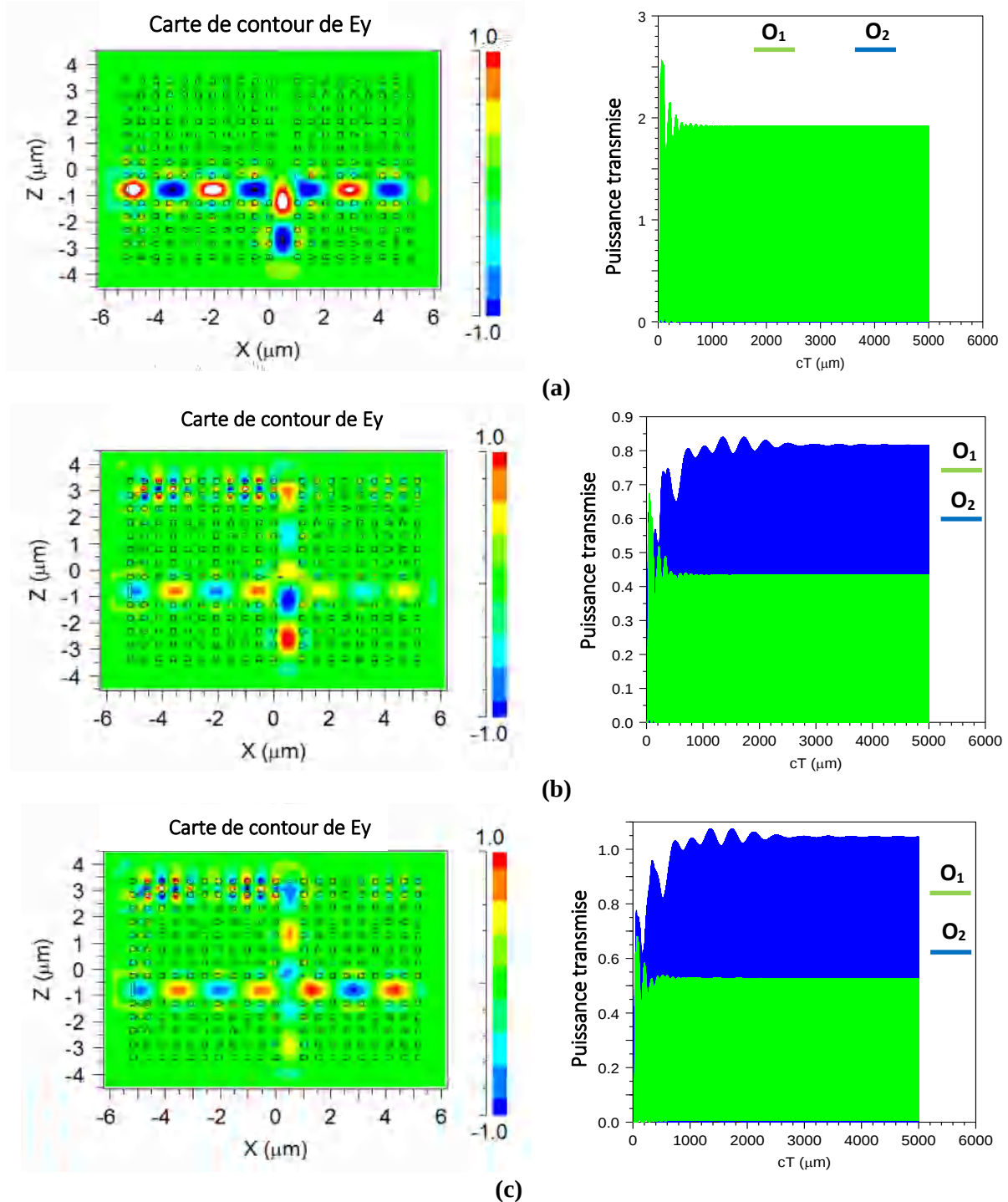


Figure III.8 : Résultats des portes «OR / XOR» toutes optiques. Le diagramme du champ électromagnétique et la quantité de transmission de puissance à : **a)** $I_A = I_B = "1"$, **b)** $I_A = "1"$ et $I_B = "0"$, **c)** $I_A = "0"$ et $I_B = "1"$.

Le rapport de contraste RC et le temps de réponse TR tels que définis dans la section 2 sont donnés respectivement à partir des équations (III.1) et (III.2), dont les valeurs moyennes sont présentées dans le Tableau III.5.

Tableau III.5 : Combinaisons logiques correspondantes aux valeurs de puissance pour la porte OR/XOR toute optique.

Entrées		Sortie O ₁ "porte XOR "				Sortie O ₂ "porte OR "			
I _A	I _B	Valeur de puissance % P _{in}	Niveau logique	RC _{moy} (dB)	TR _{moy} (ps)	Valeur de puissance % P _{in}	Niveau logique	RC _{moy} (dB)	TR _{moy} (ps)
0	0	0	0	18.47	1.23	0	0	15.62	0.09
0	1	103 %	1			52 %	1		
1	0	80 %	1			43 %	1		
1	1	1.3 %	0			190 %	1		

D'après ces résultats, le Tableau III.6 présente une simple comparaison des caractéristiques de la structure (LG₂) avec les conceptions récentes trouvées dans la littérature.

Tableau III.6 : Comparaison de la porte suggérée avec d'autres designs existants.

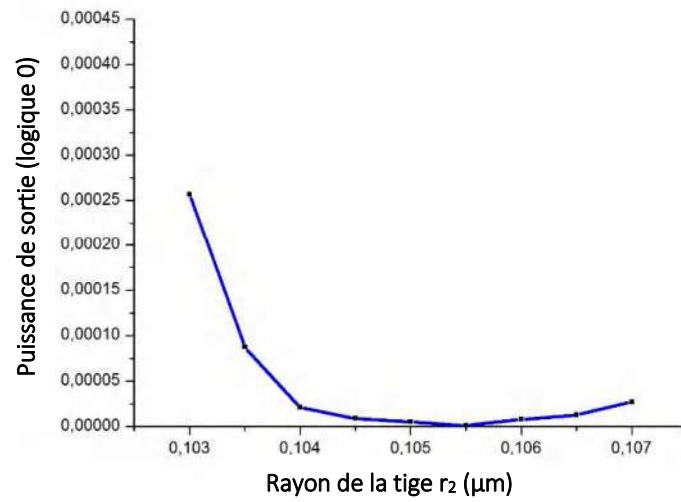
	Rapport de contraste (dB)	Temps de réponse (ps)
Le travail proposé	15.62	0.09
M. Derakhshan et al [77]	6.1	0.5
Kiyanoosh et al [67]	6.767	0.4
Enaul Haq et al [82]	9.99	0.1388

III.2.2.4 Optimisation du rayon des nano-résonateurs « NR » et les tiges diélectriques R₂

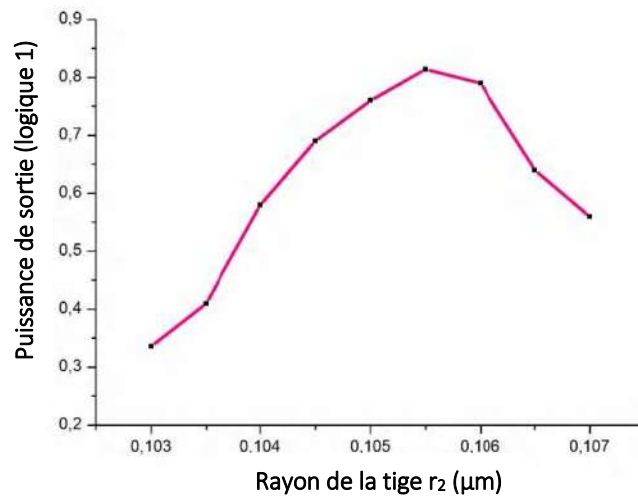
Les tiges R₂ marquées en vert sont positionnées sur la dernière ligne comme le montre les Figures III.2 et III.3, dont lequel le signal de sortie y'est localisé. Ces tiges peuvent également minimiser les pertes d'énergie provoquée à la sortie. En outre, elles servent à augmenter continuellement la quantité de puissance transmise à une valeur maximale de 81,4% de P_{in} comme présenté sur la Figure III.9.b. Les deux tiges jaunes manifestement destructive aux tiges de nano-résonateurs dont un faible signal de sortie probable à $4,7 \times 10^{-5}$ % de P_{in} comme le montre la Figure III.9.a. Le rapport de contraste ultra-élevé est obtenu à 62,38 dB et un excellent temps de réponse atteint la valeur de 0,235 ps.

Les Figures III.10 et III.11 représentent les valeurs de résultats de RC et TR avec la variation du rayon (r₁) du NR de 0,02 à 0,034 µm. Dans ce cas, l'influence de chaque nano-résonateur sur le signal transmis à la sortie est optimisée de manière à donner les valeurs approchées des deux états logiques (niveau logique bas "0" et niveau logique haut "1").

En général, le rayon des tiges nano-résonateurs basé sur l'effet d'interférence est exploité pour augmenter le couplage avec les signaux lumineux excités aux entrées [67, 100], et également est optimisé pour obtenir d'excellentes performances.



(a)



(b)

Figure III.9 : Variation de la puissance de sortie du LG_1 en fonction du rayon r_2 pour les tiges R_2 de 0,103 à 0,107 μm en mode : **a)** logique "0", **b)** logique "1".

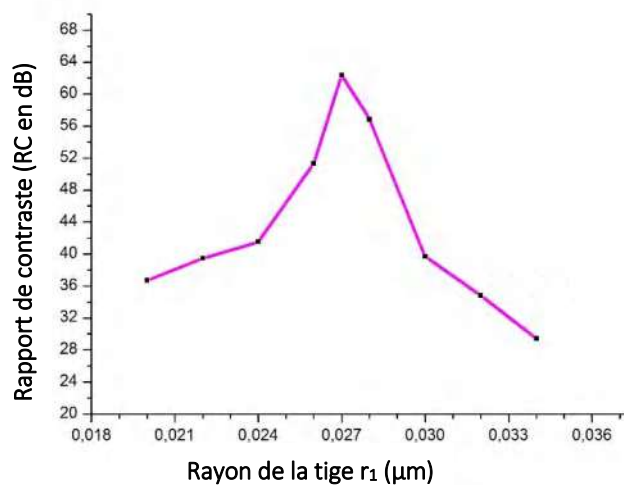


Figure III.10 : Variation du rapport de contraste du LG_1 en fonction du rayon r_1 des nano-résonateurs (NR) de 0,02 à 0,034 μm .

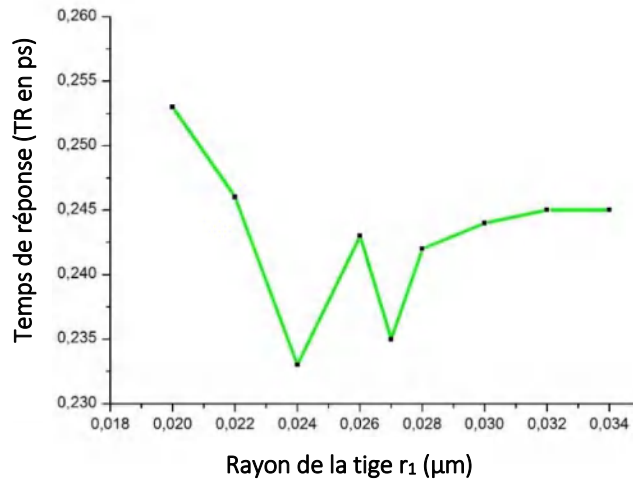


Figure III.11 : Variation du temps de réponse du LG_1 en fonction du rayon r_1 du nano-résonateur NR de 0,02 à 0,034 μm .

III.3 Conception d'une série complète des portes logiques toutes optiques basées sur un résonateur en anneaux à cristaux photoniques-2D.

Dans cette section, notre structure à CPh est basée sur l'effet d'interférence en intégrant un résonateur en anneaux dans le but de créer un fort couplage de résonance. Cette méthode a été utilisée par nombreux chercheurs [96, 100, 102], elle est considérée comme la méthode la plus simple pour une optimisation efficace.

Les caractéristiques des portes logiques toutes optiques sont démontrées en fonction des propriétés du matériau sélectionné [103]. Parmi les matériaux semi-conducteurs les plus souvent utilisés dans le domaine de la microélectronique en générale ainsi que dans l'optique intégrée, tels que Si [77, 104], Ge [85], GaAs [102, 105] pour sa compatibilité avec la technologie CMOS.

Selon les travaux réalisés par H.M.E. Hussein et al [6, 85], ont proposé une série de portes logiques toutes optiques utilisant des structures cristallines photoniques à l'aide des tiges diélectriques de germanium sans déphaseurs. Cependant, Elles souffrent de limitations fondamentales, notamment un très faible rapport de contraste.

Dans ce travail, nous présentons une nouvelle variété de conception des portes logiques tout-optiques exploitant les cristaux photoniques linéaire. Nous avons utilisé des tiges diélectriques en Arséniure de Gallium (GaAs). Ce qui contribue à la fabrication des guides d'ondes à faible pertes [105], et permet aussi de réduire la consommation d'énergie et d'augmenter le rapport de contraste [85].

III.3.1 Conception et principe de la méthode exploitée

Les portes logiques toutes optiques proposées dans ce travail sont formées sur un réseau de type carré à base de cristal photonique bidimensionnel, ou la constante de réseau (a) des tiges fixées à 0,55 μm et le rayon (r) des tiges varié de 0,0782 à 0,095 μm pour les portes logiques NOT / XOR et OR / AND respectivement. Les différents schémas des portes logiques sont construits sur une permittivité relative de $\epsilon_{\text{GaAs}} = n_{\text{GaAs}}^2 = (3.61)^2$ embarqué sur fond d'air [102], pour fournir une large bande interdite possible [99]. L'optimisation de ces paramètres permet d'exploiter la longueur d'onde télécom de 1550 nm.

La méthode des ondes planes (PWEM) est utilisée pour calculer des diagrammes de bande de cristaux photoniques parfaitement périodiques [96, 98]. La bande interdite du mode TM est de 1222,2 à 1883,4 nm et de 854,54 à 1572,41 nm pour les portes logiques OR / AND et NOT / XOR respectivement, comme le montre la Figure III.12.

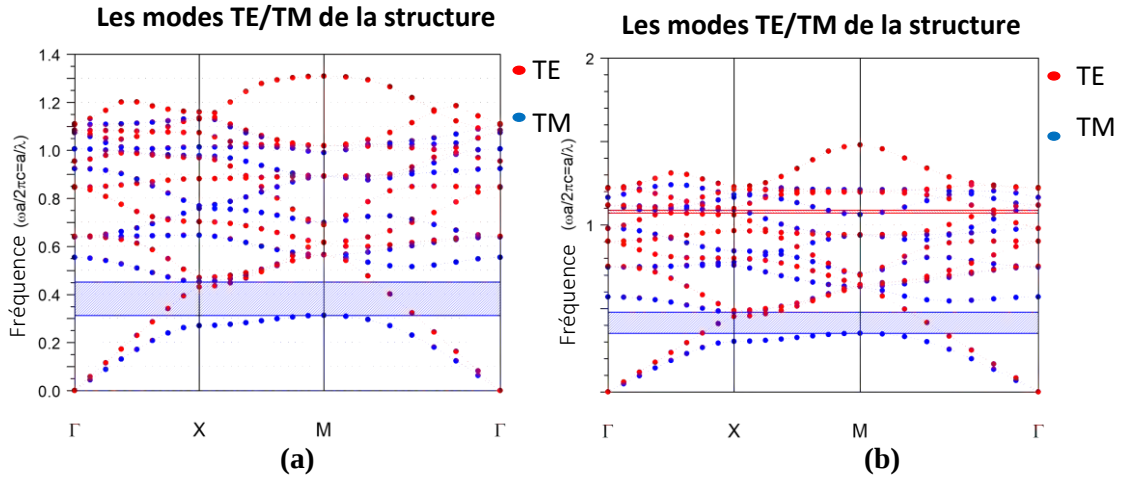


Figure III.12 : Diagramme de bande de la structure à CPh, **a)** porte OR/AND, **b)** porte NOT/XOR.

III.3.1.1 Porte logique proposée « OR/AND »

Notre structure de portes logiques OR et AND toutes optiques représentée sur la Figure III.13 avec une taille totale de $27a \times 21a \mu\text{m}^2$. Elle est composée de trois guides d'ondes linéaires W_1 , W_3 qui représentent les ports d'entrée I_nA et I_nC , comme W_2 signifie le port d'entrée commun I_nB entre les portes OR et AND, les ports de sorties O_1 et O_2 des portes logiques OR et AND respectivement. La forme finale de la fonction logique comprend deux résonateurs en anneaux similaires appelés RR_1 et RR_2 qui ont un rôle important pour compiler l'effet d'interférence avec le phénomène de résonance. Nous avons ajouté des tiges à rayon réduit (tiges jaunes r_1 et tiges bleues r_2) et à rayon élargi (tiges vertes r_3 et tiges jaunes r_4) afin de générer des interférences constructives et destructives des signaux d'entrées.

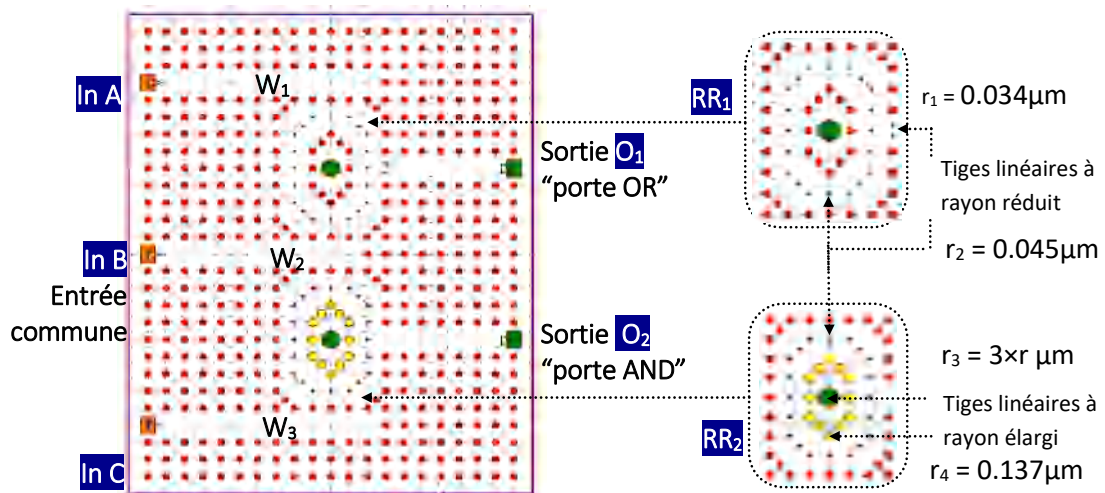


Figure III.13: Structure OR / AND conçue. Les ports I_nA , I_nB , I_nC sont le signal d'entrée, O_1 et O_2 respectivement le signal de sortie des portes logiques OR et AND.

III.3.1.2 Porte logique proposée « NOT/XOR »

Habituellement, les deux portes logiques optiques NOT et XOR possèdent un port de sortie commun en parallèle avec deux ports d'entrée, l'un des deux joue le rôle de port de contrôle (Bias) qui sélectionne la porte logique souhaitée dans la sortie comme le montre la Figure III.14.

Dans le cas d'une structure symétrique, les deux ports seront identiques, et leur simulation donne les mêmes résultats à chaque entrée logique. Le schéma proposé dans cette section illustrée à la Figure III.15 est caractérisé par une taille de $120,69 \mu\text{m}^2$ et un rayon optimisé à $0,0782 \mu\text{m}$. De plus, deux guides d'ondes en «forme de L» seront créés et présenteront le port d'entrée I_nA et le port de contrôle I_nB . Ainsi, nous utilisons un simple résonateur en anneau (RR_3) associé à deux nano-résonateurs (NR) optimisé par un rayon égal à $0,045 \mu\text{m}$.

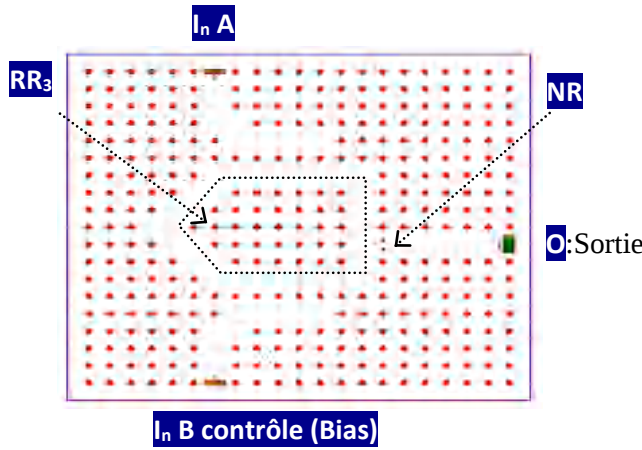


Figure III.14 : Structure NOT / XOR conçue. Ports I_nA , I_nB et «O» respectivement entrées, contrôle et signal de sortie.

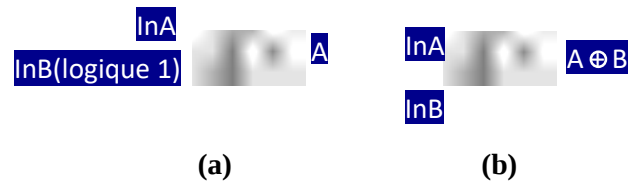


Figure III.15 : Le schéma logique de: a) porte NOT, b) porte XOR.

III.3.2 Rapport de contraste et calcul du débit binaire

Les caractéristiques de cette structure, telles que le RC et le débit DB, seront calculées numériquement. Le RC est déterminé par l'équation suivante:

$$RC = 10 \times \log\left(\frac{P_1}{P_0}\right) \quad \text{III.1}$$

Le temps de réponse de la porte logique proposée sera déterminé à partir du diagramme de transfert de puissance en sortie de chaque porte logique (figure III.17). Il est calculé entre deux valeurs: la première a le retard de transmission t_{11} requis par la structure de 0 à 10 % de la puissance moyenne P_{moy} , la seconde est le temps t_{12} nécessaire entre 0 et 90% de P_{moy} [57, 97]. Le débit binaire est l'inverse du temps de réponse total calculé selon l'équation III.2:

$$TR_{(ps)} = (t_{12} - t_{11}) \times 2 \Rightarrow DB_{(Tb/s)} = \frac{1}{RT} \quad \text{III.2}$$

Dans la suite de ce travail, le calcul du débit binaire (DB) concerne l'état logique «1» de chaque porte logique, pour cela, nous utilisons le diagramme de transfert de puissance.

III.3.3 Résultats de simulation de la série complète des portes proposées

Les résonateurs en anneaux RR_1 , RR_2 et RR_3 sont situés entre deux guides d'ondes en parallèles (Figure III.16). Lorsque les ports d'entrée sont excités avec chaque valeur logique, l'onde circule via deux chemins dans le sens horaire (CW) et antihoraire (CCW). Ces ondes bidirectionnelles génèrent une différence de phase dans le RR qui crée une interférence constructive ou destructrice [85]. Les différents états logiques obtenus par simulation à la sortie de chaque porte dépendent de la forme du RR. Sur une autre partie, le rayon et l'emplacement des nano-résonateurs NR implantés à l'intérieur de RR ont influencé le type de portes logiques à réaliser, permettant ainsi d'augmenter le couplage avec les entrées de puissance lumineuse [67, 100]. Dans cette section, nous discutons spécialement des portes OR / AND et NOT / XOR qui sont considérées comme la fonction de base des portes NOR, NAND et XNOR.

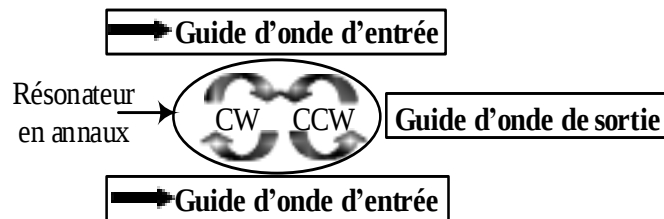


Figure III.16 : Schéma d'un résonateur en anneaux situé entre deux guides d'ondes en parallèles.

III.3.3.1 Les portes toutes optiques « OR » et « AND »

Le Tableau III.7 résume les résultats du simulation globaux obtenus à partir de chaque niveau logique appliqué. Le diagramme de la distribution du champ électromagnétique et celle de transfert de puissance des portes OR et AND sont illustrés à la Figure III.17.

Tableau III.7 : Table de vérité globale et valeurs de puissance pour les portes logiques OR et AND.

Signaux d'entrée			Signaux de sortie			
Niveau logique			$O_1 : I_{nA}$ OR I_{nB}		$O_2 : I_{nB}$ AND I_{nC}	
I_{nA}	I_{nB}	I_{nC}	Niveau logique	Valeur de puissance % P_{in}	Niveau logique	Valeur de puissance % P_{in}
0	0	0	0	0	0	0
0	0	1	0	0.2 %	0	6.8 %
0	1	0	1	30 %	0	14 %
0	1	1	1	53%	1	76 %
1	0	0	1	36 %	0	6.4 %
1	0	1	1	51 %	0	$1.6 \cdot 10^{-2}$ %
1	1	0	1	114 %	0	13 % P_{in}
1	1	1	1	115 %	1	40 %

Pour différents états logiques du port d'entrée, nous avons choisi les meilleurs résultats de la simulation finale présentés dans le Tableau III.8.

➤ Porte « OR »

Pour le fonctionnement de la porte logique OR proposée. Le premier cas, quand les deux entrées I_{nA} et I_{nB} sont lancées avec des états logiques différents, le déphasage sera créé dans lequel le résonateur sera couplé dans les deux directions CW et CCW. La combinaison de ce couplage et l'influence des nano-résonateurs à rayon réduit va créer un effet constructif. La puissance d'émission maximale obtenue en sortie est d'environ 51% P_{in} et 53% P_{in} correspondent à la logique «1».

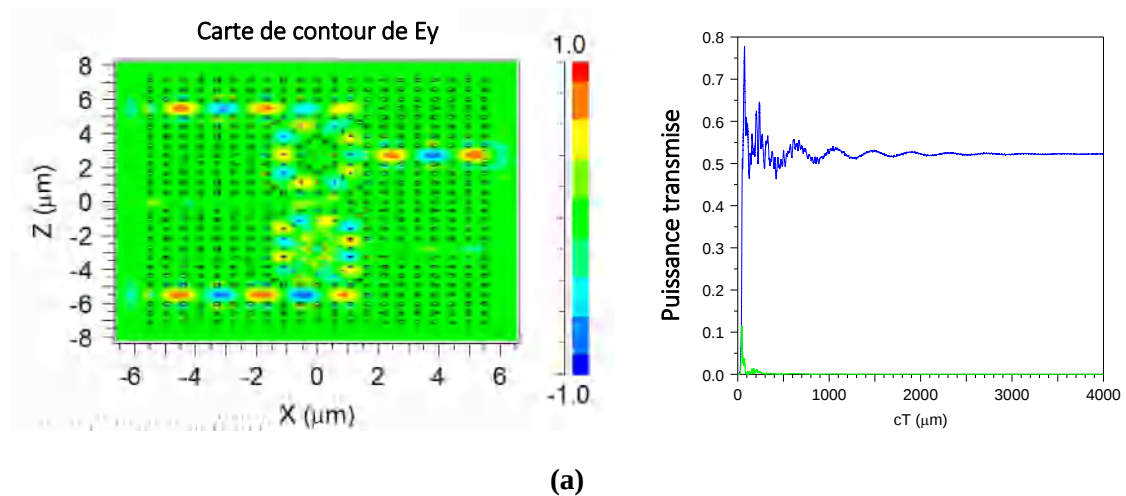
Sur le même concept, lorsque les entrées I_{nA} et I_{nB} sont fixées à l'état logique «1», l'effet constructif impose sa direction aux bornes du résonateur. On obtient une puissance de 114% P_{in} transmise à la sortie résultant le niveau logique «1».

De plus, d'après ces résultats, on note également que les tiges à rayon élargi assurent la puissance maximale transférée en sortie et expliquent clairement l'effet constructif.

➤ Porte « AND »

Dans le cas de l'excitation des deux entrées avec deux valeurs logiques différentes ($I_{nB} \neq I_{nC}$), l'onde se propage dans le guide d'onde, qui sera couplé au résonateur dans les deux directions CW et CCW. Une différence de phase se crée entre les pistes de CW et CCW qui provoque un effet destructif partiel [67] et la sortie sera déclinée à un niveau logique «0» correspondant à une valeur de 13% P_{in} et $1,6 \times 10^{-2} \% P_{in}$.

Lorsque les deux entrées sont excitées simultanément, c'est le cas ($I_{nB} = I_{nC}$), chaque signal donnera des directions CW et CCW à travers le résonateur. L'effet constructif sera plus efficace que l'effet destructif et la sortie sera plus riche à un niveau logique «1» correspondant à une valeur de 76% P_{in} .



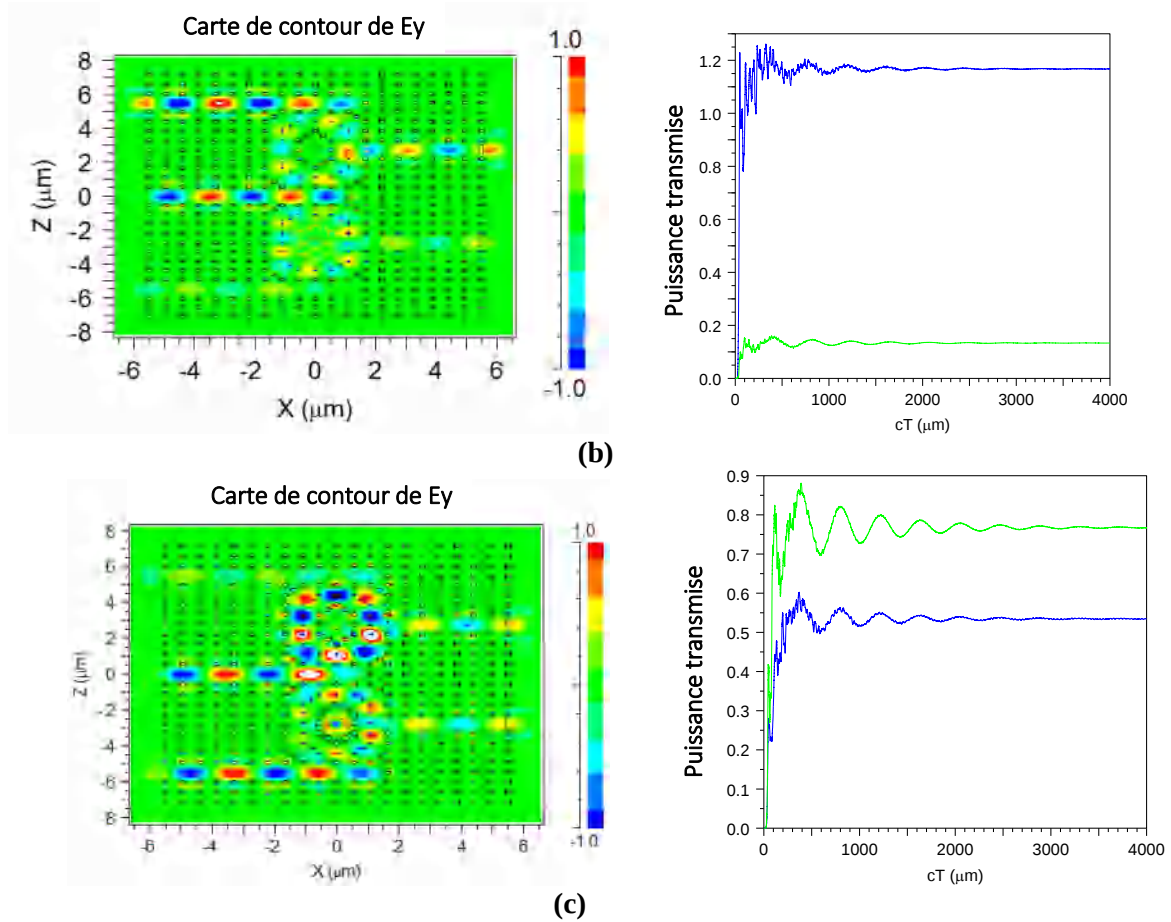


Figure III.17 : La distribution du champ électromagnétique et le diagramme de transfert de puissance pour les portes logiques OR / AND lorsque I_{nA} , I_{nB} , I_{nC} égales à: **a)** 101, **b)** 110, **c)** 011.

Dans ce cas, nous constatons que le rapport de contraste maximal $CR_{\max}$ de la porte logique AND est égal à 36,76 dB, ce qui améliore également ses performances par rapport à la porte AND existante dans la littérature [74, 85]. De plus, la vitesse du débit binaire maximal des portes OR et AND est respectivement égal à 12,5 et 2,78 Tb/s.

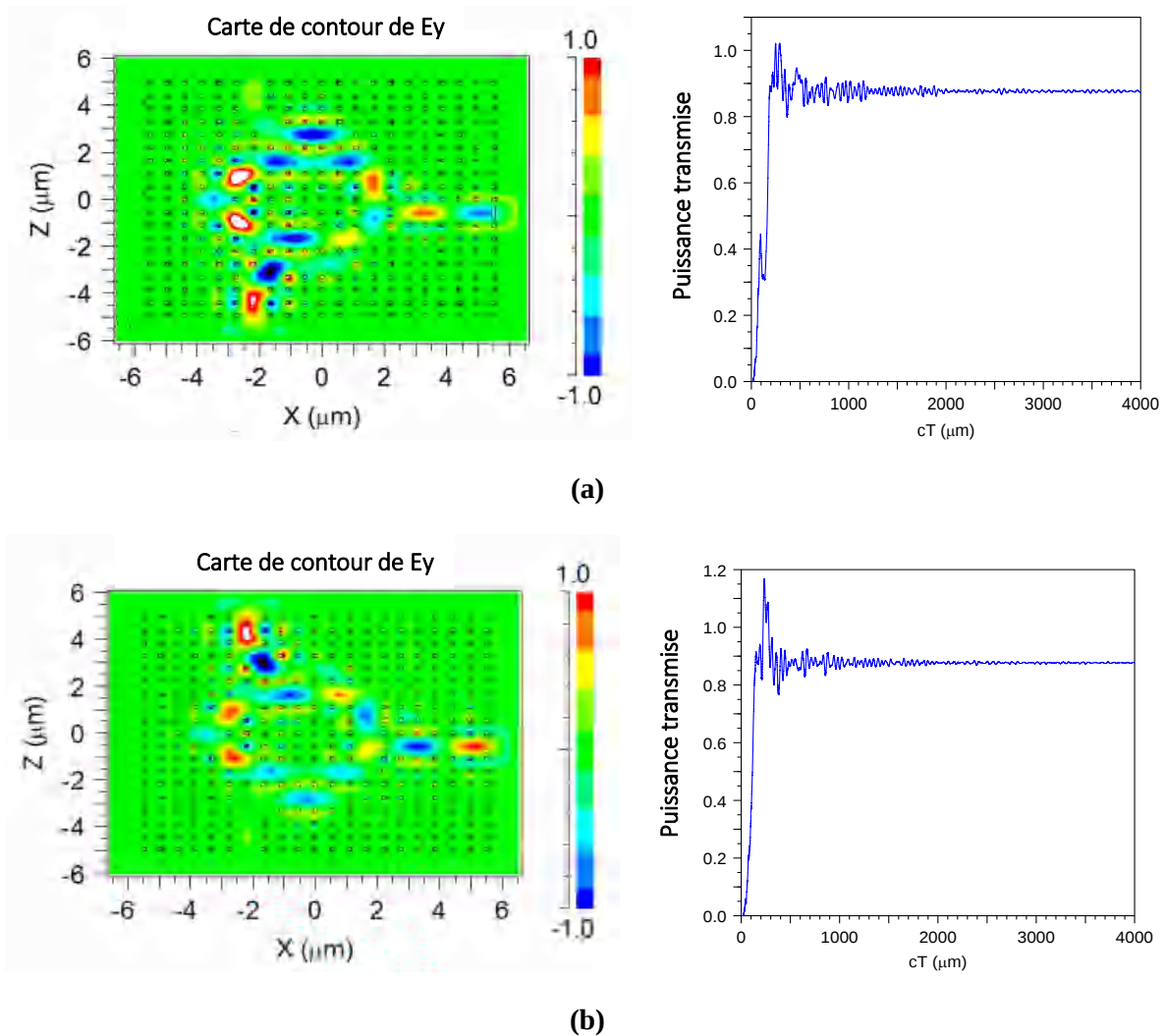
Tableau III.8 : Résumé des performances des portes logiques OR / AND proposées.

Entrées			Sortie O_1 : I_{nA} OR I_{nB}				Sortie O_2 : I_{nB} AND I_{nC}			
I_{nA}	I_{nB}	I_{nC}	Valeur de puissance % P_{in}	Niveau logique	$RC_{\max}$ (dB)	$DB_{\max}$ (Tb/s)	Valeur de puissance % P_{in}	Niveau logique	$RC_{\max}$ (dB)	$DB_{\max}$ (Tb/s)
0	0	0	0	0	-	12.5	0	0	36.76	2.78
1	0	1	51 %	1			1.6×10^{-2} %	0		
1	1	0	114 %	1			13 %	0		
0	1	1	53 %	1			76 %	1		

III.3.3.2 Les portes toutes optiques « NOT » et « XOR »

Le Tableau III.9 résume les résultats numériques obtenus à partir de chaque niveau logique appliqué. Les résultats de simulation obtenus pour la distribution du champ électromagnétique pour les portes logiques NOT et XOR sont illustrés à la Figure III.18.

Pour le fonctionnement des portes logiques NOT et XOR proposées, le signal de commande I_nB est fixé au niveau logique «1» (pour la porte NOT) et le niveau logique du port d'entrée I_nA est modifié. Ainsi, lorsque l'entrée est égale à un «1», on voit que l'effet destructif se produit par couplage des directions d'onde CW et CCW dans le résonateur. Une différence de phase est créée et le signal sera décliné en sortie à une valeur de $7,26 \times 10^{-4} \%$ de P_{in} correspond au niveau logique «0». De même, lorsque le port d'entrée égal à zéro logique «0», l'onde de couplage CW et CCW de résonateur donne un effet constructif et les nano-résonateurs NR servent à augmenter progressivement le signal de sortie jusqu'à sa valeur maximale égale à $87,6\% P_{in}$.



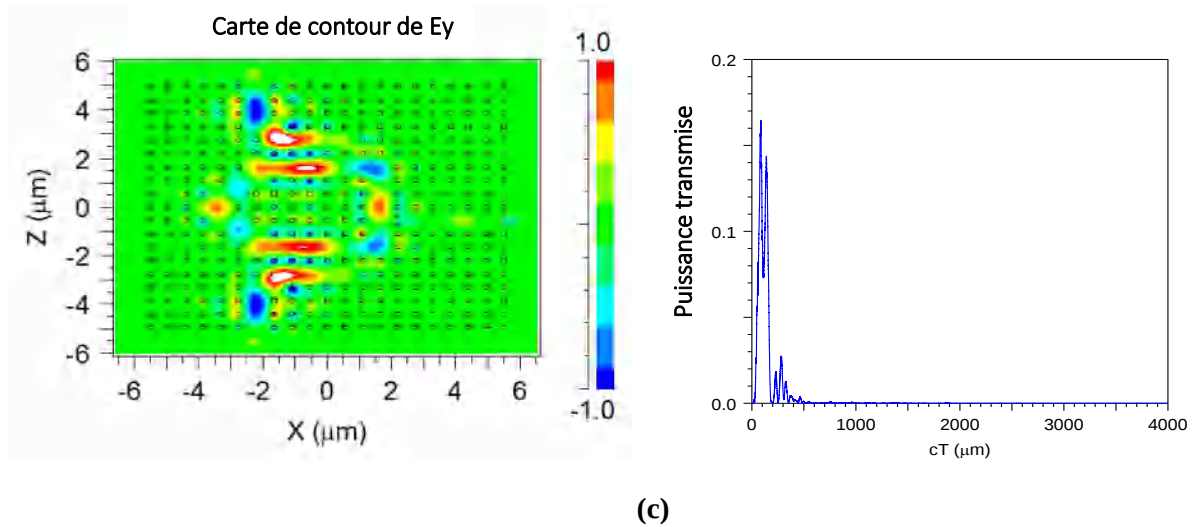


Figure III.18 : La distribution de champ électromagnétique et le diagramme de transfert de puissance pour les portes NOT / XOR lorsque les entrées I_{nA} , I_{nB} égales à : **a)** 01, **b)** 10, **c)** 11.

Le rapport de contraste maximal et le débit binaire maximal des portes logiques NOT et XOR sont respectivement à 50,81 dB et 1,92 Tb/s.

Tableau III.9 : Résumé des performances des portes logiques NOT / XOR proposées.

Entrées		Sortie O ₁ : NOT				Sortie O ₂ : XOR			
I_{nA}	I_{nB}	Valeur de puissance % P_{in}	Niveau logique	RC _{max} (dB)	DB _{max} (Tb/s)	Valeur de puissance % P_{in}	Niveau logique	RC _{max} (dB)	DB _{max} (Tb/s)
0	0	-	-	50.81	1.92	0	0	50.81	1.92
0	1	87.6 %	1			87.6 %	1		
1	0	-	-			87.5 %	1		
1	1	7.26×10^{-4} %	0			7.26×10^{-4} %	0		

III.3.3.3 La porte toute optique « NOR »

La porte NOR proposée basée sur une structure en cascade de portes logiques OR et XOR disposées en série comme présenté sur la Figure III.19 avec une taille de réseau égale à $304,92 \mu\text{m}^2$. Le schéma de l'équation booléenne est déterminé dans la Figure III.20. Le port de sortie de la porte OR est superposé au deuxième port d'entrée I_{nC} qui est le port de contrôle de la porte NOR. On note que les mêmes paramètres géométriques des structures évoqués précédemment, notamment la longueur de chaque guide d'onde, la position du résonateur en anneau, également l'emplacement des nano-résonateurs.

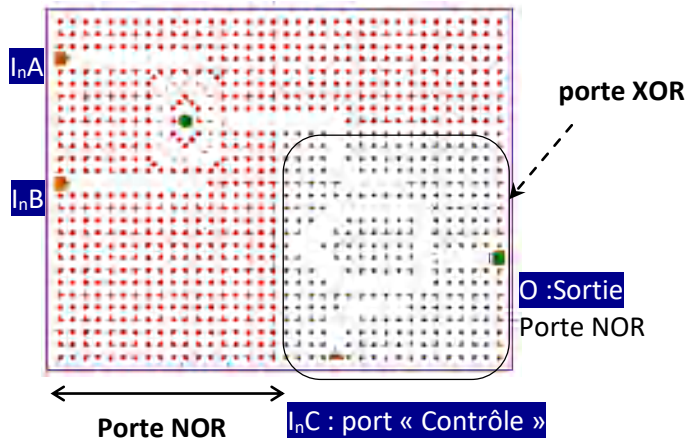


Figure III.19 : Structure « NOR » conçue. Port I_nA , I_nB , I_nC et « O » respectivement entrées, signal de commande et la sortie.

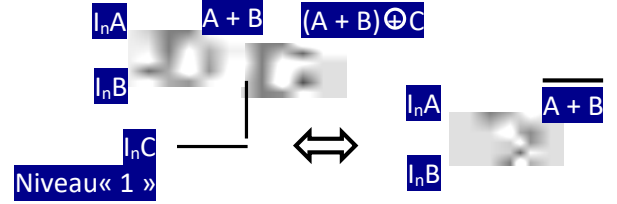
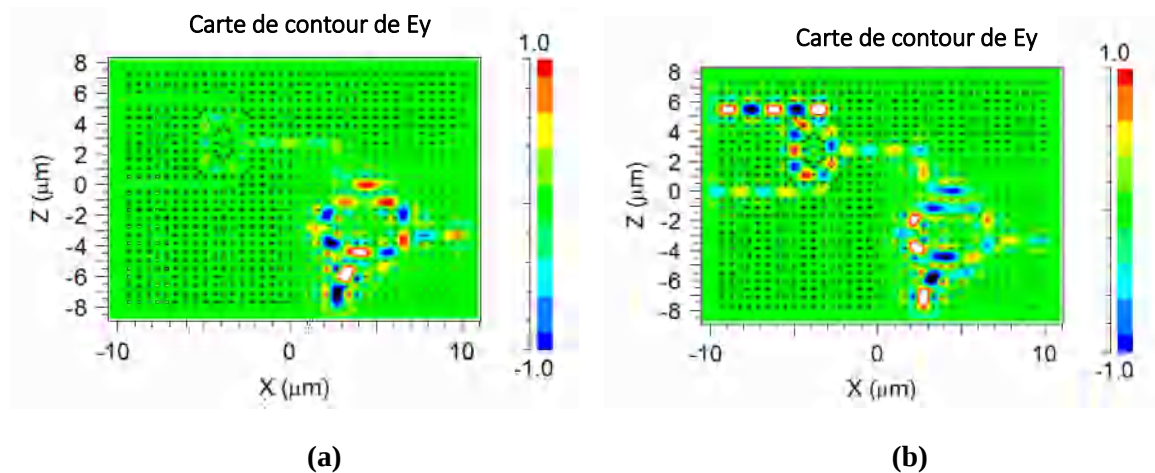


Figure III.20 : Le schéma logique d'une porte « NOR ».

Le Tableau III.10 résume les résultats de performance du NOR proposé. La distribution de champ simulée de la porte toute optique NOR est illustrée à la Figure III.21.

Pour le fonctionnement de la porte NOR, l'entrée de contrôle excitée au niveau de la section de la porte NOT est fixée dans l'état logique «1». Afin d'obtenir un fort effet constructif et destructif, nous avons également envoyé l'intensité lumineuse du port de contrôle avec une phase à 0° [95]. La première étape, lorsque les ports d'entrées I_nA et I_nB ne sont pas excités, le signal de contrôle I_nC va interférer de manière constructive en raison des ondes bidirectionnelles (CW et CCW) se créant à l'intérieur du résonateur, qui est lu comme logique "1". Dans ce cas, la quantité de puissance transmise au port de sortie est égale à $46\% P_{in}$.

La deuxième étape concerne les autres états logiques appliqués dans les ports d'entrée comme ($I_nA \neq I_nB$) et quand ($I_nA = I_nB = \langle 1 \rangle$), les deux résonateurs s'interfèrent de manière destructive dû au déphasage interne entre le signal de sortie manifesté dans la porte OR et le signal de contrôle. La quantité d'intensité lumineuse observée dans la sortie est très négligeable et égale à $16\% P_{in}$ pour une valeur logique différente du signal d'entrée, également égale à $2,6\% P_{in}$ lorsque le port des deux entrées égal à «1», ce qui indique un état logique «0».



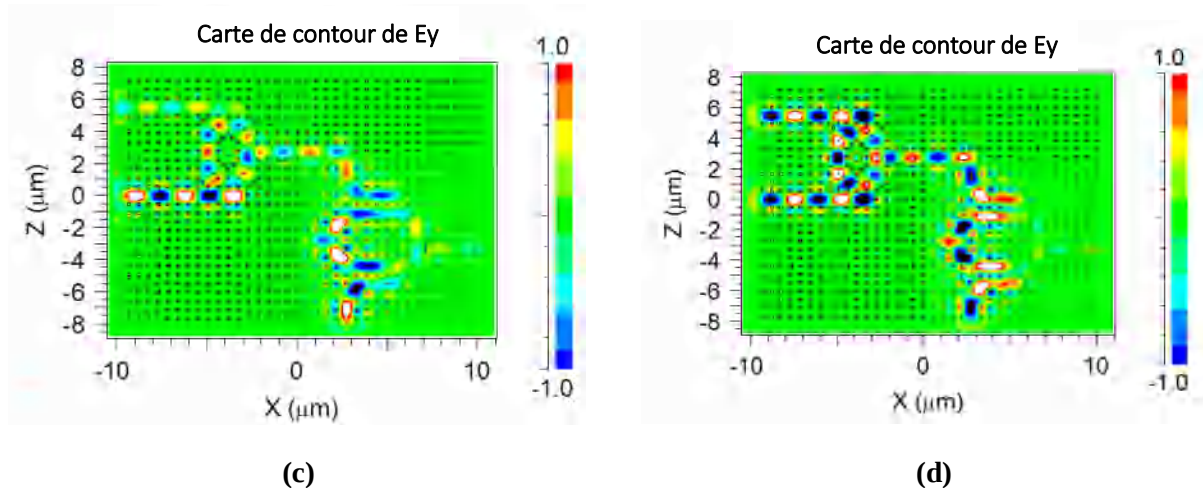


Figure III.21 : Distribution de champ électromagnétique de la porte « NOR » dont les entrées logiques I_nA , I_nB et Bias égalent respectivement : **a)** 001, **b)** 011, **c)** 101, **d)** 111.

Tableau III.10 : Résumé des performances de la porte logique « NOR » proposée.

Entrées			Sortie "O": I_nA NOR I_nB			
I_nA	I_nB	I_nC (Bias)	Valeur de puissance % P_{in}	Niveau logique	RC_{max} (dB)	DB_{max} (Tb/s)
0	0	1	46 %	1	12.47	1.6
0	1	1	16%	0		
1	0	1	16%	0		
1	1	1	2.6 %	0		

La porte « NOR » toute optique donne un rapport de contraste RC_{max} plus élevé de 12,47 dB et atteint une bonne valeur de temps de réponse maximal de 0,622 ps correspondant à un débit de transfert estimé à 1,6 Tb/s.

III.3.3.4 La porte toute optique « NAND »

De la même manière, la porte « NAND » peut être réalisée de la même manière que la porte « NOR » qui a été décrite précédemment. La conception de cette porte est construite en utilisant une combinaison de connexions des portes AND et XOR en cascade comme le montre la Figure III.22. Le schéma logique de cette porte est agencé comme le montre la Figure III.23.

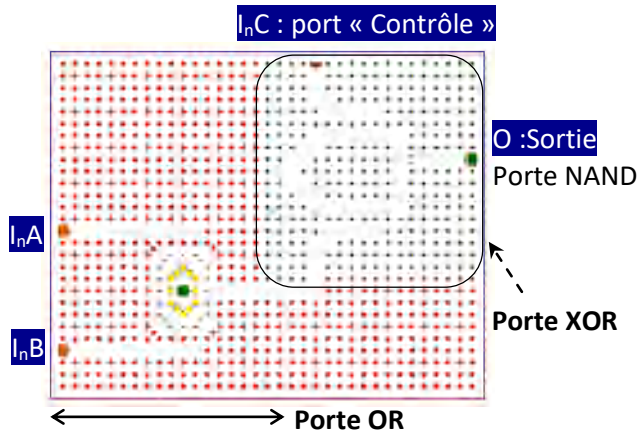


Figure III.22 : Structure NAND conçue. Port I_nA , I_nB , I_nC et « O » respectivement entrées, signal de contrôle et la sortie.

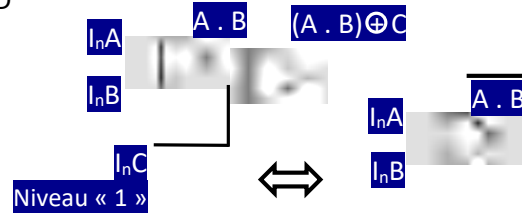
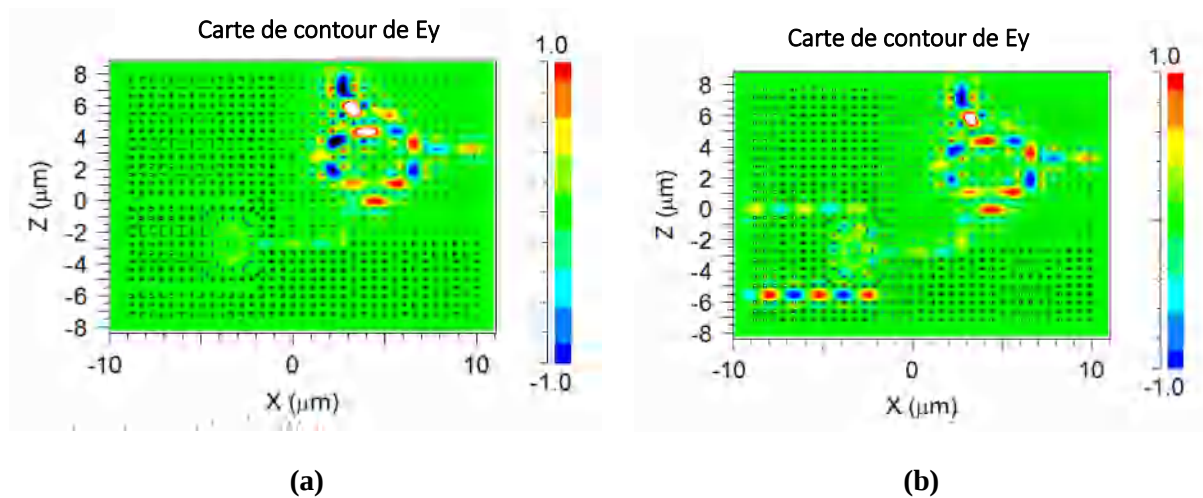


Figure III.23 : Le schéma logique d'une porte « NAND ».

Le Tableau III.11 résume les performances de la porte NAND. La distribution de champ électromagnétique de la porte NAND est illustrée à la Figure III.24.

La fonction de la porte discuté est obtenue en réglant le déphasage externe du signal de contrôle (polarisation) à π via les paramètres de simulateur avec l'excitation des ondes (CW). Les deux entrées I_nA et I_nB sont lancées avec des valeurs logiques différentes. Un fort couplage observé dans le résonateur peut assurer l'interférence constructive due aux ondes bidirectionnelles de la différence de pistes et l'état logique "1" sera détectée au port de sortie. Le même effet sera produit à la sortie quand les ports d'entrées sont lancés avec un "0" logique ; le déphaseur du signal de control est également réglé sur 0° . Le dernier cas, une interférence destructive parfaite se produit provoque la différence de piste lorsque le signal d'entrée et le signal de contrôle sont lancés simultanément. La transmission de puissance sera ultra-faible au port de sortie qui est égal à 0,56% P_{in} , il en résulte l'état logique «0».



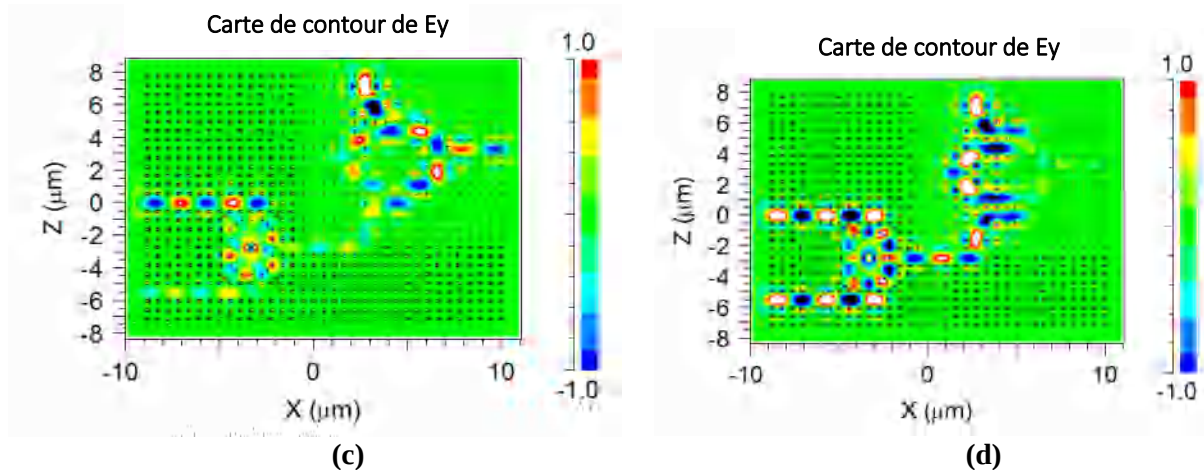


Figure III.24 : Distribution du champ électromagnétique de la porte logique NAND lorsque les entrées logiques I_{nA} , I_{nB} et contrôle égalent respectivement : **a)** 001, **b)** 011, **c)** 101, **d)** 111.

La porte « NAND » toute optique donne un rapport de contraste $RC_{\max}$ plus élevé de 21.25 dB et un débit de transfert estimé à 1,61 Tb/s.

Tableau III.11 : Résumé des performances de la porte logique « NAND » proposée.

Entrées			Sortie O: I_{nA} NAND I_{nB}			
I_{nA}	I_{nB}	I_{nC} (Bias)	Valeur de puissance % P_{in}	Niveau logique	$RC_{\max}$ (dB)	$DB_{\max}$ (Tb/s)
0	0	1	40 %	1	21.25	1.61
0	1	1 ($\varphi=\pi$)	73 %	1		
1	0	1 ($\varphi=\pi$)	72 %	1		
1	1	1	0.56 %	0		

III.3.3.5 La porte toute optique « XNOR »

La Figure III.25 présente la conception de la porte « XNOR » obtenue avec l'intégration en série de deux portes « XOR » d'une taille totale de $307,03 \mu m^2$, dont la deuxième porte joue le rôle d'un inverseur logique (NOT) comme le montre la Figure III.26.

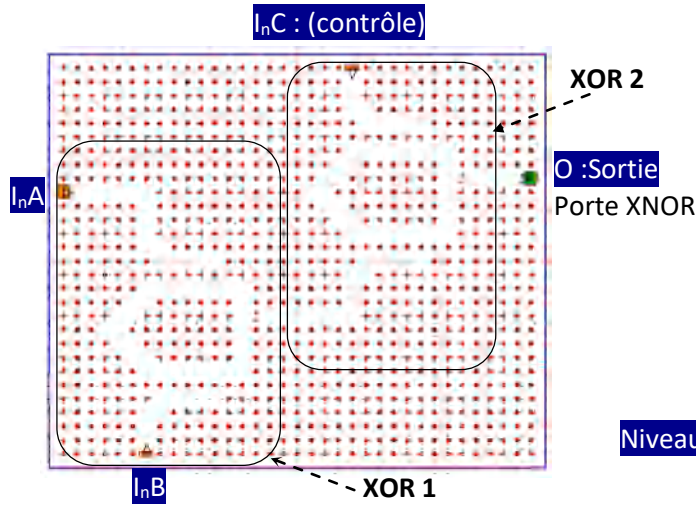


Figure III.25 : Structure XNOR conçue. Port I_nA , I_nB , I_nC et « O » respectivement entrées, signal de contrôle et la sortie.

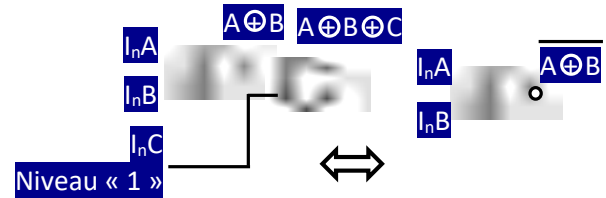
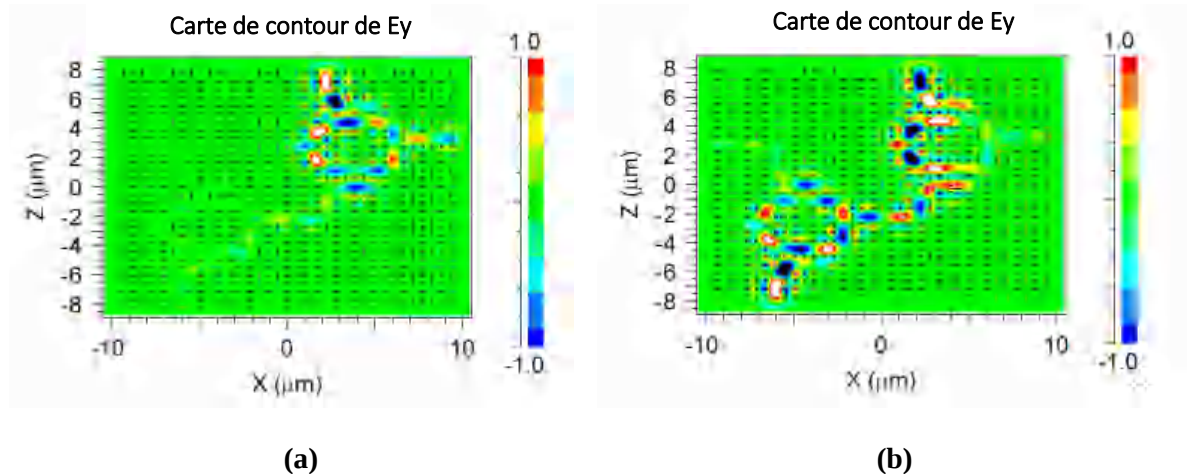


Figure III.26 : Le schéma logique d'une porte « XNOR ».

Pour différentes combinaisons logiques de la porte « XNOR », lorsque les ports d'entrées I_nA et I_nB sont excités simultanément avec un signal différent (Figure III.27.b-c), où le déphasage du signal de contrôle est réglé sur π , le couplage du résonateur provoque une interférence destructive nécessaire au fonctionnement de la porte XNOR. Les nano-résonateurs servent également à diminuer progressivement la puissance transmise vers la sortie autant que possible, on trouve également les valeurs de $0,07 P_{in}$ et $0,2 P_{in}$ qui peuvent être lues comme un état logique «0».

Alors que si les deux ports I_nA et I_nB excités par la même quantité de puissance soit nulles, ce qui correspond au niveau logique «0», ou prend la valeur P_{in} correspondant au niveau logique «1» (Figure III.27.a-d) ainsi sans déphasage. Dans ce cas, l'effet constructif est clairement observé dans le port de sortie en raison des directions de propagation des ondes CW et CCW à l'intérieur du résonateur en anneau. La quantité de transmission de puissance produite à la sortie est égale à $50\% P_{in}$ et $81\% P_{in}$ qui génère la logique «1». Les résultats finaux de la porte XNOR sont présentés dans le Tableau III.11.



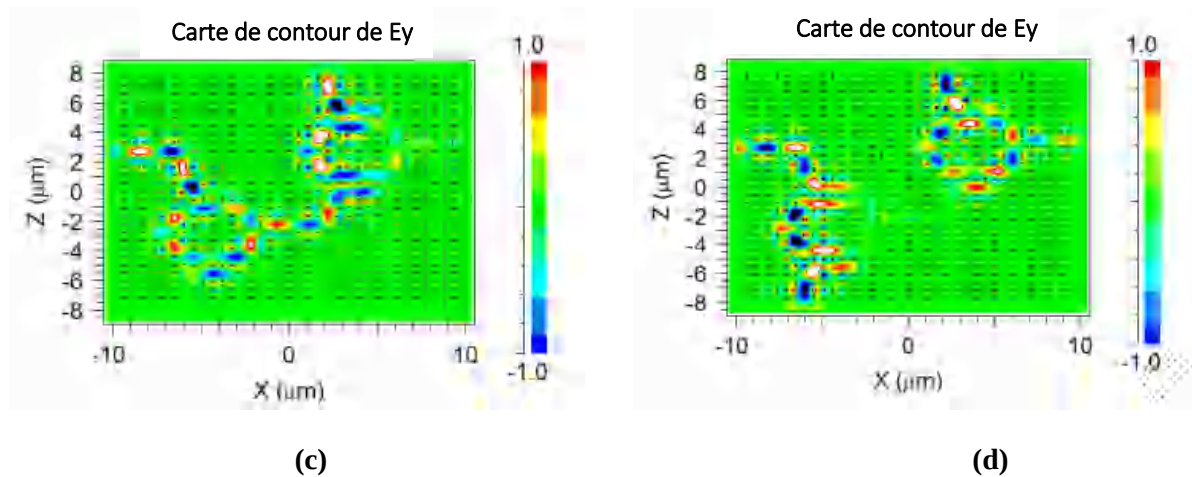


Figure III.27 : Distribution du champ électromagnétique pour la porte « XNOR » lorsque les entrées logiques I_nA , I_nB et Bias égalent respectivement à : **a)** 001, **b)** 011, **c)** 101, **d)** 111.

Les valeurs maximales du rapport de contraste et le débit binaire de la porte XNOR sont calculées respectivement à partir des équations. (III.1) et (III.2) définies dans la section 2, dont les résultats de simulation sont présentés dans le Tableau III.12.

Tableau III.12 : Résumé des performances de la porte logique « XNOR » proposée.

Entrées			Sortie O: I_nA XNOR I_nB			
I_nA	I_nB	I_nC (Bias)	Valeur de puissance % P_{in}	Niveau logique	RC_{max} (dB)	DB_{max} (Tb/s)
0	0	1	50 %	1	10.63	1.22
0	1	1 ($\varphi=\pi$)	7 %	0		
1	0	1 ($\varphi=\pi$)	2 %	0		
1	1	1	81 %	1		

D'après les résultats obtenus précédemment, le Tableau III.13 et le Tableau III.14 présentent une simple comparaison des caractéristiques de différentes structures avec les modèles existants dans la littérature.

Tableau III.13 : Comparaison des portes proposées avec les modèles existants dans la littérature.

	Travail proposé	T.S. Mostafa et al [104]	N. Dsouza et al [74]	H. M. E. Hussein et al [85]	E. H. Shaik et al [100]
Type de réseau	carrée	carrée	carrée	carrée	carrée
Déphaseur		×		×	
Technique utilisée	Effet d'interférence + phénomène de résonance	Effet d'interférence + phénomène de résonance	Effet d'interférence + phénomène de résonance	Effet d'interférence + phénomène de résonance	Forme de croix + Effet d'interférence
Portes couvertes	Toutes les portes	OR, AND	OR, NOT XOR, AND	Toutes les portes	OR,AND, NOT, NOR, NAND
Matériaux des tiges	Tiges de G_{AAs}	Tiges de S_i	Tiges de S_i	Tiges de G_e	Tiges de S_i

Tableau III.14 : Comparaison des CR et BR de nos portes logiques avec les conceptions précédentes.

		OR	AND	NOT	XOR	NOR	NAND	XNOR
Travail proposé	RC_{max} (dB)	-	36.76	50.81	50.81	12.47	21.25	10.63
	DB_{max} (Tb/s)	12.5	2.78	1.92	1.92	1.6	1.61	1.22
T.S. Mostafa et al [104]	RC_{max} (dB)	17.95	9.74	-	-	-	-	-
	DB_{max} (Tb/s)	4.74	6.76	-	-	-	-	-
N. Dsouza et al [74]	RC_{max} (dB)	-	6.02	35.97	35.97	-	-	-
H. M. E. Hussein et al [85]	RC_{max} (dB)	-	6.02	12.155	12.155	9.02	8.58	9.59
E. H. Shaik et al [100]	RC (dB)	9.99	11.74	54.52	-	8.6	10.57	-
	DB (Tb/s)	-	7.2	7.96	-	-	5.57	-

III.4 Conclusion

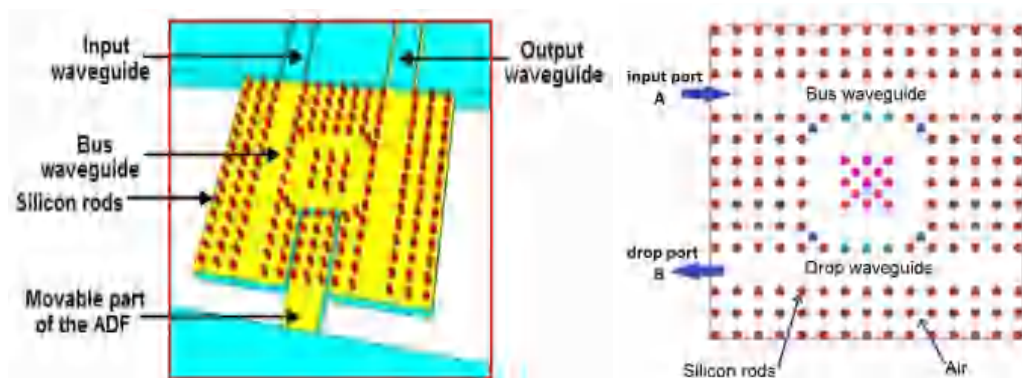
Dans cette partie, nous avons présenté une nouvelle conception de portes logiques toutes optiques complètes exploitant une structure de guide d'ondes 2D-PhCs. Les techniques numériques de simulation exploitées tels que la méthode PWE et la méthode FDTD sont clairement des fonctionnalités plus puissantes prouvées pour obtenir un rapport de contraste ultra-élevé (environ 50,81 62,38 dB) pour la porte NOT / XOR et un excellent débit binaire (environ 12,5 Tb/s) pour la porte NOR.

En outre, la transmission moyenne totale du faisceau optique dans les portes logiques proposées est estimée à 80% de P_{in} . D'un autre côté, nous concluons que la fraction de lumière perdue en raison de la diffusion et de l'absorbance est faible dans la gamme de longueurs d'onde insérée entre 0,8266 et 2,0664 μm . Le coefficient d'extinction est nul dans cette gamme de longueurs d'onde, ce qui signifie que le Silicium (Si) et l'Arséniure de Gallium (GaAs) présentent un bon comportement de dispersion dans cette région de longueurs d'onde. Nous avons montré que la dispersion n'est affectée qu'en fonction des paramètres géométriques des structures proposées (guides d'ondes droits ou coudés). Ces améliorations réduisent les pertes de lumière au niveau des ports de sortie. En outre, les structures actuelles peuvent être utilisées dans tous les circuits et dispositifs logiques optiques compatibles avec d'autres circuits intégrés appliqués dans les réseaux de communications toutes optiques.

De plus, la taille réduite ($72,7 \mu\text{m}^2$ - $120,69 \mu\text{m}^2$) est également très satisfaisante par rapport aux structures de conception récentes. Comme, il facilite son intégration avec d'autres circuits intégrés appliqués dans les systèmes de communication toutes optiques.

Chapitre IV

Conception des portes logiques toutes optiques à base des CPh non linéaire à effet Kerr : résultats et interprétations



Sommaire

IV.1 Introduction.

IV.2 Conception d'un commutateur tout optique à déclenchement rapide utilisant un résonateur en anneau à base des cristaux photoniques non linéaires pour application aux portes logiques toutes optiques AND/NAND et OR/NOR.

IV.2.1 Conception et optimisation d'un commutateur optique rapide basé sur l'effet Kerr non linéaire.

IV.2.2 Conception et simulation de la fonction logique AND/NAND et OR/NOR toute optique.

IV.3 Comparaison des portes configurées avec les modèles existants

IV.4 Conclusion

IV.1 Introduction

Récemment, les dispositifs logiques toutes optiques ont suscité un grand intérêt en raison de leurs énormes applications dans le transfert de données à ultra-haute vitesse ainsi dans l'informatique optique [107]. La commutation optique peut être réalisée par la dynamique de contrôle des différents modes : nano-cavité, résonateur en anneau, guide d'onde de défauts [108]. Dans ce travail, les structures discutées sont basées sur un résonateur en anneau à cristal photonique non linéaire. Ce mécanisme est très sensible que celui du décalage du bord de la bande interdite photonique [109]. Une puissance réduite sera nécessaire pour provoquer une petite modification de l'indice de réfraction qui ajustera le comportement de la lumière dans une structure bien adaptée. Le rôle essentiel du commutateur proposé est de bloquer le passage de la lumière uniquement à une longueur d'onde bien définie, dans notre cas $\lambda_c = 1550,3$ nm. Cette longueur d'onde de résonance peut être modifiée pour assurer le passage d'un état "ON" à l'état "OFF" en exploitant l'effet Kerr non linéaire. En effet, la vitesse de commutation entre deux états logiques est très importante, cet avantage nous permet de concevoir deux nouvelles structures de portes logiques AND /NAND et OR/NOR toutes optiques afin de prouver leurs performances, comme, la réduction de l'intensité d'excitation dans les ports d'entrée [110]. Par conséquent, il est important d'augmenter la sensibilité optique non linéaire de 3^{ème} ordre du matériau non linéaire fréquemment utilisé dans les cristaux photoniques : les diélectriques, les semi-conducteurs et les matériaux polymères [108, 111]. Comme les matériaux polymériques sont incompatibles avec la photonique silicium alors leur incorporation dans des circuits intégrés optiques reste difficile à réaliser [108, 112].

Afin de modéliser la non-linéarité, les méthodes numériques FDTD et PWE peuvent être utilisées pour simuler l'effet de la non-linéarité et de la dispersion structurelle pour diverses géométries et dimensions [113-115]. Dans ce contexte, plusieurs recherches portant sur les portes logiques optiques AND, NAND, OR et NOR ont été proposées en utilisant des cristaux photoniques à effet Kerr non-linéaire. Chacune d'elle présente des avantages et souffre de certains inconvénients selon leurs applications et perspectives. En outre, les paramètres opto-géométriques optimisés influencent sur la conception de porte logique désirée.

Z. Mohebbi et al [116] ont présenté une porte NAND basée sur l'effet d'interférence constructive en ajoutant des tiges diélectriques non linéaires de Carbure de Silicium. Cette structure nécessite une consommation élevée de puissance environ de $554 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$, avec un rapport de contraste important de 37 dB et un temps de réponse trop petit égal à 0,2 ps. M. R. Geraili et al [117] ont proposé deux portes logiques OR et AND ont été conçu sur la base d'un résonateur en anneau non linéaire caractérisé avec une section de noyau cubique, la valeur de commutation de seuil n'atteint que $15 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$. En revanche, sa grande taille de $460 \mu\text{m}^2$ se rendre difficile à l'intégrer dans des circuits optiques intégrés. Le temps de montée et le temps de descente pour les portes AND /OR sont respectivement de 1,2/1 ps et 0,5/0,5 ps. Une autre nouvelle conception proposée par [118], basée sur un résonateur en anneau à cristal photonique non linéaire servant à construire des portes logiques toutes optiques OR, AND, NAND sur un réseau carré de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}_{0.47}$. La puissance d'entrée haute et basse intensité est d'environ $733 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ et $33 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ qui provoque une consommation d'énergie très élevée. Le rapport de contraste maximum et la valeur du temps de retard sont d'environ 12,5 dB et 0,05 ps.

Compte tenu des résultats mentionnés ci-dessus, notre travail proposé fournit des résultats satisfaisants. Les structures des portes logiques proposées caractérisées par une taille ultra-réduite égale à $160,6 \mu\text{m}^2$. Cette structure nécessite une faible consommation de puissance détectée entre 0,7 et $1,6 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ avec l'excitation CW (Continues Wave). Par conséquent, un contraste de haute intensité égal à 23,42 dB/23,22 dB et un temps de retard acceptable de 20 fs/30 fs pour les portes OR/AND respectivement.

IV.2 Conception d'un commutateur tout optique à déclenchement rapide utilisant un résonateur en anneau à base des cristaux photoniques non linéaires pour application aux portes logiques toutes optiques AND/NAND et OR/NOR.

IV.2.1 Conception et optimisation d'un commutateur optique rapide basé sur l'effet Kerr non linéaire

IV.2.1.1 Procédure et méthode

La structure initiale du commutateur optique est un résonateur en anneau non linéaire à cristal photonique 2D (NLPhCRR) basé sur un type carré utilisant un matériau linéaire en tiges diélectriques de germanium (Ge) immergées sur fond d'air. Le résonateur en anneaux formé par des tiges d'indice de réfraction non linéaires (marquées en vert et jaune) d'un matériau de polystyrène (PS) avec un rayon de taille différent (r_1 et r_2) comme indiqué sur la figure IV.3. Ainsi, avec l'ajout de tiges diélectriques dites « diffuseurs » afin de centraliser la longueur d'onde de résonance à $\lambda_c = 1,5503 \mu\text{m}$ et dans le but d'obtenir une conversion complète de puissance à la sortie. Les paramètres opto-géométriques de cette conception sont cités dans le tableau IV.1.

Nous modélisons la carte de bande interdite pour les valeurs modifiées du rapport (r/a) pour choisir la valeur la plus appropriée. A partir de la figure IV.1, nous pouvons voir que la structure supporte la caractéristique de présence de la bande interdite photonique (BIP) pour le mode TM en augmentant le rapport r/a . Afin d'obtenir une large BIP, nous choisissons r et a comme mentionné dans le tableau IV.1. Le diagramme de bande TE / TM pour les paramètres sélectionnés, montre une BIP de polarisation TM dans l'intervalle de $0,261 < a/\lambda < 0,415$. Ainsi, ces valeurs de paramètres conduisent à générer un spectre de résonance centré à λ_c .

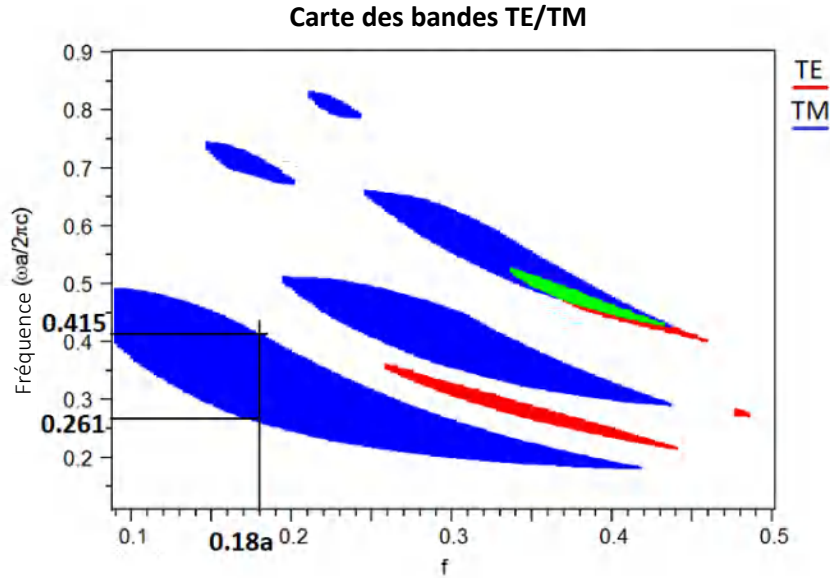


Figure IV.1 : Carte de bande interdite de la structure initiale pour différentes valeurs de rayon normalisé (r/a), $r/a=0.18$

Le diagramme de bande TE et TM présente l'intervalle de la BIP. Ainsi, la création de défauts dans la structure permet de générer les signaux transmis à l'aide d'un guide d'onde et d'un résonateur en anneau de telle sorte que la propagation de la lumière sera possible [119]. Comme le montre la figure IV.2, la bande interdite du mode TM est détectée de 1420,67 à 2264,36 nm en utilisant l'outil de simulation de résolution de bande pour la méthode de calcul de l'expansion des ondes planes (PWE).

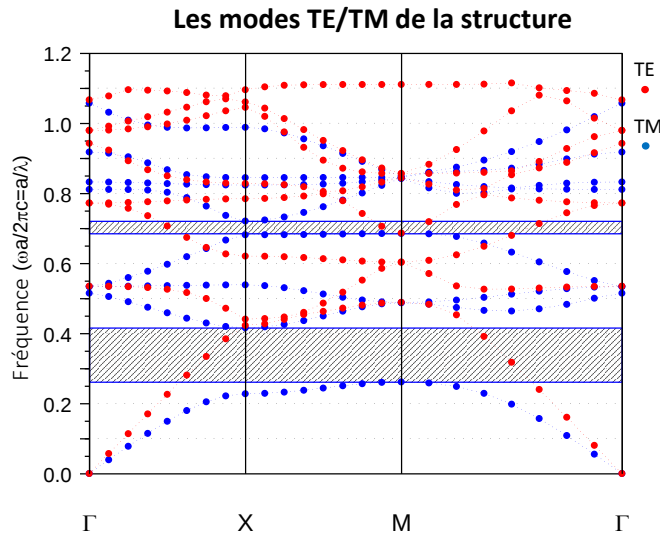


Figure IV.2 : Diagramme de bande de la structure NLPhCRR pour les modes TE et TM à partir des paramètres sélectionnés cités dans le tableau IV.1.

La commutation optique de l'état "ON" à l'état « OFF » est réalisée en utilisant un port de signal de commande et deux signaux de sortie "O₁" et "O₂" correspondant respectivement au guide d'onde de chute (*drop waveguide*) et au guide d'onde de bus (*bus waveguide*).

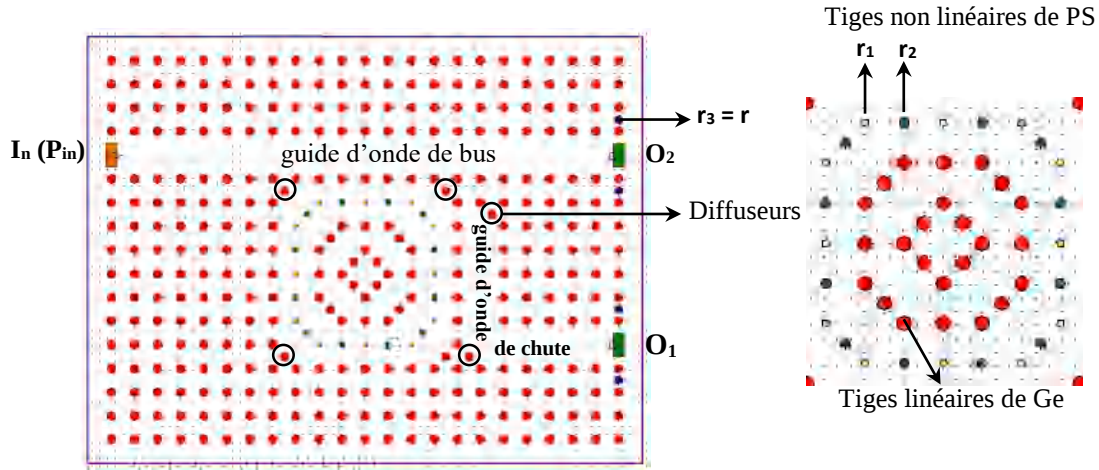


Figure IV.3 : La structure de commutateur tout optique proposé.

Ce commutateur a été affiné de manière à assurer l'intégralité de la bande C (bande conventionnelle), qui s'étend de 1530 nm à 1565 nm [120]. D'après le spectre de résonance via le graphe donné sur la Figure IV.4, nous détectons que λ_c égale à 1,5503 μm .

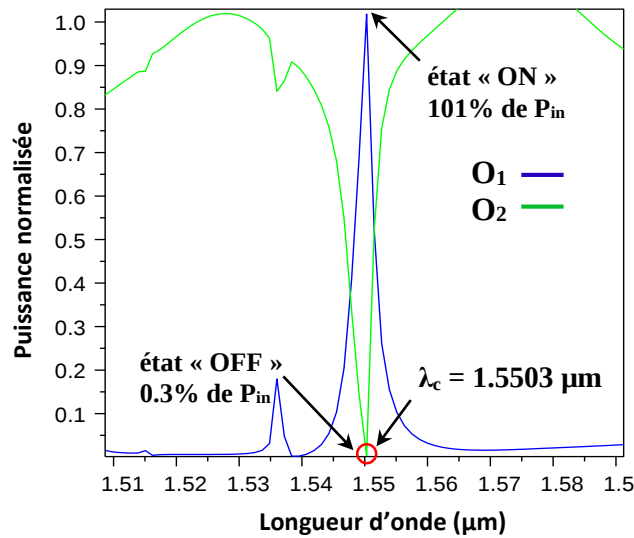


Figure IV.4 : Diagramme du spectre d'onde en fonction de l'intensité de puissance en utilisant l'excitation pulsée (Pulsed).

Les commutateurs optiques non linéaires trouvés dans la littérature prennent plusieurs formes en fonction de la longueur d'onde de résonance ainsi leurs utilisation dans des applications optiques telles que : portes logiques [60, 111, 121], encodeur/décodeur [92, 122], additionneur et soustracteur [123, 124], multiplexeur et démultiplexeur [40, 125, 126], comparateur [127], convertisseur analogique-numérique [128] et démodulateur BPSK [129]. Dans notre cas, nous avons exploité le polystyrène comme matériaux polymères à haute non-linéarité de l'effet Kerr et leur indice de réfraction peut varier proportionnellement en fonction de l'intensité de la puissance appliquée [117] où :

$$n = n_0 + n_2 \times I \quad (\text{IV.1})$$

n_0 est l'indice de réfraction linéaire, n_2 est le coefficient de Kerr non linéaire et I est la quantité de l'intensité de puissance. L'influence de l'indice de réfraction sur l'intensité résulte de la susceptibilité de la non-linéarité de troisième ordre $\chi^{(3)}$ [130].

Tableau IV.1 : Paramètres optimisés du NLPhCRR basé sur un commutateur optique.

Paramètres	valeurs numériques
Taille de la structure	$17a \times 23a = 136.5 \mu\text{m}^2$
Constant de réseau	$a = 591 \text{ nm}$
rayon des tiges linéaire	$r = 0.18 a$
Indice de réfraction de Ge	4 [85]
Pour les tiges de Polystyrène (PS)	$\varepsilon_L = 2.5281$ [92]
	$n_2 = 1.15 \times 10^{-16} \text{ m}^2/\text{W}$ [92]
rayon des tiges non linéaire	$r_1 = r/2$; $r_2 = r/1.5$

Selon la théorie fondamentale de l'électromagnétisme en CPh, les BIP dépendent fortement de l'indice de réfraction des matériaux qui les composent. Par conséquent, pour un CPh non linéaire présentant une non-linéarité Kerr, l'indice de réfraction va changer dynamiquement sous l'incidence d'un faisceau "pompe" de haute intensité, ce qui va provoquer le déplacement du BIP. Lorsque le signal est juste au bord de la bande interdite, son énergie de transmission va changer dynamiquement en fonction du faisceau "pompe". En l'absence du signal de pompe, le signal est en bande passante à haute transmission et le commutateur est à l'état « ON ». Dans le cas non linéaire, en présence d'une excitation de forte intensité, l'indice de réfraction du milieu Kerr non linéaire augmente ce qui provoque le décalage du BIP vers les basses fréquences. Le signal d'entrée est dans la BIP et ne peut pas se propager dans la structure ; le commutateur tout optique est à l'état « OFF » [92].

IV.2.1.2 Résultats de la simulation du commutateur tout optique proposé

La commutation optique d'un état "ON" à l'état "OFF" dépend de la quantité d'excitation d'intensité d'entrée. Deux aspects de cette commutation servent à fonctionner les portes logiques toutes optiques selon les états suivants :

État 1 : Pour une faible intensité de puissance inférieure à $1,2 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$, le NLPhCRR fonctionne dans la région linéaire comme indiqué sur la figure IV.7. Le signal appliqué à l'entrée provoque un effet de résonance dans le RR autour d'une longueur d'onde de $1550,3 \text{ nm}$. C'est le cas où le signal dévie dans le guide d'onde de chute et sera injecté dans le port de sortie "O₁" comme le montre la figure IV.5 correspond au cas de la commutation ON.

État 2 : Au contraire, dans le cas de l'excitation d'entrée avec une puissance d'entrée de haute intensité supérieure à la puissance de seuil égale à $1,2 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ comme le montre la figure

IV.7. L'indice de réfraction de la structure sera augmenté en raison du coefficient d'effet Kerr de PhCRR. La longueur d'onde va passer de λ_c avec l'absence de résonance dans le RR. La quantité totale de puissance sera dirigée vers le port "O₂" comme le montre la figure IV.6 correspond à l'état OFF. A noter que cette propriété de commutation sera utilisée pour la construction de deux structures de portes logiques toutes optiques AND/NAND et OR/NOR.

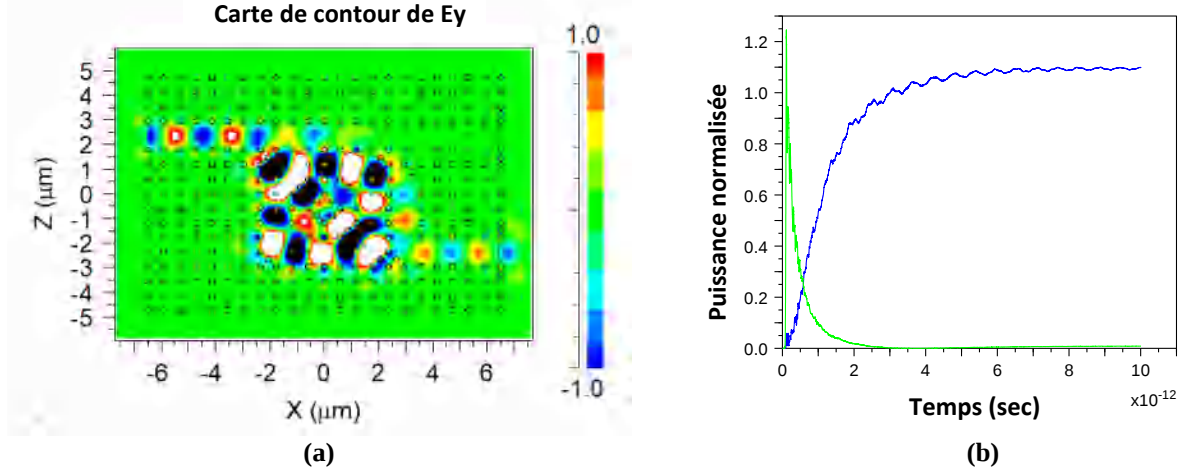


Figure IV.5 : Résultats de la simulation du commutateur optique lorsque les entrées $I_n < 1,2 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$, **a)** La distribution du champ électromagnétique avec excitation CW, **b)** La quantité de puissance transmise.

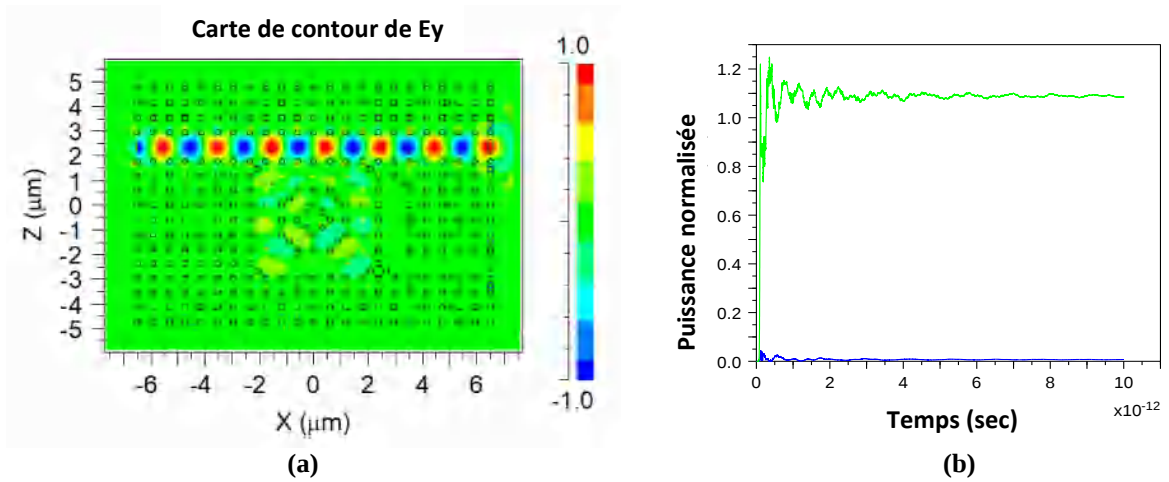


Figure IV.6 : Résultats de la simulation du commutateur optique lorsque les entrées $I_n > 1,2 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$, **a)** La distribution du champ électromagnétique avec excitation CW, **b)** La quantité de puissance transmise.

Les caractéristiques de cette structure, telles que le rapport de contraste CR, et le temps de retard DT seront calculés numériquement [119, 131]. Le CR est déterminé par l'équation (IV.2):

$$RC_{(dB)} = 10 \times \text{Log} \left(\frac{P_1}{P_0} \right) \quad (\text{IV.2})$$

Le temps de retard est calculé selon l'équation suivante :

$$TR_{(ps)} = (t_{12} - t_{11}) \times 2 \quad (IV.3)$$

t_{11} est le délai de transmission requis par la structure de 0 à 10 % de P_{moy} , Le second est le temps t_{12} requis entre 0 à 90 % de P_{moy} [119, 131] (voir la section III.2.2.1).

Les résultats de la commutation de simulation, y compris les valeurs moyennes du rapport de contraste et du temps de retard, sont respectivement d'environ 21,61 db et 2,53 ps.

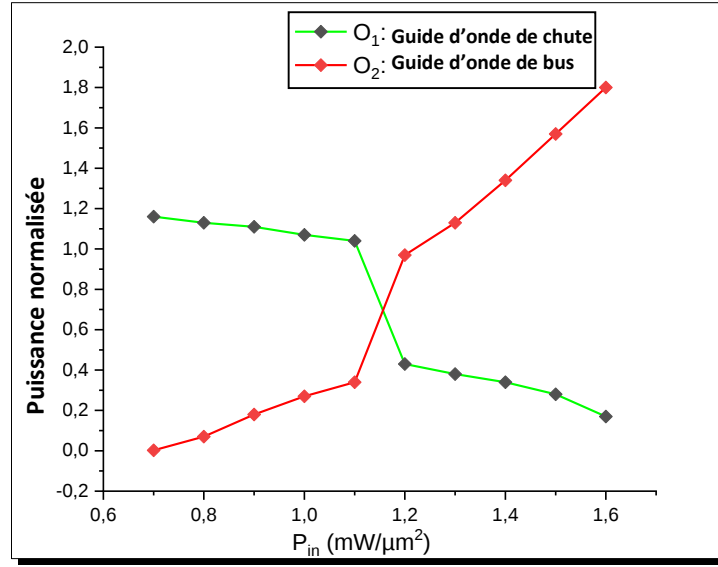


Figure IV.7 : La courbe de transmission en fonction de la puissance d'entrée excitée P_{in} .

IV.2.2 Conception et simulation de la fonction logique AND/NAND et OR/NOR toute optique

Dans cette section, l'objectif est de concevoir des portes logiques optiques utilisant les mêmes paramètres que celui utilisé précédemment. En créant deux nouveaux ports dans chaque structure qui représentent les entrées principales des portes logiques proposées. Le principe des opérations logiques est basé sur la commutation optique de l'effet Kerr non linéaire. Les différents états d'excitation logique seront appliqués de telle manière que le RR résonne à l'état « ON » et aucun couplage entre le guide d'onde linéaire et le résonateur en anneau donc l'état détecté sera « OFF ». Ces résultats dépendent de la quantité d'intensité de puissance appliquée dans chaque port par rapport à la puissance de seuil, qui est toujours égale à $1,2 mW/\mu m^2$.

Selon le diagramme de bande du RR déclaré précédemment (Figure IV.2), les deux structures proposées fonctionnaient dans la même bande du mode TM sélectionné. Par conséquent, il sera pris en considération pour le bon fonctionnement des portes logiques dans la plage de fréquences de 1420,67 à 2264,36 nm. Par conséquent, cette bande couvrirait la longueur d'onde sélectionnée à 1550,3 nm.

Le fonctionnement logique des portes AND/NAND et OR/NOR repose sur la valeur de la quantité de puissance injectée à l'entrée de chaque structure. Sachant que la longueur d'onde de résonance de RR dépend de l'indice de réfraction du matériau non linéaire mis en œuvre à l'intérieur de la structure [88].

IV.2.2.1 La porte AND/NAND toute optique

La structure suggérée définie dans un réseau à CPh de type carré caractérisé par une taille de $160,6 \mu\text{m}^2$. La figure IV.8 reflète la disposition des trois entrées des ports d'excitation « Ref », I_{nA} et I_{nB} . Le port commun "Ref" est le signal de commande qui fournit l'intensité de puissance fixé au niveau logique "1" correspondant à la puissance normalisée de P_{in} . I_{nA} et I_{nB} présentent le signal d'entrée du guide d'ondes en forme de "L" et les ports O_1 et O_2 sont respectivement le signal de sortie des portes AND et NAND. Le tableau IV.2 regroupe les différentes combinaisons logiques des deux portes logiques discutées dans cette section et ces résultats de simulation.

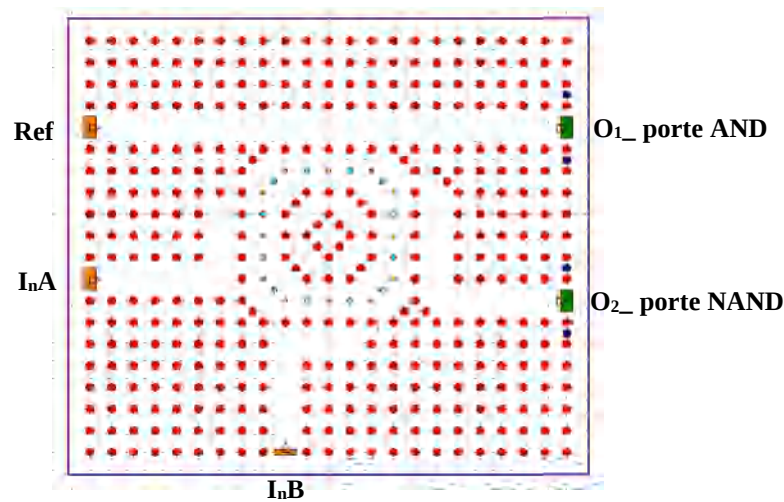


Figure IV.8 : Schéma de structure des portes logiques AND/NAND.

Le type d'excitation du champ de lancement a été effectué à l'aide d'optiques gaussiennes avec une puissance normalisée du mode "puissance unitaire" (unit power) qui a donc pris sa valeur en unité de watt (W).

Tableau IV.2 : Les combinaisons logiques correspondent aux valeurs de puissance pour les portes "AND/NAND" toutes optiques.

signal de control -Ref-	signal d'entrée A	signal d'entrée B	O ₁ _porte AND		O ₂ _porte NAND		RC _{moy} (dB)		TR _{moy} (ps)	
Niveau logique	Niveau logique	Niveau logique	Valeur de puissance % P_{in}	Niveau logique	Valeur de puissance % P_{in}	Niveau logique	AND	NAND	AND	NAND
1	0	0	2 %	0	82 %	1	15.52	23.22	0.02	2.53
1	0	1	7 %	0	130 %	1				
1	1	0	0.2 %	0	105 %	1				
1	1	1	107 %	1	0.5 %	0				

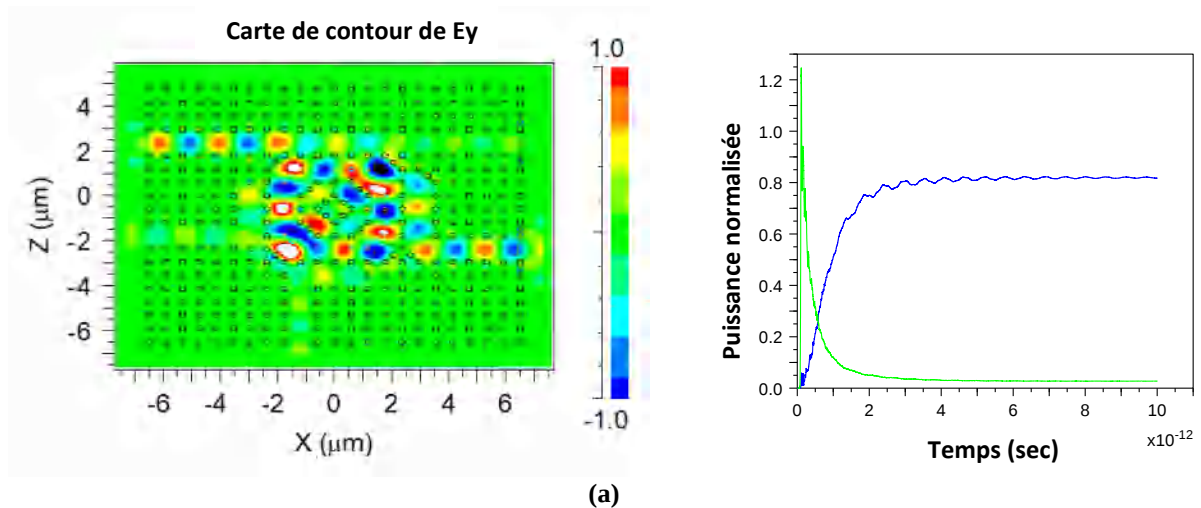
Nous considérons trois étapes logiques :

État 1 : $I_{nA} = I_{nB} = \text{niveau logique "0"}$, c'est le cas de l'absence de signal d'entrée ; le port de contrôle sera excité sous une faible intensité de puissance. Le RR provoque une résonance due à la linéarité du RR. Par simulation, les tiges diélectriques linéaires r_3 placées à l'extrémité des sorties permettent de positionner la longueur d'onde autour de 1550,3 nm. Dans ce cas, la sortie O_1 sera "OFF" et la sortie O_2 est à l'état "ON" comme indiqué sur la figure (IV.9.a) correspond aux puissances de sortie de 2 % et 82 % de P_{in} respectivement.

État 2 : $I_{nA} \neq I_{nB}$, tous les ports d'entrées seront excités avec une faible intensité de puissance. On voit que le phénomène de résonance détecté dans le RR et la longueur d'onde restent bien positionnés à λ_c , donc pas de changement de l'indice de réfraction des tiges composé de RR. Dans ce cas, la sortie O_1 sera OFF et O_2 à l'état ON comme indiqué sur la figure (IV.9.b) (IV.9.c), correspond à la puissance de sortie de 7 % et 130 % de P_{in} pour la porte AND, et 0,2 % et 105 % de P_{in} pour la porte NAND respectivement.

État 3 : Sur le concept inverse, lorsque les entrées $I_{nA} = I_{nB} = \text{"1"}$, tous les ports d'entrée seront excités avec une intensité de puissance élevée pour assurer le transfère maximale de puissance vers la sortie à travers le guide d'onde du bus. Cela explique clairement l'absence de couplage de résonance dans le RR dû au changement de l'indice de réfraction des tiges r_1 et r_2 comme le montre la figure (IV.9.d). On obtient une puissance de 107 % de P_{in} transmise à la sortie de la porte AND résultant un niveau logique "1", ainsi une valeur de 5 % de P_{in} détectée à la sortie de la porte NAND résultant un niveau logique "0".

D'après ces résultats, nous constatons que le rapport de contraste moyen CR_{moy} des portes logiques AND/NAND égal à 15,52 dB et 23,22 dB respectivement, et le temps de retard moyen RT_{moy} est de 0,02 ps et 2,53 ps, ce qui a également amélioré ses performances par rapport au portes AND/NAND existantes dans la littérature [118, 130].



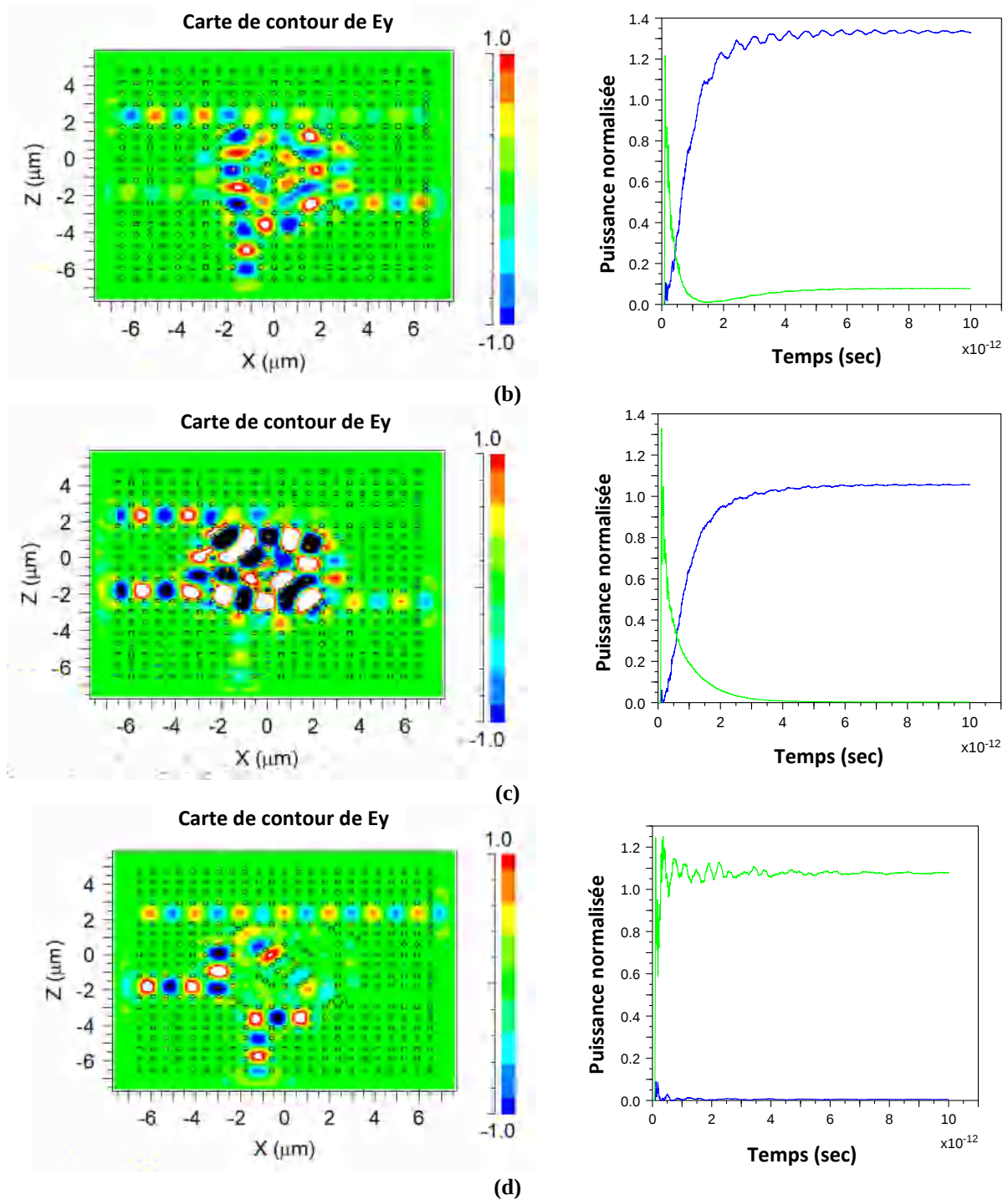


Figure IV.9 : Résultats de simulation pour les portes AND/NAND". La distribution du champ électromagnétique avec excitation CW et la quantité de transmission d'intensité à : **a)** $I_{nA} = I_{nB} = "0"$, **b)** et **c)** $I_{nA} \neq I_{nB}$, **d)** $I_{nA} = I_{nB} = "1"$.

IV.2.2.2 La porte OR/NOR toute optique

Le schéma initial des portes optiques OR/NOR est illustré sur la figure IV.10 en créant une jonction en forme de "T" pour les entrées I_{nA} et I_{nB} . Le port de contrôle "Ref" est considéré comme le port d'entrée commun. Les ports de sorties O_1 et O_2 présentent respectivement les portes de sortie OR et NOR. La conception recommandée de la porte logique a une taille globale égale à $160,6 \text{ m}^2$ d'un réseau à CPh -2D de type carré.

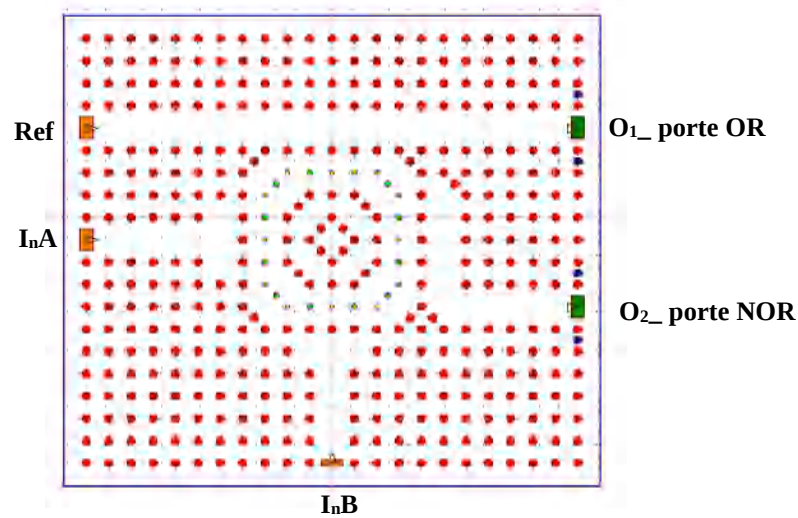


Figure IV.10 : Schéma de structure des portes logiques OR/NOR.

Le Tableau IV.3 résume les résultats de simulation obtenus à partir de chaque état logique appliqué. Les valeurs de puissance numérique sont déterminées en fonction du signal P_{in} .

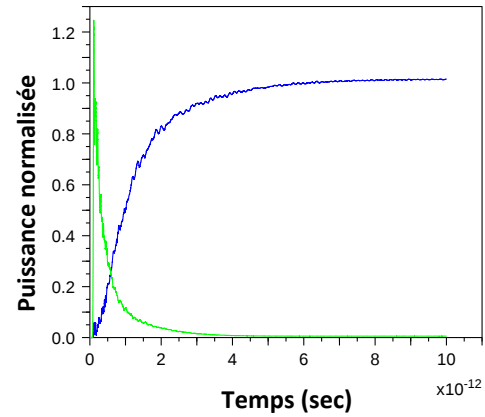
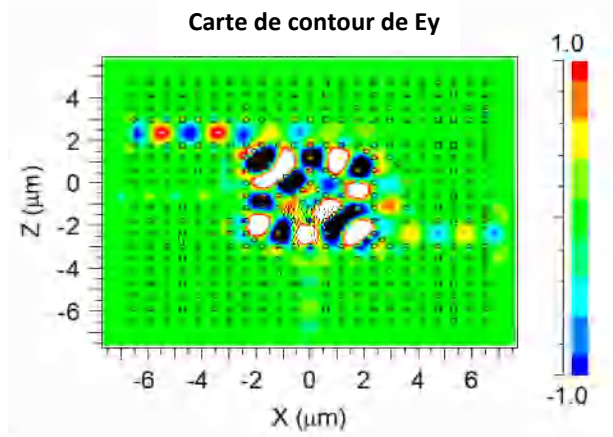
Tableau IV.3 : Les combinaisons logiques correspondent aux valeurs de puissance pour les portes "OR/NOR" toutes optiques.

signal de control -Ref-	signal d'entrée A	signal d'entrée B	O ₁ _porte OR		O ₂ _porte NOR		RC _{moy} (dB)		TR _{moy} (ps)	
Niveau logique	Niveau logique	Niveau logique	Valeur de puissance % P_{in}	Niveau logique	Valeur de puissance % P_{in}	Niveau logique	OR	NOR	OR	NOR
1	0	0	0.5 %	0	101 %	1	23.42	17.25	0.03	5.08
1	0	1	108 %	1	0.3 %	0				
1	1	0	112 %	1	3 %	0				
1	1	1	112 %	1	2.5 %	0				

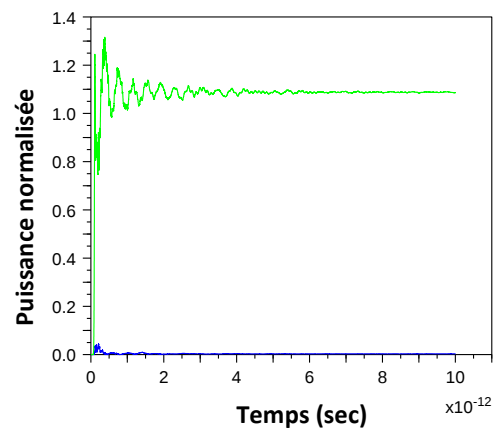
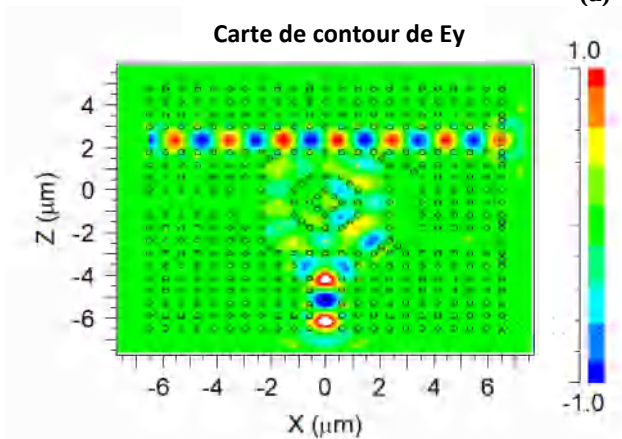
Pour assurer le fonctionnement logique OR et NOR, nous considérons trois étapes logiques : **Etat 1** : $I_{inA} = I_{inB} =$ niveau logique "0", le port de contrôle sera lancé pour une faible intensité d'excitation inférieure à $1,2 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$. Le RR opère dans la région linéaire dont l'indice de réfraction sera constant. Un couplage de résonance créé à l'emplacement de RR via le guide de bus. De plus, les tiges diélectriques de rayons différents (r_1 , r_2 et r_3) qui se couplent de manière constructive autour de $1550,3 \text{ nm}$. Ainsi, la quantité complète du signal sera orientée à travers le "guide d'onde de chute" (drop waveguide) correspond au cas de la commutation ON. La sortie O_1 sera désactivée et O_2 est à l'état activé comme indiqué sur la figure (IV.11.a) correspondent aux puissances de sortie de 5 % et 101 % de P_{in} respectivement.

Etat2 : Sur le concept opposé, lorsque les entrées $I_{nA} \neq I_{nB}$, tous les ports d'entrée seront excités avec une intensité de puissance allant jusqu'à $1,2 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$. Dans ce cas, la commutation ON est clairement observée dans le port de sortie O_1 de la porte OR et la transmission de puissance est de 108 et 112 % de P_{in} , ce qui est égal au niveau logique "1". Dans l'autre sens, le signal de sortie O_2 de la porte NOR sera inférieur et égal à 0,3 % et 3 % de P_{in} qui peut être lu comme "0" logique comme le montre la figure (IV.11.b) (IV.11.c).

Etat 3 : lorsque les deux entrées sont activées avec les mêmes valeurs logiques $I_{nA} = I_{nB} = "1"$, l'intensité d'entrée devient supérieure à la valeur de seuil $1,2 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$. La longueur d'onde va se déplacer en raison du changement de l'indice de réfraction du matériau non linéaire basé sur l'effet Kerr, c'est le cas de l'absence de résonance du RR et le signal va s'échapper à travers le "guide d'onde de bus" détectant la commutation ON. La sortie O_1 sera ON et O_2 est à l'état OFF comme indiqué sur la Fig (IV.11.d) correspondent aux puissances de sortie de 112 % et 2,25 % de P_{in} respectivement.



(a)



(b)

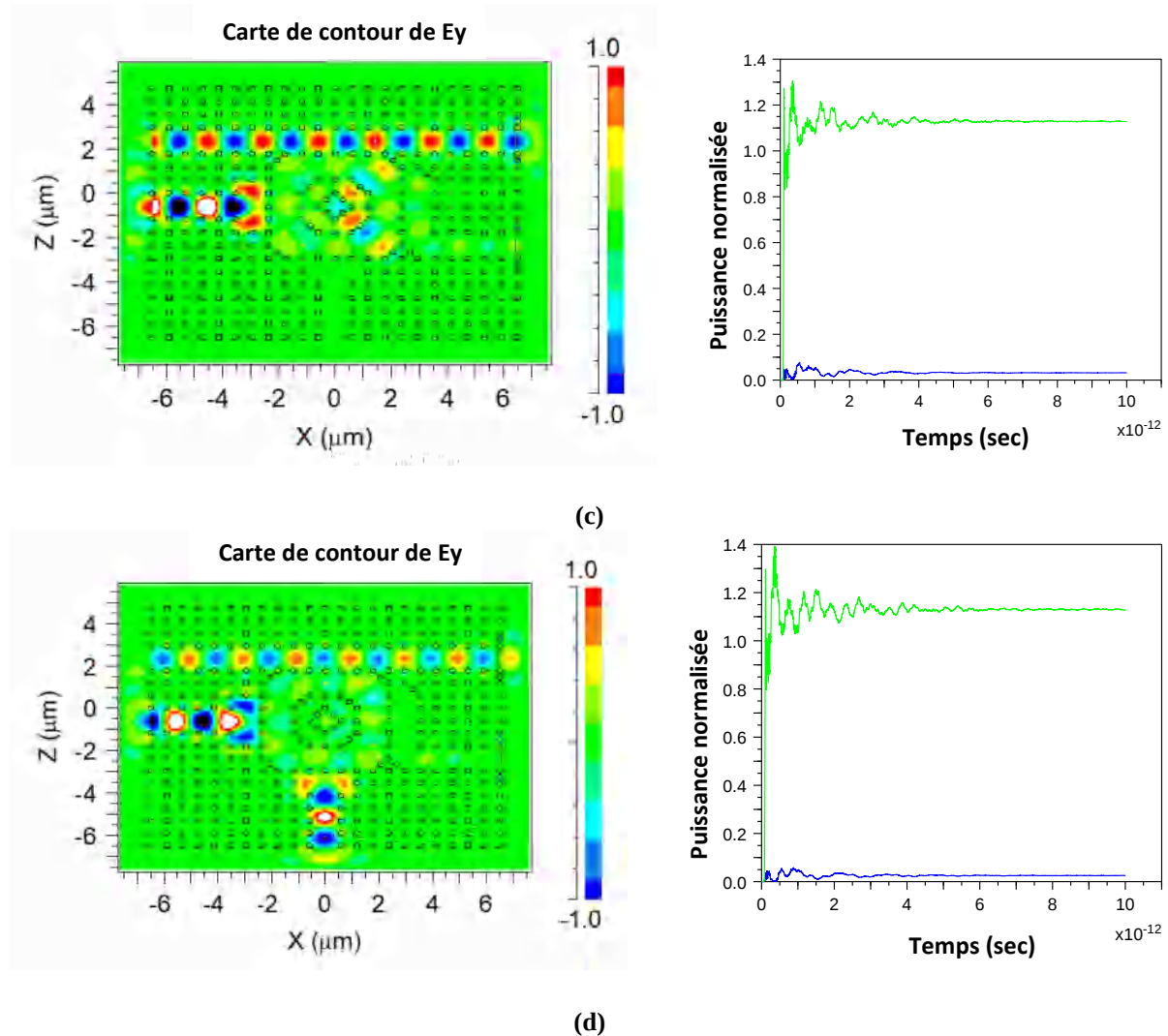


Figure IV.11 : Résultats de simulation pour les portes "OR/NOR". La distribution du champ électromagnétique avec excitation CW et la quantité de transmission d'intensité à : **a)** $I_nA = I_nB = "0"$, **b)** et **c)** $I_nA \neq I_nB$, **d)** $I_nA = I_nB = "1"$.

IV.3 Comparaison des portes configurées avec les modèles existants

D'après ces résultats, le Tableau IV.4 présente une simple comparaison des caractéristiques de chaque porte logique avec les conceptions récentes trouvées de la littérature.

Tableau IV.4 : Comparaison des portes "AND/NAND" et "OR/NOR" configurées avec les modèles existants.

	Technique exploitée	Type de réseau	Matériau des tiges non linéaire	Portes couvertes	Puissance de seuil (mW- μm^2)	Rapport de contraste (dB)	Temps de retard (ps)	Taille de la structure (μm^2)
Le travail proposé	effet Kerr + résonateur en anneau	carré (Ge dans l'air)	polystyrène	AND, NAND, OR, NOR	1.2 mW	15.52-23.42	0.02-5.08	160.6
Z. Mohebbi et al [116]	effets d'interférences basés sur des	carré (Si dans l'air)	carbure de silicium	NAND	554 mW	37	0.2	92.2

	défauts + effet Kerr							
M. R. Geraili et al [117]	effet Kerr + résonateur en anneau	carré (Si dans l'air)	glass dopé	OR, AND	15 mW	-	1.2-0.5	460
S. Rebhi et al [118]	effet Kerr + résonateur en anneau	Carré ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ /GaAs dans l'air)	GaAs	OR, AND, NAND	733 W	7.33-12.5	0.05-5	334.665
A.Salman-our et al [130]	effet Kerr + résonateur en anneau basé-limiteurs	Triangulaire (trous diélectriques dans GaAs)	inconnu $n_0=2.6$ and $n_2=2.7 \cdot 10^{-15} \mu\text{m}^2/\text{W}$	OR, AND	-	16.7-20.29	3	130

La plupart des dispositifs à cristaux photoniques ont besoin d'une compacité des structures pour faciliter leur intégration dans les circuits intégrés optiques. La taille structurales des portes optiques AND, NAND, OR et NOR proposées prend une surface plus petite de $160,3 \mu\text{m}^2$ par rapport à la structure différente des portes logiques, comme le montre le tableau IV.4. D'autre part ; en comparant avec d'autres matériaux non linéaires connus cités dans des articles récents tels que le carbure de silicium [116] le glass dopé [117], GaAs [106, 118]. Dans notre cas, l'utilisation du polystyrène comme matériau polymère organique pour leur faible valeur d'indice de réfraction relative conduit à une faible perte de diffusion et une efficacité de couplage élevée avec les circuits optiques. De plus, en termes de quantité de puissance à exciter à l'entrée, notre structure nécessite une faible puissance d'émission par rapport aux autres structures (citation du tableau IV.4). Par conséquent, un rapport de contraste élevé égal à 23,42 dB/23,22 dB et un excellent temps de réponse de 20 fs / 30 fs pour les portes logiques OR/AND respectivement.

En outre, l'intégration des portes logiques discutées avec d'autres circuits optiques pourrait être proposée comme travail futur tel que sur l'unité logique arithmétique et construire un circuit intégré optique pour diverses applications.

IV.4 Conclusion

En effet, le contrôle du comportement de la lumière est très utile dans plusieurs circuits optiques tels que les systèmes de traitement, de calcul et de réseau tout optique. Pour cela, nous avons utilisé l'effet Kerr non linéaire exploitant un matériau polymère pour améliorer les performances optiques de chaque porte logique par rapport aux technologies semi-conducteur classiques. Dans notre travail, la commutation de déclenchement logique nécessite une faible consommation de puissance d'entrée estimée entre 0,7 et $1,6 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$. Ainsi, une intensité de contraste élevée jusqu'à 23,42 dB peut être obtenue. De plus, tous les dispositifs logiques optiques ont besoin d'une vitesse de transmission rapide des données (Tb/s) comme discuté dans les portes AND/NAND et OR/NOR proposées résultant de l'inverse du temps de réponse total entre 20 fs et 5,08 ps.

Conclusion générale et perspectives

Exploiter les cristaux photoniques pour le traitement tout optique du signal, est une alternative prometteuse afin de briser la limitation des circuits électroniques conventionnels. C'est pour cette raison que la communauté scientifique recherche une possibilité de contrôler la lumière avec la lumière au moyen des cristaux photoniques. Comme nous avons souligné, dans cette thèse, les cristaux photoniques sont apparus comme une plateforme polyvalente pour créer des dispositifs optiques à l'échelle nanométrique et sont indispensables dans le domaine de la communication optique en raison de certaines propriétés majeures telles que la compacité, la vitesse de transfert des données élevée, la faible consommation d'énergie.

Dans cette thèse de recherche, notre objectif est de concevoir des portes logiques toutes optiques fondées sur un réseau à cristaux photoniques à deux dimensions déconnecté possédant d'excellentes performances optiques tels que : la compacité, rapport de contraste ultra-élevé et une vitesse de transfert des données plus rapide (ordre de Tb/s) ce qui les rendent adaptées aux opérations de la logique booléenne à grande vitesse. Les structures proposées ont été affinées de manière à assurer l'intégralité de la bande C (bande conventionnelle), qui s'étend de 1530 nm à 1565 nm. Pour cela, nous avons optimisé des portes logiques toutes optiques pour les faire fonctionner à la longueur d'onde de communication optique de 1550 nm. Différentes structures à cristaux photoniques bidimensionnelles appuyées sur la technique de défauts basés sur les interférences en couplage avec divers résonateurs en anneaux ont été bien discutées. Les caractéristiques des portes logiques toutes optiques proposées ont été présentées en fonction des propriétés du matériau sélectionné tels que : silicium (Si), germanium (Ge) et arséniure de gallium (GaAs), qui sont considérés parmi les matériaux semi-conducteurs les plus souvent exploités dans le domaine de la microélectronique en générale ainsi que dans l'optique intégrée pour sa compatibilité avec la technologie CMOS. Ces matériaux dont l'indice de réfraction varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde, ont la particularité de présenter des bandes interdites photoniques qui interdisent la propagation de la lumière dans la structure. L'utilisation de cet effet de bande interdite ouvre la voie à la réalisation de nombreuses applications optiques telles que : portes logiques, comparateurs, démultiplexeurs, encodeurs et décodeurs, convertisseurs etc... Les principaux avantages des portes logiques toutes optiques sont de petites dimensions, structure simple et d'une vitesse élevée. Ces dispositifs peuvent s'avérer être de bons candidats pour le calcul optique et les circuits intégrés photoniques. Pour les applications des portes logiques toutes optiques, on cite un exemple connu de la porte logique AND qui est souvent utilisée pour effectuer la reconnaissance d'adresse, la modification d'en-tête de paquet et la vérification de l'intégrité des données. La porte AND sert également de porte d'échantillonnage dans les oscilloscopes à échantillonnage optique en raison de leur fonctionnement ultrarapide par rapport aux méthodes électriques traditionnelles.

De plus, nous avons brièvement décrit l'exploration de la commutation toute optique ultrarapide dans la construction des portes logiques à cristaux photoniques basée sur l'effet Kerr non linéaire à l'aide d'un couplage de guide d'onde linéaire avec un résonateur en anneau formé de tiges diélectriques de polystyrène. Le but est d'améliorer continuellement la vitesse de commutation en quelques femto-secondes, réduire le seuil de puissance de pompage (ordre de $\text{mW}/\mu\text{m}^2$) et d'augmenter le rapport de contraste (atteint 23.42dB). Lorsque des cristaux photoniques non linéaires sont pompés par une puissance incidente à haute intensité, l'indice

de réfraction du matériau composite en polystyrène changera son indice de réfraction à cause de l'effet Kerr. Cela induit le décalage ultrarapide du bord de la bande interdite vers les fréquences les plus basses (red-shift), sur la base de laquelle la porte logique toute optique peut être conçu. Donc, pour élargir la réponse non linéaire à effet kerr effective soit en recherchant de bons matériaux avec une susceptibilité non linéaire kerr plus grande soit en augmentant l'intensité du champ local s'exerçant sur les matériaux non linéaires kerr.

L'état logique « haut » ou « bas » d'une porte logique toute optique avec un contraste élevé, une faible puissance de pompage et une vitesse ultrarapide est l'objectif ultime des chercheurs. Bien que de grands progrès ont été accomplis, il reste encore un long chemin à parcourir. Le succès final devrait fortement reposer sur les efforts conjoints de différents aspects de la science et de la technologie : la physique pour un meilleur principe de fonctionnement, l'optique pour de meilleures techniques de détection et de caractérisation, la chimie et la science des matériaux pour l'exploration et la préparation de nouveaux et meilleurs matériaux non linéaires à effet Kerr, ainsi la nanotechnologie pour faciliter la construction précise de dispositifs logique optique à l'échelle nanométrique et micrométrique. En outre, l'intégration des portes logiques discutées avec d'autres circuits optiques pourrait être proposée comme travail futur tel que sur l'unité arithmétique et logique, aussi de construire un circuit intégré optique pour diverses applications

Références

- [1] R. Trivedi, "All-optical computing architectures in silicon photonics," Thesis Bachelor of Technology in El Swarnakar, S., Rath, S., & Kumar, S. "Design of All Optical XOR Gate based on Photonic Crystal Ring Resonator". Journal of Optical Communications, 2017.
- [2] Li-Hsiang Wang, Su-Hua Yang, "Nano Photo Electric Material Structures-Photonic Crystals," IEEE 2nd International Symposium on Next-Generation Electronics (ISNE) – pp. 450-451, Kaohsiung, Taiwan, February 25-26, 2013.
- [3] M. Pirzadi, A. Mir, D. Bodaghi, "Realization of Ultra-Accurate and Compact All-Optical Photonic Crystal OR Logic Gate", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 28, pp. 2387–2390, 2016.
- [4] Y. Chen, "Nanofabrication by electron beam lithography and its applications: A review. Microelectronic Engineering, vol. 135, pp.57-72, 2015.
- [5] D. Cotter, RJ Manning, KJ Blow, AD Ellis, AE Kelly, D Nasset, ID Phillips, AJ Poustie, and DC Rogers, "Nonlinear optics for high-speed digital information processing," Science, vol. 286 (5444), pp. 1523-1528, 1999.
- [6] H.M.E. Hussein, T. A. Ali, & N. H. Rafat, "A review on the techniques for building all-optical photonic crystal logic gates," Optics & Laser Technology, vol. 106, pp. 385–397, 2018.
- [7] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics," Physical Review Letters, vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [8] I. Ouahab, "Contribution à la conception des Switches tout optique dans les cristaux photoniques nonlinéaires," thèse de doctorat en télécommunications, Université Djillali Liabes Sidi- Bel-Abbes, 2017.
- [9] V. Passaro, editor, "Advances in photonic crystals," BoD–Books on Demand, (348 pages), ISBN 978-953-51-0954-9, Feb 2013.
- [10] F. Shiba, "Design of All-Optical Logic Gates Using NAND Gate in Photonic Crystal Waveguides," Masters of technology in Nano science and technology, Delhi technological university, Bawana Road, Delhi Jun 2016.
- [11] A. Kabilan, and S. Christina, "Optical Logic Devices based on Photonic Crystal," Photonic Crystals - Introduction, Applications and Theory, pp.63-80, 2012.
- [12] S. Arafa, "Étude des composants à base de cristaux photoniques : Application dans le domaine du démultiplexage et de la détection," thèse de doctorat en Électronique, Université Frères Mentouri Constantine, 2018.
- [13] D. Bernier, "Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde," Thèse de doctorat N° 9305, Université de Paris-sud XI, Orsay, 12 décembre 2008.
- [14] Z. Diao, "Investigation of 2D Photonic Crystals and Their Applications on Terahertz Quantum Cascade Lasers, Optical Trapping and Sensing," Thèse de doctorat, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, N° 5745, 2013.
- [15] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn and R.D. Meade, "Photonic Crystals, Molding the Flow of Light," Second Edition, Princeton University Press, (305 page), ISBN: 978-0-691-12456-8, 2007.
- [16] J. Zaghdoudi, " Étude des effets des défauts dans les cristaux photoniques unidimensionnels périodiques et quasi périodiques," Thèse de doctorat, Université de Tunis El Manar, 05-01-2008.
- [17] S. Massy, "Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur LiNbO3," Thèse de doctorat N° 4, Université de Limoges, 2004.
- [18] J.M. Lourtioz, D. Maystre, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gerard, A. Tchebnokov, "Les cristaux photoniques ou la lumière en cage," GET et Lavoisier, Paris, 2003.

- [19] J. Magné, "Traitement optique du signal émis par un laser à fibre Mode-Locked Passif –Application à la multiplication et à la sculpture d'impulsion," Thèse de doctorat, université Laval, 2007.
- [20] L. Ferrier, "Micro-nanostructures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière," Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 10 décembre 2008.
- [21] B. Lombardet, "Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée," Thèse de doctorat, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, N° 3254, 2005.
- [22] A. Birner, R.B. Wehrspohn, U.M. GÖsele, and K. Busch, "Silicon-based photonic crystals," *Advanced Materials*, vol. 6(16), pp. 377-388, 2001.
- [23] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, and K. Asakawa, "Confined band gap in an air-bridge type of two-dimensional AlGaAs photonic crystal," *Physical Review Letters*, vol. 86(11), pp. 2289–2292, 2001.
- [24] E. Chow, S.Y. Lin, S.G. Johnson, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, J.R. Wendt, G.A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman, "Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab," *Nature*, vol. 407(6807), pp. 983–986, 2000.
- [25] V. Mizeikis, Juodkazis, S., Marcinkevičius, A., Matsuo, S., & Misawa, H, "Tailoring and characterization of photonic crystals," *Journal of Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Reviews*, vol. 2(1), pp. 35–69, 2001.
- [26] C. C. Cheng, V. Arbet-Engels, A. Scherer, and E. Yablonovitch, "Nanofabricated three dimensional photonic crystals operating at optical wavelengths," *Physica Scripta*, T68, pp. 17–20, 1996.
- [27] Q. Gong and Xiaoyong Hu, "Photonic crystals principles and applications," Taylor & Francis Group, (360 page), ISBN: 978-981-4267-30-4, 2013.
- [28] A. Benmerkhi, "Influence des paramètres géométriques sur la cavité à cristaux photoniques bidimensionnels," Thèse magistère, université Mentouri – constantine, 2008.
- [29] A. Amirouche, "Contribution à l'étude des microcavités à base des cristaux photoniques," Thèse de doctorat, Université Mohamed Seddik Ben Yahia – Jijel, 28/09/2017.
- [30] V. Mizeikis, S. Juodkazis, A. Marcinkevičius, S. Matsuo, and H. Misawa, "Tailoring and characterization of photonic crystals," *Journal of Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Reviews*, vol. 2(1), pp. 35–69, 2001.
- [31] D. Neel, "Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI," Thèse de doctorat, institut national des sciences appliquées de Lyon, N° :06 ISAL0090, 21/11/2006.
- [32] M. Skorobogatiy, and J. Yang, "Fundamentals of Photonic Crystal Guiding," Cambridge University Press, (280 pages), ISBN-13 978-0-511-46524-6, 2009.
- [33] A. Oudrioua, "Photonic Waveguides -Theory and Applications-," by ISTE Ltd and John Wiley & Sons, Inc, (342 page), ISBN 978-1-84821-027-1, 2009.
- [34] S. David, "Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques," Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2003.
- [35] M. Djavid, A. Ghaffari, F.Monifi, and M. S. Abrishamian, "Photonic crystal power dividers using L-shaped bend based on ring resonators," *Journal of the Optical Society of America B*, 25(8), 1231-1235, 2008.
- [36] M. Danaie, R. Nasiri Far, and A. Dideban, "Design of a High-Bandwidth Y-Shaped Photonic Crystal Power Splitter for TE Modes," *IJOP*, vol. 12(1), pp. 33-42, 2018.
- [37] M. K. Moghaddam, A. R. Attari, and M. M. Mirsalehi, "Improved photonic crystal directional coupler with short length," *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, vol. 8(1), pp. 47-53, 2010.

- [38] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, and N. Paraire, "Numerical optimization of high-Q-factor photonic crystal microcavities with a graded air lattice," *JOSA B*, vol. 28, pp. 336-341, 2011.
- [39] D. F. Siriani, and K. D. Choquette, "In-phase, coherent photonic crystal vertical cavity surface emitting laser arrays with low divergence," *Electronics Letters*, vol. 46(10), pp. 712-714, 2010.
- [40] S. Serajmohammadi, H. Alipour-Banaei, and F. Mehdizadeh, "Application of photonic crystal ring resonators for realizing all optical demultiplexers," *Frequenz*, vol. 72, n° 9–10, pp. 465–470, 2018.
- [41] S. Masilamani and S. Punniakodi, "Photonic crystal ring resonator based optical MUX/DEMUX design structures: a survey and comparison study," *J. Opt.*, vol. 49, pp. 168–177, 2020.
- [42] F. Bougriou, T. Bouchemat, M. Bouchemat, and N. Paraire, "Optofluidic sensor using two-dimensional photonic crystal waveguides," *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 62:11201, 2013.
- [43] A. Harhouz and A. Hocini, "Design of high-sensitive biosensor based on cavity waveguides coupling in 2D photonic crystal," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 29, pp. 659-667, 2015.
- [44] S. H. Tao, M. B. Yu, g. J. F. Son, Q. Fang, R. Yang, G. Q. Lo, & D. L. Kwong, "Design and fabrication of a line-defect bend sandwiched with air trenches in a photonic crystal platform," *Applied Physics Letters*, 92(3), 031113, 2008.
- [45] Q. Xu, V. R. Almeida., R. R. Panepucci, & M. Lipson, "Experimental demonstration of guiding and confining light in nanometer-size low-refractive-index material," *Optics Letters*, Vol. 29, No. 14, pp. 1626-1628, 2004.
- [46] K. John. Au , "The Inverse Problem-Based Design of Photonic Bandgap Devices," In Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Doctor of Philosophy, California Institute of Technology Pasadena, California, March 22, 2007.
- [47] K.S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwells equations in isotropic media," *J. IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, pp. 302–307, 1966.
- [48] A. Taflov, S.C. Hagness, "Computational Electrodynamics the finite difference Time domain Method," Artech House Publishers, 2^{ème} Edition, Boston, 2000.
- [49] R. Boyd, "Nonlinear_Optics," Third_Edition (BookFi), (619 page), Rochester, New York October 2007.
- [50] A. Baron, "Optique Non-Linéaire dans les structures semi-conductrices à fort confinement du champ," Thèse de Doctorat, Université Paris Sud- Paris XI, N°00573319, 2010.
- [51] <https://www.fet.at/uploads/beispiel/beispieldatei/1257/CH21-Nonlinear-Optics.pdf>.
- [52] L. D. Haret, "Détecteur en silicium sur cristal photonique par absorption non linéaire à deux photons", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 2012.
- [53] Y. Liu, F. Qin, F. Zhou, Q. Meng, D. ZHANG, Z. Li, "Ultrafast optical switching in Kerr nonlinear photonic crystals", *Front. Phys. China*, Vol5(3), pp.220–244, 2010.
- [54] M. Scalora, J.P. Dowling, C.M. Bowden, M.J. Bloemer, "Optical limiting and switching of ultra-short pulses in nonlinear photonic band gap materials", *Phys. Rev. Lett*, Vol. 73, p.1368, 1994.
- [55] P. Tran, "Optical limiting and switching of short pulses by use of a nonlinear photonic band gap structure with a defect", *Opt. Soc. Am. B*, Vol.14, pp.2589-2594, 1997.
- [56] Y. Zhang, B. Li, "Optical switches and logic gates based on selfcollimated beams in two-dimensional photonic crystals," *Opt. Exp.* 15 (15) pp. 9287–9292, 2007.
- [57] X. S. Christina, & A. P. Kabilan, "Design of optical logic gates using self-collimated beams in 2D photonic crystal," *Photonic Sensors*, 2(2), pp. 173–179, 2012.
- [58] Y. Ishizaka, Y. Kawaguchi, K. Saitoh, M. Koshiba, "Design of ultra-compact all optical XOR and AND logic gates with low power consumption," *Opt. Commun*, 284(14), pp. 3528–3533, 2011.

- [59] W. Liu, D. Yang, G. Shen, H. “Design of ultra-compact all-optical XOR, XNOR, NAND and OR gates using photonic crystal multi-mode interference waveguides,” *Opt. Laser Technol.* vol. 50, pp. 55–64, 2013.
- [60] A. Mohebzadeh-Bahabady & S. Olyaei, ” Designing low power and high contrast ratio all-optical NOT logic gate for using in optical integrated circuits,” *Optical and Quantum Electronics*, 51(1), 2018.
- [61] E. H. Shaik, & N. Rangaswamy,” Improved design of all-optical photonic crystal logic gates using T-shaped waveguide,” *Optical and Quantum Electronics*, 48(1), 2015.
- [62] M. S. Bouaouina, M. R. Lebbal, M. Bouchemat, & T. Bouchemat,”Enhanced prompt trigger optical switching using nonlinear photonic crystal ring resonator for application on all-optical AND/NAND and OR/NOR logic function”, *Frequenz*, pp.1-11, 2021.
- [63] H. Alipour-Banaei, S. Serajmohammadi, F. Mehdizadeh,”All optical nand gate based on nonlinear photonic crystal ring resonators”, *Optik-Int. J. Light Electron Opt.* 130, pp. 1214–1221, 2017.
- [64] S. G. Lee, S. S. Oh, J.-E. Kim, H. Y. Park, and C.-S. Kee, “Line-defect-induced bending and splitting of self-collimated beams in two-dimensional photonic crystals,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, pp. 181106, 2005.
- [65] M. W. Kim, S.-G. Lee, T.-T. Kim, and al, “Experimental demonstration of bending and splitting of self-collimated beams in two-dimensional photonic crystals,” *Appl. Phys. Lett.* vol. 90, pp. 1131211-3, 2007.
- [66] Z. H. Zhu, W.-M. Ye, J.-R. Ji, X.-D. Yuan, and C. Zen, “High-contrast light-by-light switching and AND gate based on nonlinear photonic crystals,” *Opt. Express*, vol. 14, pp. 1783-1788, 2006.
- [67] K. Goudarzi, A .Mir, Chaharmahali, I., & D .Goudarzi, ” All-optical XOR and OR logic gates based on line and point defects in 2-D photonic crystal,” *Optics & Laser Technology*, vol. 78, pp. 139–142, 2016.
- [68] Y. Lin, C. Tang, H. Yin, Y. Hao, C. Wu, “Design and optimization of all-optical And and NOR logic gates in a two-dimensional photonic crystal for binary-phaseshift-keyed signals”, in: 2014 7th International Conference on Biomedical Engineering and Informatics (BMEI), IEEE, pp. 965–969, 2014.
- [69] Y. Ishizaka, Y. Kawaguchi, K. Saitoh, M. Koshiba, “Design of optical xor, nand, and or logic gates based on multi-mode interference waveguides for binaryphase-shift-keyed signal,” *J. Lightwave Technol.* 29 (18), pp. 2836–2846, 2011.
- [70] A. Martínez, P. Sanchis, J. Martí, “Mach–zehnder interferometers in photoniccrystals,” *Opt. Quant. Electron*, 37 (1), pp. 77–93, 2005.
- [71] S. Olyaei, M. Seifouri, A. Mohebzadeh-Bahabady, and M. Sardari, “Realization of all-optical NOT and XOR logic gates based on interference effect with high contrast ratio and ultra-compacted size,” *Optical and Quantum Electronics.* vol. 385, 2018.
- [72] M. Benslama, A. Benslama, S. Aris,” Photonic crystals”, Chap. 6. In: Zakery, A. (ed.) *Quantum Communications in New Telecommunications Systems*. Telecom ebook Chapters. Wiley, 2017.
- [73] C. Weisbuch, H. Benisty, “Photonic crystals”, Chap. 3. In: Wolf, E. (ed.) *Progress in Optics*, vol. 49. Elsevier, 2006.
- [74] N. Dsouza, V .Mathew, “Interference based square lattice photonic crystal logic gates working with different wavelengths,” *Opt. Laser Technol.* vol. 80, pp. 214–219, 2016.
- [75] K. Goudarzi, A. Mir, I. Chaharmahali, D .Goudarzi, “All-optical XOR and OR logic gates based on line and point defects in 2-D photonic crystal,” *Opt. Laser Technol.* vol. 78, pp. 139–142, 2016.
- [76] A. Mohebzadeh-Bahabady, and S. Olyaei, “Designing low power and high contrast ratio all-optical NOT logic gate for using in optical integrated circuits,” *Optical and Quantum Electronics.* vol.51, N^o3, 2019.
- [77] M. Derakhshan, A. Naseri, et al,”Simulant designing of an ultra-compact AND, OR logical gates based on two-dimensional photonic crystal waveguides,” *Photon Netw Commun* vol. 36, pp. 338–343, 2018.

- [78] K. Y. Lee, et al., "The designs of XOR logic gates based on photonic crystals," *Proc. SPIE* 7135, 71353Y 1–71353Y-8, 2008.
- [79] Z. H. Zhu, et al., "High-contrast light-by-light switching and AND gate based on nonlinear photonic crystals," *Opt. Express*, 14(5), pp. 1783–1788, 2006.
- [80] M. Danaie, H. Kaatuzian, "Design and simulation of an all-optical photonic crystal AND gate using nonlinear Kerr effect," *Opt. Quantum Electron.* 44 (1–2), pp. 27–34, 2011.
- [81] C.J. Wu, C.P. Liu, Z. Ouyang, "Compact and low-power optical logic NOT gate based on photonic crystal waveguides without optical amplifiers and nonlinear materials. *Appl. Opt.* 51(5), pp. 680–685, 2012.
- [82] P. Rani, Y. Kalra, & R.K. Sinha, "Design of all optical logic gates in photonic crystal waveguides," *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, vol. 126(9-10), pp. 950–955, 2015.
- [83] P. Rani, Y. Kalra, R.K. Sinha, "Realization of AND gate in Y shaped photonic crystal waveguide," *Opt. Commun.* Vol. 298, pp. 227–231, 2013.
- [84] R. K. Sinha, S. Rawal, "Modeling and design of 2D photonic crystal based Y type dual band wavelength demultiplexer," *Opt. Quantum Electron.* vol. 40, pp. 603–613, 2008.
- [85] H. M. E. Hussein, T.A. Ali, & N.H. Rafat, "New designs of a complete set of Photonic Crystals logic gates," *Optics Communications*, vol. 411, pp. 175–181, 2018.
- [86] P. Andalib, N. Granpayeh, "All-optical ultra-compact photonic crystal and gate based on nonlinear ring resonators," *JOSA B*, 26 (1) pp. 10–16, 2009.
- [87] A. Pashamehr, M. Zavvari, H. Alipour-Banaei, "All-optical and/or/not logic gates based on photonic crystal ring resonators," *Front. Optoelectron*, 9 (4), pp. 578–584. 2016.
- [88] S. Serajmohammadi, H. Absalan, "All optical nand gate based on nonlinear photonic crystal ring resonator," *Inform. Process. Agric*, 3 (2), pp. 119–123, 2016.
- [89] M. Raghda Younis, F.F Nihal Areed, and S. A. Salah Obayya, "Fully Integrated AND and OR Optical Logic Gates," *IEEE Photonics Technol. Lett.* vol. 26(19), pp. 1900–1903, 2014.
- [90] V. Fakouri-Farid, and A. Andalib, "Design and Simulation of an all optical photonic crystal-based comparator," *Optik*. vol. 172, pp. 241–248, 2018.
- [91] H. Alipour-Banaei, F. Mehdizadeh, and M. Hassangholizadeh-Kashtiban, "A novel proposal for all optical PhC based demultiplexers suitable for DWDM applications," *Opt. Quant. Electron.* vol. 45, pp. 1063–1075, 2013.
- [92] I. Ouahab, and R. Naoum, "A novel all optical 4×2 encoder switch based on photonic crystal ring resonators," *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*. vol. 127(19), pp. 7835–7841, 2016.
- [93] S. Serajmohammadi, H. Alipour-Banaei, and F. Mehdizadeh, "All optical decoder switch based on photonic crystal ring resonators," *Opt Quant Electron.* Vol. 47(5), pp. 1109–1115, 2014.
- [94] E. H. Shaik, and N. Rangaswamy, "High contrast all-optical XOR gate with T-shaped photonic crystal waveguide using phase based interference," In: *IEEE Proceeding of 14th International Conference on Wireless and Optical Communications Networks*, Mumbai, India 2017.
- [95] E. H. Shaik, and N. Rangaswamy, "Realization of XNOR logic function with all-optical high contrast XOR and NOT gates," *Opto-Electron. Rev.* Vol. 26, pp. 63–72, 2018.
- [96] G. Subhalakshmi, and S. Robinson, "Design and Analysis of Optical Logic Gate using Two Dimension Photonic Crystal," *IEEE International Conference on Current Trends toward Converging Technologies*, Coimbatore, India 2018.
- [97] Y. C. Jiang, B. Liu, H.F. Zhang, and X-K Kong, "Reconfigurable design of logic gates based on a two-dimensional photonic crystals waveguide structure," *Optics Communications*. vol. 332, pp. 359–365, 2014.

- [98] A. Salmanpour, S. Mohammadnejad, and P. T. Omran, "All-optical photonic crystal NOT and OR logic gates using nonlinear Kerr effect and ring resonators," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 47(12), 2015.
- [99] A. Mohebzadeh-Bahabady, and S. Olyaei, "All-optical NOT and XOR logic gates using photonic crystal nano-resonator and based on an interference effect," *IET Optoelectronics*. Vol. 12(4), pp. 191-195, 2018.
- [100] E. H. Shaik, and N. Rangaswamy, "Single photonic crystal structure for realization of NAND and NOR logic functions by cascading basic gates," *J. Comput. Electron.* vol. 17(1), pp. 337–348, 2018.
- [101] M. Ghadrdan, and A. Mansouri-Birjandi, "All-optical NOT logic gate based on photonic crystals," *Int. J. Electr. Comput. Eng.* vol. 3, pp. 478–482, 2013.
- [102] R. B. Bennett, A. R. A. Soref and J.A. Delalampo, "Carrier-Induced Change in Refractive GaAs, and InGaAsP," *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, vol. 26, N°. I, 1990.
- [103] Ye Liu, Fei Qin, Zi-Ming Meng, Fei Zhou, Qing-He Mao, and Zhi-Yuan Li, "All-optical logic gates based on two-dimensional low-refractive-index nonlinear photonic crystal slabs," vol.19, No.3, *OPTICS EXPRESS*, Optical Society of America, 2011.
- [104] T.S. Mostafa, N.A. Mohammed, and E.M. El-Rabaie, "Ultra-High bit rate all-optical AND/OR logic gates based on photonic crystal with multi-wavelength simultaneous operation," *Journal of Modern Optics*. pp. 1–12, 2019.
- [105] P. Christof, Dietrich, A.Fiore, G. Mark, T.M.Kamp and S. Hofling, "GaAs integrated quantum photonics: Towards compact and multi-functional quantum photonic integrated circuits," *Laser Photonics Rev*, pp. 1–25, 2016.
- [106] J. O. Akinlami, and A. O. Ashamu, "Optical properties of GaAs," *Journal of semiconductors*. vol. 34, N°. 3, 2013.
- [107] S. Swarnakar, S. Rathi, , & S. Kumar, "Design of All Optical XOR Gate based on Photonic Crystal Ring Resonator". *Journal of Optical Communications*, 2017.
- [108] Zhi-Yuan Li and Zi-Ming Meng "Polystyrene Kerr Nonlinear Photonic Crystals for Building Ultrafast Optical Switching and Logic Devices". *J. Mater. Chem. C*, 2(5), 783–800, 2014.
- [109] M. G. Pravini S. Fernando, K. A. I. L. Wijewardena Gamalath "Nonlinear optical properties of photonic crystals". *WSN* vol. 97, 1-27, 2018.
- [110] D. G. S. Rao, S. Swarnakar, V. Palacharla, K. S. R.Raju, & S. Kumar, "Design of all-optical AND, OR, and XOR logic gates using photonic crystals for switching applications". *Photonic Network Communications*, 2020.
- [111] S. R. Marder, "Materials for third-order nonlinear optics". *MRS Bulletin*, vol. 41(01), 53–62, 2016.
- [112] S. Inoue, "Nonlinear Optical Polymer Photonic Crystals and Their Applications". *Organic Nanophotonics*, 141 158, 2014.
- [113] M.R. Buddhi "Modeling Transmission of Photonic Crystal Waveguide Modes Enhanced by Kerr Nonlinearity". *Dissertations*. 70, Western Michigan University, 2012.
- [114] M. Zavvari & F. Mehdizadeh "Photonic Crystal Cavity with L3-Defect for Resonant Optical Filtering". *Frequenz*, 68(11-12), 2014.
- [115] D.G.S. Rao, S. Swarnakar, and S. Kumar "Performance analysis of all-optical NAND, NOR, and XNOR logic gates using photonic crystal waveguide for optical computing applications," *Optical Engineering* 59(5), 057101, 2020.
- [116] Z. Mohebbi, N. Nozhat, & F. Emami "High contrast all-optical logic gates based on 2D nonlinear photonic crystal". *Optics Communications*, 355, 130–136, 2015.

- [117] M. R. Geraili, S. E. Hosseini, M. B. Tavakoli, & M. Shokooh-Saremi, “Application of nonlinear photonic crystal ring resonators in realizing all optical OR/NOT/AND gates”. *Optical and Quantum Electronics*, 51(7), 2019.
- [118] S. Rebhi, & M. Najjar, “A new design of a photonic crystal ring resonator based on Kerr effect for all-optical logic gates”. *Optical and Quantum Electronics*, 50(10), 2018.
- [119] M. S. Bouaouina, M. R. Lebbal, M. Bouchemat, & T. Bouchemat, “High contrast ratio for full-designs optical logic gates based on photonic crystal ring resonator”. *Frequenz*, Volume 74, Issue 9-10, Pages 277–285, 2020.
- [120] S. Robinson & R. Nakkeeran “Two dimensional photonic crystal ring resonator based Bandpass Filter for C-Band of CWDM applications”. *National Conference on Communications (NCC)*, 2011.
- [121] S. Swarnakar, S. Kumar, S. Sharma, & L. Singh, “Design of XOR/AND gate using 2D photonic crystal principle”. *Proc. SPIE 10130, Next-Generation Optical Communication: Components, Sub-Systems, and Systems VI*, 101300Q, 2017.
- [122] A. Rostamizadeh, M. Taghizadeh, J. Jamali & A. Andalib, “Ultra-fast all optical decoder using photonic crystal based nonlinear ring resonators”. *Optical and Quantum Electronics*, 52(2), 2020.
- [123] P. Singh, A.K. Singh, V. Arun, & H.K. Dixit, “Design and analysis of all-optical half-adder, half-subtractor and 4-bit decoder based on SOA-MZI configuration”. *Optical and Quantum Electronics*, 48(2), 2016.
- [124] N .Namdari & R.Talebzadeh, “Simple and compact optical half-subtractor based on photonic crystal resonant cavities in silicon rods”. *Appl. Opt.* 59, 165-170, 2020.
- [125] A. Abolhaasani-Kaleibar, & A. Andalib, “Studying Photonics Crystal Cavities by Design and Simulation of a 1 to 8 Optical Demultiplexer”. *Frequenz*, 72(9-10), 459–464, 2018.
- [126] S. Masilamani, & S. Punniakodi, “Photonic crystal ring resonator based optical MUX/DEMUX design structures: a survey and comparison study”. *Journal of Optics*, 2020.
- [127] Z .Seraj, M. Soroosh, and N. Alaei-Sheini. “Ultra-compact ultra-fast 1-bit comparator based on a two-dimensional nonlinear photonic crystal structure,” *Appl. Opt.* 59, 811-816, 2020.
- [128] D. Jafari, T.Nurmohammadi, M. J .Asadi, & K. Abbasian, “All-optical analog-to-digital converter based on Kerr effect in photonic crystal”. *Optics & Laser Technology*, 101, 138–143, 2018.
- [129] M. Karimzadeh, & A. Andalib, “All Optical BPSK Demodulator Using Photonic Crystal Based Coupled Waveguides”. *Journal of Optical Communications*, 2018.
- [130] A. Salmanpour, S .Mohammadnejad, & A. Bahrami, “All-optical photonic crystal AND, XOR, and OR logic gates using nonlinear Kerr effect and ring resonators”. *Journal of Modern Optics*, 62(9), 693–700, 2015.
- [131] M. S. Bouaouina, M. R. Lebbal, M. Bouchemat, & T. Bouchemat, “All-optical NOT/OR/XOR Logic Gates Based on Photonic Crystal with Low Response Time and High Contrast Ratio”. *020 1st International Conference on Communications, Control Systems and Signal Processing (CCSSP)*, 2020.

Publications

- **M.S.BOUAOUINA, LABBAL M., L, BOUCHEMAT.T, & BOUCHEMAT.M** . “High contrast ratio for full-designs optical logic gates based on photonic crystal ring resonator”. *Frequenz*, V.74, Issue 9-10, pp. 277–285, 10 Août 2020.

DOI: <https://doi.org/10.1515/freq-2020-0011>

- **M.S.BOUAOUINA, LABBAL M., L, BOUCHEMAT.T, & BOUCHEMAT. M.** “Enhanced prompt trigger optical switching using nonlinear photonic crystal ring resonator for application on all-optical AND/NAND and OR/NOR logic function, *Frequenz*, V.00, Issue 00, pp.–, 14 Octobre 2021.

DOI: <https://doi.org/10.1515/freq-2021-0110>

Communications

- **M.S.BOUAOUINA, LABBAL M., L, BOUCHEMAT.T, & BOUCHEMAT.M** . “All-optical NOT/OR/XOR Logic Gates Based on Photonic Crystal with Low Response Time and High Contrast Ratio”. 020 1st International Conference on Communications, Control Systems and Signal Processing (CCSSP), p 50-51, 16-17 Mars 2020, El Oued, Algeria.

DOI: [10.1109/CCSSP49278.2020.9151640](https://doi.org/10.1109/CCSSP49278.2020.9151640)

Étude d'une structure à cristaux photoniques pour application à une porte logique

Résumé

La réalisation des circuits intégrés optiques nécessite des dispositifs logiques à haute vitesse tels que les portes logiques toutes optiques ultra-compacte. Dans notre travail, nous avons proposé différentes structures de portes logiques à base des CPh-2D à effet linéaire et non linéaire dont l'optimisation de leurs paramètres opto-géométriques permet d'exploiter la longueur d'onde télécom de 1550 nm. Ces derniers doivent être compétitifs à leurs prédécesseurs en termes taille, taux de contraste, temps de réponse et facilité d'intégration.

Des portes logiques NOT/XOR et OR/XOR de taille compacte de $72,8 \mu\text{m}^2$ sont conçus via un guide d'onde en forme de « T » et en forme de croix en intégrant trois nano-résonateurs pour créer un effet d'interférence dans le but de fournir un excellent couplage de la lumière. Les résultats simulés sont prouvés par l'optimisation du rayon réduit et étendu. Les portes NOT et XOR possèdent un excellent rapport de contraste de 54,83 dB et 55,23 dB, le temps de réponse est estimé à 0,1256ps et 0,136ps. Dans le même contexte, nous présentons une nouvelle série complète de portes logiques optiques utilisant des CPh-2D sur un réseau déconnecté adopté des tiges d'un matériau linéaire en Arséniure de Gallium dans un fond d'air. Ces conceptions sont formées par compilation d'un défaut basé sur les interférences et un résonateur en anneau. De plus, le contrôle du comportement de la lumière est très utile dans plusieurs circuits optiques tels que les systèmes de traitement, de calcul et de réseau tout optique. Pour cela, un commutateur tout optique a été exploité dans le but de bloquer le passage de la lumière uniquement à une longueur d'onde bien définie, dans notre cas $\lambda_c = 1550,3 \text{ nm}$. Cette longueur d'onde de résonance peut être modifiée pour assurer le passage d'un état "ON" à l'état "OFF" en exploitant l'effet Kerr non linéaire. Les structures proposées caractérisées par une taille ultra-réduite de $160,6 \mu\text{m}^2$. Elles nécessitent une faible consommation de puissance détectée entre 0,7 et $1,6 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$. Par conséquent, un contraste de haute intensité égal à 23,42 dB/23,22 dB et un temps de retard de 20 fs/30 fs pour les portes OR et AND respectivement. Les résultats de simulations qui seront exposés dans ce manuscrit seront confortés à des calculs des ondes planes et la méthode FDTD, réalisés grâce aux simulateurs « BandSOLVE » et « FullWAVE » du logiciel RSoft disponible au niveau du laboratoire LMI.

Mots clés : Cristaux photoniques, effet d'interférence, porte logique toute optique, effet Kerr non linéaire, FDTD, taux de contraste, débit binaire.

Study of a photonic crystal structure for logic gate application

Abstract

The realization of optical integrated circuits require high-speed logic devices such as ultra-compact all-optical logic gates. In our work, we have proposed different logic gate structures based on linear and nonlinear effect 2D-PCs, the optimization of their opto-geometric parameters of which makes it possible to exploit the telecom wavelength of 1550 nm. These must be competitive with their predecessors in terms of size, contrast ratio, response time and ease of integration.

Compact size equal to $72.8 \mu\text{m}^2$ of NOT / XOR and OR / XOR logic gates are designed via a “T” -shaped and cross-shaped waveguide in three nano-resonators to create an interference effect in order to provide excellent light coupling. The simulated results are proven by the optimization of the reduced and extended radius. The NOT and XOR gates have an excellent contrast ratio of 54.83 dB and 55.23 dB, the response time is estimated at 0.1256 ps and 0.136. In the same context, we present a complete new series of logic gates using CPh-2D on a disconnected array adopted from rods of a linear gallium arsenide material in an air background. These designs are formed by compiling an interference based fault and a ring resonator. In addition, controlling the behavior of light is very useful in many optical circuits such as all-optical processing, computing and network systems. For this, an all-optical switch was used in order to block the passage of light only at a well-defined wavelength, in our case $\lambda_c = 1550.3 \text{ nm}$. This resonance wavelength can be modified to ensure the transition from an "ON" state to the "OFF" state by exploiting the nonlinear Kerr effect. The proposed structures characterized by an ultra-small size of $160.6 \mu\text{m}^2$. They have a low power consumption detected between 0.7 and $1.6 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$. Therefore, a high intensity contrast equal to 23.42 dB / 23.22 dB and a delay time of 20 fs / 30 fs for the OR and AND gates respectively. The simulation results, which will be presented in this manuscript, will be supported by plane wave calculations and the FDTD method, carried out using the “BandSOLVE” and “FullWAVE” simulators of the RSoft software available at the LMI laboratory.

Keywords: Photonic crystals, interference effect, all-optical logic gate, non-linear Kerr effect, FDTD, contrast ratio, bit rate.

Étude d'une structure à cristaux photoniques pour application à une porte logique

يتطلب تحقيق الدوائر المتكاملة الضوئية أجهزة منطقية عالية السرعة مثل بوابات منطقية ضوئية فائقة الصغر. في عملنا، اقترحنا هياكل بوابة منطقية مختلفة على أساس التأثير الخطي وغير الخطي باستعمال بلورات فوتونية، وتحسين المعلمات الهندسية البصرية التي تجعل من الممكن استغلال الطول الموجي للاتصالات البالغ 1550 نانومتر. يجب أن تكون هذه الأجهزة قادرة على المنافسة مع سابقتها من حيث الحجم ونسبة التباين ووقت الاستجابة وسهولة التكامل.

تم تصميم البوابات المنطقية NOT / XOR و OR / XOR بحجم 72.8 ميكرومتر مربع عبر دليل موجي على شكل "T" وصليب الشكل في ثلاثة نانو مرئيات لإنشاء تأثير تداخل بهدف توفير اقتران ضوئي ممتاز. تم إثبات النتائج المحاكاة من خلال تحسين نصف القطر المصغر والممتد. تتميز البوابات NOT و XOR بنسبة تباين ممتازة تبلغ 54.83 ديسيبل و 55.23 ديسيبل، ويقدر وقت الاستجابة بـ 0.1256 بيكو ثانية و 0.136 بيكو ثانية. في نفس السياق، نقدم سلسلة جديدة كاملة من البوابات المنطقية باستخدام بلورات فوتونية ثنائية البعد على مجموعة منفصلة تم تبنيها من قضبان مادة GaAs الخطي في خلفية من الهواء. تتشكل هذه التصميمات من خلال تجميع خطأ قائم على التداخل ومرنان حلقي. بالإضافة إلى ذلك، فإن التحكم في سلوك الضوء مفيد جداً في العديد من الدوائر الضوئية مثل المعالجة الضوئية وأنظمة الحوسبة والشبكات. لهذا الغرض، تم استخدام مفتاح ضوئي بالكامل لمنع مرور الضوء فقط بطول موجة محدد جيداً، في حالتنا $\lambda_c = 1550.3$ نانومتر. يمكن تعديل طول موجة الرنين هذا لضمان الانتقال من حالة "ON" إلى حالة "OFF" من خلال استغلال تأثير كير (Kerr) غير الخطي. تتميز الهياكل المقترحة بحجم صغير جداً يبلغ 160.6 ميكرومتر مربع. لديهم استهلاك منخفض للطاقة تم اكتشافه بين 0.7 و 1.6 ميلي واط/ميكرومتر مربع. لذلك، تتميز بتباين عالي الكثافة يساوي 23.42 ديسيبل/ 23.22 ديسيبل ووقت تأخير صغير جداً قدره 20 فمتوثانية و 30 فمتوثانية للبوابتين OR و AND على التوالي. كما تم تدعيم نتائج المحاكاة التي قدمت في هذه الأطروحة بحسابات الموجة المستوية PEW وطريقة FDTD، التي يتم تنفيذها باستخدام محاكيات "BandSOLVE" و "FullWAVE" لبرنامج RSoft المتاح في مختبر LMI.

الكلمات المفتاحية: البلورات الضوئية، تأثير التداخل، البوابة المنطقية الضوئية بالكامل، تأثير Kerr غير الخطي، FDTD، نسبة التباين، تدفق ثنائي.