



N° d'ordre



THESE DE DOCTORAT

Présentée devant l'Université Djillali Liabes de Sidi- Bel-Abbes
Faculté de Génie Électrique
Département de Télécommunications

Pour l'obtention du Diplôme de Doctorat LMD en télécommunications
Spécialité: Télécommunications

Par

Mme OUAHAB Iman

Formation doctorale : Télécommunications
Laboratoire : Télécommunications et Traitement Numérique du Signal

Titre de la thèse :

**Contribution à la conception des Switches tout
optique dans les cristaux photoniques non-
linéaires**

Soutenue le :

Devant le jury composé de :

Président :	Mr. SALAH-BELKHODJA FAOUZI	Pr	UDL de Sidi-Bel-Abbès
Examineurs :	Mr. DJEBBARI ALI	Pr	UDL de Sidi-Bel-Abbès
	Mr. ABRI MEHADJI	Pr	Université de Tlemcen
	Mme. ABRI HADJIRA NEE BADAOUI	MCA	Université de Tlemcen
Directeur de thèse :	Mr. NAOUM RAFAH	Pr	UDL de Sidi-Bel-Abbès

Année Universitaire: 2016-2017

Résumé :

La commutation tout optique, ou la transition d'un état physique à un autre, est une cible indispensable pour l'optique intégrée. Considérée comme étant une alternative prometteuse pour les commutateurs électriques qui nécessitent une conversion électro-optique, elle permet une miniaturisation des composants, une réduction d'énergie ainsi qu'un gain en vitesse et temps de traitement. Ce travail de thèse présenté dans ce manuscrit, est une contribution qui vise à étudier, concevoir par simulation et optimiser de nouveaux commutateurs tout-optiques dans les cristaux photoniques, en exploitant la non-linéarité optique. Ces derniers doivent être compétitifs à leurs prédécesseurs en termes d'énergie, rendement, temps de traitement et facilité d'intégration. La commutation tout-optique dans les Cristaux Photoniques (CPs) non-linéaires à cavité exploite le changement de l'indice de réfraction sous l'excitation d'un champ intense ce qui est connu par l'effet Kerr. Lorsque ces cavités exposent un facteur de qualité (Q) élevé pour un faible volume modal (V), le champ sera amélioré d'un facteur Q/V et le décalage fréquentiel requis pour la commutation se réduit. Basé sur cette approche, une faible puissance de commutation a été démontrée dans un CP non-linéaire hybride combinant un substrat SOI (Silicon On Insulator), avec du polystyrène, choisie pour son coefficient Kerr non-linéaire important. Par la suite, nous avons inscrit notre travail dans un contexte plus général et avons abordé les applications pratiques de ce dispositif dans le cas particulier des portes logiques tout-optiques afin de concevoir un encodeur Switch (4x2) tout optique. La conception et l'optimisation des dispositifs présentés dans cette thèse sont basées sur des simulations réalisées par le logiciel "Rsoft-FullWAVE" disponible au niveau du laboratoire TTNS.

Mots clés : Cristaux photoniques, non-linéarité optique, Switch tout optique, effet Kerr, encodeur Switch, FullWAVE, facteur de qualité, volume modal.

Abstract:

All optical switching, or the transition from a physical state to another, is an essential aim for integrated optics. It is a promising alternative for the electrical switches, which requires an electro-optical conversion; it allows a miniaturization of the components, a reduction of energy as well as a high speed and processing time. The aim of this contribution is to study, conceive by simulation and optimize a new all optical switches in photonic crystals, by exploiting optical non-linearity. They must be competitive to their predecessors in terms of energy, transmission, processing time and facility of integration. An all optical switch based on nonlinear photonic crystal cavities, exploits the change of refractive index under excitation of a high field, known by the Kerr effect. When a cavity exposes a high quality factor with an ultra-small modal volume, the field will be improved of a factor Q/V and the frequency shift required for commutation decrease. Based on this approach, a low switching power is expected in a hybrid non-linear photonic crystal combining SOI substrate, with polystyrene, chosen for its significant non-linear Kerr coefficient. Then, in a general context, an approach to design a practical application of the switch is developed, in the case of all optical logic gates in order to conceive an all optical encoder switch (4x2). The design and the optimization of the devices presented in this thesis are based on the simulations carried out by the software "Rsoft-FullWAVE" available at TTNS laboratory.

Key words: Photonic crystals, optical nonlinearity, all optical Switch, Kerr effect, encoder switch, FullWAVE, quality factor, modal volume.

ملخص :

التحويل البصري، أو الانتقال من حالة فيزيائية إلى أخرى، هو الهدف الأساسي للبصريات المتكاملة. وهو يعتبر بديلا واعدة للمفاتيح الكهربائية التي تتطلب تحويلا كهربائيا/ضوئيا. فإنه يسمح بتصغير الأجهزة، تخفيض الطاقة وكذا وقت وسرعة علاج المعلومات. العمل المقترح في هذه الأطروحة، هو مساهمة تهدف إلى دراسة، تصميم وتحسين محولات بصرية ببلورات فوتونية، من خلال استغلال البصريات غير الخطية. هذه الأخيرة يجب أن تكون منافسة للمحولات المتواجدة سلفا من حيث استنفاد الطاقة، المردودية، وقت المعالجة و سهولة الإدماج. المحولات البصرية المكونة من بلورات فوتونية غير خطية ذات تجويف تستخدم تغيرات معامل الإنكسار تحت تأثير حقل مغناطيسي مكثف، ما يعرف بظاهرة "كير". لما تستعرض هذه الفجوات عامل جودة مرتفع، مرفقا بحجم موضعي منخفض، فهذا يقتضي تحسين الحقل المغناطيسي بعامل (Q/V) مما يؤدي إلى تقليل تغير التردد الذي يتطلبه المحول.

بناء على هذا، فلقد تمكنا من تسجيل طاقة منخفضة للمحول على أساس بلورات فوتونية غير خطية تدمج ركيزة من السيليكون على عازل (SOI) مع البوليسترين (PS)، مختار لعامل "كير" غير خطي المرتفع الذي يميزه. بعد ذلك، وسعنا نطاق بحثنا لنستعرض استعمالات عملية لهذه المحولات في حالات خاصة منها البوابات المنطقية البصرية كليا، بهدف تصميم مشفر محول (4x2).

تصميم وتحسين هذه الأجهزة المفصلة في هذه الأطروحة يستند إلى محاكاة تمكنا من تحقيقها بالاستعانة ببرنامج (FullWAVE- Rsoft) المتواجد على مستوى مركز البحث TTNS.

الكلمات المفتاحية: البلورات الفوتونية، البصريات غير الخطية، ظاهرة كير، مشفر محول، عاملا الجودة، الحجم الموضعي، FullWAVE.

Table des matières:

Dédicace.....	i
Remerciements.....	ii
Liste des figures.....	iii
Liste des tableaux.....	x
Introduction Générale :	1

Chapitre I : Optique non linéaire dans les matériaux destinés à l'optique

I.1 Introduction	4
I.2 Rappels d'optique linéaire	4
I.3 Optique non linéaire	5
I.3.1 Introduction	5
I.3.2 Principes de base de l'optique non linéaire	5
I.3.3 Optique non-linéaire du second ordre	9
I.3.4 Optique non linéaire du troisième ordre	14
I.4 Conclusion	20
I.5 Bibliographie	21

Chapitre II : Cristaux photoniques : Concepts Fondamentaux et propriétés non linéaires

II.1 Introduction	23
II.2. Généralités sur les cristaux photoniques	25
II.2.1. Analogie Electron-Photon	25
II.2.2. Origine de la bande interdite	26
II.2.3. Loi d'échelle	28
II.3. Propriétés de base des cristaux photoniques	28
II.3.1. Cristaux photoniques 1D (Réseau de Bragg)	28
II.3.2. Cristaux photoniques bidimensionnels 2D	33
II.3.3. Cristaux photoniques tridimensionnels 3D	37
II.3.4. Cristaux photoniques bidimensionnels planaires	37
II.4. Défauts dans les cristaux photoniques	42
II.4.1. Défauts dans les cristaux photoniques 1D	42
II.4.2. Défauts dans les cristaux photoniques 2D	43
a. Défauts ponctuels	43
b. Défauts étendus	44

II.5. Vitesse de phase et vitesse de groupe	45
II.6. Effets non-linéaires dans les cristaux photoniques	46
II.6.1. Effets non linéaires du second ordre dans les cristaux photoniques	47
II.6.2. Effets non linéaire du troisième ordre dans les cristaux photoniques	48
II.7 Commutation tout optique dans les cristaux photoniques à effet Kerr : Bref état de l'art	51
II.7.1. Mécanismes de la commutation tout optique	51
a. Décalage du bord de la bande interdite	51
b. Décalage du mode défaut	52
c. La bistabilité optique	53
II.7.2. Dynamique de la commutation tout optique	55
II.7.3. Applications des cristaux photoniques à effet Kerr	56
a. Limiteur tout optique	57
b. Commutateur tout optique	57
c. Portes logiques	59
II.7.4. Recherche bibliographique sur les Switches tout-optique à cristaux photoniques non linéaires	61
a. Switch tout optique basé sur un coupleur directionnel	61
b. Switch tout optique basé sur un résonateur micro-anneau	64
c. Switch tout optique basé sur une microcavité	67
II.8 Conclusion	70
II.9. Bibliographie	71

Chapitre III : Méthodes numériques de simulation des cristaux photoniques linéaires et non-linéaires

III.1 Introduction	77
III.2 Méthodes de modélisation des structures périodiques	77
III.2.1 La méthode des ondes planes (PWM)	78
III.2.2 Méthode des différences finies temporelles (FDTD) linéaire et non-linéaire	78
III.3 Aperçu sur le logiciel ‘Rsoft CAD’	84
III.3.1 Outil de simulation FullWAVE	85
a. Implémentation FDTD sous FullWAVE	86
b. Illustration des étapes de simulation d'un CP à cavité	98
c. Illustration des étapes de simulation d'un diviseur de puissance à l'état d'équilibre ..	102

d.Non-linéarité sous FullWAVE	103
III.3.2 Outil de simulation ‘‘BandSOLVE’’	105
III.4 Conclusion	107
III.5 Bibliographie	107

Chapitre IV : Etude et conception de nouveaux Switches toutoptique à effet Kerr non-linéaire

IV.1 Introduction	109
IV.2 Switch tout optique conçu sur des cristaux photoniques non linéaires en AlGaAs	109
IV.2.1 Introduction	109
IV.2.2 Description de la structure étudiée	109
IV.2.3 Résultats et discussion	110
IV.3 Conception d’un Switch tout optique à ultra-basse énergie de commutation dans les cristaux photoniques non linéaires hybrides	113
IV.3.1 Introduction	113
IV.3.2 Optimisation de l’énergie de commutation	113
IV.3.3 Cahier des charges d’un switch tout optique	118
IV.3.4 Description de la structure étudiée	118
IV.3.5 Simulation et résultats	122
IV.4 Conception d’un Encodeur Switch (4 × 2) dans les CPs non linéaires à résonateur en anneau	132
IV.4.1 Introduction	132
IV.4.2 Description de la structure initiale	132
IV.4.3 Description du Switch tout optique proposé	134
IV.4.4 Description de l’Encodeur Switch tout optique proposé.....	140
IV.4.5 Résultats de simulation et mode de fonctionnement de l’encodeur Switch	141
IV.5 Conclusion	145
IV.6 Bibliographies	146
Conclusion Générale et perspectives	149
Annexe I	152
Annexe II.....	153
Annexe III	158
Annexe IV.....	162

Dédicace

A toi Maman ! Sans toi, je n'aurais jamais pu y arriver.

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au Laboratoire de Télécommunications et Traitement Numérique du Signal de l'université de Sidi-Bel-Abbès (LTTNS). A ce titre, je voudrais remercier Pr. Ali DJEBBARI, directeur du laboratoire, de m'avoir accueilli au sein de cet établissement de recherche ainsi que l'ensemble des moyens qu'il a mis à ma disposition. Je remercie également Mme DASSI LEILA, l'ingénieure du laboratoire, pour son ambiance et sa bonne humeur.

Je suis très sensible à l'honneur que m'a fait l'ensemble des membres du jury : M. SALAH-BELKHODJA FAOUZI, professeur à l'université de Sidi-Bel-Abbès qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Je tiens à remercier également M. DJEBBARI ALI, professeur à l'université de Sidi-Bel-Abbès, M. ABRI MEHADJI, professeur à l'université de Tlemcen ainsi que Mme ABRI HADJIRA, maître de conférences à l'université de Tlemcen, d'avoir accepté d'examiner et juger ce travail.

La rédaction de ce manuscrit a été un long chemin plein d'épreuves, qui a nécessité de mobiliser plus de quatre ans de ma vie. Mon implication a été forte tant sur le plan professionnel que sur le plan personnel. Pour cette raison, je souhaiterais remercier un certain nombre de personnes, qui grâce à eux ce manuscrit a vu le jour :

Tout d'abord, je remercie chaleureusement Pr. RAFAH NAOUM, mon directeur de thèse, de m'avoir donné l'opportunité de réaliser ce travail et de m'avoir si bien encadré tout au long de ce parcours. J'ai grandement apprécié ses conseils et critiques, sa compétence et sa disponibilité. Travailler à son contact a été très instructif.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude envers mon mari SOUSSI MOHAMMED BOUZIANE, pour son soutien, moral soit-il ou matériel, durant ce parcours. Merci du fond du cœur pour tout.

A mon cher frère KAMEL, à mes chères sœurs NAWEL et CHAHRAZED, merci d'être toujours présents pour m'encourager et me pousser vers l'avant.

A KARIM et mes petites nièces AYAA et MANEL.

A ma belle famille.

A mes amies, CHAHINEZ, AMINA, ASMAA, pour tous les souvenirs qu'on a passé ensemble.

Liste des figures :

Chapitre I : Optique non-linéaire dans les matériaux destinés à l'optique

Figure I.1 : Représentation schématique du mouvement des particules chargées dans un milieu diélectrique soumis à un champ électrique de fréquence ω . Le mouvement des ions (charges positives) est négligé en raison de leur masse beaucoup plus importante que celle des électrons [9].

Figure I.2 : Dépendance des parties réelle et imaginaire de la susceptibilité linéaire en fonction de la fréquence de l'onde lumineuse autour de la fréquence de résonance [11].

Figure I.3 : Effet de la relation non-linéaire entre polarisation P et champ électrique oscillant E (fréquence ω). (a) Lorsque le champ électrique incident est suffisamment faible, la polarisation apparaît essentiellement comme une fonction linéaire (sinusoïdale) de E . (b) Toutefois, à plus fortes valeurs du champ, la polarisation présente une forme distordue (non sinusoïdale) dont l'analyse spectrale fait apparaître plusieurs harmoniques de ω [5].

Figure I.4 : (a) Schéma de principe d'une expérience de doublage de fréquence dans un cristal de longueur L . Les champs impliqués sont supposés être de même polarisation. (b) Interprétation quantique du processus de doublage de fréquence. La disparition de deux photons pompes de fréquence ω est suivie de l'apparition d'un photon de fréquence 2ω [5].

Figure I.5 : Diagramme quantique d'un processus de mélange à quatre ondes.

Figure I.6 : Illustration de l'ATP avec une onde incidente de fréquence ω_1 .

Figure I.7: Diagramme quantique associé à l'effet Kerr optique. Deux photons lasers sont absorbés et deux autres émis laissant l'énergie du milieu non linéaire inchangée [9].

Figure I.8: Deux méthodes afin de modifier l'indice de réfraction. (a) : Un faisceau intense modifie sa propre propagation, tandis qu'en partie (b) : un faisceau intense modifie la propagation d'un faisceau de faible intensité [3].

Figure I.9 : Schéma de principe de l'auto-modulation de phase.

Figure I.10 : 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 [4].

Chapitre II : Cristaux photoniques : Concepts Fondamentaux et propriétés non linéaires

Figure II.1 : Les différentes classes de cristaux photoniques : 1D, 2D et 3D [7].

Figure II.2: Schéma d'un miroir de Bragg, empilement de couches de permittivités différentes [17].

Figure II.3 : Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de deux types de couches de permittivité ε_1 et ε_2 et de période $\Lambda = a_1 + a_2$, réflexions successives pour $\lambda = \lambda_B$ [3].

Figure II.4 : 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 [19].

Figure II. 5 : (a) Structure de bandes d'un milieu d'indice n où l'on a fictivement imposé une périodicité a . (b) Structure de bandes d'un cristal photonique 1D constitué de plusieurs alternances de matériaux d'indices différents (miroir de Bragg), de période a . Le profil de l'amplitude du champ électrique pour chacun des modes en E est également représenté. La bande interdite autour de l'incidence normale apparaît dès que le contraste d'indice entre les couches est non nul. Elle est d'autant plus importante que ce contraste est plus élevé [7].

Figure II.6: Modifications de la largeur du Gap en fonction de Δn : a) couches de permittivité $\varepsilon = 13$ et 13 ; b) $\varepsilon = 13$ et 12 et c) $\varepsilon = 13$ et 1 [2].

Figure II.7: Illustration des modes associés à la première structure de bande photonique de la figure II.2: a) Champ électrique dans la bande 1; b) Champ électrique dans la bande 2; c) Energie locale dans la bande 1; d) Energie locale dans la bande 2 [2].

Figure II.8: Structure périodique 2D a) Connectée ; b) Déconnectée [20].

Figure II.9 : Définition des polarisations pour les cristaux photoniques 2D.

Figure II.10 : Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel triangulaire. Les bandes en traits pleins correspondent aux modes propres ayant une polarisation TE, les bandes en pointillés aux modes propres ayant une polarisation TM. Une large bande interdite photonique est visible pour la polarisation TE et une plus réduite pour la polarisation TM [22].

Figure II.11 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\varepsilon=11.4$) : (a) Réseau carré ; (b) Réseau triangulaire [3].

Figure. II.12 : (a) Représentation schématique de la Yablonovite, structure 3D de périodicité cfc (d'après Yablonovitch *et al.*). (b) Image MEB d'un CP3D « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium (d'après Lin *et al.*).

Figure II.13 : Représentation schématique d'un CP2D planaire fabriqué dans un guide plan de silicium entre deux couches de silice, le tout sur un substrat de silicium [3].

Figure II.14 : (a) Représentation schématique d'un guide plan et de la condition de conservation du vecteur d'onde $k_{//}$ (ici représenté suivant l'axe x). (b) Cône de lumière associé au guide plan. Les modes guidés sont situés entre les lignes de lumière des matériaux de fort et faible indice.

Figure II.15 : Géométrie d'un cristal photonique 2D planaire (a) en approche substrat où $n_2 > n_1$ (b) en approche membrane où $n_2 \gg n_1$.

Figure II.16 : Images MEB de cristaux photoniques bidimensionnels planaires. (a) Image en coupe d'un cristal sur SOI (d'après Tandon *et al.*) (b) Structure à cristal photonique en membrane suspendue sur AlGaAs (d'après Kawai *et al.*).

Figure II.17 : Représentation schématique de la méthode de l'indice effectif. La structure devient 2D car invariante dans la direction verticale [22].

Figure II.18 : Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut.

Figure II.19 : Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut.

Figure II.20: Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques.

Figure II.21 : Diagramme de bande 2D d'une cavité H1 en polarisation TE. Une bande correspondant à une résonance de la cavité apparaît dans la BIP.

Figure II.22: Simulation de la propagation du champ électromagnétique dans un guidé d'onde réalisé dans un cristal photonique [35].

Figure II.23 : Cristal photonique non linéaire à une dimension où le QAP est réalisé par inversion du signe de $\chi^{(2)}$ pour chaque longueur de cohérence L_C .

Figure II.24 : Cristal photonique non linéaire de $\chi^{(2)}$ à 2 dimensions.

Figure II.25 : Principe de la commutation tout optique, (a) : auto-commutation, (b) : Commutation par un signal de commande.

Figure II.26 : 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 II.27: 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 II.28: (a) Principe de la bistabilité optique, (b) Courbe de bistabilité optique, représentée par une boucle d'hystérésis qui lie deux états d'équilibre, qui fonctionnent aux intensités inférieure et élevée. la courbe à tiret correspond à un mode instable du système.

Figure II.29 : Montage pompe-sonde.

Les acronymes employés dans la figure sont définis de la manière suivante: SMF: Fibre optique monomode - OPO: Oscillateur paramétrique optique - OSA: Analyseur de spectre optique - P: cube polariseur - $\lambda/2$: lame demi onde.

Figure II.30 : Déplacement en longueur d'onde de la résonance en fonction du retard pompe-sonde pour les intensités de pompes $I_{pompe}=0.43\text{kW/cm}^2$ (triangles), $I_{pompe}=2.5\text{kW/cm}^2$ (cercles) et $I_{pompe}=5.6\text{kW/cm}^2$ (carrés).

Figure II. 31: (a) La structure du limiteur à CPs, les cercles foncés sont non-linéaires. (b) La courbe de transmission en fonction de la puissance d'entrée[62].

Figure II.32: (a) Structure proposée du commutateur tout-optique sur un cristal photonique à cavité non-linéaire, le coefficient de Kerr de la tige non-linéaire est $n_2 = 9 \times 10^{-17} \text{W/m}^2$; (b) Spectre de transmission de la structure pour $P_{in} = 1 \text{W}/\mu\text{m}$ and $P_{in} = 15 \text{W}/\mu\text{m}$.

Figure II.33: (a) Transmission de la structure en fonction de la puissance pour $\lambda = 1547 \text{nm}$, (b) Le comportement temporel du switch pour $\lambda = 1547 \text{nm}$, $P_{in} = 12, 15.1, 17.3 \text{W}/\mu\text{m}$.

Figure II.34 : (a) La structure à base de CPs du décodeur-Switch proposé, (b) Bistabilité optique du CP à résonateur micro-ring, (c) La variation normalisée de la puissance aux ports O1 et O2 en fonction de la puissance d'entrée [74].

Figure II.35 : Les différents états du fonctionnement du décodeur pour : (a) $I=0$, (b) $I=1$ [74].

Figure II.36: Coupleur directionnel à CPs [78].

Figure II.37 : Les modes du guide d'onde du coupleur directionnel [78].

Figure II.38: (a) Un coupleur directionnel conventionnel (b) $f = 410 \text{ } a/\lambda$, (c) $f = 0.396 \text{ } a/\lambda$ [82].

Figure II.39: Switch tout optique dans un coupleur directionnel [82].

Figure II.40: La simulation temporelle du coupleur directionnel montré dans (Fig. II.39) [82].

Figure II.41: (a) Schéma d'un résonateur micro-ring situé entre deux guides d'ondes optiques parallèles, (b) structure du switch tout optique. A est le port d'entrée, Ports B et D sont les ports de sorties, et le port C est isolé.

Figure II.42 : Spectre de transmission de la structure RMA [83].

Figure II.43: La distribution du champ électrique pour deux états, (a) basse intensité d'entrée ; le port B est "Off" et (b) Intensité d'entrée élevée ; le port B est "On" [83].

Figure II.44: Système composé d'un résonateur optique couplé symétriquement à des ports d'entrée et de sortie.

Figure II.45: Configuration schématique (a) d'un guide d'onde directement couplé à une cavité (b) Guide d'onde couplé de côté [85].

Figure II.46 : (a) Évolution du spectre de transmission de la structure cavité –guide d'onde, quand l'indice de réfraction du résonateur est augmenté par δn , ω_c décale vers ω_p , (b) Dépendance de P_{out}/P_{in} pour $\Delta = 3$, (c) La même fonction en tant que (b) mais P_{out} est en fonction de P_{in} pour plusieurs valeurs de Δ , lignes pointillées pour montrer les branches instables de la boucle d'hystérésis pour chaque cas.

Figure II.47 : (a) Structure guide-cavité-guide, (b) Dépendance de P_{out} en fonction de P_{in} [84].

Chapitre III : Méthodes numériques de simulation des cristaux photoniques linéaires et non-linéaires

Figure III.1: (a) fonctionnement d'un milieu de type PML, (b) utilisation des couches PML dans le cas 2D [9].

Figure III.2 : Organigramme d'une simulation FDTD.

Figure III.3 : La fenêtre principale du simulateur Rsoft CAD, présentant le barre de menu au-dessus, la barre d'outils à gauche.

Figure III.4: La fenêtre de démarrage où les informations de base de la structure sont définies.

Figure III.5 : Fenêtre des paramètres de simulation FullWAVE.

Figure III.6 : La partie de la boîte de dialogue qui permet d'accéder aux propriétés d'excitation.

Figure III.7 : Boite de dialogue "Launch Parameters", sélectionne à la fois le type et les caractéristiques de l'excitation lancé pour la simulation.

Figure III.8 : La partie de la boîte de dialogue "Launch Parameters" pour les options d'excitation spatiale.

Figure III.9 : La partie de la boîte de dialogue "Launch Parameters" où les types de profil de champ sont définis.

Figure III.10 : La partie de la boîte de dialogue "Launch Parameters" où sont définies les données de lancement.

Figure III.11 : La partie de la boîte de dialogue "Launch parameters" où les paramètres d'excitation temporelle sont définis.

Figure III.12 : Boite de dialogue "Frequency.

Figure III.13 : La boîte de dialogue des propriétés du moniteur.

Figure III.14 : la structure du CP à défaut.

Figure III.15 : La structure du CP à cavité sous Rsoft CAD.

Figure III.16:Le spectre de fréquence de la structure à défaut. Un pick à $0.63479\mu m^{-1}$ qui représente une longueur d'onde de $1.575\mu m$.

Figure III.17 : Structure du diviseur de puissance [11].

Figure III.18: Les résultats de simulation pour une excitation CW.

Figure III.19: La permittivité non-linéaire sous le tableau "Edit Materiels".

Figure III.20 : L'option "outil de simulation" comme montré dans la zone de dialogue globale.

Figure III.21 : La fenêtre "BandSOLVE Simulation Parameters" afin de saisir les paramètres numérique de base.

Figure III.22 : (a) Structure du CP proposée. (b) Diagramme de bandes associé.

Chapitre IV : Etude et conception de nouveaux Switches toutoptique à effet Kerr non-linéaire

Figure IV.1 : Schéma du commutateur proposé à CPs de tiges non-linéaire d'AlGaAs.

Figure IV.2: Spectre de transmission pour le régime linéaire, BIP entre $[0.355-0.5]c/a$, $[1, 1.4]\mu m$.

Figure IV.3: Spectre de transmission pour le régime non-linéaire, BIP entre $[0.253-0.4]c/a$, $[1.25, 1.976]\mu m$.

Figure IV.4: Processus de la commutation tout optique par le décalage de la BIP, courbe noire correspond au cas linéaire, courbe rouge correspond au cas non-linéaire.

Figure IV.5: Profil de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centré à la fréquence ω_0 [11].

Figure IV.6: Représentation schématique de la structure initiale. Réseau triangulaire de trous d'air un substrat SOI. (a) Vue de haut du design (b) Vue latérale.

Figure IV.7: Représentation schématique du CP non-linéaire hybride conçu par infiltration du polystyrène (PS) dans les trous centraux d'un substrat SOI (marqué en noir). (a) Vue de haut du design (b) Vue latérale du substrat hybride (PS-SOI).

Figure IV.8: Courbe de dispersion de la structure photonique initiale, BIP pour le mode TE ($[0.27-0.321]\omega a/2\pi c$), $[1.4486 - 1.722] \mu m$.

Figure IV.9: Tracé d'un système composé d'un résonateur optique couplé symétriquement à un port Entrée/Sortie. Guide d'onde 1 d'entrée monomode avec amplitude du champ entrée/sortie S_{1+}/S_{1-} , Guide d'onde 2 de sortie monomode avec amplitude du champ entrée/sortie S_{2+}/S_{2-} , un mode de résonance monomode d'amplitude de champ A et de fréquence ω_0 , un temps de réponse τ_1 et τ_2 [21].

Figure IV.10:Modèle FDTD du CP-NL 2D dans le plan (x-z). Les trous noire sont le milieu diélectrique non linéaire (PS) et les rouge est un diélectrique linéaire (Air), un substrat SOI avec un indice de réfraction effectif ($n = 3.1$). La zone de Brillouin est marquée dans le coin.

Figure IV.11:Evolution du facteur de qualité (Q) en fonction de la taille du rayon de la cavité centrale (r_{cav}).

Figure IV.12:Variation de la fréquence de résonance en fonction de la taille du rayon de la cavité centrale.

Figure IV.13: Variation du volume modal de la cavité en fonction de la taille de son rayon (r_{cav}).

Figure IV.14: Evolution du facteur de mérite Q/V en fonction de la taille du rayon de la cavité centrale (r_{cav}).

Figure IV.15: Les spectres de transmission associés aux différents rayons de cavités présentant les facteurs de qualité les plus élevés ($r_{cav} = 0.51a$, $0.52a$, $0.53a$).

Figure IV.16 : Spectre de transmission pour différentes intensités de pompe :rouge(sans pompe), vert (une intensité de $1.5\text{GW}/\text{cm}^2$), bleu (une intensité de $3\text{GW}/\text{cm}^2$).

Figure IV.17: Le processus de la commutation tout optique par le décalage du mode résonnant, courbe rouge correspond au cas linéaire ;la courbe bleu correspond au cas non-linéaire sous l'intensité d'une lumière de $3\text{GW}/\text{cm}^2$.

Figure IV.18: Structure initiale.

Figure IV.19: Carte de bandes interdites de la structure initiale pour différents valeurs (r/a), $r/a = 0.18$ est la valeur appropriée.

Figure IV.20: Diagramme de bandes TE/TM pour les paramètres sélectionnés($r = 0.18a$, $a = 540\text{nm}$), Présence d'une BIP TM dans l'intervalle ($0.293 < a/\lambda < 0.445$), qui correspond à ($1.2135\mu\text{m} < \lambda < 1.843\mu\text{m}$).

Figure IV.21: Schéma du Switch tout optique proposé.

Figure IV.22: Spectre de transmission linéaire, résonance à $\lambda_c = 1.5478\mu\text{m}$.

Figure IV.23: Variation de la puissance normalisée aux ports " O_1 " et " O_2 " en fonction de la puissance d'incidente.

Figure IV.24: La distribution du champ électrique du switch tout optique proposé, avec un signal gaussien CW à $\lambda_c = 1.5478\mu\text{m}$. a)- A faible puissance ($I_{in} < 0.5\text{W}$) Switch « ON », b)-A forte puissance ($I_{in} > 0.5\text{W}$) Switch « OFF ».

Figure IV.25 : Comportement temporel du Switch pour le cas linéaire ($(P_{in} < 0.5\text{W})$).

Figure IV.26: Comportement temporel du Switch pour le cas non-linéaire ($(P_{in} > 0.5\text{W})$).

Figure IV.27: Circuit logique d'un encodeur (4x2).

Figure IV.28: Schéma de l'encodeur Switch (4x2) tout optique dans un CP 2D.

Figure IV.29:Plage des niveaux de puissance logique.

Figure IV.30: Distribution du champ électrique d'un encodeur switch tout optique (4x2) pour les différents cas d'entrées : **(a)** :(0001), **(b)**: (0010), **(c)**:(0100), **(d)** :(1000).

Liste des tableaux

Chapitre I : Optique non linéaire dans les matériaux destinés à l'optique

Tableau I.1 : Inventaire des principaux effets non-linéaires du second ordre.

Tableau I.2 : Inventaire des principaux effets non-linéaires du troisième ordre.

Chapitre III : Méthodes numériques de Simulation des cristaux photoniques linéaires et non-linéaires

Tableau III.1: Table des symboles.

Chapitre IV : Etude et conception de nouveaux Switches toutoptique à effet Kerr non-linéaire

Tableau IV.1 : Coefficients non-linéaires optique de matériaux conventionnels.

Tableau IV.2 : Variation de la fréquence de résonance, facteur de qualité, volume modal, Q/V en fonction du rapport r/a .

Tableau IV.3 : Le rendement de transmission pour différents dimensions de cavité.

Tableau IV.4 : Table de vérité de l'encodeur (4x2).

Introduction Générale :

Nous vivons dans l'ère des technologies informatiques, où la demande à l'accès aux services d'information à l'échelle mondiale augmente considérablement à mesure que le nombre d'utilisateurs augmente. Afin de satisfaire cette requête, la communauté scientifique a commencé à chercher une alternative aux circuits électroniques. Les progrès majeurs de l'optoélectronique ont rendu possible l'utilisation de la lumière comme support de l'information et de la transporter sur de très grandes distances. Le défi qui se présente, en revanche, est le traitement de cette information. Il ne se fait, que de manière électronique et impose donc une conversion optique-électrique. Cette conversion a un coût en terme de bande passante, car les composants électroniques atteignent leurs limites, alors que les flux de données actuelles nécessitent d'atteindre des fréquences de commutation supérieures à 10 GHz, de plus, cette conversion introduit des pertes [1]. L'idée qui vient à l'esprit après ce constat, consiste à trouver un moyen d'effectuer un traitement tout-optique de l'information, d'où l'avènement de *l'optique non-linéaire* ; par interaction lumière-matière, il sera possible de commander la lumière par la lumière elle-même. Cette voie exploitée abondamment dans les années 80, peut servir de brique de base pour les composants tout-optiques.

Mais l'interaction non-linéaire est très consommatrice en énergie, donc il a fallu chercher une solution afin d'exalter cette interaction dans le but de diminuer la puissance mise en jeu dans ce processus. Les *cristaux photoniques* (CPs) répondent à ce besoin, en effet, ces nanomatériaux dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique permettent le confinement du champ dans des dimensions ultra-compactes, ce qui est très avantageux pour l'optique non-linéaire puisqu'il permet justement d'exalter l'interaction lumière-matière. Ces structures encore appelées matériaux à bande interdite photoniques (BIPs), sont pour les photons, l'analogie de ce qu'est un semi-conducteur pour les électrons [2]. Cette analogie permet d'envisager l'utilisation des CPs pour stocker, localiser, filtrer ou bien guider la lumière [3]. Il a été démontré qu'en fabriquant des CPs avec ou sans défaut dans un matériau possédant une non linéarité, qu'on peut réaliser des fonctions optiques tels que des filtres, émetteurs, amplificateurs, commutateurs... Ces derniers ont attiré beaucoup d'attentions pour leur grand potentiel dans le traitement des signaux tout-optiques. Le développement de ces commutateurs nécessite des progrès scientifiques dans l'utilisation des milieux non linéaires, par lesquels il est possible d'altérer les propriétés du matériau (absorption, indice) par l'intensité lumineuse.

Dans cette thèse, la démarche que nous entreprendrons vise à étudier et concevoir par simulation un Switch tout optique à cristaux photoniques, opérationnel dans la bande des longueurs d'ondes des télécommunications. Et ceci par l'exploitation des effets non-linéaires, plus précisément l'effet Kerr non-linéaire de troisième ordre, qui répond au mieux aux critères de conception. Pour rendre ce dispositif agile, pour une utilisation pratique, il doit présenter un temps de réponse rapide, une minimisation de l'énergie de commutation et être le plus compacte possible afin de faciliter son intégration dans un circuit d'optique intégrée. Finalement, nous avons inscrit notre travail dans un contexte un peu plus général et avons abordé rapidement les applications pratiques de ce dispositif dans le cas particulier des portes logiques tout-optiques.

Le *premier chapitre* de ce manuscrit sera consacré à un rappel sur les principes de base de l'optique non-linéaire, où nous expliquerons l'origine de la non-linéarité optique due à l'apparition d'une polarisation induite ainsi que les notions de base de l'optique non-linéaire du deuxième et troisième ordre. En particulier, l'effet Kerr qui sera la brique essentielle, afin d'atteindre notre objectif pour la conception de composants tout-optiques.

Le *deuxième chapitre* portera sur la présentation des concepts de base liés aux cristaux photoniques ainsi que leurs propriétés non-linéaires. Dans une première partie, nous présenterons brièvement les différents types de cristaux photoniques, ainsi que leurs propriétés électromagnétiques et nous allons nous intéresser aux BIPs bidimensionnels planaires. Dans une deuxième partie, nous expliquerons comment ces matériaux peuvent acquérir un comportement non-linéaire sous l'effet d'un champ intense. Nous achèverons cette partie par un bref état de l'art sur la commutation tout-optique dans les CPs à effet Kerr où nous détaillerons les mécanismes de cette dernière et ces applications ainsi qu'une présentation de quelques travaux sur les commutateurs tout-optiques dans la littérature.

L'étude numérique des caractéristiques d'une structure donnée est une phase cruciale afin de concevoir un composant optimal qui répond aux critères de conception. Nous allons présenter dans le *troisième chapitre* les méthodes de calculs qui seront exploitées durant notre recherche. La méthode des ondes planes sera adaptée pour le calcul des bandes de fréquences permises et interdites, quant à la FDTD, elle sera exploitée pour modéliser le comportement électromagnétique de l'onde lumineuse dans le composant et ceux pour le cas linéaire et non-linéaire. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à une présentation générale du logiciel de simulation "Rsoft" avec ses outils "FullWAVE" et "BandSOLVE" acquis par notre laboratoire de recherche TTNS, où il s'avère un simulateur adapté à nos calculs.

Quant au *quatrième chapitre*, une démonstration détaillée des étapes de conception par simulation d'un Switch tout-optique est représentée. Dans un premier temps, on va modéliser le comportement d'un simple commutateur tout optique afin d'acquérir une prise en main dans la simulation de tels dispositifs, où le mécanisme du décalage du bord de la BIP sera exploité. Par la suite, un CP non-linéaire hybride à effet Kerr exposant un défaut ponctuel et linéaire, serait la base d'un nouveau commutateur tout-optique qui évoque une minimisation de l'énergie de commutation. Ce dispositif est caractérisé par son facteur de qualité (Q) élevé et son volume modal ultra-petit, ce qui permettra l'exaltation des effets non-linéaires donc une minimisation de l'énergie. En dernier, nous avons abordé une application pratique de ces commutateurs tout-optiques pour la conception de portes logiques tout-optiques. Un encodeur Switch (4x2) tout optique, opérationnel dans la bande des longueurs d'ondes des télécommunications a été proposé et démontré par simulation.

Bibliographie :

- [1] Alexandre 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.
- [2] J. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, "Photonic Crystals- Molding the Flow of Light", Princeton University Press, Princeton, NJ, Book, first edition, (304 pages), ISBN: 978-0691124568, 1995.
- [3] Yassine Benachour, "Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11(Orsay) ,11 avril 2008.

Chapitre I :

Optique non-linéaire dans les matériaux destinés à l'Optique

I.1 Introduction :

L'optique est la branche de la physique qui traite l'interaction de la lumière avec la matière. En général, cette interaction ne dépend pas de l'intensité d'illumination d'où le concept de l'optique *linéaire*. L'avènement des lasers, sources de lumière cohérente caractérisées par leurs fortes intensités, a donné naissance à un nouveau régime d'interaction dit *non-linéaire*. Ce domaine étendu traite l'étude des phénomènes qui se produisent suite à la modification des propriétés optiques d'un système matériel par la présence de lumière.

Le but de ce chapitre est d'exposer les notions de base de l'optique non-linéaire, en particulier, les propriétés d'interactions non-linéaires du deuxième et du troisième ordre. Ces informations seront nécessaires à la compréhension de la suite du manuscrit afin d'atteindre nos objectifs.

Pour tous ceux qui sont intéressés par cette partie, nous notons qu'il ne s'agit pas d'une description de tous les effets d'optique non-linéaire. Nous procédons de façon à donner les informations nécessaires à la compréhension de la suite du manuscrit. Vous pouvez trouver la description générale des propriétés optiques non-linéaires dans les ouvrages de Y.R. Shen "The principles of nonlinear optics" [1], R.L. Sutherland "Handbook of Nonlinear Optics"[2], et Robert W. Boyd "Nonlinear Optics" [3].

I.2 Rappels d'optique linéaire :

Durant toute l'histoire des systèmes optiques jusqu'aux années soixante, on pensait que tous les milieux optiques étaient linéaires. Les conséquences de cette prétention sont de grande envergure, les propriétés optiques des matériaux tels que les indices de réfraction et d'absorption étaient considérés indépendants de l'intensité de la lumière. Le principe de la superposition, concept fondamental des systèmes optiques classiques, était applicable. La fréquence de la lumière était considérée inchangeable par son passage par un milieu et dans le cas de propagation de deux faisceaux de lumière dans la même région d'un milieu, on considérait qu'aucun d'eux n'avait un effet sur l'autre de sorte que la lumière ne pouvait pas être employée pour commander la lumière [4].

I.3 Optique non linéaire :

I.3.1 Introduction :

L'optique non linéaire est l'étude des processus intervenant lorsqu'un milieu matériel est soumis à un faisceau lumineux suffisamment intense qui peut modifier ses propriétés optiques. Ces phénomènes sont dits "**non-linéaires**" quand la réponse du système à un champ optique appliqué dépend de façon non-linéaire de l'intensité de ce champ [5]. L'initiation à l'étude de l'optique non linéaire a suivi l'apparition du premier laser de travail par Maiman en 1960 [6]. Franken et al. sont les premiers à observer un effet non-linéaire de génération de seconde harmonique à l'aide d'une lame de quartz éclairée par un laser à rubis à une longueur d'onde de 694.2 nm [7] (voir annexe I).

I.3.2 Principes de base de l'optique non linéaire :

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, d'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 [8].

a. Polarisation induite et susceptibilité : Origine de la non-linéarité optique :

Pour exposer l'origine de la non-linéarité optique et la manière dont elle se manifeste dans un milieu [9], on commence par décrire qu'un matériau, est un ensemble de particules chargées : des électrons et des ions. Lorsqu'elles sont soumises à un champ électrique (\vec{E}), ces charges se déplacent : charges (+) dans le sens de \vec{E} , charges (-) dans le sens opposé. Pour un conducteur, les électrons se déplacent à travers le matériau donnant lieu à un courant électrique. Dans le cas d'un diélectrique, d'usage plus courant en optique, les particules chargées sont liées fortement les unes aux autres, et leurs liens conservent une certaine « élasticité ». Donc, en présence de \vec{E} , ces charges ont un mouvement uniquement transitoire et s'éloignent légèrement de leur position d'origine. Ces petits déplacements se traduisent par l'apparition de dipôles électriques induits dans la matière (Figure I.1), ou autrement dit, par l'apparition d'une *polarisation induite* dite *macroscopique* (\mathbf{P}).

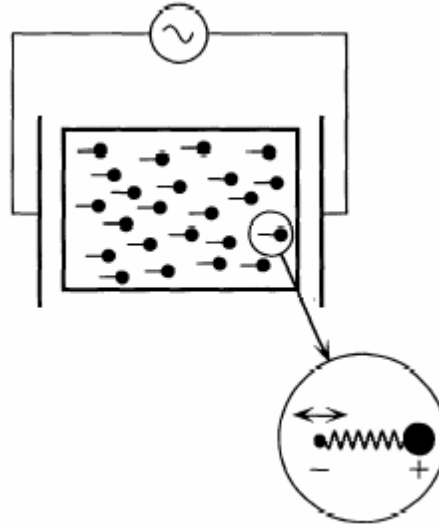


Figure I.1 : Représentation schématique du mouvement des particules chargées dans un milieu diélectrique soumis à un champ électrique de fréquence ω . Le mouvement des ions (charges positives) est négligé en raison de leur masse beaucoup plus importante que celle des électrons [9].

La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu est décrite par les équations de Maxwell où toutes les idées sur les ondes électromagnétiques, leur description et leurs interactions sont regroupées dans ses quatre célèbres équations constitutives dont voici l'expression dans un milieu dépourvu de charges (absence de charges électriques et de courant électrique) [10] :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = 0 \tag{I.1}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \tag{I.2}$$

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \\ = - \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \end{aligned} \tag{I.3}$$

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \\ = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \end{aligned} \tag{I.4}$$

$\vec{E}(\vec{r}, t)$ est le champ électrique, $\vec{D}(\vec{r}, t)$ le déplacement (ou induction) électrique, $\vec{B}(\vec{r}, t)$ le champ (ou induction) magnétique, $\vec{H}(\vec{r}, t)$ l'excitation (ou champ) magnétique.

- Le champ électrique E (Volt/m).
- Le champ magnétique H (Ampère/m).
- La densité de flux électrique D (Coulomb/m²).
- La densité de flux magnétique B (Webber/m²).

Dans un milieu diélectrique, la réponse du milieu aux excitations $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ est donné par :

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (I.5)$$

Le déplacement électrique \vec{D} et le champ électrique \vec{E} sont reliés par une relation constitutive :

$$\begin{cases} \vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \\ \text{Et} \\ \epsilon_r = 1 + \chi^{(1)} \end{cases} \Rightarrow \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}_L(\vec{r}, t) \quad (I.6)$$

ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide, μ_0 est la perméabilité du vide et $\vec{P}_L(\vec{r}, t)$ est la polarisation électrique. La constante diélectrique du milieu ϵ_r vaut $1 + \chi^{(1)}$ de sorte que, l'indice de réfraction n est égale à :

$$n = \text{Re} \left(\sqrt{1 + \chi^{(1)}} \right) \quad (I.7)$$

$$\text{Sachant que [10] : } \chi^{(1)} = \frac{Ne^2}{\epsilon_0} m \frac{1}{\Omega^2 - 2j\Gamma\omega - \omega^2} \quad (I.8)$$

- N : Nombre de dipôle électrique par unité de volume.
- Ω : La fréquence de résonance de l'électron.
- Γ : Son taux d'amortissement.
- m : Masse de l'électron.
- e : Charge de l'électron.
- ω : Fréquence de l'onde lumineuse.

$\chi^{(1)}$ est la susceptibilité électrique linéaire d'ordre 1 qui est directement relié à l'indice de réfraction linéaire du milieu, sa partie imaginaire, quant à elle, décrit les pertes dans le milieu. Les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité sont tracées sur la figure (I.2) en fonction de la fréquence de l'onde lumineuse ω .

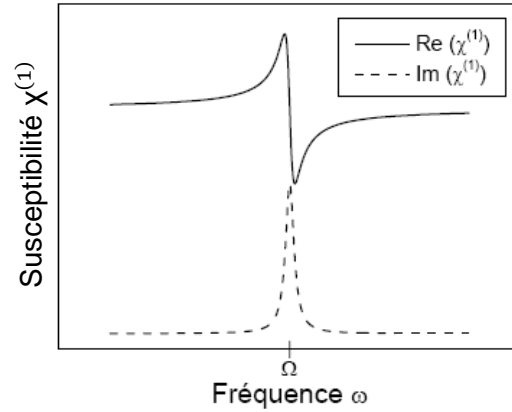


Figure I.2 : Dépendance des parties réelle et imaginaire de la susceptibilité linéaire en fonction de la fréquence de l'onde lumineuse autour de la fréquence de résonance [11].

La réponse d'un matériau à un champ électrique \vec{E} donne lieu à une polarisation induite \vec{P} qui peut être considérée comme étant soit linéaire ou non-linéaire (Figure I.3).

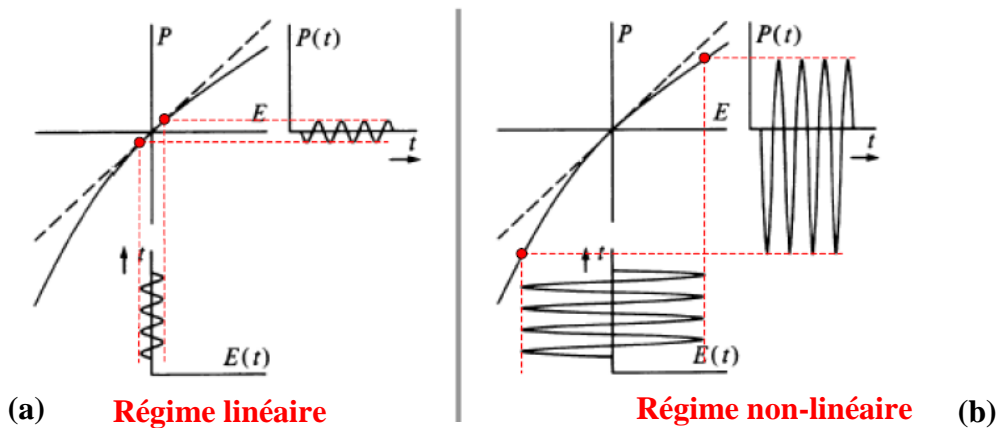


Figure I.3 : Effet de la relation non-linéaire entre polarisation P et champ électrique oscillant E (fréquence ω). (a) Lorsque le champ électrique incident est suffisamment faible, la polarisation apparaît essentiellement comme une fonction linéaire (sinusoïdale) de E . (b) Toutefois, à plus fortes valeurs du champ, la polarisation présente une forme distordue (non sinusoïdale) dont l'analyse spectrale fait apparaître plusieurs harmoniques de ω [5].

Lorsqu'on applique un champ électrique suffisamment faible, la polarisation est caractérisée par la susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ du milieu :

$$\vec{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \tag{I.9}$$

En raison des lasers et les champs élevés qu'ils produisent, l'excitation devient plus intense, l'approximation linéaire qui considère ϵ_r indépendant de E 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.9). 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

[12]. La relation entre la polarisation volumique \vec{P} ou le déplacement \vec{D} et le champ électrique \vec{E} s'écrit alors:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 [\chi^{(1)}\vec{E} + \chi^{(2)}\vec{E}^2 + \chi^{(3)}\vec{E}^3 + \dots] = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \quad (\text{I.10})$$

$$\text{Où : } \vec{P}_{NL} = \sum_{i=2}^{\infty} \vec{P}^{(i)} \quad (\text{I.11})$$

Dans cette expression [13], $\chi^{(1)}$ représente la susceptibilité linéaire discutée précédemment et les quantités $\chi^{(i)}$ sont des tenseurs de susceptibilité d'ordre (i) , caractéristiques de l'interaction entre l'onde électromagnétique et le milieu. Ces susceptibilités non linéaires (pour $i > 1$) sont à l'origine de nombreux phénomènes et deviennent de plus en plus faibles lorsque l'ordre (i) augmente. Nous limiterons notre étude aux susceptibilités d'ordre 2 et 3 et on parlera de non-linéarités du second ordre et du troisième ordre.

b. Equations de propagation d'une onde dans un matériau non linéaire :

Le système d'équations (I.1.2.3.4), combiné à la relation constitutive reliant la polarisation au champ électrique (équation I.6), est à la base de la description de la plupart des phénomènes optiques dans les milieux matériels, et en particulier de l'optique non linéaire. En rassemblant ces équations, on peut établir l'expression de l'équation de propagation du champ électromagnétique qui se représente sous la forme suivante [14]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (\text{I.12})$$

qui est l'équation de propagation pour le champ électrique. En examinant cette équation, nous remarquons que le membre de droite est relatif à la réponse du milieu par rapport au champ électrique. En prenant le second membre nul, nous retombons bien sur l'équation d'Helmholtz qui prédit l'existence d'ondes électromagnétiques dans le vide à savoir un milieu de réponse nulle [12].

I.3.3 Optique non-linéaire du second ordre :

Le processus non-linéaire du second ordre résulte de la susceptibilité non-linéaire du second ordre $\chi^{(2)}$ 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. Afin de clarifier la présentation, on distingue des effets impliquant une seule onde, comme le doublage de fréquence, connu sous le nom de la génération de la seconde harmonique (SHG), la rectification optique, ou des effets impliquant deux ondes de fréquences différentes comme le mélange paramétrique [9].

Remarque concernant le tenseur non linéaire d'ordre deux:

La non-linéarité d'ordre deux permet le couplage de trois champs. En terme corpusculaire, trois photons différents de pulsations $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ et de vecteurs d'onde k_1, k_2, k_3 vont interagir. La conservation de l'énergie impose la condition suivante : $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ et $k_3 = k_1 + k_2$. En terme ondulatoire, les ondes planes associées à ces trois fréquences sont :

$$E(z, \omega_i) = \frac{1}{2} A_i(z) e^{ik_i z} + cc \tag{I.13}$$

$$i = 1, 2, 3$$

Avec : $k_i = n_i \omega_i / c$, où n_i est l'indice de réfraction à la fréquence ω_i .

Les processus non-linéaires du second ordre résultent de la polarisation d'ordre deux induite dans le matériau selon l'équation générale [13]:

$$\vec{P}_i^{(2)}(\omega_m) = \sum_{jk} \sum_{np} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_m; \omega_n, \omega_p) \vec{E}_j(\omega_n) \vec{E}_k(\omega_p) \tag{I.14}$$

Avec : $i, j, k = x, y, z, \omega_m = \omega_n + \omega_p$ et $n, p, m = 1, 2, 3$

Les quantités $E_j(\omega_n)$ représentent les composantes cartésiennes du champ $\vec{E}(\omega_n)$.

De nombreuses simplifications dans l'équation (I.14) peuvent intervenir lorsqu'on prend en compte les propriétés des matériaux utilisés:

- *Règles de symétrie* : la non-linéarité d'ordre 2 se manifeste uniquement dans les matériaux qui ne possèdent pas de symétrie d'inversion, les matériaux centro-symétriques possèdent une susceptibilité de second ordre nulle $\chi^{(2)} = 0$.
- *Transparence du milieu* : qui donne les relations de Kleinman traduisant l'aspect non dispersif de la susceptibilité non-linéaire qui peut être considérée par approximation, indépendante de la fréquence [9].

Ceci permet de représenter la susceptibilité d'ordre deux par une matrice 3×6 (d_{jk}) couplant entre eux des termes du type $P_i^{(2)}(\omega_m)$. A chaque fréquence est associé un terme de la polarisation non linéaire :

$$\left\{ \begin{array}{l} P^{(2)}(z, \omega_3) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2) A_1(z) A_2(z) e^{i(k_1+k_2)z} + cc \\ P^{(2)}(z, \omega_2) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(2)}(-\omega_2; \omega_1, \omega_3) A_1^*(z) A_3(z) e^{i(k_3-k_1)z} + cc \\ P^{(2)}(z, \omega_1) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(2)}(-\omega_2; \omega_1, \omega_1) A_2^*(z) A_3(z) e^{i(k_3-k_2)z} + cc \end{array} \right. \quad (\text{I.15})$$

Avec : $K = 2^{l+q-2} r$ où $l = 1$ si $\omega_m \neq 0$ sinon $l = 0$, q est le nombre de fréquences nulles dans la liste des $\omega_{n,p}$ et r le nombre de permutation dans la liste des $\omega_{n,p}$. Nous pouvons maintenant écrire la propagation des différentes composantes spectrales de l'enveloppe du champ électrique :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dA_1(z)}{dz} = \frac{j\omega_1}{2cn_1} \chi^{(2)} A_2^*(z) A_3(z) e^{i\Delta kz} \\ \frac{dA_2(z)}{dz} = \frac{j\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} A_1^*(z) A_3(z) e^{i\Delta kz} \\ \frac{dA_3(z)}{dz} = \frac{j\omega_3}{2cn_3} \chi^{(2)} A_1(z) A_2(z) e^{-i\Delta kz} \end{array} \right. \quad (\text{I.16})$$

$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ représente le désaccord de phase entre un champ et la polarisation de même fréquence.

a. Inventaire des effets non-linéaires du deuxième ordre :

L'équation (I.15) montre que le mélange de fréquences entre les composantes spectrales ω_n et ω_p du champ électrique donne naissance à un terme de la polarisation non-linéaire oscillant à la fréquence $\omega_n + \omega_p$. Pour ($n=1, p=2$), ce processus de somme de fréquences peut être caractérisé à l'aide de la notation complète du tenseur de susceptibilité du second ordre $\chi^{(2)}(-\omega_1 - \omega_2; \omega_1, \omega_2)$. Comme ω_1 et ω_2 prennent des valeurs positives et négatives, ce processus peut aussi correspondre à un phénomène de différence de fréquences. Le tableau (I.1) fait l'inventaire des principaux processus non-linéaires du deuxième ordre (les fréquences sont ici supposées toutes positives).

$\chi^{(2)}(-2\omega; \omega, \omega)$ $P(2\omega) = (1/2) \varepsilon_0 \chi^{(2)}(2\omega) E_1^2$	Doublage de fréquence SHG Second Harmonic Generation
$\chi^{(2)}(-(\omega_1 + \omega_2); \omega_1, \omega_2)$ $P(\omega_1 + \omega_2) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) E_1 E_2$	Somme de fréquences SFG Sum-Frequency Generation
$\chi^{(2)}(-(\omega_1 - \omega_2); \omega_1, -\omega_2)$ $P(\omega_1 - \omega_2) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1 - \omega_2) E_1 E_2$	Différence de fréquences DFG Difference Frequency Generation

$\chi^{(2)}(0; \omega, -\omega)$ $P(0) = (1/2)\epsilon_0 \chi^{(2)}(0)(E_1^2 + E_2^2)$	Redressement optique OR Optical Rectification
$\chi^{(2)}(-\omega; \omega, 0)$ $P(\omega) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega)E^2$	Effet électro-optique (Pockels)

Tableau I.1 : Inventaire des principaux effets non-linéaires du second ordre.

b. Génération de la seconde harmonique :

La génération de seconde harmonique (GSH) consiste à générer une onde de pulsation 2ω à partir d'une onde incidente à la pulsation ω . Son principe est schématisé sur la figure (I.4). Dans ce cas, $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ et $\omega_3 = 2\omega$.

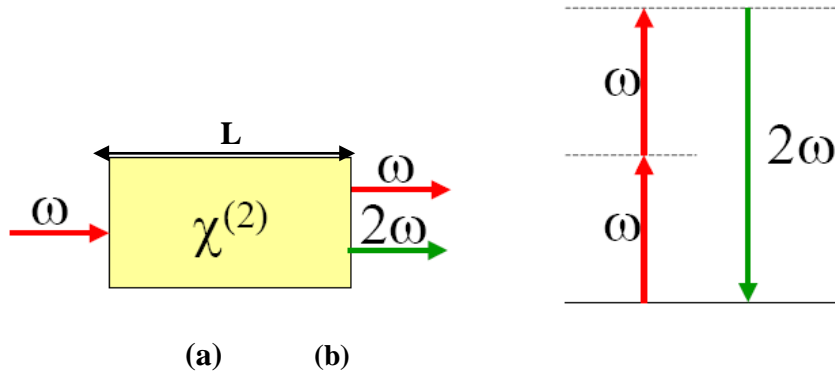


Figure I.4 : (a)Schéma de principe d'une expérience de doublage de fréquence dans un cristal de longueur L. Les champs impliqués sont supposés être de même polarisation. (b) Interprétation quantique du processus de doublage de fréquence. La disparition de deux photons pompes de fréquence ω est suivie de l'apparition d'un photon de fréquence 2ω [5].

L'expression (I.16) se simplifie et devient (pour la GSH = $2^{1-0-2} \times 1! = 1/2$) [11]:

$$\begin{cases} \frac{dA_\omega(z)}{dz} = \frac{j\omega}{2cn_\omega} \chi^{(2)} A_{2\omega}(z) A_\omega^*(z) e^{i\Delta kz} \\ \frac{dA_{2\omega}(z)}{dz} = \frac{j\omega}{cn_{2\omega}} \chi^{(2)} A_\omega^2(z) e^{-i\Delta kz} \end{cases} \text{(I.17)}$$

A_ω est appelée l'enveloppe du champ fondamental (F) et $A_{2\omega}$ enveloppe du champ seconde harmonique (SH).

La configuration usuelle est la génération d'une onde SH à partir d'une onde F incidente seule sur un milieu possédant une non linéarité quadratique. Dans ce cas, deux photons du champ F sont prélevés pour générer un photon possédant une énergie double. Lorsque l'efficacité du processus de génération de second harmonique n'est pas trop importante ($<10\%$), on peut faire l'hypothèse pompe non dépeuplé. Dans ce cas, seule l'équation donnant l'évolution du second harmonique doit être intégrée, l'intensité du F pouvant être considérée constante. L'intensité du second harmonique est alors donnée par [9]:

$$I_{2\omega}(z) = \frac{1}{2} n_{2\omega} c \varepsilon_0 |A_{2\omega}(z)|^2$$

$$I_{2\omega}(z) = \frac{2\pi^2}{n_{2\omega} n_{\omega}^2 \lambda_{\omega}^2 c \varepsilon_0} [\chi^{(2)}]^2 I_{\omega}^2(0) \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2} \quad (\text{I.18})$$

$I_{\omega}(0)$ est l'intensité du F, λ sa longueur d'onde.

A partir de l'équation (I.18), on peut caractériser l'efficacité de la génération de seconde harmonique η définie par le rapport entre l'intensité de seconde harmonique générée et l'intensité de l'onde fondamentale incidente :

$$\eta(L) = \frac{I_{2\omega}(L)}{I_{\omega}(L)} \quad (\text{I.19})$$

c. Condition d'accord de phase :

Comme il a été mentionné précédemment, on constate l'existence d'une onde libre de polarisation se propageant à la fréquence 2ω avec un vecteur d'onde $k(2\omega)$. L'onde forcée, contrairement à l'onde libre, ne se propage pas dans le matériau. Elle est créée au passage de l'onde incidente de fréquence ω . Ces deux ondes libre et forcée vont donc interférer tout au long de leur propagation au sein du matériau. Le transfert d'énergie $\omega \rightarrow 2\omega$ sera optimal lorsque ces deux ondes oscilleront en phase, c'est à dire lorsque $\Delta k = 0$. On appelle cette condition *l'accord de phase*. La condition d'accord de phase est vectorielle et peut s'écrire [12]:

$$2\vec{k}(\omega) - \vec{k}(2\omega) = 0 \quad (\text{I.20})$$

$\vec{k}(\omega)$ et $\vec{k}(2\omega)$ sont les vecteurs d'onde des ondes fondamentale de pulsation ω et doublée de pulsation 2ω respectivement.

Ainsi, pour le doublement de fréquence, l'accord de phase se traduit par une condition sur les indices de réfraction aux fréquences ω et 2ω . En écrivant les modules des vecteurs en fonction :

$$\begin{aligned} |\vec{k}_{\omega}| &= \frac{n_{\omega} \omega}{c} \\ |\vec{k}_{2\omega}| &= \frac{n_{2\omega} 2\omega}{c} \quad (\text{I.21}) \end{aligned}$$

Où $n_{\omega} = n(\omega)$ et $n_{2\omega} = n(2\omega)$ sont les indices vus par les ondes fondamentale et doublée et 'c' est la vitesse de la lumière dans le vide. Ceci implique que la condition d'accord de phase aura lieu lorsque :

$$n(2\omega) = n(\omega) \quad (\text{I.22})$$

Pour un milieu non linéaire de longueur L (Fig. I.4). On peut voir dans l'expression (I.15) que l'intensité est maximale lorsque cette longueur est telle que :

$$L = \frac{(2p+1)\pi}{\Delta k} = (2p + 1)L_c \quad (\text{I.23})$$

Avec : $L_c = \pi/\Delta k$ la longueur de cohérence et $\Delta k = k(2\omega) - 2k(\omega)$. C'est la longueur maximale pour laquelle la SH généré et la polarisation non linéaire interfèrent constructivement. La longueur de cohérence s'écrit alors :

$$L_c = \frac{\lambda}{4(n_{2\omega} - n_\omega)} \quad (\text{I.24})$$

Remarque :

- Plus la longueur de cohérence est courte et plus l'efficacité de conversion est faible et plus le désaccord de phase est important, autrement dit, l'optimum de conversion est atteint lorsque la condition d'accord de phase (ADP) est satisfaite (équation. I.20).
- Si on travaille dans la région de transparence des matériaux, la condition des indices n'est jamais vérifiée à cause de la dispersion normale ($n(\omega) < n(2\omega)$), l'utilisation de matériaux anisotropes biréfringents se révèle donc nécessaire si l'on veut remplir les conditions d'accord de phase.

I.3.4 Optique non linéaire du troisième ordre :

Nous allons à présent nous intéresser aux effets associés au terme du troisième ordre de la susceptibilité non linéaire. Dans ce cas, la polarisation dépend du cube de l'amplitude du champ électrique ($\vec{P}^{(3)} = \chi^{(3)}\vec{E}^3$), ce qui peut donner lieu à un très grand nombre de phénomènes d'optique non linéaire. Ils sont à priori d'amplitude plus faible que ceux du deuxième ordre mais jouent cependant un rôle très important en optique non-linéaire pour deux raisons. Tout d'abord, dans le cas des matériaux centro-symétriques, nous avons vu 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 [5].

a. Inventaire des effets non-linéaires du troisième ordre :

Contrairement aux effets non linéaires du second ordre, tous les matériaux possèdent une susceptibilité du troisième ordre. Le tableau (I.2) résume les effets non-linéaires de troisième ordre existant :

$\chi^{(3)}(-3\omega; \omega, \omega, \omega)$	Génération de troisième harmonique THG Third Harmonic Generation
$\chi^{(3)}(-(\omega_1 + \omega_2) \pm \omega_3; \omega_1, \omega_2, \pm\omega_3)$	Mélange à 4 ondes non dégénérées FWM Four Wave Mixing
$\chi^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega)$	Mélange à 4 ondes dégénérées Degenerate FWM Four Wave Mixing
$Re\chi^{(3)}(-\omega; \omega, 0, 0)$	Effet Kerr optique OKE Optical Kerr Effect
$Im\chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega)$	Absorption à deux photons TPA Two Photon Absorption
$\chi^{(3)}(-(\omega \pm \Omega); \omega, -\omega, \omega \pm \Omega)$	Diffusion Raman, diffusion Brillouin RS Raman Scattering

Tableau I.2 : Inventaire des principaux effets non-linéaires du troisième ordre.

b. Mélange à quatre ondes (FWM):

C'est un effet non linéaire du troisième ordre impliquant le couplage entre quatre ondes incidentes monochromatiques de fréquences $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$ par l'intermédiaire d'un matériau possédant une susceptibilité d'ordre « 3 ». On parlera de mélange dégénéré servant en pratique à la génération de sources ultraviolettes ou infrarouges ou non-dégénéré dont l'utilisation est la conjugaison de phase, et cela selon les ondes incidentes, si elles ont ou pas la même fréquence. La figure (I.5) représente le diagramme quantique d'un processus de mélange à quatre ondes d'où la conservation de l'énergie implique que :

$$\hbar\omega_4 = \hbar\omega_3 + \hbar\omega_2 + \hbar\omega_1 \text{ (I.25)}$$

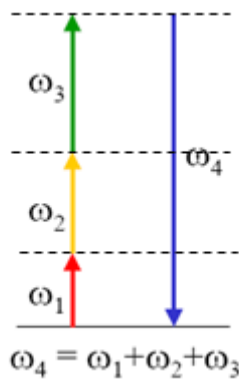


Figure I.5 : Diagramme quantique d'un processus de mélange à quatre ondes.

Pour la FWM, la polarisation non-linéaire à la fréquence ω_m est donnée par la relation suivante :

$$P_i^{NL}(\omega_m) = \sum_{jkl} \sum_{nop} \chi_{ijkl}^{(3)}(-\omega_m) E_j(\omega_n) E_k(\omega_0) E_l(\omega_p) \quad (I.26)$$

$$i = x, y, z, \omega_m = \omega_n + \omega_0 + \omega_p, m = 1, 2, 3, 4$$

Où $\chi_{ijkl}^{(3)}$ et $E_j(\omega_n)$ sont respectivement les composantes cartésiennes du tenseur non linéaire d'ordre 3 et de l'amplitude du champ électrique à la fréquence ω_m .

Si l'on suppose comme précédemment que le problème est scalaire, on peut écrire le terme de polarisation non linéaire pour chaque onde [11]:

$$\begin{aligned} P^{(3)}(z, \omega_4) &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(3)}(-\omega_4; \omega_1, \omega_2, \omega_3) A_1(z) A_2(z) A_3(z) e^{j(k_1+k_2+k_3)z} + cc \\ P^{(3)}(z, \omega_3) &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(3)}(-\omega_3; -\omega_1, -\omega_2, \omega_4) A_1^*(z) A_2^*(z) A_4(z) e^{j(-k_1-k_2+k_4)z} + cc \\ P^{(3)}(z, \omega_2) &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(3)}(-\omega_2; -\omega_1, \omega_3, \omega_4) A_1^*(z) A_3^*(z) A_4(z) e^{j(-k_1-k_3+k_4)z} + cc \\ P^{(3)}(z, \omega_1) &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(3)}(-\omega_1; -\omega_2, -\omega_3, \omega_4) A_2^*(z) A_3^*(z) A_4(z) e^{j(-k_2-k_3+k_4)z} + cc \end{aligned} \quad (I.27)$$

Avec : $K = 2^{l+q-3}$ où $l=1$ si $\omega_m \neq 0$ sinon $l=0$, q est le nombre de fréquences nulles dans la liste des $\omega_{n,o,p}$ et r le nombre de permutation dans la liste des $\omega_{n,o,p}$.

c. Absorption à deux photons TPA:

L'absorption à deux photons (Two-photon absorption -TPA) correspond au processus non-linéaire d'ordre trois proportionnel à la partie imaginaire de la susceptibilité $\chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega)$. Il s'agit donc du phénomène issu de la partie imaginaire de la polarisation non-linéaire d'ordre trois et il se réfère au changement de la transmission d'un matériau en fonction de l'intensité lumineuse. Pour ce processus, deux photons sont absorbés simultanément pour permettre à un système de passer d'un état d'énergie inférieure (ou état fondamental) à un état d'énergie plus élevée (état excité). Si donc on éclaire un milieu optique approprié par une onde monochromatique suffisamment intense de fréquence ω_1 , ce milieu n'étant pas absorbant pour une intensité faible, il peut alors être très absorbant à plus forte intensité. Ceci peut s'appliquer de la manière suivante :

En termes quantiques, un tel milieu ne possède pas de niveau d'énergie à la distance $\Delta E = \hbar\omega_1$ du niveau fondamental, mais il en a un à la distance $\Delta E = \hbar(2\omega)$. Le milieu arrache donc deux photons simultanément au champ de l'onde lumineuse et se retrouve dans le niveau excité.

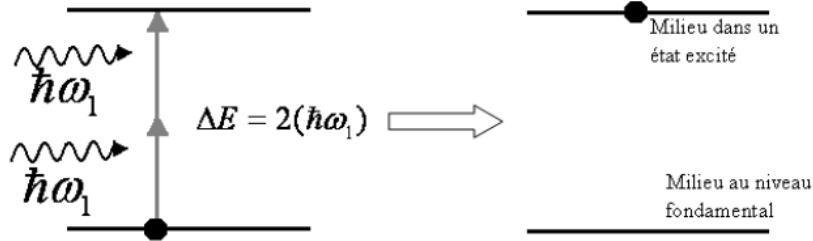


Figure I.6 : Illustration de l'ATP avec une onde incidente de fréquence ω_1 .

Pour une intensité importante, de tels processus se produisent en grand nombre et le taux de conversion $\omega_1 \rightarrow 2\omega_1$ est proportionnel au flux de photons. Le milieu est alors absorbant à la fréquence ω_1 , bien qu'il n'existe pas de transition à cette fréquence [15]. Ce processus d'absorption à deux photons est illustré dans la figure (I.6).

d. Effet Kerr optique :

L'effet Kerr optique est un phénomène de biréfringence induit par un champ électrique variable [16]. 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 (autrement dit $\omega_i = \omega_j = \omega_k = \omega_l$) et confère à certains matériaux la propriété de posséder un indice de réfraction dépendant linéairement du carré du champ « E » de l'onde qui le traverse, c'est-à-dire son intensité. L'indice s'écrit alors :

$$n(\omega) = n_0(\omega) + n_2(\omega)|E|^2 \quad (\text{I.28})$$

Où $n_0(\omega)$ est l'indice de réfraction linéaire du matériau et $n_2(\omega)$ est le coefficient Kerr [17].

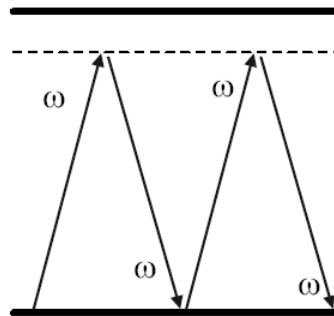


Figure I.7: Diagramme quantique associé à l'effet Kerr optique. Deux photons lasers sont absorbés et deux autres émis laissant l'énergie du milieu non linéaire inchangée [9].

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

$$P^{NL}(\omega) = \epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega) |E|^2 E e^{ik \cdot r} \quad (\text{I.29})$$

Le coefficient Kerr n_2 est relié à la susceptibilité non-linéaire par :

$$n_2 = \frac{\chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega)}{2n_0} \quad (\text{I.30})$$

L'indice de réfraction dépend donc linéairement de l'intensité de l'onde par l'intermédiaire de $n_2(\omega)$, c'est l'effet Kerr optique. Lorsque deux ondes sont co-propageantes dans un milieu qui présente de l'effet Kerr (Figure I.8), l'intensité d'une onde modifie l'indice de réfraction pour l'autre. Par exemple, si l'on considère deux ondes (pompe et signal), on écrira l'indice pour la sonde, dont l'intensité est faible par rapport à la pompe, comme [17]:

$$n_s(\omega) = n_{s0}(\omega) + n_{2X}(\omega)I_p \quad (I.31)$$

Ici les indices s et p servent à noter les grandeurs relatives à la sonde et à la pompe respectivement. Le X dans n_{2X} sert à désigner 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 $n_{2X} = 2n_2$.

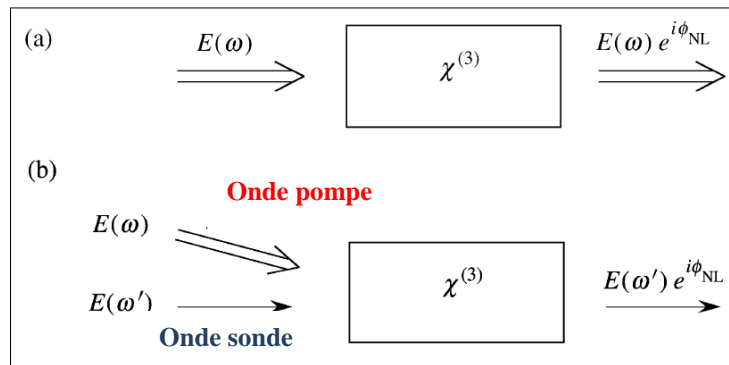


Figure I.8: Deux méthodes afin de modifier l'indice de réfraction. (a) : Un faisceau intense modifie sa propre propagation, tandis qu'en partie (b) : un faisceau intense modifie la propagation d'un faisceau de faible intensité [3].

e. 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.9). 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.

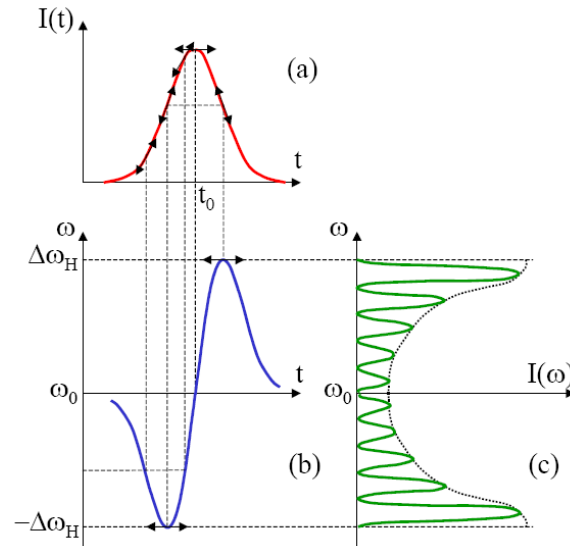


Figure I.9 : Schéma de principe de l'auto-modulation de phase.

▪ **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.10). 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.

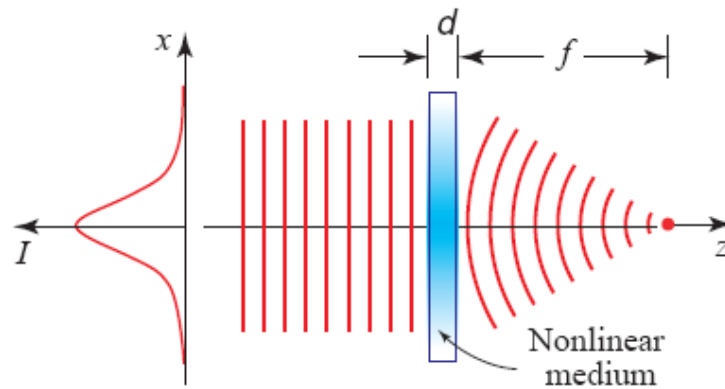


Figure I.10 : Un milieu non linéaire de troisième ordre qui agit comme une lentille dont la puissance de focalisation dépend de l'intensité de l'onde incidente [4].

Remarque :

Un programme pour calculer toutes les propriétés non-linéaires d'un matériau a été écrit par A.V. Smith du Laboratoire National SANDIA à Albuquerque, Nouveau-Mexique (USA). Ce programme « SNLO », régulièrement mis à jour, est accessible gratuitement [18].

I.4 Conclusion :

L'optique non-linéaire est aujourd'hui, 30 ans après sa découverte, un domaine toujours aussi vivant qui évoque un champ large d'applications. Nous avons exposé dans ce chapitre, l'origine de la non-linéarité optique due à l'apparition d'une polarisation induite ainsi que les notions de base de l'optique non-linéaire, en particulier, les propriétés d'interactions non-linéaires du troisième ordre. Ils sont à priori d'amplitude plus faible que ceux du deuxième ordre mais jouent cependant un rôle très important en optique non-linéaire pour deux raisons. La première, pour le cas des matériaux centro-symétriques, nous avons vu qu'il n'existait pas de non-linéarité du second ordre et par conséquent, la non-linéarité du troisième ordre correspond au premier effet non-linéaire observable.

La seconde raison est que, 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. Nous avons démontré que la dépendance de la polarisation non linéaire avec le cube du champ électrique peut conduire à une variation de l'indice de réfraction avec l'intensité du champ.

Il s'agit de l'effet Kerr. Cet effet présente un grand intérêt en termes d'applications et permet de contrôler la lumière par la lumière.

Les cristaux photoniques constituent le centre d'intérêt du chapitre suivant de cette thèse où il s'agit d'introduire le formalisme et les propriétés des cristaux photoniques pour l'optique non-linéaire.

I.5 Bibliographie:

- [1] Y. Shen, "The Principles of Nonlinear Optics», Book, (576 Pages), ISBN:978-0-471-3080-3, Wiley-Interscience, 1984.
- [2] R. Sutherland, "Handbook of Nonlinear Optics», Book, (976 Pages), ISBN: 978-0-82474-2430, 2nd Edition, Marcel Dekker, 2003.
- [3] R. Boyd, "Nonlinear optics", Book, (640 Pages), ISBN: 9780123694706, Academic press, INC, 1992.
- [4] <https://www.fet.at/uploads/beispiel/beispieldatei/1257/CH21-Nonlinear-Optics.pdf>.
- [5] Galaup, Jean-Pierre, "Optique non linéaire", Programme PREPA Mastère "Optique et Photonique, Lasers et Applications", Cours, 2005, 113p. Disponible sur : <http://www.lac.u-psud.fr> .
- [6] T.H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby" , Physical Review Letters, Vol.4, p. 564, 1960.
- [7] P. Franken, A. Hill, C. Peters, and G. Weinreich, "Generation of optical harmonics»,Phys.Rev.Lett , Vol. 7, pp. 118–119, 1961.
- [8] R. W. Eason and A. Miller, "Nonlinear Optics in Signal Processing", Book, (432 Pages), ISBN: 978-0412395604, Chapman & Hall, London, 1992.
- [9] J.-Y. Courtois, "Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales". Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Cours, p.89, 1996, Disponible sur : <http://sfo.edpsciences.org/articles/sfo/abs/1996/01/sfo19964p87/sfo19964p87.html>
- [10] D.A. Kleinman, "Nonlinear dielectric polarization in optical media», Physical Review Letters, Vol.126, 1977.
- [11] Fabrice Raineri, "Optique non linéaire dans les cristaux photoniques en semi-conducteur III-V", Thèse de doctorat, Université Paris Sud XI (Orsay),N°00009192,22 Décembre 2004.
- [12] Hasnaa El Ouazzani, "Propriétés optiques non linéaires du deuxième et troisième ordre de nouveaux systèmes organiques conjugués de type push-pull", Thèse de doctorat, Université d'Angers, N°1236, 18 Juin 2012.
- [13] Yassine Benachour, "Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11(Orsay) ,11 avril 2008.
- [14] N.Bloembergen, "Nonlinear Optics", Book, (222 Pages), ISBN: 978-9810225995, W.A.Benjamin Inc, 1965.
- [15] Abdelillah Taouri, "Etudes de l'absorption à deux photons dans des matériaux organiques à

- l'aide de la technique dite de la lentille thermique», Thèse de Doctorat, Université d'Angers, N°00485310, 2009.
- [16] N.J. Harrison, B.R. Jennings, "Laser-Induced Kerr Constants for Pure Liquids", *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Vol. 21(1), pp. 157-163, 1992.
- [17] Alexandre 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.
- [18] <http://www.as-photonics.com/snlo>.

Chapitre II :

Cristaux photoniques : Concepts Fondamentaux et propriétés non-linéaires

II.1 Introduction :

Les avancées faites sur les cristaux photoniques (CPs) au cours de ces dernières années ont considérablement évoluées, tant au niveau fondamental qu'appliqué. Ces matériaux artificiels dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique [1, 2] suivant une ou plusieurs dimensions de l'espace, peuvent être unidimensionnelle (1D), bidimensionnelle (2D) ou encore tridimensionnelle (3D) (Figure II.1). Lord Rayleigh était le premier a montré en 1887, qu'ils ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière pour une gamme de fréquences, c'est la bande interdite photonique (BIP). Cette particularité optique intervient lorsque la longueur de maille du cristal est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière dans le milieu [3]. La possibilité de produire des structures à deux ou trois dimensions qui posséderaient des bandes interdites a été initiée pour la première fois par Roland Zengerle [4], Eli Yablonovitch [5] et Sajeev John [6] en 1987 dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

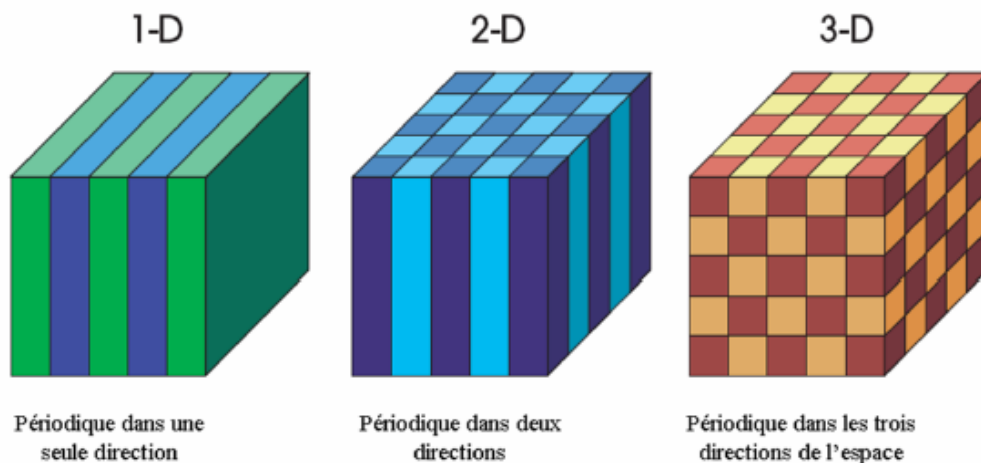


Figure II.1 : Les différentes classes de cristaux photoniques : 1D, 2D et 3D [7].

Les cristaux photoniques tridimensionnels permettent un contrôle de la lumière dans toutes les directions de l'espace et c'est ce qui fait leur principal intérêt. Cependant, leurs méthodes de fabrication restent très délicates, pour cela, nous ne nous attarderons pas sur ce type. En revanche, les cristaux photoniques 1D et 2D ont démontré depuis longtemps leurs grands intérêts. Plus précisément, les CPs-2D planaire qui ont connu un développement considérable pour la conception de composants optiques. L'adaptation de ces derniers à l'optique non-linéaire, permet d'envisager de nouvelles perspectives telles que la réalisation de composants tout optique ayant des dimensions très réduites.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les concepts de base liés aux cristaux photoniques ainsi que leurs propriétés non- linéaires. Dans une première partie, nous présenterons brièvement les différents types de cristaux photoniques ainsi que leurs propriétés électromagnétiques. Nous nous attarderons sur les BIPs-2D planaires notés dans la littérature 2.5D.

Dans une deuxième partie, nous démontrerons de manière simple, comment les CPs peuvent acquérir sous l'effet d'un champ une polarisation dépendante de façon non linéaire de l'amplitude de ce champ. Enfin, nous nous intéresserons aux avantages que présentent ces matériaux pour l'exaltation des effets non linéaires d'ordre 2 et 3, plus précisément, les CPs non-linéaires à effet Kerr, qui représentent une voie ultime pour la conception de composants tout optique ultra-rapide et principalement pour les commutateurs tout-optiques qui feront l'objet de notre étude par la suite.

II.2. Généralités sur les cristaux photoniques :

II.2.1. Analogie Electron-Photon :

Un photon qui se propage dans un cristal photonique est l'équivalent d'un électron dans un semi-conducteur [8], cette analogie électron-photon découle de la similitude entre l'équation de Schrödinger régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel électrostatique périodique et les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique ϵ périodique [9].

L'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde Ψ d'un électron dans un potentiel V s'écrit [10]:

$$\nabla^2\Psi(r) = -\frac{2m}{\hbar^2}(U - V(r))\Psi(r) \quad (\text{II.1})$$

Où U est l'énergie de l'électron, m sa masse.

\vec{r} : Vecteur position , \hbar : constante de planck.

L'équation de propagation en régime linéaire d'une onde électromagnétique monochromatique dans un matériau $\epsilon(r)$ est:

$$\nabla \times [\nabla \times \vec{E}(r)] = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(r) \vec{E}(r) \quad (\text{II.2})$$

Les équations (II.1) et (II.2) sont deux équations aux valeurs propres. L'équation (II.1), présente les valeurs possibles de l'énergie d'un électron se propageant librement dans un potentiel et les fonctions d'onde associées, tandis que l'équation (II.2) définit les valeurs possibles de la fréquence d'une onde se propageant dans le matériau en absence d'excitation extérieure et les amplitudes des champs associés. L'énergie U de l'électron et la fréquence ω de l'onde électromagnétique sont les valeurs propres, dictées respectivement par le potentiel et la constante diélectrique. De cette similitude, découlent des propriétés analogues pour les deux systèmes. Ainsi, de la même manière que la périodicité du potentiel cristallin d'un semi-conducteur entraîne l'apparition de bandes interdites en énergie pour les électrons, la modulation périodique de la constante diélectrique d'un cristal photonique est à l'origine de domaines de fréquences pour lesquels le cristal ne supporte pas de mode électromagnétique, autrement dit, pour lesquels la lumière ne peut pas se propager dans le matériau.

D'autre part, en dopant un semi-conducteur en ajoutant des impuretés, on rompt la périodicité du potentiel électrostatique et on peut faire apparaître des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite [11, 12,13]. De même en introduisant un défaut dans la périodicité d'un cristal photonique on peut faire apparaître un mode localisé dans la bande interdite, c'est-à-dire d'une fréquence de propagation permise dans la bande interdite photonique [14, 15,16]. Le défaut est réalisé en modifiant la constante diélectrique dans une ou plusieurs des cellules élémentaires du cristal.

On note également, que si un matériau cristallin est décrit par sa maille élémentaire dans l'espace réel et l'espace des vecteurs d'onde, les cristaux photoniques peuvent aussi être décrits et cela par une maille élémentaire dans l'espace réciproque et par une zone de Brillouin, comme nous le verrons par la suite.

II.2.2. Origine de la bande interdite :

La description théorique d'un cristal photonique peut se faire à l'aide d'un diagramme de bandes donnant, pour chaque valeur du vecteur d'onde pris dans la zone de Brillouin du cristal, les fréquences correspondantes aux modes électromagnétiques supportés par la structure. Afin de prévoir le comportement d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique, nous devons résoudre les équations de Maxwell (équations I.1.2.3.4) relatives à un milieu de constante diélectrique modulée périodiquement.

L'équation d'onde que nous résolvons ici est obtenue en éliminant le champ électrique des équations de Maxwell et s'écrit [9] :

$$\vec{\nabla} \times \frac{1}{\epsilon(r)} \vec{\nabla} \times \vec{H}(r, t) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}(r, t)}{\partial t^2} \quad (\text{II.3})$$

Le champ magnétique doit par ailleurs obéir à la condition de transversalité suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(r, t) = 0 \quad (\text{II.4})$$

Dans le cadre des méthodes de type fréquentiel, on cherche les solutions sous la forme d'états de fréquence donnée ω présentant une dépendance temporelle en $e^{i\omega t}$:

$$\vec{H}(r, t) = \vec{H} e^{-i\omega t} \quad (\text{II.5})$$

Ce qui conduit à l'équation d'onde :

$$\vec{\nabla} \times \frac{1}{\epsilon(r)} \vec{\nabla} \times \vec{H}(r, t) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(r) \quad (\text{II.6})$$

Dans le cas des cristaux photoniques, nous cherchons la forme des solutions de cette équation (II.6). La fonction diélectrique étant périodique, elle peut être décomposée en série de Fourier comme suit :

$$\epsilon(r) = \sum_m \epsilon(G_m) e^{iG_m \cdot r} \quad (\text{II.7})$$

Avec :

$$G_m \cdot R_n = 2\pi m \quad ; m: \text{entier} \quad (\text{II.8})$$

Où G_m sont les vecteurs du réseau réciproque et R_n les vecteurs du réseau direct.

L'équation (II.6) est un problème aux valeurs propres [2] :

$$\Theta H(r) = \frac{\omega^2}{c^2} H(r) \quad (\text{II.9})$$

Où Θ est l'opérateur :

$$\Theta = \nabla \times \frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \times \quad (\text{II.10})$$

Du fait de la périodicité de $\epsilon(r)$, cet opérateur commute avec l'opérateur de translation relatif à la structure photonique et possède donc un système commun de fonctions propres qui vérifient le théorème de Bloch :

$$\vec{H}(r + R) = e^{i(k \cdot R)} \vec{H}(r) \quad (\text{II.11})$$

Où k est un vecteur d'onde défini dans la zone de Brillouin de l'espace réciproque et les fonctions propres vérifient la relation suivante :

$$\vec{H}_k(r) = e^{i(k \cdot R)} u_k(r) \quad (\text{II.12})$$

Où $u_k(r)$ est une fonction périodique de même période que la structure, et qui est complètement définie par les valeurs qu'elle prend dans la cellule unité : $u_k(r) = u_k(r + R)$.

En remplaçant $H(r)$ par sa forme d'onde de Bloch (II.12) dans (II.6), on obtient :

$$(\vec{\nabla} + ik) \times \frac{1}{\epsilon(r)} (\vec{\nabla} + ik) \times u_k(r) = \frac{\omega^2}{c^2} u_k(r) \quad (\text{II.13})$$

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

$$\lambda_n(k) = \frac{\omega_n^2(k)}{c^2} \quad (\text{II.14})$$

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

Dans le cas d'une structure photonique parfaite et infinie, l'équation (II.11) est inchangée lorsque l'on remplace le vecteur k par le vecteur $k + G$, où G représente le vecteur du réseau réciproque et vérifie la relation (II.8). Ceci signifie que les états propres correspondant aux vecteurs k et $k + G$ sont physiquement équivalents et possèdent la même énergie. Autrement dit, l'énergie de Bloch existante 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.

II.2.3. Loi d'échelle :

Une propriété importante de l'électromagnétisme dans les systèmes diélectriques macroscopiques est qu'il n'existe pas de longueur fondamentale comme il existe le rayon de Bohr en physique atomique [2]. On montre en effet que l'équation de propagation (II.6) devient, lorsque la structure étudiée à ses dimensions divisées par un facteur s :

$$\nabla \times \left[\nabla \times \vec{E}\left(\frac{r}{s}\right) \right] = \frac{(\omega/s)^2}{c^2} \epsilon_r \left(\frac{r}{s}\right) \vec{E}\left(\frac{r}{s}\right) \quad (\text{II.15})$$

Ainsi, les propriétés à la fréquence ω d'un cristal de constante diélectrique $\epsilon(r)$ dont on néglige la dispersion spectrale, sont les mêmes que celles d'un cristal de constante diélectrique $\epsilon(r/s)$ à la fréquence (ω/s) . La géométrie d'un arrangement de matériaux destiné à un travail dans le domaine des micro-ondes peut donc être reprise pour un travail dans le domaine visible : Les structures millimétriques servent alors de démonstrateurs avant la réalisation souvent plus lourde d'objets de taille submicronique.

II.3. Propriétés de base des cristaux photoniques :

La classification couramment utilisée pour caractériser les cristaux photoniques est le nombre de directions de périodicité que possède le matériau. Le cas le plus simple est une périodicité à une dimension et le cas le plus complexe est une périodicité à trois dimensions.

II.3.1. Cristaux photoniques 1D (Réseau de Bragg) :

Un cristal photonique unidimensionnel (1D) est composé d'une alternance périodique dans une seule direction de l'espace de deux milieux diélectriques de constantes diélectriques respectives ϵ_1 et ϵ_2 . Un schéma de cette structure est représenté sur la figure (II.2).

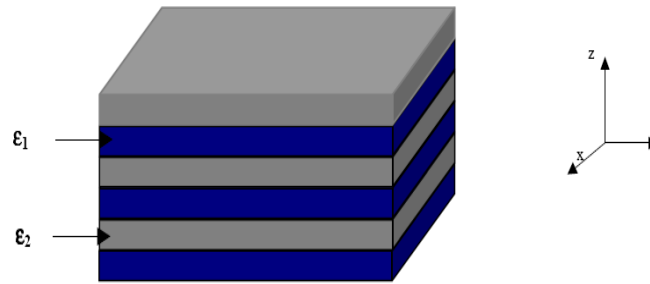


Figure II.2: Schéma d'un miroir de Bragg, empilement de couches de permittivités différentes [17].

a. Généralités sur les réseaux de Bragg :

Pour décrire la propagation de la lumière dans un miroir de Bragg, on considère une onde plane qui se propage avec un vecteur \vec{k} à incidence normale. On peut distinguer trois domaines différents suivant la valeur de la longueur d'onde λ par rapport à la période de l'empilement a .

- Pour $\lambda \ll a$: l'onde se propage dans une succession de milieux, la transmission aux interfaces pouvant être bien approchée par les formules de Fresnel.
- Pour $\lambda \gg a$: l'onde est peu affectée par la structuration et se propage comme dans un matériau homogène de permittivité moyenne ϵ_{moy} .
- Pour $\lambda \approx a$: l'onde est fortement perturbée par la périodicité du milieu. La propagation de la lumière nécessite une étude électromagnétique plus complexe que dans les cas précédents.

Si on prend le cas particulier où [18]:

$$n_1 a_1 + n_2 a_2 = \lambda_B / 2 \quad (\text{II.16})$$

avec: $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$, $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$, et λ_B la longueur d'onde de Bragg.

Les ondes réfléchies sont alors en phase. Celles-ci interfèrent constructivement pour donner naissance à une onde réfléchie dans le milieu incident (Figure II.3). Le milieu périodique se comporte comme un miroir pour cette longueur d'onde particulière. Si le nombre de couches est suffisant, il permet d'atteindre des coefficients de réflectivité très élevés.

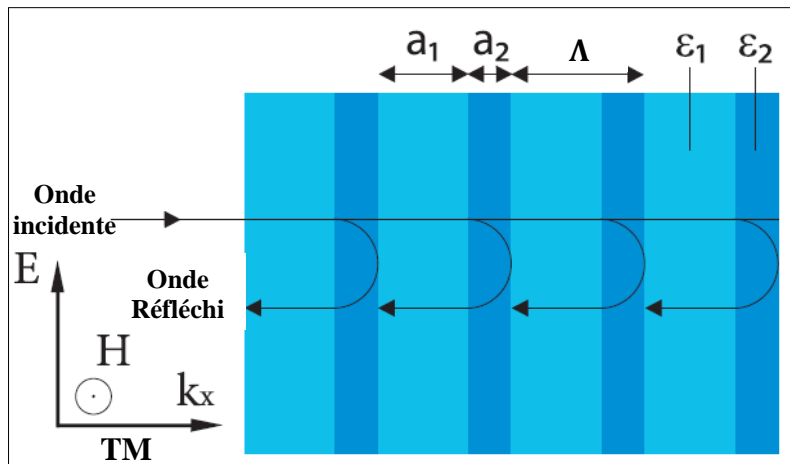


Figure II.3 : Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de deux types de couches de permittivité ϵ_1 et ϵ_2 et de période $\Lambda = a_1 + a_2$, réflexions successives pour $\lambda = \lambda_B$ [3].

Le réseau de Bragg consiste en une variation périodique de l'indice de réfraction. Quand la lumière se propage, le réseau réfléchit les longueurs d'onde qui vérifient la relation :

$$\lambda_B = 2 \times n_{eff} \times \Lambda \quad (\text{II.17})$$

Où n_{eff} est l'indice effectif.

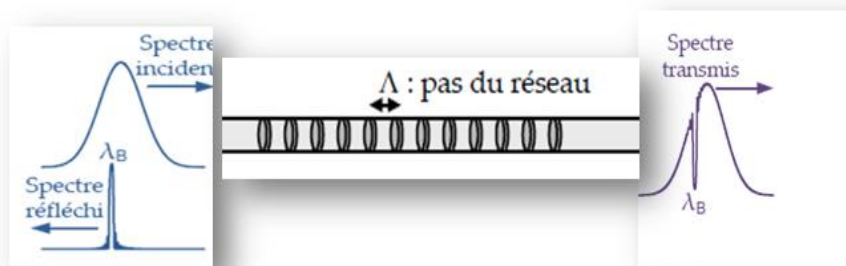


Figure II.4 : Le principe du réseau de Bragg. Une mince bande spectrale centrée autour de la longueur d'onde de Bragg (λ_B) est réfléchie par le réseau. Les autres longueurs d'onde sont transmises de façon transparente [19].

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 comme les VCSELs.

b. Bande interdite photonique unidimensionnelle :

On illustre le phénomène d'apparition de bande interdite photonique d'un cristal photonique 1D constitué d'un empilement périodique de couches minces diélectriques d'indices différents (Figure II.5). La période des alternances est a . 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 irréductible est limitée par : $-\frac{\pi}{a} < k_z < \frac{\pi}{a}$.

Pour comprendre le phénomène d'apparition de la bande interdite [2], nous étudions d'abord le cas où chacune des couches du miroir de Bragg possède le même indice n (Figure II.5(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 $\omega = \pm \frac{ck}{n}$ correspondants aux ondes propagatrices (+) et contra-propagatrices (-). Dans le diagramme de dispersion (Figure II.5 (a)), on voit alors apparaître un repliement des bandes dans la zone de Brillouin irréductible. Aux points de haute symétrie, une dégénérescence est alors créée par cette périodicité fictive. Donc, il n'y a aucune ouverture d'une bande interdite.

Si on suppose maintenant que les deux matériaux possèdent des indices optiques différents, et que la période des alternances reste a (Figure II. 5 (b)). La périodicité de l'indice de réfraction 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.

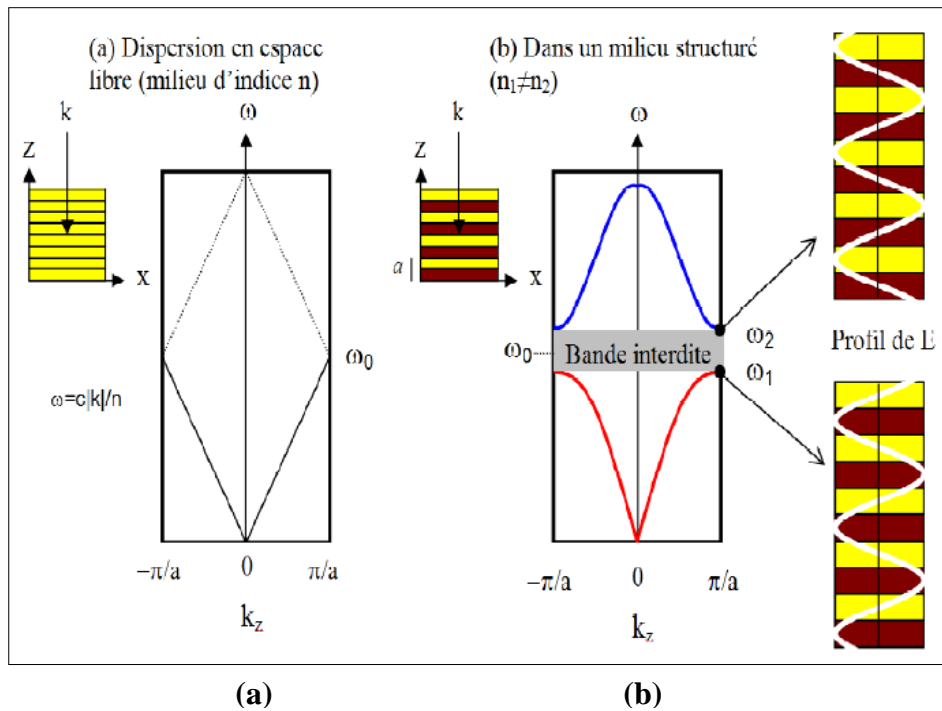


Figure II. 5 : (a) Structure de bandes d'un milieu d'indice n où l'on a fictivement imposé une périodicité a . (b) Structure de bandes d'un cristal photonique 1D constitué de plusieurs alternances de matériaux d'indices différents (miroir de Bragg), de période a . Le profil de l'amplitude du champ électrique pour chacun des modes en E est également représenté. La bande interdite autour de l'incidence normale apparaît dès que le contraste d'indice entre les couches est non nul. Elle est d'autant plus importante que ce contraste est plus élevé [7].

L'étude de la structure de bandes d'un cristal photonique est donc riche d'informations [7]. Elle permet en effet de connaître :

- 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.

b.1. Largeur de la bande interdite photonique :

La largeur de la bande interdite photonique (Gap) dépend du contraste d'indice Δn des deux milieux qui le composent: Le gap sera d'autant plus important que Δn est grand (Figure II.6).

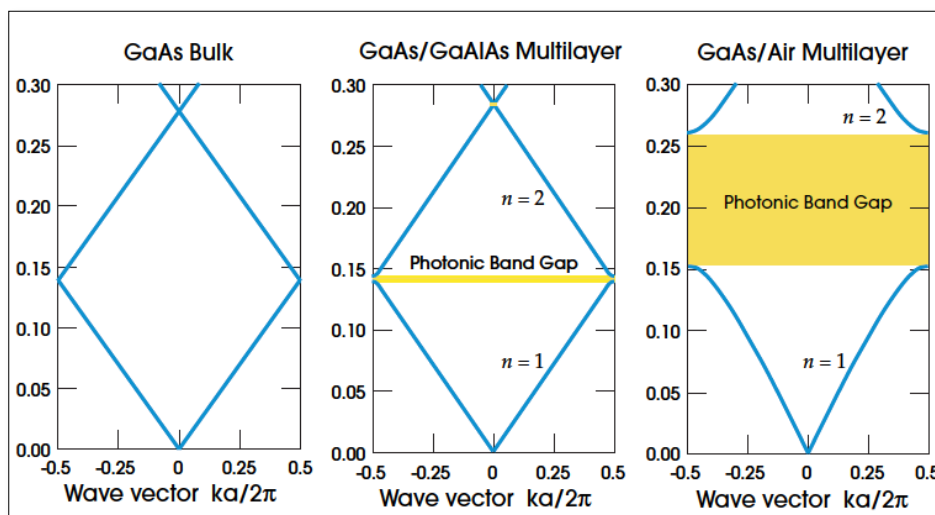


Figure II.6: Modifications de la largeur du Gap en fonction de Δn : a) couches de permittivité $\varepsilon = 13$ et 13; b) $\varepsilon = 13$ et 12 et c) $\varepsilon = 13$ et 1 [2].

b.2. La fréquence centrale du gap :

Dépend de la localisation de l'onde dans le réseau. Il y'a deux localisations possibles d'une onde stationnaire dans un réseau unidimensionnel: soit un champ électrique ayant son maximum d'énergie dans le matériau de haut indice, soit les maxima sont situés dans le matériau de bas indice (Figure II.7 a) et II.7 b)) [2]. Les modes de basse fréquence (respectivement haute) concentrent leur énergie dans les zones de haut indice (respectivement bas). Si le champ électrique à son maximum d'amplitude dans les régions de haut indice (respectivement bas), les modes concentrent leur énergie dans la bande $n= 1$ (respectivement $n= 2$).

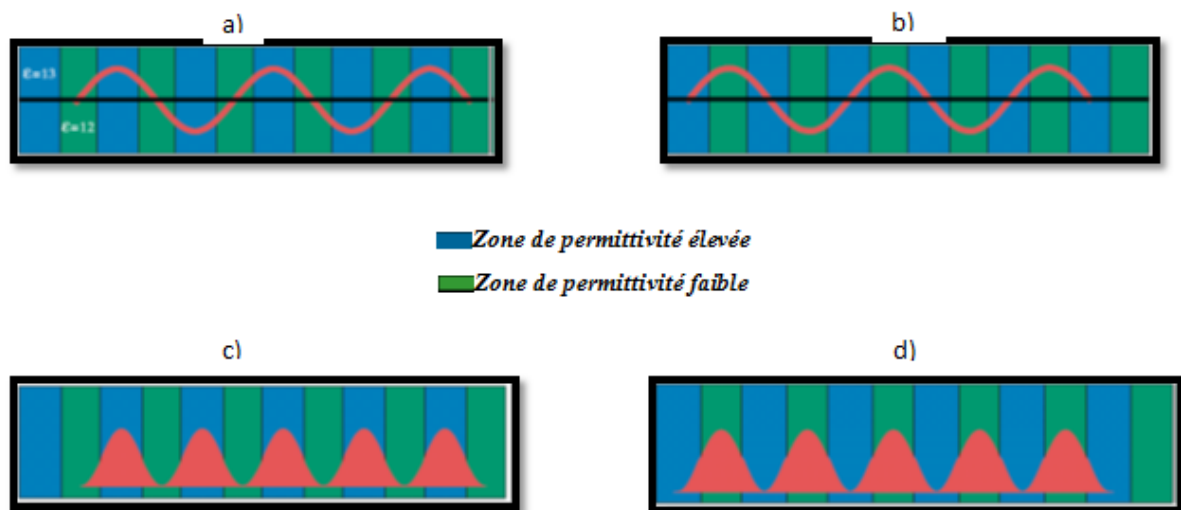


Figure II.7: Illustration des modes associés à la première structure de bande photonique de la figure II.2: a) Champ électrique dans la bande 1; b) Champ électrique dans la bande 2; c) Énergie locale dans la bande 1; d) Énergie locale dans la bande 2 [2].

II.3.2. Cristaux photoniques bidimensionnels :

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique ε suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles. Par exemple, on peut placer des tiges diélectriques dans l'air ou dans un autre diélectrique comme on peut le concevoir d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique (Figure II.8).

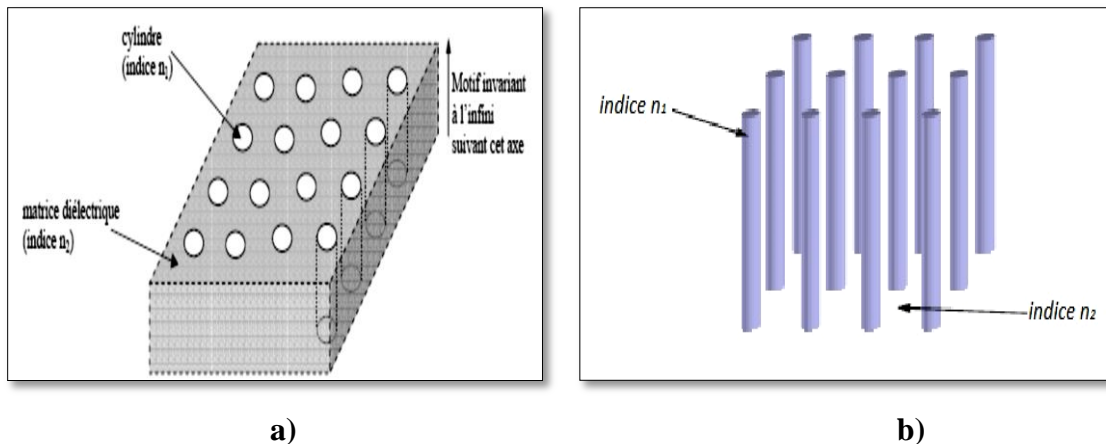


Figure II.8: Structure périodique 2D a) Connectée ; b) Déconnectée [20]

Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice Δn (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand. Les réponses optiques de ces structures dépendent de la polarisation, *TE* (champ E dans le plan de la périodicité) et *TM* (champ H dans le plan de périodicité) (Figure II. 9). Comme ils peuvent ne pas posséder une bande interdite complète. Les CPs-2D se regroupent principalement suivant trois familles qui sont le réseau carré, triangulaire et hexagonal (voir annexe II).

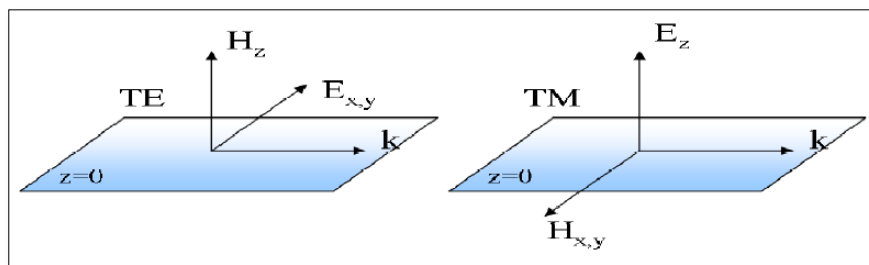


Figure II.9 : Définition des polarisations pour les cristaux photoniques 2D.

- **Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin :**

Pour calculer les diagrammes de bandes il faut considérer pour chaque cristal, toutes les directions de propagation possibles. Comme en physique du solide [21], on montre que pour certaines symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs d'ondes k situés à l'intérieur d'une zone restreinte appelée *zone de Brillouin irréductible*. Le vecteur k varie le long des directions de hautes symétries de cette zone qui fait partie du réseau réciproque. Nous avons défini au niveau de l'annexe (II) la signification du réseau direct, réciproque et la zone de Brillouin.

- **Diagramme de bandes :**

N'importe quel cristal photonique est caractérisé par son diagramme de bande. Si on considère le cas d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice de diélectrique

($\epsilon = 12$) et pour un rapport $r/a=0.4$ avec r le rayon des trous et a la période du réseau, le diagramme de bande se représente de la manière suivante (Figure II.10):

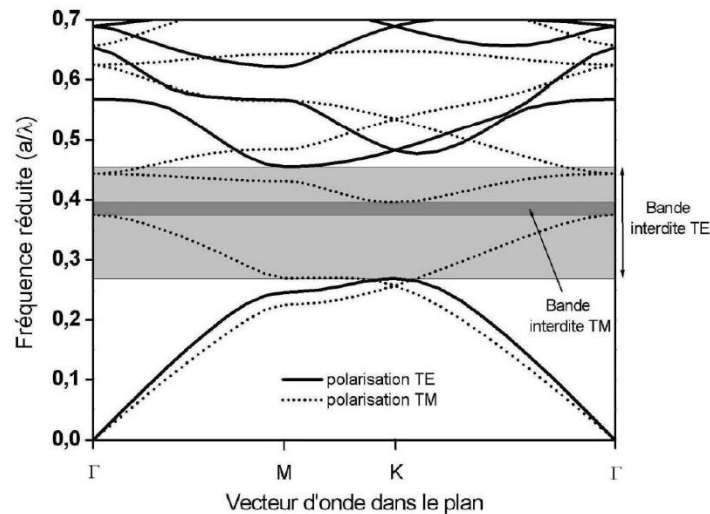


Figure II.10 : Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel triangulaire. Les bandes en traits pleins correspondent aux modes propres ayant une polarisation TE, les bandes en pointillés aux modes propres ayant une polarisation TM. Une large bande interdite photonique est visible pour la polarisation TE et une plus réduite pour la polarisation TM [22].

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

Pour interpréter le diagramme de bande [22], il convient tout d'abord de prendre en compte l'influence de la polarisation de la lumière. En effet selon que l'on considère la polarisation Transverse Electrique (TE) ou Transverse Magnétique (TM), les bandes énergétiques permises ou interdites seront différentes. On peut par exemple montrer qu'une structure constituée d'un réseau triangulaire de cylindres de permittivité élevée plongé dans une matrice de permittivité plus faible conduit à l'apparition d'une large bande interdite photonique pour la polarisation TM. Lorsque les bandes interdites photoniques pour les polarisations TE et TM se recouvrent, on parle alors de bande interdite complète. Un cristal photonique peut également présenter une bande interdite dans une des directions du réseau mais pas dans les autres.

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.

- **Carte des bandes interdites :**

Les cartes de bandes interdites représentent les bords de bandes interdites pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage f (Figure II.11). Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière. Pour le réseau carré, les bandes interdites en polarisation TE et TM s'ouvrent respectivement pour $f = 35\%$ et $f = 50\%$ [23]. Pour le réseau triangulaire, elles s'ouvrent respectivement pour $f = 11\%$ et $f = 63\%$. La région de bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM et se situe dans la fenêtre d'énergie $u = 0.37-0.56$. Le réseau triangulaire est généralement plus exploité que le réseau carré: les bandes interdites TE sont plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles.

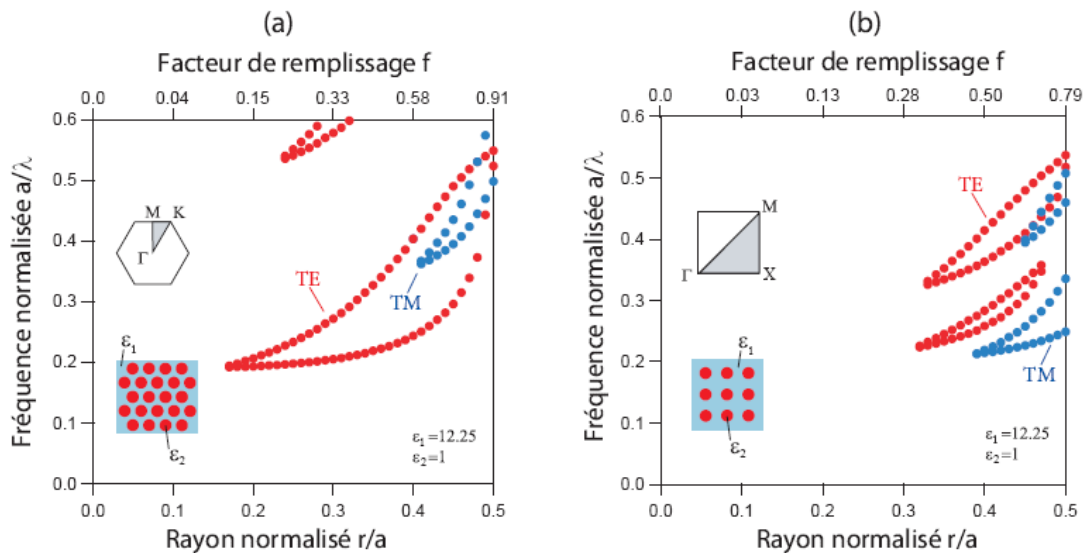


Figure II.11 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=11.4$) : (a) Réseau carré ; (b) Réseau triangulaire [3].

Les cristaux photoniques bidimensionnels sont par définition infinis dans la troisième direction. En pratique, on peut atteindre une bonne approximation de ceux-ci en considérant une structure dont l'épaisseur est suffisamment grande par rapport à la longueur d'onde la lumière. Ces structures sont le plus souvent fabriquées par gravure très sélective du motif 2D dans la profondeur d'un matériau. A l'instar des miroirs de Bragg qui perdent leur bande interdite en incidence oblique, les cristaux photoniques bidimensionnels ne permettent pas de confiner la lumière en incidence oblique par rapport à leur plan de périodicité [3].

II.3.3. Cristaux photoniques tridimensionnels 3D :

Afin d'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle, l'utilisation d'un cristal photonique tridimensionnel est nécessaire. Un nombre conséquent de travaux se sont portés sur les différentes structures géométriques possibles et leur fabrication.

La Yablonovite [24] est un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués. Elle a été réalisée en 1993 par E. Yablonovitch en perçant des trous selon trois angles azimutaux séparés de 120° , et faisant un angle de 35° par rapport à la normale (Figure. II.12.a). Cette structure permet d'obtenir une maille cubique à faces centrées avec des motifs non sphériques. Tandis que la structure, « tas de bois » [25] est obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium poly-cristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est gravée pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans de l'air (Figure. II.12.b) qui a un contraste d'indice suffisant pour ouvrir une bande interdite photonique omnidirectionnelle.

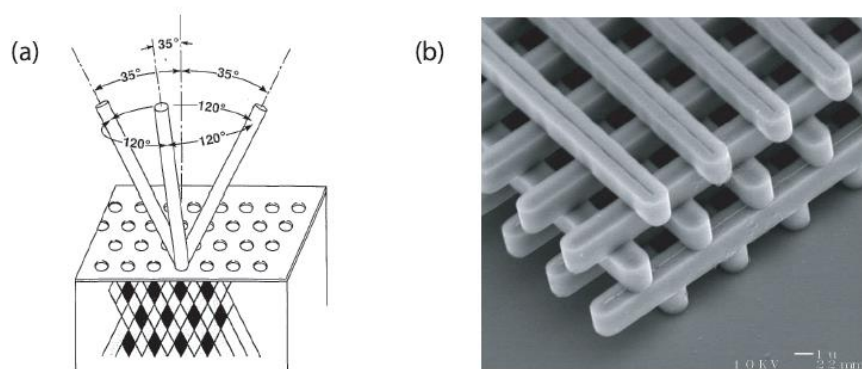


Figure II.12 : (a) Représentation schématique de la Yablonovite, structure 3D de périodicité cfc (d'après Yablonovitch *et al.*). (b) Image MEB d'un CP3D « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium (d'après Lin *et al.*).

Les diverses techniques de fabrication des cristaux photoniques 3D souffrent encore toutes d'une mise en œuvre laborieuse et délicate, et, pour certaines d'entre elles, ne permettent pas l'insertion déterministe de défauts [26]. Bien que les progrès enregistrés soient remarquables, les technologies de fabrication de ces structures n'ont pas encore atteint la maturité, la stabilité et les performances suffisantes pour envisager leur utilisation dans les prochaines générations de composants.

II.3.4. Cristaux photoniques bidimensionnels planaires :

La nécessité de confiner la lumière dans les trois dimensions pour des applications d'optique intégrée conduit à envisager des systèmes hybrides où le confinement vertical, d'origine réfractif, est assuré par un contraste d'indice et le confinement latéral par un cristal

photonique bidimensionnel. Ces structures portent le nom de *cristaux photoniques bidimensionnels planaires* (Figure II.13). L'association de cristaux photoniques 2D structurés dans un plan horizontal avec un guide d'onde planaire pour confiner la lumière dans la direction verticale par effet de *réflexion totale interne (RTI)* est l'approche adoptée par de nombreux groupes, dont celui de l'INL, pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée [27,28,29].

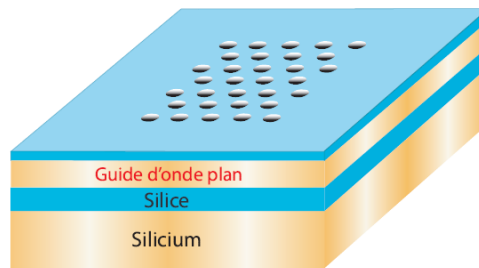


Figure II.13 : Représentation schématique d'un CP2D planaire fabriqué dans un guide plan de silicium entre deux couches de silice, le tout sur un substrat de silicium [3].

a. Le guidage vertical par contraste d'indice [3]:

Le guidage par différence d'indice de réfraction utilise le phénomène de réflexion totale interne aux interfaces entre le cœur guidant et la gaine qui l'entoure. La réflexion totale n'a lieu que pour une certaine plage de vecteurs d'onde. La condition de réflexion totale interne dans le plan peut être représentée à l'aide de la notion de cône de lumière.

- Condition de réflexion totale interne : le cône de lumière

Considérons un guide d'onde planaire d'indice fort n_2 entouré de sa gaine d'indice faible n_1 selon (x, y) et appelons z l'axe normale aux couches. La lumière peut être guidée dans le plan par réflexion totale interne s'il n'y a pas de réfraction possible dans le milieu extérieur. Prenons un mode guide de pulsation ω_0 et de vecteur d'onde $k_{||} = k_x + k_y$ dans le plan.

L'ensemble des modes du milieu homogène extérieur d'indice n_1 peut se décomposer en ondes planes harmoniques de pulsation ω et de vecteur d'onde k_{ho} liés par :

$$\omega = \frac{c}{n_1} |k_{ho}| \quad (\text{II.18})$$

Une condition nécessaire pour qu'il existe un couplage entre le mode guide et ceux du milieu extérieur est la conservation du vecteur d'onde tangentiel $k_{||}$ à l'interface entre les couches (Figure. II.14). On a donc possibilité de couplage si :

$$\exists k_z \in \mathfrak{R}, \omega_0 = \frac{c}{n_1} |k_{ho,0}| = \frac{c}{n_1} (k_z^2 + |k_{\parallel}|^2)^{\frac{1}{2}} \text{(II.19)}$$

Où k_z est la composante verticale du vecteur d'onde dans le milieu homogène. L'espace (ω, k_{\parallel}) où les modes guides peuvent se coupler au milieu extérieur forme ainsi un cône d'équation $\omega \geq (k_x^2 + k_y^2)^{1/2} c/n_1$, appelé *cône de lumière*. Il est délimité par la ligne de lumière $\omega = c|k_{\parallel}|/n_1$, qui correspond au cas particulier $k_z = 0$. Les modes guidés sont donc situés sous la ligne de lumière de la gaine.

On peut aussi localiser les modes guides par rapport à une deuxième ligne de lumière. En effet, l'indice effectif des modes guides est inférieur à celui du matériau guidant. Les modes guidés sont donc situés au-dessus de la ligne de lumière du matériau de fort indice. On peut ainsi voir qu'un fort contraste d'indice entre le cœur et la gaine permet d'obtenir un espace de modes guides étendu.

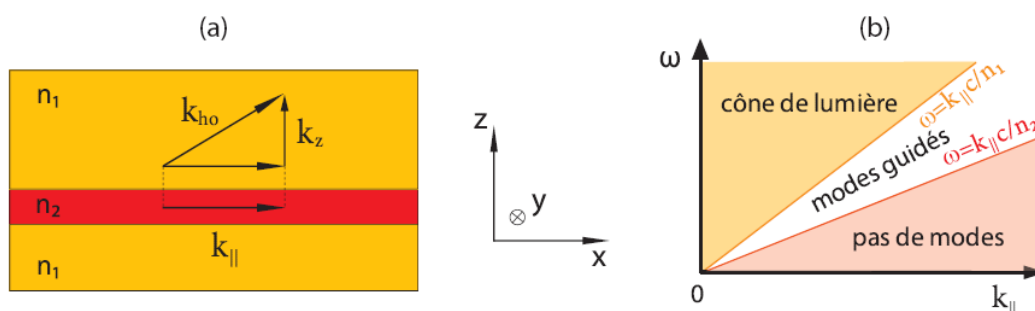


Figure II.14 : (a) Représentation schématique d'un guide plan et de la condition de conservation du vecteur d'onde k_{\parallel} (ici représenté suivant l'axe x). (b) Cône de lumière associé au guide plan. Les modes guidés sont situés entre les lignes de lumière des matériaux de fort et faible indice.

La représentation de la condition de guidage par la ligne de lumière est très utilisée. On la rajoute souvent sur les relations de dispersion des cristaux photoniques pour identifier les modes qui se propagent avec des pertes. Pour obtenir une propagation de la lumière sans fuites hors du plan, il faut veiller à ne coupler la lumière que sur des modes qui sont situés sous le cône de lumière.

- **Approche membrane ou substrat :**

On peut distinguer deux types de CP2D planaires, suivant le contraste d'indice entre la couche guidante et le substrat (Figure. II.15). Si la différence d'indice est faible ($n_2 \approx n_1$), la lumière sera faiblement confinée dans le guide et l'étalement du champ optique au-dessus et en dessous du guide sera important. Cette configuration est appelée *approche substrat* et nécessite une gravure profonde. Le champ s'étendant fortement dans la gaine, le phénomène

de bande interdite s'accompagne souvent de couplage avec des modes radiatifs et donc de pertes de lumière dans la direction verticale. Les lignes de lumière des deux milieux étant très proches, le domaine de la relation de dispersion ou les modes sont guidés est très étroit. Il est d'ailleurs souvent nécessaire de graver la couche inférieure afin de diminuer son indice de réfraction moyen : en faible contraste d'indice, l'indice moyen de la couche guidante percée de trous d'air pourrait être plus faible que l'indice du substrat non gravé.

Dans le cas d'un fort contraste d'indice ($n_2 \gg n_1$), le champ est très confiné dans le guide. L'épaisseur nécessaire pour qu'il soit monomode est alors de quelques centaines de nanomètres. Le couplage avec des modes radiatifs du substrat a lieu pour un espace en vecteurs d'onde plus restreint qu'en faible contraste d'indice. L'épaisseur à graver est alors faible et il n'est pas nécessaire de prolonger le motif dans le substrat.

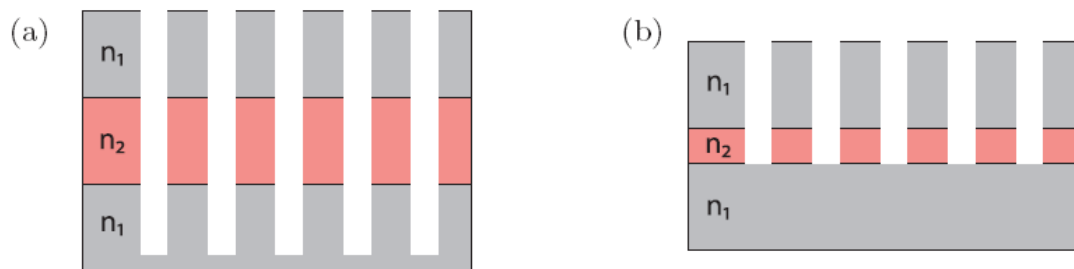


Figure II.15 : Géométrie d'un cristal photonique 2D planaire (a) en approche substrat où $n_2 > n_1$ (b) en approche membrane où $n_2 \gg n_1$.

Les cristaux photoniques membranaires sont généralement fabriqués à partir de matériaux semi-conducteurs. Dans le cas de cristaux basés sur des substrats SOI [30], le contraste d'indice entre la couche guidante de silicium et le substrat de silice est d'environ $\Delta n = 2$. Pour maximiser le confinement, le substrat semi-conducteur peut être entièrement gravé sous le cristal qui devient une membrane suspendue dans de l'air [31] (Figure. II.16). Le contraste d'indice du guide avec le substrat est alors maximal.

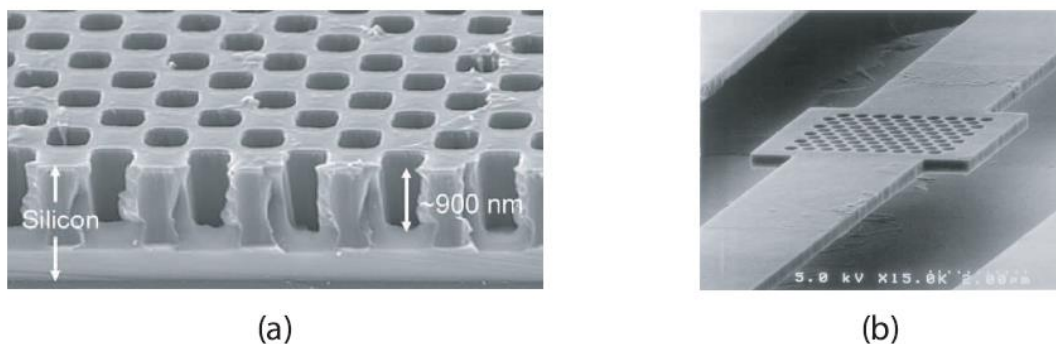


Figure II.16 : Images MEB de cristaux photoniques bidimensionnels planaires. (a) Image en coupe d'un cristal sur SOI (d'après Tandon et al.) (b) Structure à cristal photonique en membrane suspendue sur AlGaAs (d'après Kawai *et al.*).

- **Approximation de l'indice effectif :**

Que ce soit par la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) ou les ondes planes, il n'est pas toujours possible ou judicieux de réaliser un calcul tridimensionnel. Dans le cas de la FDTD, un tel calcul est long, mais il demande surtout des ressources informatiques importantes. Dans le cas des ondes planes, un calcul tridimensionnel est souvent moins lourd car la « supercellule » est en général plus petite que la structure réelle d'un calcul FDTD. Une des méthodes possibles pour calculer les relations de dispersion d'un CP2D planaire est celle de l'*indice effectif*. Le cristal photonique est considéré comme bidimensionnel infini dans la troisième dimension, mais avec un indice de réfraction différent de celui du matériau réel. Cet indice est choisi égal à l'indice effectif du mode fondamental de la membrane guidante. Il dépend de la polarisation de la lumière et prend en compte la troisième dimension par le fait que la lumière rencontre un indice moyen entre le cœur et la gaine (Figure II.17). Cette méthode à l'avantage d'être simple et peu consommatrice en temps de calcul. Elle est cependant limitée dans sa précision car l'indice effectif dépend de la longueur d'onde de la lumière. En fixant un indice effectif, la variation du confinement vertical de la lumière avec la longueur d'onde n'est pas prise en compte. Ce changement de l'indice effectif est généralement plus grand en approche membrane ou le contraste d'indice est plus fort.

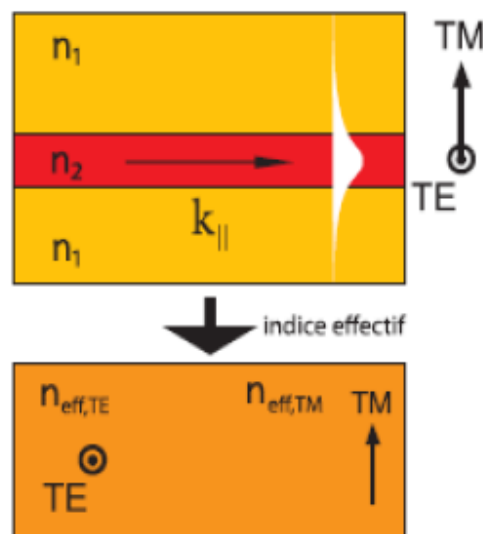


Figure II.17 : Représentation schématique de la méthode de l'indice effectif. La structure devient 2D car invariante dans la direction verticale [22].

II.4. Défauts dans les cristaux photoniques :

Comme dans les semi-conducteurs, des défauts peuvent être volontairement introduits dans les cristaux photoniques. Les défauts dans les semi-conducteurs ont pour effet d'introduire des niveaux d'énergie autorisés dans la bande interdite [32]. Dans le cas des cristaux photoniques, la création de défauts dans la périodicité de la structure conduit également à des niveaux d'énergies permis dans la bande interdite [33][34].

II.4.1. Défauts dans les cristaux photoniques 1D :

La majorité des applications des cristaux photoniques tourne autour de la BIP. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence de propagation permise ω_0 à l'intérieur d'une bande de fréquences interdites, il est nécessaire d'introduire un défaut dans la structure périodique. Ce défaut est obtenu en modifiant la périodicité du cristal. Par la suite, de nouveaux modes permis peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans la BIP. Des filtres très sélectifs peuvent être ainsi réalisés. Une simple couche plus épaisse que les autres dans la structure, peut constituer ce défaut (Figure II.18).

Pour étudier l'influence d'un défaut, on se restreint à l'axe de propagation et on considère un mode dont la fréquence ω appartient à la BIP. Il n'y a pas de modes propagatifs à la fréquence ω dans le réseau périodique même si un défaut est introduit dans la structure. La rupture de périodicité nous empêche de décrire les modes du système avec le vecteur d'onde k , mais il est possible de déterminer si une certaine fréquence peut supporter des états propagatifs dans le reste du cristal. Dans ce cas, on peut diviser en espaces de fréquence les régions dans lesquelles les états sont propagatifs ou évanescents, ce qui est illustré figure (II.19). Les défauts permettent à des modes localisés d'exister, avec des fréquences incluses dans la bande interdite photonique mais du point de vue de l'optique intégrée, il serait très intéressant de pouvoir confiner la lumière dans les autres directions de l'espace. Pour ce faire, les cristaux photoniques 2D et 3D ont été imaginés.

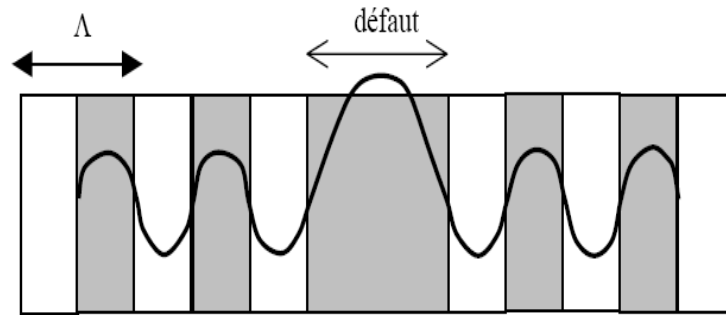


Figure II.18 : Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut.

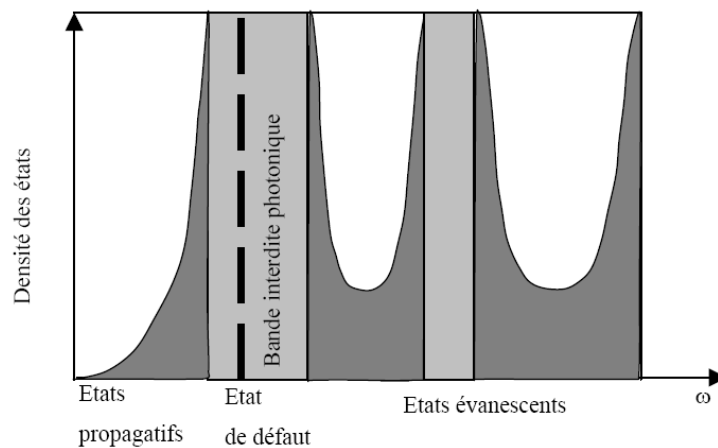


Figure II.19 : Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut.

II.4.2. Défauts dans les cristaux photoniques 2D :

Plusieurs types de défauts sont réalisables et permettent de réaliser certaines applications telles que les filtres à haute sélectivité puisque seule l'onde électromagnétique dont la fréquence correspond à celle du mode permis sera transmise ou encore des filtres accordables. Une façon simple de créer un ou plusieurs modes permis dans le gap consiste à introduire un défaut dans le cristal, c'est-à-dire une imperfection dans l'arrangement périodique de la structure diélectrique. En ce qui concerne les cristaux photoniques à deux dimensions qui nous intéressent plus particulièrement dans ce travail, on peut considérer plusieurs types de défauts.

a. Défauts ponctuels :

Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau (Figure II.20). Pour les cristaux photoniques composés de cylindres diélectriques, la constante diélectrique d'un cylindre peut être changée. Le cylindre peut être enlevé, ce qui crée une lacune dans le cristal. Cela correspond à une *micro-cavité* à l'intérieur du cristal photonique,

qui se comporte comme un micro-résonateur [17]. Pour les cristaux photoniques constitués de trous dans un matériau diélectrique, ces trous peuvent être modifiés géométriquement. Les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés modes de défaut. C'est un mode dont la fréquence peut se situer dans la bande interdite et qui est localisé autour du site du défaut.

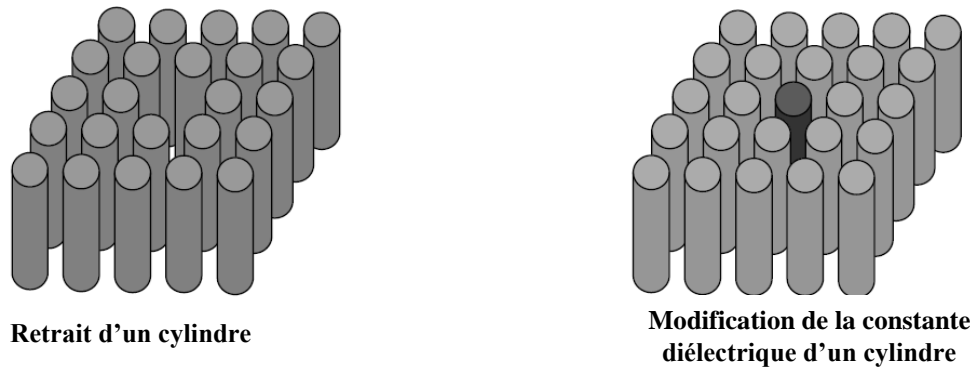


Figure II.20: Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques.

Tous ces défauts donnent naissance à des états permis dans la BIP. La figure (II.21) présente le diagramme de bande obtenu en 2D pour un défaut constitué d'un seul trou manquant (aussi appelé H1). On remarque l'apparition dans la BIP d'une énergie permise correspondant à la longueur d'onde de résonance d'un mode dans cette microcavité.

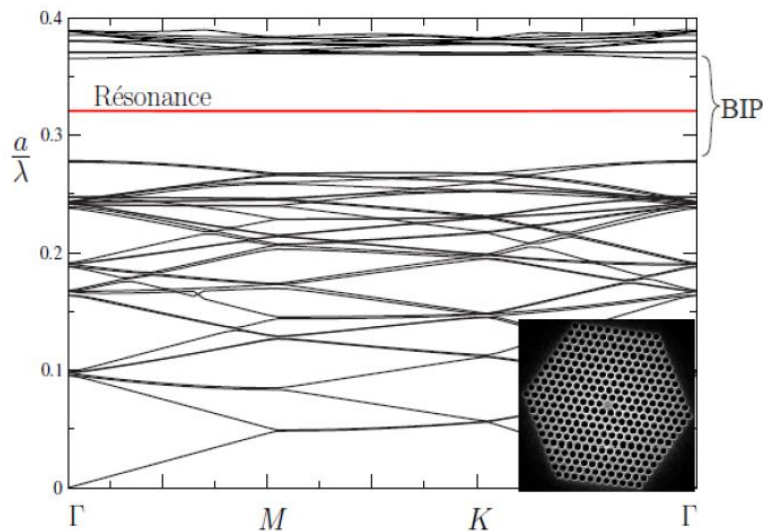


Figure II.21 : Diagramme de bande 2D d'une cavité H1 en polarisation TE. Une bande correspondant à une résonance de la cavité apparaît dans la BIP. L'image MEB de la cavité H1 est présentée en bas.

b. Défauts étendus :

Les défauts étendus sont obtenus en modifiant les cylindres ou les trous sur plusieurs sites voisins. Il existe trois types de défauts étendus, défauts 1D, 2D ou 3D. Ils ne peuvent être obtenus que dans les cristaux de dimensions au moins équivalentes. Les défauts étendus de dimension 1 D sont appelés aussi *défauts linéiques* et permettent de réaliser un *guidage*

diffusif des ondes. Ils sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre d'études. Les défauts 2D et 3D constitués d'une suite de guides 1D orientés dans des directions différentes de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins optiques possibles à l'intérieur du cristal. Les modes électromagnétiques associés aux guides d'onde sont des modes confinés dans le guide et qui peuvent se propager le long de ce guide. Sur la carte de champ de la figure (II.22), on peut voir la propagation du champ électromagnétique dans un guide d'onde présentant des courbures. Les recherches actuelles ont montré que ces guides présentent des pertes importantes et que leur réalisation est loin d'être évidente [35].

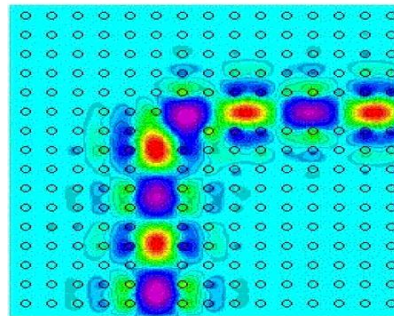


Figure II.22: Simulation de la propagation du champ électromagnétique dans un guide d'onde réalisé dans un cristal photonique [35].

II.5. Vitesse de phase et vitesse de groupe [22]:

La propagation d'une onde monochromatique dans un milieu linéaire isotrope et homogène est conditionnée par l'équation d'onde. Les solutions les plus élémentaires de cette équation sont des ondes monochromatiques planes dont la distribution de champ est sinusoïdale dans le temps et dans l'espace. La vitesse de propagation d'une telle onde est appelée « vitesse de phase », car elle n'est autre que la vitesse de déplacement d'un point de l'espace, associé à une valeur de phase fixée. Pour une phase s'exprimant comme : $\Phi(x, t) = \omega t - k_0 x + \Phi_0$, la vitesse de phase est donc :

$$V_p = \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\omega}{k_0} \quad (\text{II.20})$$

D'un point de vue physique, les ondes planes monochromatiques ne sont cependant que des objets mathématiques. D'après le théorème de Fourier, on peut décomposer n'importe quelle onde en une somme d'ondes planes monochromatiques. Considérons maintenant un paquet d'ondes planes dont le spectre est étroit et centré sur la pulsation ω_0 et soit k_0 le vecteur d'onde correspondant à cette pulsation. La vitesse de groupe du paquet d'ondes correspond en première approximation à la vitesse de propagation de ses maxima d'amplitude. Cette vitesse correspond à la vitesse de propagation de l'énergie lumineuse et peut s'écrire dans le cas 1D :

$$V_g = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_{k=k_0} \quad \text{Et} \quad \omega = k \cdot V_p \quad (\text{II.21})$$

Et on aboutit à la formule de Rayleigh :

$$V_g = V_p - \lambda \cdot \frac{\partial V_p}{\partial \lambda} (\text{II.22})$$

La vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase lorsque la fréquence angulaire est proportionnelle au vecteur d'onde, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas de dispersion. C'est le cas d'un système homogène. Avec la formule (II.22) on réalise que la vitesse de groupe peut être positive ou négative en valeur algébrique.

Dans le cas d'un cristal photonique à deux ou trois dimensions la vitesse de groupe doit être remplacée par la relation vectorielle suivante :

$$\vec{V}_g = \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{k}} (\omega) (\text{II.23})$$

Dans ce cas la vitesse de groupe est portée par la normale à la surface iso-fréquence ($\omega(\vec{k})=\omega$). Elle n'est pas nécessairement colinéaire à la vitesse de phase. Cela apparaît dans les phénomènes d'anisotropie.

II.6. Effets non-linéaires dans les cristaux photoniques :

Nous allons présenter dans ce paragraphe, des études théoriques et des réalisations menées pour l'exaltation des effets non linéaires dans les cristaux photoniques. Nous nous attacherons plus particulièrement aux *effets non linéaires du troisième ordre* étant donné qu'ils sont au cœur de ce travail de thèse.

Nous avons exposé dans le chapitre (I), que le terme de polarisation non-linéaire décrit les interactions non linéaires de la lumière avec la matière (équation I.9). Afin d'avoir des interactions non-linéaires efficaces, il faut maximiser la polarisation par :

- Le choix de matériaux non-linéaires présentant une susceptibilité non-linéaire importante, la raison pour laquelle, durant notre intervention, on s'intéressera aux matériaux exposant cet avantage.
- Maximiser l'amplitude du champ électrique E mis en jeu dans l'interaction non linéaire aux fréquences $\omega_1 \dots \omega_i$, qui doivent se propager à la même vitesse de phase (condition d'accord de phase) et de groupe [36]. Ces deux dernières conditions peuvent être remplies en utilisant la structuration périodique de la

matière à l'échelle de la longueur d'onde de la lumière, d'où vient l'intérêt de ce « mariage » optique non linéaire – cristaux photoniques.

II.6.1. Effets non linéaires du second ordre dans les cristaux photoniques :

Lorsqu'on s'intéresse aux interactions non linéaires d'ordre 2, le matériau est décrit par sa susceptibilité linéaire, $\chi^{(1)}$, et sa susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$ et pour accroître les effets non linéaires il faut d'une part, disposer d'un matériau de grande susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$ qui se manifeste uniquement dans les matériaux ne possédant pas de centre de symétrie et d'autre part, il faut réaliser l'accord de phase entre les ondes se propageant dans la structure avec différentes fréquences[9].

Les semi-conducteurs III-V, sont parmi les matériaux massifs possédant des susceptibilités non linéaires du second ordre très élevées. Cependant, ces matériaux sont isotropes et l'accord de phase ne peut être satisfait en raison de la forte dispersion de leurs indices de réfraction. Cette dispersion ne pouvant être compensée par la biréfringence naturelle du matériau, nous allons voir que la structuration périodique de la matière permet de réaliser l'accord de phase, et que cette condition peut être obtenue par différents processus expérimentaux :

a. Quasi accord de phase dans les cristaux photoniques de $\chi^{(2)}$ à une dimension :

L'inversion unidimensionnelle du signe de $\chi^{(2)}$ a été proposée pour la première fois par J. A. Armstrong et ses collaborateurs [16]. Elle consiste à inverser le signe du coefficient non linéaire au bout d'une longueur de cohérence (Figure II.23). L'inversion du signe de l'interaction est obtenue par inversion de l'orientation cristalline qui entraîne l'inversion du signe du terme source de l'onde de polarisation à chaque longueur de cohérence dans l'équation de propagation de l'onde à la fréquence 2ω , sans moduler l'indice de réfraction.

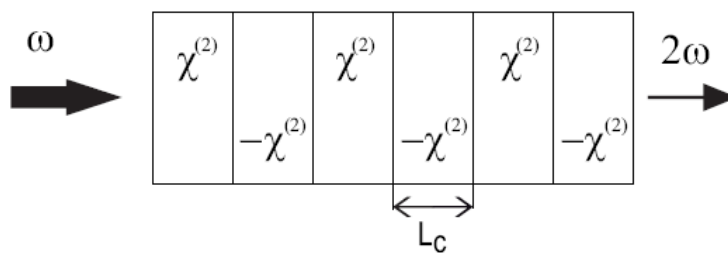


Figure II.23 : Cristal photonique non linéaire à une dimension où le QAP est réalisé par inversion du signe de $\chi^{(2)}$ pour chaque longueur de cohérence L_c .

Le schéma (II.23) représente le quasi accord de phase dans un processus de doublage de fréquence, la structure à QAP est tout simplement une multicouche de $(\chi^{(2)}, -\chi^{(2)})$. Le $\chi^{(1)}$ est supposé constant dans toute la structure, raison pour laquelle aucun effet de dispersion anormale ou de phénomène de bandes interdites photoniques n'est présent. Dans la structure, les ondes se propagent perpendiculairement aux couches et l'épaisseur de ces couches de $\chi^{(2)}$ différents est égale à la longueur de cohérence L_C du processus non linéaire.

b. Quasi accord de phase dans les cristaux photoniques de $\chi^{(2)}$ à deux dimensions :

La technique du quasi accord de phase à deux dimensions dans un cristal photonique de $\chi^{(2)}$ a été étudiée par V. Berger [37] et les premières réalisations expérimentales ont été menées par N. Broderick et ses collaborateurs [38] dans un cristal photonique 2D de $\chi^{(2)}$ réalisé dans le niobate de lithium.

Il s'agit d'une généralisation à deux dimensions du principe du QAP à une dimension. Dans ce type de cristal, la susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$ est modulée dans deux directions de l'espace, ce qui va permettre de vérifier la condition d'accord de phase dans plusieurs directions de l'espace simultanément pour des longueurs d'onde différentes (Figure II.24).

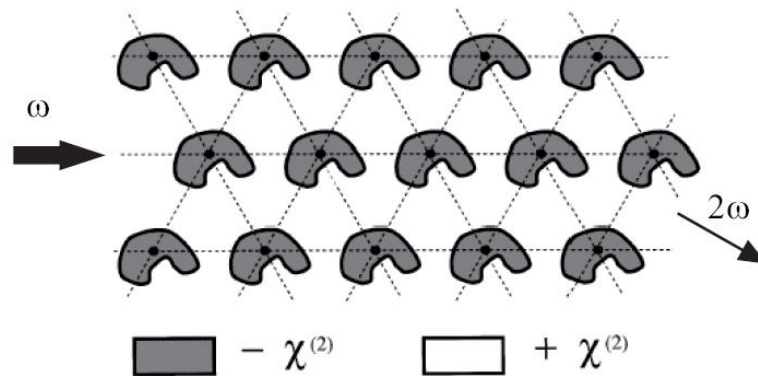


Figure II.24 : Cristal photonique non linéaire de $\chi^{(2)}$ à 2 dimensions.

II.6.2. Effets non linéaire du troisième ordre dans les cristaux photoniques :

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.

A cette fin, le but de ce paragraphe est à la mise en place d'un outil pour la conception de dispositifs tout optiques de haute performance à base de cristaux photoniques. Pour cela, les effets non linéaires les plus pertinents seront étudiés afin de choisir celui qui répond mieux aux critères de conception, en particulier, l'effet Kerr et l'effet d'absorption à deux photons (TPA) qui ont fait le sujet d'une multitude de recherches. On note par exemple les travaux de Haché et al. [39] qui ont exploité les non linéarités optiques de type Kerr et de l'absorption à deux photons dans un miroir de Bragg composé d'une alternance de couches de silice et de silicium amorphe pour réaliser des commutateurs ultra-rapides tout optiques aux longueurs d'onde des télécoms. Tanabe et al. [40] qui ont démontré la commutation tout-optique dans des CPs en silicium avec une énergie de commutation extrêmement basse (100fJ) et une vitesse de commutation rapide de (100 ps) par l'utilisation de la non-linéarité TPA. Bravo et al. [41] qui ont discuté le cas d'une cavité présentant une non-linéarité introduite par un matériau de type Kerr à l'intérieur du résonateur. Ce micro-résonateur présente une combinaison de facteur de qualité élevée et d'un volume modal petit, cela permet d'améliorer les effets non-linéaires de sorte à amplifier la bistabilité optique.

a. Effet Kerr et effet TPA, lequel choisir ?

La susceptibilité non-linéaire d'ordre trois $\chi^{(3)}$ est en général un nombre complexe que nous décomposons ainsi :

$$\chi^{(3)} = \chi_{Re}^{(3)} + \chi_{Im}^{(3)} \quad (\text{II.24})$$

Elle induit un effet équivalent à l'introduction d'une constante diélectrique $\varepsilon_0 \varepsilon_{NL}$ complexe et dépendante de l'intensité du champ [42].

$$\varepsilon^{NL} = 3(\chi_{Re}^{(3)} + \chi_{Im}^{(3)})[E(\omega)]^2 \quad (\text{II.25})$$

Ceci revient encore à considérer que l'indice réfractif et le coefficient d'absorption sont variables en fonction de l'intensité optique I , ces deux effets sont respectivement appelés effet Kerr et absorption à deux photons et décrits par les deux équations suivantes, respectivement :

$$n = n_0 + n_2 I \quad , \quad \alpha = \text{Im}(\varepsilon^{NL}) \frac{\omega}{n_0 c} = \alpha_0 + \beta_{TPA} I \quad (\text{II.26})$$

Où les expressions du coefficient Kerr n_2 et le coefficient d'absorption à deux photons β_{TPA} sont les suivantes :

$$n_2(\omega) = \frac{3 \chi_{re}^{(3)}}{4 \varepsilon_0 c n_0^2} \quad , \quad \beta_{TPA}(\omega) = \frac{3 \omega \chi_{im}^{(3)}}{2 \varepsilon_0 c^2 n_0^2} \quad (\text{II.27})$$

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.

Pour le processus d'absorption à deux photons, deux photons sont simultanément absorbés par l'excitation d'un électron, ce qui provoque une transition depuis son état fondamental (bande de valence) à un état excité (bande de conduction). Le résultat de l'absorption à 2 photons est la création de porteurs libres. Donc la modulation de l'indice de réfraction est induite par la génération de porteurs libres présentant une vitesse caractéristique limitée par le temps de relaxation des porteurs. Ce qui explique que nous négligerons l'effet d'absorption à deux photons dans nos modèles à venir.

En déduit alors, qu'en terme de vitesse, l'effet Kerr représente la voie ultime pour la conception de composants tout optique ultra-rapide et cela grâce sa réponse instantanée [43] [44], particulièrement pour les commutateurs tout optique qui feront l'objet de notre étude par la suite.

b. Cristaux photoniques à effet Kerr non-linéaire :

Exploiter les cristaux photoniques pour le traitement tout optique du signal, est une alternative prometteuse afin de briser la limitation des circuits électroniques [45]. C'est pour cette raison que la communauté scientifique recherche une possibilité de contrôler *la lumière avec la lumière* [46] au moyen de cristaux photoniques à effets non-linéaires où l'intensité du champ électromagnétique affecte les propriétés de ces structures.

En cette thèse, notre travail est consacré aux cristaux photoniques non-linéaires à effet Kerr, c'est à dire, à base de matériaux non-linéaires tels que les semi-conducteurs, verres et polymères [43].

Ce type de cristaux photoniques a été récemment appliqué à des circuits optiques non-linéaires tels que les limiteurs optiques à bas-seuil [47], compresseurs à courte impulsion [48], diodes optiques non-linéaires [49], commutateurs tout-optiques et modulateurs [50]. Dans ces dispositifs, l'indice de réfraction est changé par la haute intensité de l'onde laser qui commande dynamiquement la transmission de la lumière.

II.7 Commutation tout optique dans les cristaux photoniques à effet Kerr :

Bref état de l'art :

D'une manière générale, la commutation tout optique dans les cristaux photoniques non-linéaire peut être classée en 2 catégories [51]. 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 déclencher la commutation optique pour le signal d'entrée qui peut maintenir un niveau d'intensité relativement faible (voir figure II.25).

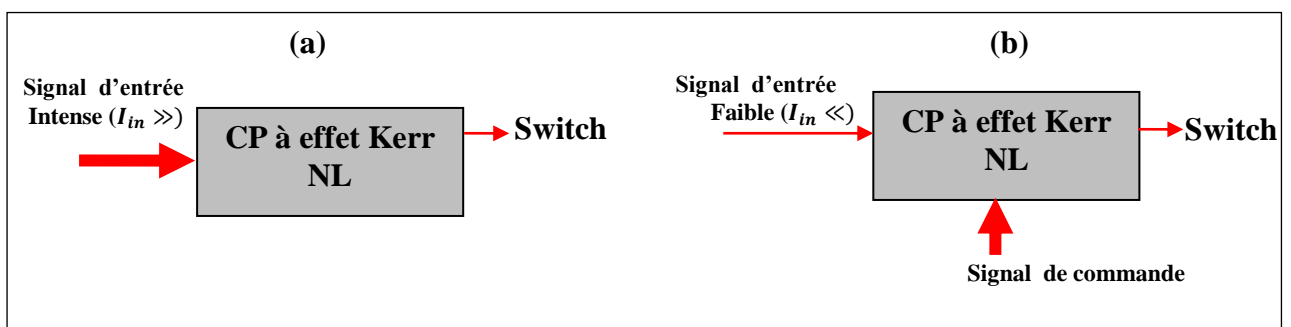


Figure II.25 : Principe de la commutation tout optique, (a) : auto-commutation, (b) : Commutation par un signal de commande.

II.7.1. Mécanismes de la commutation tout optique :

Les cristaux photoniques non-linéaires fournissent de nouveaux mécanismes afin de réaliser une commutation tout optique. Dans ce qui suit, ces mécanismes utilisés seront analysés.

a. Décalage du bord de la bande interdite :

Selon la théorie fondamentale de l'électromagnétisme dans les CPs, la bande interdite dépend fortement de l'indice de réfraction des matériaux qui les composent. En conséquence, pour un CP non-linéaire présentant une non-linéarité Kerr, l'indice de réfraction changera dynamiquement sous l'incidence d'un faisceau « pompe » à haute intensité (voir chapitre I), ce qui entraînera le déplacement de la BIP (Figure II.26)[50][52].

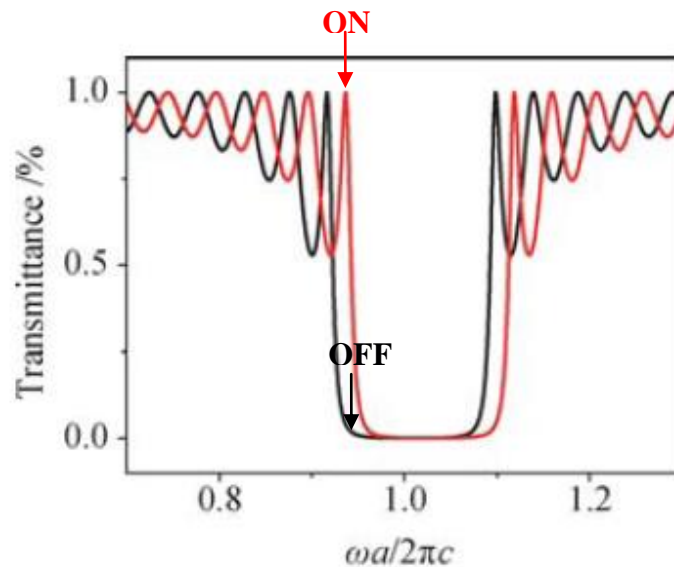


Figure II.26 : Schéma représentant une commutation optique utilisant le décalage du bord de la BIP, Les courbes rouges et noires correspondent aux spectres de transmission avant et après le signal de pompe respectivement.

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 ». En absence du signal pompe, le signal est en bande passante avec une transmission élevée est le switch est à l'état « ON ». Dans le cas non-linéaire, 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 CPs, à savoir l'existence de modes localisés de défaut qui sont facile à contrôler et à commander [53] [54]. 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, [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 (voir figure II.27). Le signal se propage à travers le CP et le switch est à l'état « ON ». Sous l'excitation d'une « pompe » qui sert de signal de commande, l'intervalle de la bande interdite 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. Par conséquent, la longueur d'onde de la lumière d'entrée λ_{in} est loin du mode défaut λ_c , donc le signal d'entrée « sonde » sera complètement réfléchi est 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. Plus de détails seront présentés au chapitre (IV).

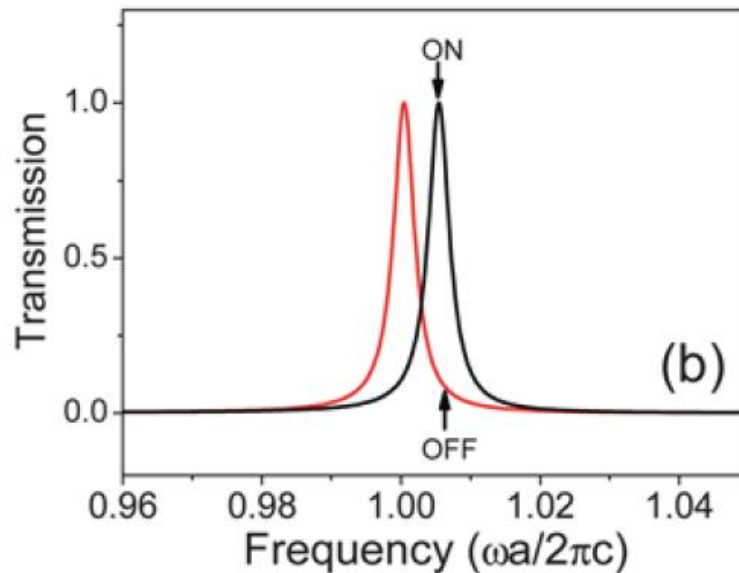


Figure II.27: Schéma représentant une commutation optique utilisant le décalage du mode résonant. Les courbes noire et rouge correspondent aux spectres de transmission avant et après le signal de pompe, respectivement.

c. La bistabilité optique :

La bistabilité optique est un effet important pour de nombreux composants tout-optiques. Lorsque cet effet est combiné à des cristaux photoniques, il présente des perspectives prometteuses pour la commutation tout optique. Un système à bistabilité optique possède deux états de transmissions résonants et stables, dépendant de l'entrée et de l'état antérieur, et cette caractéristique peut être utilisée pour servir à la commutation optique, qui appartient essentiellement à la catégorie de systèmes à auto-commutation.

Deux facteurs devraient être satisfaits dans un système non-linéaire bistable :

- Une interaction non-linéaire entre le matériau et le signal d'entrée.
- Le procédé de rétroaction.

La figure (II.28) présente une courbe typique sortie-entrée d'un système bistable optique.

Quand l'intensité d'entrée est zéro, la longueur d'onde du signal d'entrée (λ_I) est plus grande que la longueur d'onde de résonance du système non linéaire (λ_R) : $\lambda_I > \lambda_R$, ce qui est montrée sur la figure (II.28(a)).

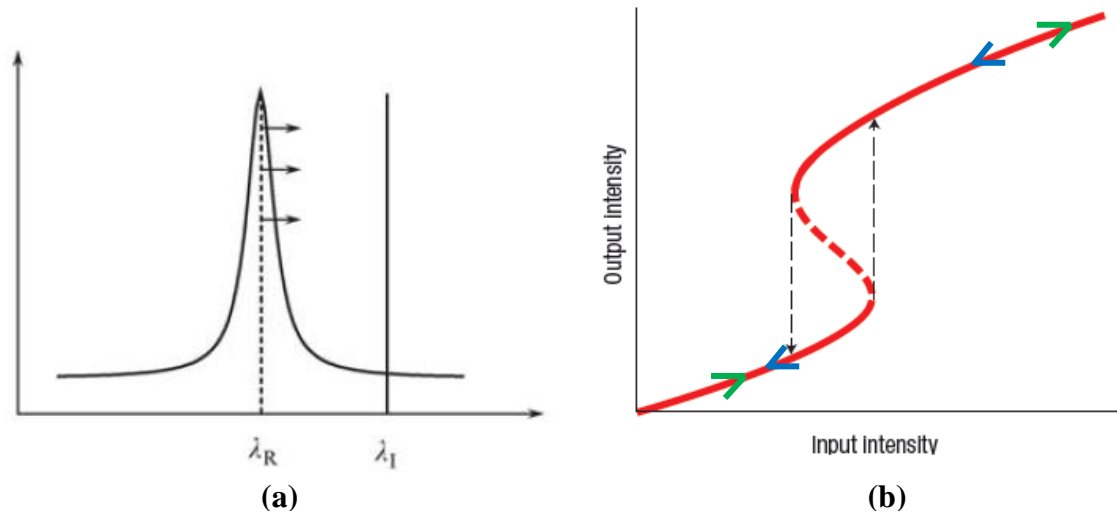


Figure II.28:(a)Principe de la bistabilité optique, (b) Courbe de bistabilité optique, représentée par une boucle d’hystérésis qui lie deux états d’équilibre, qui fonctionnent aux intensités inférieure et élevée.la courbe à tiret correspond à un mode instable du système.

La condition de résonance du système est [56]:

$$(n_0 + n_2)I = k\lambda_R \quad (\text{II.28})$$

Où : n_0 est l’indice de réfraction linéaire, I : intensité local de la lumière, et k est un entier.

En augmentant l’intensité de lumière d’entrée, l’intensité I de la résonance augmente, ce qui implique que λ_R se décale vers les hautes longueurs d’ondes (puisque n_2 positif) et il est plus près de la longueur d’onde d’entrée λ_I . Dans ce processus, la rétroaction positive se produit, en suivant la procédure suivante :

$$I_{in} \uparrow \rightarrow \lambda_R \uparrow \rightarrow (\lambda_I - \lambda_R) \downarrow$$

Quand l’intensité d’entrée atteint une certaine valeur I_M , une augmentation soudaine de l’intensité de sortie se produit, et on constate un saut de I_{out} de la branche inférieure vers la branche supérieure, ce qui correspond à la résonance entre le système non-linéaire et le signal d’entrée. Après ce saut, quand I_{in} s’accroît de plus, λ_R se décale de plus vers les hautes longueurs d’ondes loin de λ_I , et la rétroaction négative se produit. D’autre part, quand l’intensité d’entrée est à la branche supérieure, le processus opposé se produit.

Pour simplifier l’explication, quand la lumière d’entrée est faible, la sortie est au niveau bas, ce qui correspond à l’état “OFF». Au contraire, quand l’entrée à une intensité

forte, la non-linéarité évolue, ce qui correspond à l'état « ON ». L'intensité du signal de sortie pour l'état « ON » et « OFF » à un contraste important due à la bistabilité non-linéaire.

On peut voir clairement que la pulsation lumineuse d'entrée elle-même est assez pour exécuter des fonctionnalités optiques de commutation simplement par l'accouplement non-linéaire avec l'état résonant.

Dans un CP présentant une non-linéarité Kerr, une cavité résonnante peut servir de base à la bistabilité optique. L'assemblage non-linéaire entre le signal d'entrée transporté par un CP et une cavité mène à une bistabilité optique comme décrit au-dessus à la figure (II.28).

La commutation tout optique dans les cristaux photoniques non-linéaires basée sur la bistabilité optique a été étudiée théoriquement dans [57] [58] [59] [60]. Les cavités à cristaux photoniques présentent l'avantage du facteur de qualité élevé (Q), ce qui peut abaisser considérablement le niveau de puissance du signal d'entrée et déclencher la bistabilité optique.

II.7.2. Dynamique de la commutation tout optique :

d. La méthode pompe/sonde :

Afin de caractériser la dynamique de l'effet non linéaire à l'origine du déplacement en longueur de la résonance photonique, la transmission (réflectivité) de l'échantillon est mesurée en fonction du retard (Δt) entre le signal pompe et la sonde. Ce retard peut être modifié expérimentalement grâce à la ligne à retard se trouvant sur la trajectoire du faisceau de sonde (voir Figure II.29).

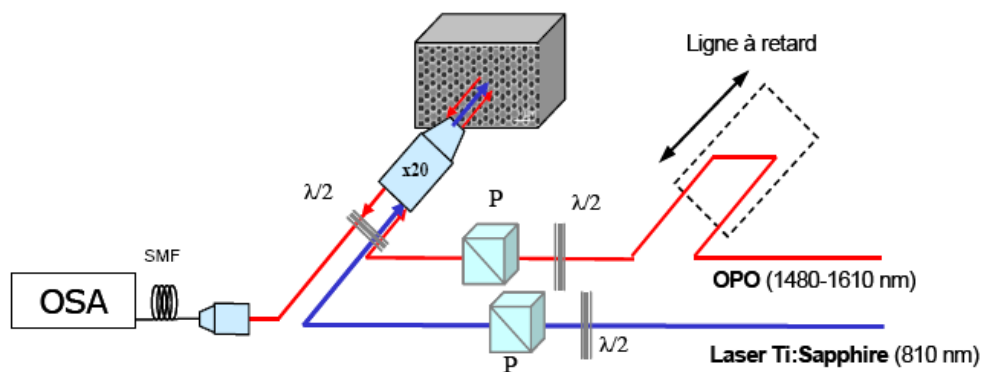


Figure II.29 : Montage pompe-sonde. Les acronymes employés dans la figure sont définis de la manière suivante: SMF: Fibre optique monomode - OPO: Oscillateur paramétrique optique - OSA: Analyseur de spectre optique - P: cube polariseur - $\lambda/2$: lame demi onde.

- Lorsque Δt est négatif (<0 p.s), la sonde arrive avant la pompe, donc avant la modification de l'indice de réfraction par effet Kerr. C'est pourquoi, le spectre correspond à la transmission dans le régime linéaire.

- Lorsque la pompe arrive en même temps que la sonde ($\Delta t=0$ ps), la résonance est déplacée spectralement vers le rouge par rapport à sa position dans le régime linéaire. Comme nous l'avons vu précédemment, l'importance de ce déplacement dépend de l'intensité du pompage.
- Lorsque Δt augmente, le déplacement de la résonance diminue. Ceci est dû au fait que la structure est sondée alors que la pompe est déjà passée et le système commence à retourner à son état initial, ce qui implique une diminution du changement d'indice induit.

L'étude de la dynamique du processus non linéaire doit être réalisée pour plusieurs valeurs d'intensité de pompe afin de connaître l'influence de cette dernière. On prend à titre d'exemple les travaux de [61] sur l'évolution du déplacement de la résonance en fonction du retard Δt , et qui est tracée pour les intensités de pompe $I_{\text{pompe}}=0.43\text{kW/cm}^2$, $I_{\text{pompe}}=2.5\text{kW/cm}^2$ et $I_{\text{pompe}}=5.6\text{kW/cm}^2$ sur la figure (II.30) respectivement avec des triangles, des cercles et des carrés.

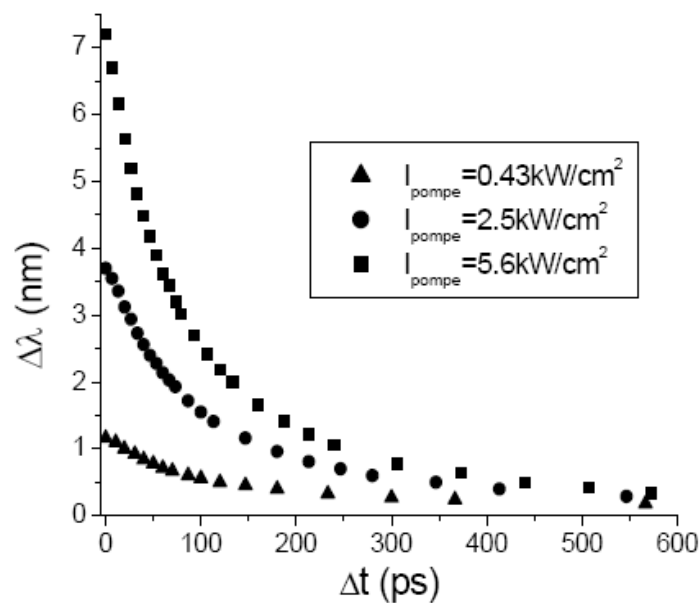


Figure II.30 : Déplacement en longueur d'onde de la résonance en fonction du retard pompe-sonde pour les intensités de pompes $I_{\text{pompe}}=0.43\text{kW/cm}^2$ (triangles), $I_{\text{pompe}}=2.5\text{kW/cm}^2$ (cercles) et $I_{\text{pompe}}=5.6\text{kW/cm}^2$ (carrés).

Comme prévu, le déplacement maximal observé dans chaque cas augmente avec l'intensité de la pompe.

II.7.3. Applications des cristaux photoniques à effet Kerr :

Les avancées faites sur les composants actifs à base de cristaux photoniques se focalisent sur la commutation des systèmes d'un état à un autre par l'utilisation de matériaux non-linéaires, ce qui ouvre la voie vers de nouvelles fonctions tout optiques. Beaucoup de

dispositifs optiques tels que les limiteurs, commutateurs, mémoires, peuvent être mise en application quand un milieu non linéaire de type Kerr est enfoncé dans un CP. Nous allons discuter les applications d'employer l'effet Kerr dans des dispositifs en CPs.

a. Limiteur tout optique :

La recherche sur la limitation optique connaît actuellement un net regain d'activité suite à son intérêt majeur particulièrement dans la protection optique militaire contre les lasers ennemi puissants, le limiteur présente l'avantage de limiter la puissance incidente de ces lasers à un seuil critique indépassable.

Afin de répondre à cette nécessité de nombreuses études se sont intéressées à ces composants tout optiques actifs. M.Danaie et al [62] ont proposé une structure d'un limiteur optique non-linéaire à CPs pour le mode TE (Figure II.31). La structure est un réseau triangulaire de trous dans un substrat de GaAs à effet Kerr ($n_2 = 2,7 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}$) utilisé pour déclencher le mécanisme de commutation avec un seuil d'activation de 15W et un rapport de contraste de 12dB entre l'état « ON » et « OFF » du limiteur.

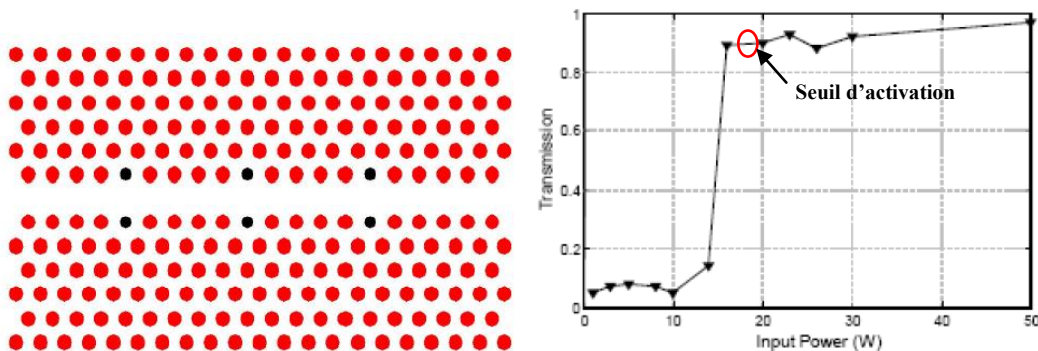


Figure II. 31: (a) La structure du limiteur à CPs, les cercles foncés sont non-linéaires. (b) La courbe de transmission en fonction de la puissance d'entrée [62].

D'où en déduit que la réalisation de limiteurs employant des matériaux ayant une non-linéarité Kerr, assure la saturation de l'intensité transmise à une valeur limite quel que soit la puissance incidente.

b. Commutateur tout optique :

La commutation tout-optique est un composant indispensable dans les réseaux tout optiques. Comparée aux commutateurs électro-optiques traditionnels. Un commutateur à l'avantage du temps de réponse ultra-rapide, ce qui répond au besoin de la grande vitesse du traitement de l'information. Beaucoup de chercheurs se sont concentrés sur cet aspect. Plusieurs matériaux, allant des diélectriques aux semi-conducteurs et produits organiques, ont

été étudiés afin de caractériser les propriétés linéaires et non-linéaires des switches tout optique. En introduisant un matériau non-linéaire dans le CP, les propriétés optiques peuvent être contrôlées par une commande externe, telle qu'un laser à pompe. Ces propriétés réglables sont importantes pour la commutation tout optique ou les modulateurs.

Beaucoup de recherches ont abordés les commutateurs dans les CPs à effets Kerr non-linéaire. Dans la théorie, Fan et al. ont proposé une théorie analytique afin d'étudier la dynamique de la commutation dans les CPs à micro-cavités [63]. Soljacic et al. ont étudié les propriétés de systèmes hybrides dans les microcavités à CPs incorporant un milieu non-linéaire, il a trouvé que ces systèmes peuvent permettre une commutation tout optique ultra-rapide à basse niveau d'énergie [64]. Expérimentalement, Tanabe et al. ont rapporté une commutation tout-optique dans la bande des télécommunications avec une énergie extrêmement basse (100fj), contraste de commutation important (environ 10 dB), à grande vitesse (50p.s) sur une puce de silicium en employant les nano-cavités à CPs [65].

On présente à titre d'illustration les travaux de M. Shirdel et al. [66] qui ont démontré une commutation tout optique dans une cavité non-linéaire couplé à un guide d'onde. La structure est basée sur un cristal photonique de tiges diélectriques d'indice de réfraction ($n=3.4$) disposé dans l'air où les 8 tiges entourant la cavité sont remplacées par du verre de « chalcogenide » de coefficient non-linéaire Kerr $n_2=9 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ (Figure II.32).

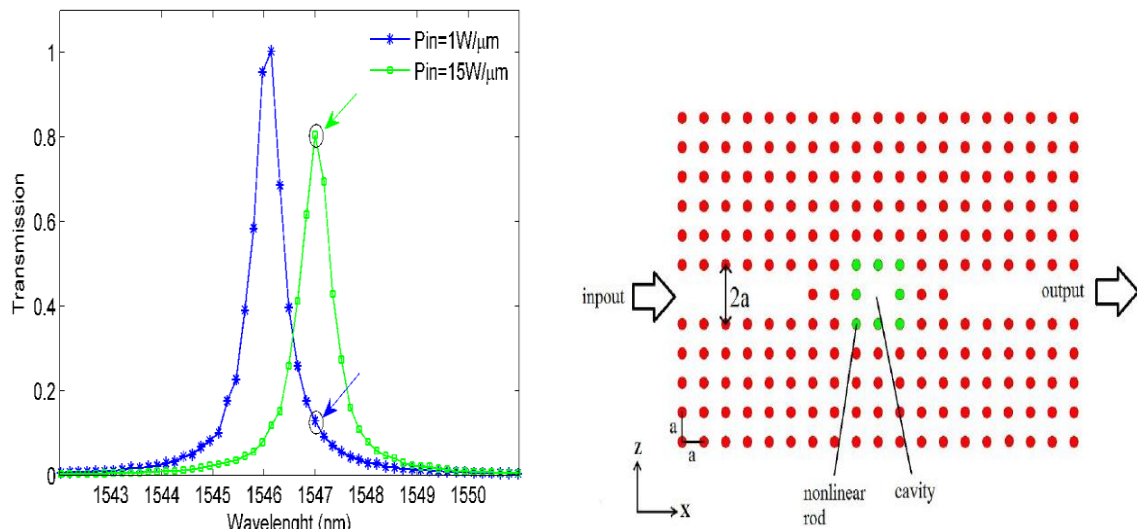


Figure II.32: (a) Structure proposée du commutateur tout-optique sur un cristal photonique à cavité non-linéaire, le coefficient de Kerr de la tige non-linéaire est $n_2= 9 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$; (b) Spectre de transmission de la structure pour $P_{in}=1 \text{ W}/\mu\text{m}$ and $P_{in}=15 \text{ W}/\mu\text{m}$.

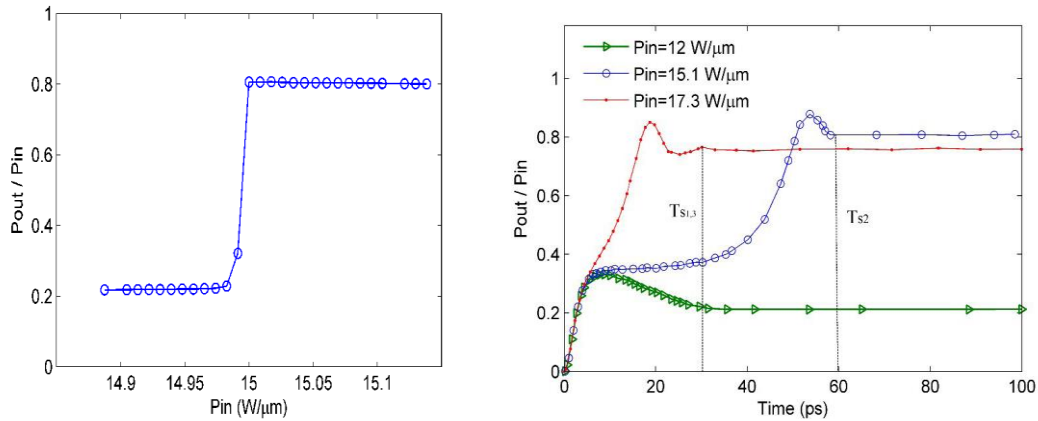


Figure II.33: (a) Transmission de la structure en fonction de la puissance pour $\lambda=1547$ nm, (b) Le comportement temporel du switch pour $\lambda=1547$ nm, $P_{in}=12, 15.1, 17.3$ $W/\mu m$.

En analysant le comportement de la structure, ils ont montré une commutation d'un état à un autre produit par un décalage « red-shift » de la longueur d'onde de résonance (figure II.32(b)), provoqué par effet Kerr, avec un seuil de puissance de commutation à $15.1 W/\mu m$ et un temps de réponse de 33ps comme indiqué sur la figure (II.33).

c. Portes logiques :

Ces dernières années, les portes logiques tout-optique ont suscité beaucoup d'attention suite à leurs applications potentielles dans le traitement ultra-rapide de l'information [67] [68], systèmes de calcul tout optique [69], etc... Il existe plusieurs méthodes pour réaliser des fonctions logiques tout-optiques, telle que l'amplification optique à semi-conducteur [70], effet d'interférence optique [71], l'effet non-linéaire de troisième ordre [72]. De nos jours, les portes logiques tout optique basées sur les effets non-linéaires de troisième ordre dans les CPs ont suscité plus d'attention. Considérant leurs applications pratiques, les portes logiques tout-optique ultra-compactes réalisés sur des CPs 2D ont montré plus de perspectives [73].

On cite comme exemple, la réalisation un décodeur-Switch (1x2) basé sur un résonateur micro-anneau dans une structure à tiges de verre chalcogenide de coefficient Kerr non-linéaire $n_2 = 9 * 10^{-17} m^2/W$ (Figure II.34.a). Ce décodeur [74] possède un port logique d'entrée, un port pour le signal "Bias" et deux ports de sorties. A travers le port d'entrée en commande le signal "Bias" pour transférer le signal vers le port de sortie désiré.

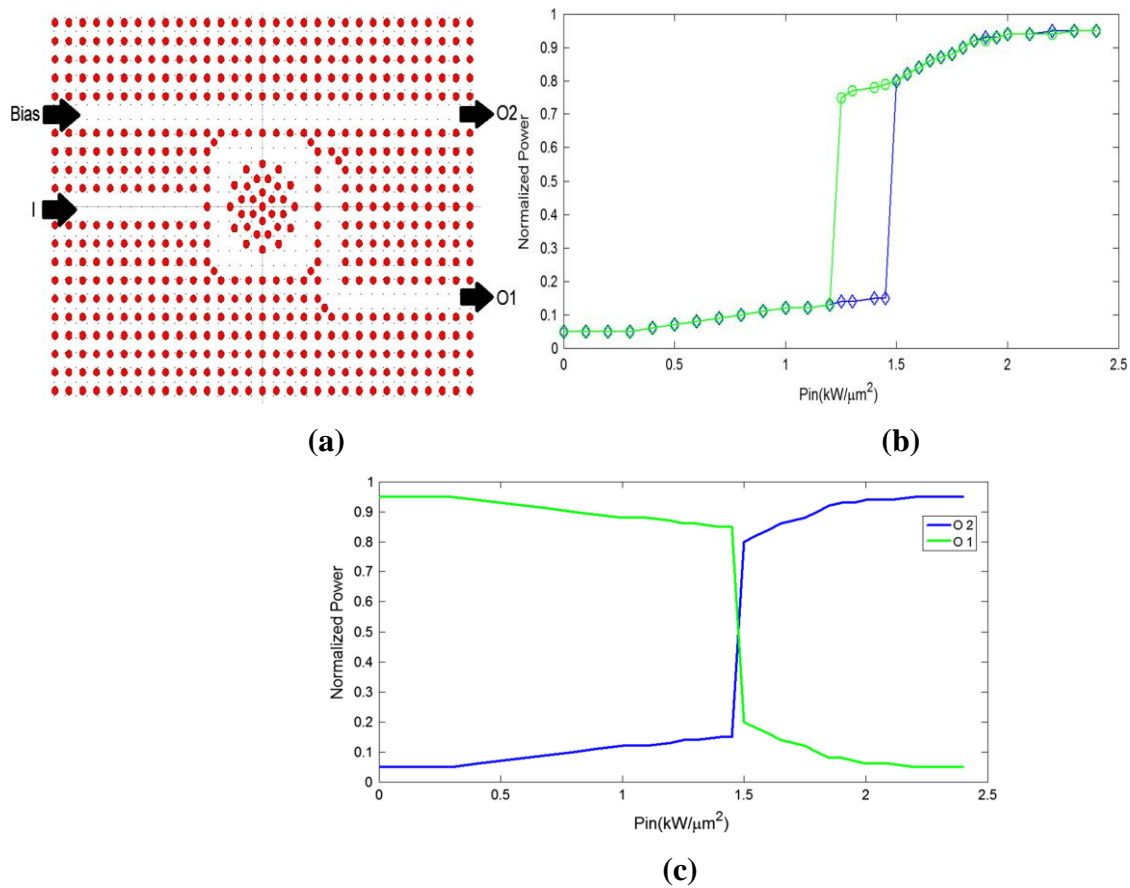


Figure II.34 : (a) La structure à base de CPs du décodeur-Switch proposé, (b) Bistabilité optique du CP à résonateur micro-ring, (c) La variation normalisée de la puissance aux ports O1 et O2 en fonction de la puissance d'entrée [74].

Le principe de fonctionnement présenté sur la figure (II.35) et le suivant : Quand l'entrée logique est OFF ($I=0$), le signal "Bias" résonne avec la cavité et la sortie est le port O₁ donc il passe à l'état ON et O₂ est à l'état OFF. Maintenant quand l'entrée est ON ($I=1$), la puissance qui traverse la cavité dépasse le seuil de puissance de commutation ($1.5\text{KW}/\mu\text{m}^2$) d'après la figure (II.34), la résonance de la cavité se décale et l'inverse se produit, la sortie sera par le port O₂. Donc O₁ sera à l'état OFF et O₂ à l'état ON.

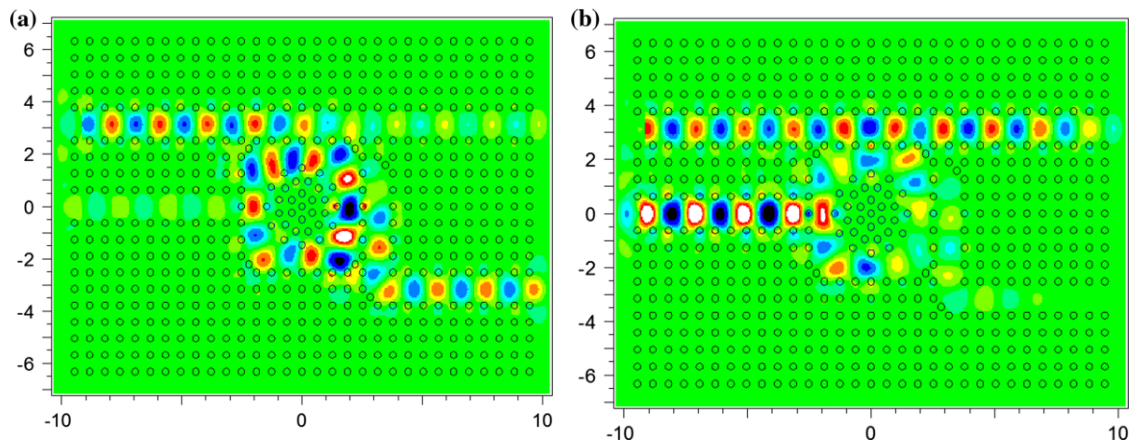


Figure II.35 : Les différents états du fonctionnement du décodeur pour : (a) $I=0$, (b) $I=1$ [74].

II.7.4. Recherche bibliographique sur les Switches tout-optique à cristaux photoniques non linéaires :

a. Switch tout optique basé sur un coupleur directionnel :

Un switch tout optique établi dans un coupleur directionnel à guide d'ondes non-linéaire à été primitivement proposé par Jensen [75]. Ces dispositifs fabriqués dans des diélectriques non-linéaires opèrent comme des coupleurs directionnels dans l'état linéaire à une basse intensité d'entrée. Cependant, à des puissances d'entrée plus élevées, les non-linéarités optiques modifient la correspondance de phase des deux guides d'ondes suite au changement de l'indice de réfraction du matériel diélectrique qui dépend de l'intensité de la lumière. Par conséquence, la sélection d'un choix approprié de la longueur du couplage et de la puissance du signal d'entrée mène à une sortie différente [76] [77].

En général, un coupleur directionnel est obtenu en omettant deux rangées de tiges de part et d'autre d'une rangée centrale (Voir Figure (II.36)) [78] [79]. Comme discuté dans [79], quand deux guides à CPs sont placés l'un près de l'autre, la lumière qui se propage dans un guide onde peut être couplé au guide voisin.

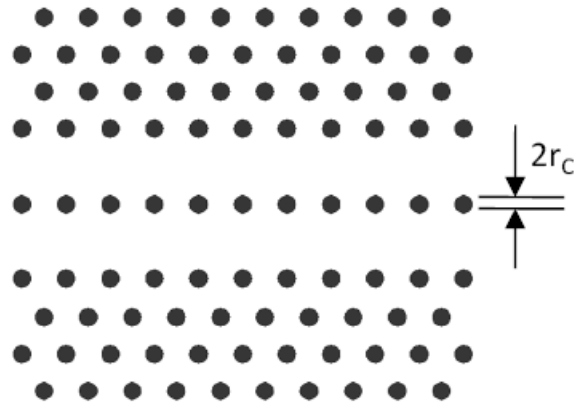


Figure II.36: Coupleur directionnel à CPs[78].

Il a été montré dans [78] que la lumière qui traverse un guide d'onde peut être couplée périodiquement aux autres guides après un dépassement d'une certaine distance, désignée par L_C qui représente la longueur d'accouplement. La longueur d'accouplement est liée à la constante de propagation paire "even" ou impaire "odd" (Figure II.37) comme suit :

$$L_C = \frac{\pi}{k_e - k_o} \quad (\text{II.29})$$

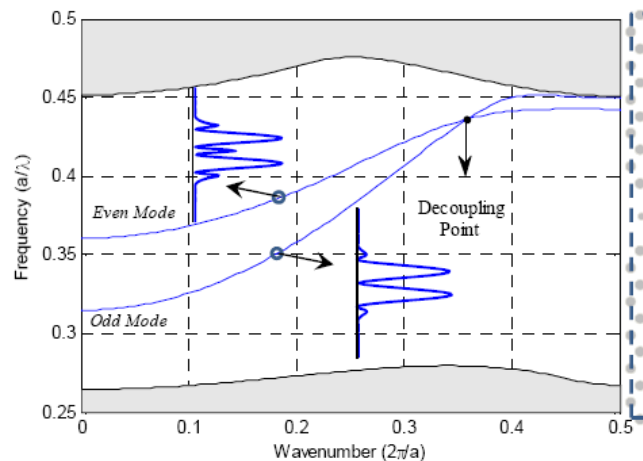


Figure II.37 : Les modes du guide d'onde du coupleur directionnel [78].

Les coupleurs directionnels peuvent être utilisés comme dispositifs sélectifs de longueur d'onde, dans leur régime linéaire, ou commutateur quand une non-linéarité est présente. En 2004, Locatelli et al [80] et Cuesta-Soto[81] et al ont suggéré des switches tout optique à base de coupleurs directionnels. Un switch à base d'un coupleur directionnel dans un CP bidimensionnel de tiges de GaAs avec un coefficient Kerr $n_2 = 1.5 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ est représenté sur la figure (II.38). Il se compose de deux ports d'entrées, deux ports de sorties et un coupleur central.

Supposons qu'un signal entre par l'un des ports d'entrée, il traverse une région de couplage qui à une longueur égale à « L » (plusieurs fois plus grande que L_C). Le signal est alors périodiquement transféré entre les deux guides d'ondes en considérant le rapport entre L et L_C , il sera donc vers l'un des ports de sorties.

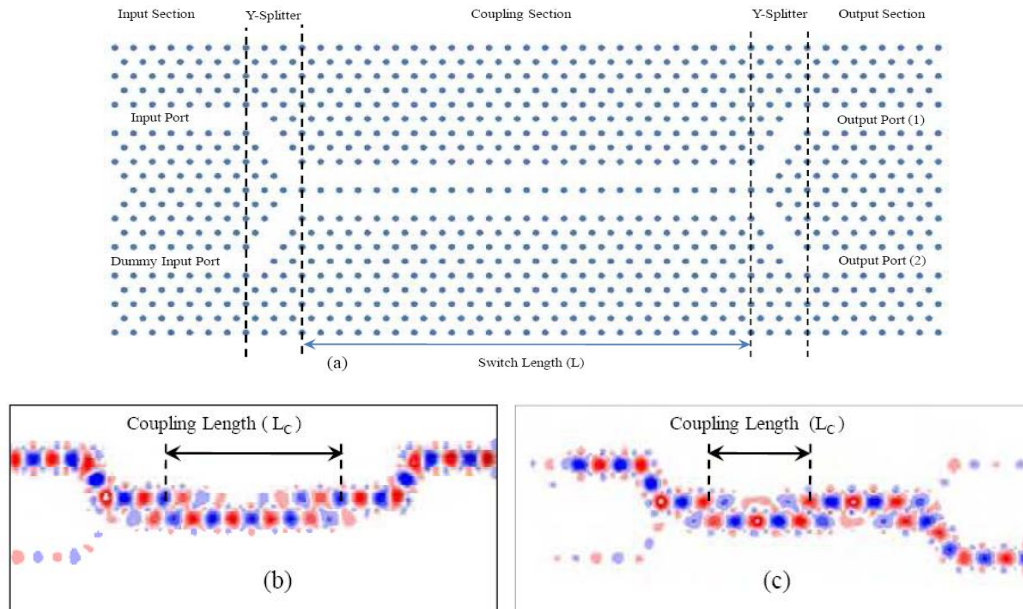


Figure II.38: (a)Un coupleur directionnel conventionnel (b) $f=410 a/\lambda$, (c) $f=0.396 a/\lambda$ [82].

Les figures (II.38.b) et (II.38.c) démontrent le comportement sélectif du dispositif pour deux longueurs d'onde d'entrée différentes. D'après l'équation (II.29), L_C est inversement liée à la différence du k_e et k_o ; alors selon la figure (II.38), il est évident que pour chaque fréquence de signal d'entrée, une différente longueur d'accouplement est aperçue. Ce phénomène peut être employé pour séparer différentes longueurs d'ondes.

Dans un coupleur directionnel conventionnel, si l'indice de réfraction de la région centrale entre les deux guides d'ondes est changé : $n \rightarrow n + \delta n$, le nombre d'ondes paire et impaire change suivant : $k_e \rightarrow k_e + \delta k_e$ et $k_o \rightarrow k_o + \delta k_o$. Par conséquent, L_C sera différente. Si on suppose que la différence dans la longueur d'onde d'accouplement est δL_C , et que $\frac{L}{L_C}$, et si $(m+1) \delta L_C$ est égale à la longueur d'accouplement, la lumière sera transférée à l'autre port de sortie. Cela signifie qu'un changement de l'indice de réfraction de la rangée centrale peut fournir un mécanisme de commutation, est $(m+1) \delta L_C$ est bien la condition de commutation [82].

Afin de pouvoir observer les caractéristiques temporelles du switch, le signal d'entrée et de commande sont émis simultanément. Après 2p.s le signal de commande est arrêté et après 3.5ps le signal d'entrée s'est arrêté aussi. La figure (II.40) expose la densité de puissance en fonction du temps pour les deux sorties de la figure (II.39). Puisque la vitesse de

groupe du signal ‘entrée’ est plus rapide que celle du signal ‘commande’, il atteint la sortie plus rapidement durant une brève période ($t=0.4\text{p.s}$), et sort du deuxième port de sortie. A $t=0.5\text{p.s}$ le signal de commande atteint la sortie « passage à l’état non-linéaire » et force le signal d’entrée (données) à commuter vers le premier port. Quand le signal de commande est à l’état « OFF » ($t=2\text{p.s}$), les tiges retourne à l’état linéaire et le signal de données commute à nouveau vers le premier port de sortie.

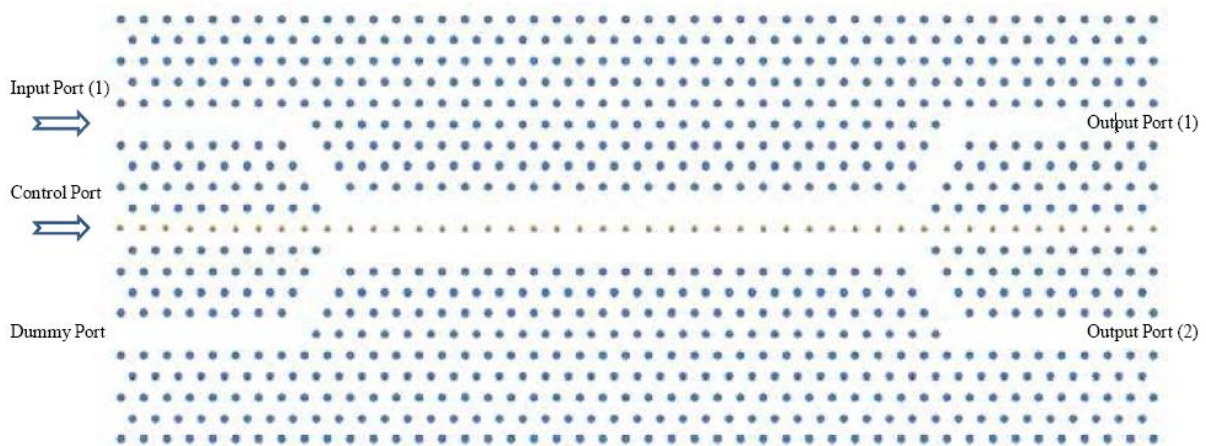


Figure II.39: Switch tout optique dans un coupleur directionnel[82].

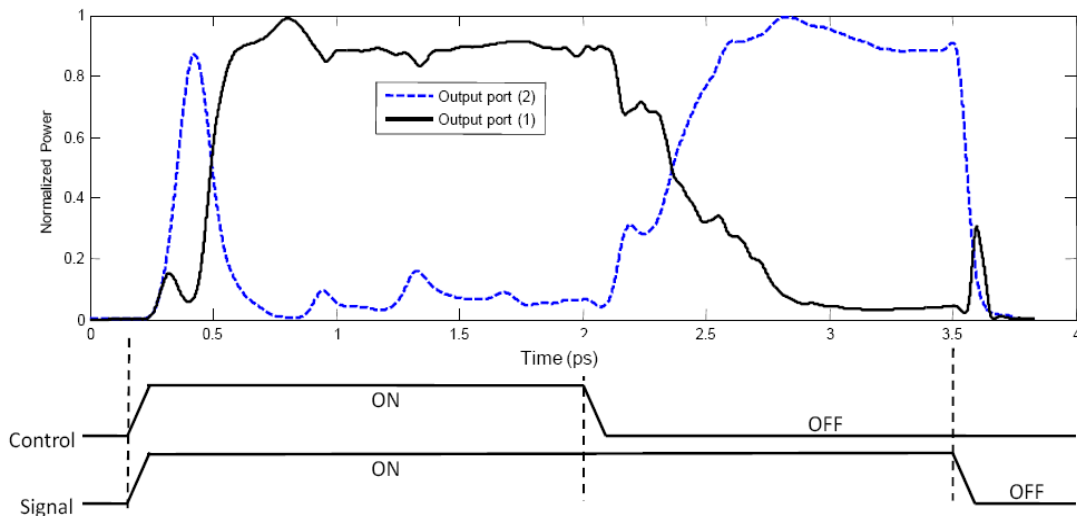


Figure II.40: La simulation temporelle du coupleur directionnel montré dans (Fig II.39)[82].

b. Switch tout optique basé sur un résonateur micro-anneau :

Les résonateurs micro-anneaux (RMA) dans les CPs sont des dispositifs qui conviennent pour les circuits intégrés tout-optiques. L’avantage d’une taille réduite avec l’absence de perte de rayonnement, rend ces structures plus flexible à la conception. L’intensité de la lumière peut également être localisée à l’intérieur, ce qui les rend appropriés

pour l'état non-linéaire. Ainsi, ils peuvent être employés en tant que dispositifs actifs dans les circuits intégrés tout-optique, ce qui présente un intérêt pour notre recherche.

Quand un RMA est situé entre deux guides d'ondes optiques parallèles, comme représenté dans la figure (II.41.a), l'énergie du signal d'entrée pénètre au RMA due aux champs évanescents traversant le guide, par conséquent les modes du RMA seront excités.

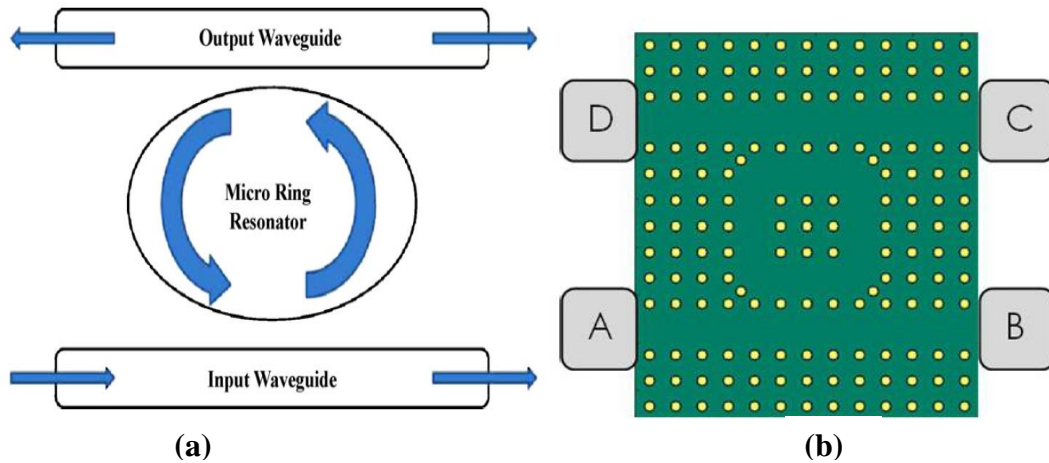


Figure II.41: (a) Schéma d'un résonateur micro-ring situé entre deux guides d'ondes optiques parallèles, (b) structure du switch tout optique. A est le port d'entrée, Ports B et D sont les ports de sorties, et le port C est isolé.

À la fréquence de résonance du RMA, l'énergie des modes du guide, sont couplés au RMA ensuite découplé de l'anneau "ring" vers le guide de sortie. À une fréquence non-résonante, l'onde se propage dans le guide d'entrée et ne se couple pas au RMA.

Quand le signal présente une intensité faible et λ_{in} est égale à $\lambda_{résonance}$ du RMA, le signal sera couplé à l'anneau et la sortie est du port de sortie. Maintenant quand l'intensité du signal est plus importante, due à l'effet Kerr non-linéaire, l'indice de réfraction du résonateur augmente et $\lambda_{résonance}$ se décale.

L'exemple présenté dans cette section a été étudiée dans l'article [83], il consiste en une structure carrée de tiges de verre de chalcogenide avec un indice de réfraction de 3.1 dans l'air. Les tiges ont un coefficient Kerr $n_2 = 9 \times 10^{-17} m^2/W$ à $\lambda = 1550nm$.

La structure du Switch tout optique est représentée sur la figure (II.41.b), dans les coins du RMA, 4 tiges supplémentaires sont rajouter ayant le même rayon et indice de réfraction. Leurs utilisation est dans le but de supprimer la propagation vers l'arrière, son spectre de transmission est représentée sur la figure (II.42).

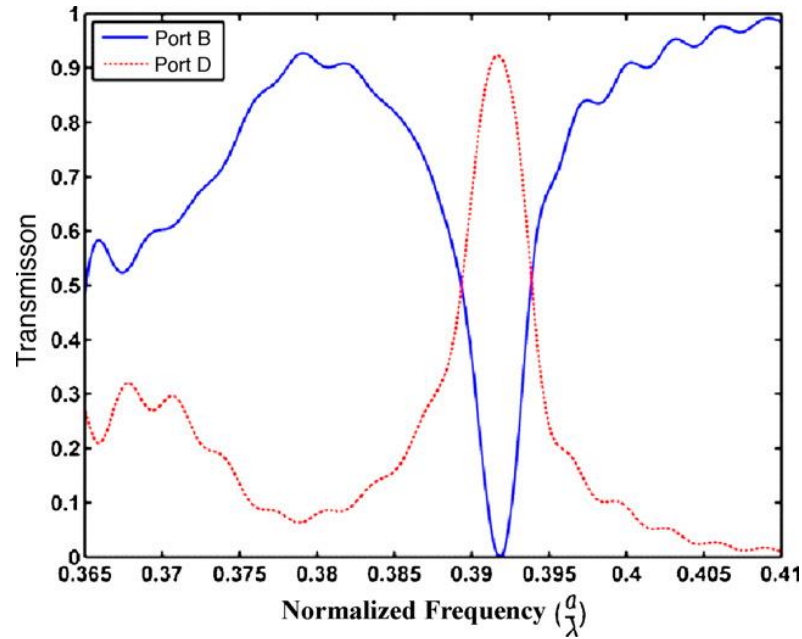


Figure II.42: Spectre de transmission de la structure RMA[83].

La structure résonne pour $f_r = 0.3919 \times c/a$ dans le cas linéaire. Elle est excitée du port « A » avec un signal à faible intensité à la fréquence f_r , aucune énergie est détectée au port « B » et toute l'énergie est transmise vers « D ». Quand l'intensité du signal d'entrée est augmentée, en raison de l'effet Kerr non-linéaire, la longueur d'onde de résonnante de la structure est décalée vers une longueur d'onde plus élevée. Ainsi l'énergie ne se couple pas au deuxième guide d'ondes et elle se propage vers le port « B ». La distribution du champ électrique dans les deux cas de basse et haute intensité sont montrés sur la figure (II.43).

Pour avoir une transmission appropriée dans le port B, l'état "ON", l'intensité du signal d'entrée devrait être très haute due à la non-linéarité faible de la structure.

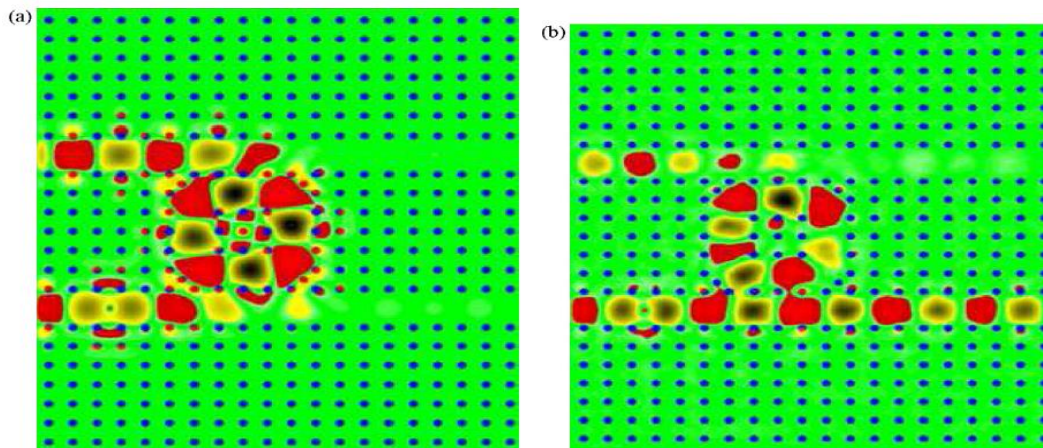


Figure II.43 : La distribution du champ électrique pour deux états, (a) basse intensité d'entrée ; le port B est "Off" et (b) Intensité d'entrée élevée ; le port B est "On"[83].

c. Switch tout optique basé sur une microcavité :

‘Piéger la lumière’, un vieux rêve qui se réalise. Qu’y a-t-il de mieux pour étudier un objet, que de pouvoir l’immobiliser pour l’observer sous toutes les coutures. Mais attraper un ou plusieurs photons n’est pas chose facile. En effet, jusqu’au jour d’aujourd’hui, il semble que ralentir des photons revient à les faire disparaître. Ils sont alors inévitablement absorbés par la matière. A défaut, nous autres scientifiques, tentons de les conserver le plus longtemps possible dans un volume le plus petit possible. Dans ce but, il est possible d’utiliser des cavités optiques, qui permettent le ‘stockage’ temporaire des photons. La cavité idéale ne permet d’ailleurs pas d’isoler complètement les photons, sinon comment les étudier... Il s’agit donc ici d’obtenir un savant mélange de confinement et de pertes. Les cavités sont ainsi caractérisées par deux données importantes : le facteur de qualité (Q) et le volume modal de la cavité (V_{mod}).

Le facteur de qualité Q rend compte de la finesse de la cavité, c’est à dire sa sélectivité en longueur d’onde, et de la capacité de celle-ci à stocker les photons. Le volume modal V , représente lui le volume utilisé pour stocker ces photons. Pour les différentes cavités, on définit ainsi le rapport Q/V comme le facteur de mérite à optimiser. Dans le cas d’observation de nano-cavités, l’étude de l’interaction entre les photons et la matière est rapidement nécessaire. En effet, à la résonance, l’augmentation du facteur Q/V a pour effet de favoriser les effets d’interactions. L’interaction lumière-matière se caractérise alors par le déclenchement d’effets non-linéaires qui ont pour influence, la diminution de l’énergie de commutation, l’un de nos objectifs durant cette intervention.

On considère le système représenté sur la figure (II.44), il consiste en une cavité non-linéaire résonnante couplée à un port d’entrée et de sortie. Ce résonateur non-linéaire peut être un résonateur Fabry-Pérot (c.-à-d. un milieu non-linéaire situé entre deux miroirs) ou bien une microcavité à CPs (défaut ponctuelle dans une structure parfaitement périodique) couplée directement ou de côté à un guide d’onde (Figure II.45).

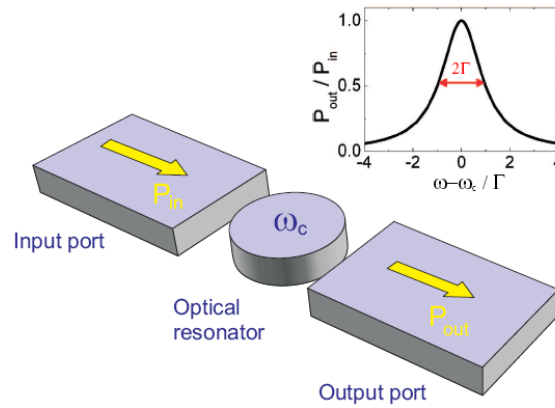


Figure II.44: Système composé d'un résonateur optique couplé symétriquement à des ports d'entrée et de sortie. [84].

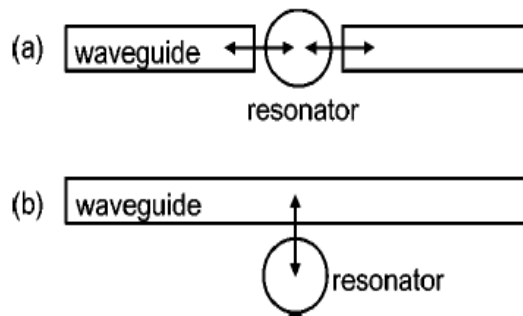


Figure II.45: Configuration schématique (a) d'un guide d'onde directement couplé à une cavité (b) Guide d'onde couplé de côté [85].

Dans le régime linéaire, la lumière est transmise entre le port d'entrée et celui de sortie au moyen du processus de résonance. Le rapport entre la puissance incidente et sortante est caractérisée par une forme de Lorentz, telle que [84]:

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{1}{(1+(\omega-\omega_c)/\Gamma)^2} \quad (\text{II.30})$$

Où Γ est la largeur de résonance et ω_c la fréquence de résonance. Notons qu'on peut obtenir le facteur de qualité de la cavité : $Q = \frac{\omega_c}{2\Gamma}$. On introduit une réponse non-linéaire de type Kerr dans le résonateur, ce qui entraîne un changement de l'indice de réfraction de δn , où $\delta n \propto n_2 |E|^2$. On excite la cavité avec une lumière de fréquence ω_p au dessous de ω_c , et on définit : $\delta\omega = \omega_c - \omega_p$. Dans le régime linéaire, ceci correspond à une valeur basse du rapport P_{out}/P_{in} (voir la flèche noire figure (II.46.a)). Si on considère maintenant l'effet induit par une augmentation de δn de l'indice de réfraction du résonateur, dans ce cas, dû à la croissance du champ à l'intérieur de la cavité, ω_c se décale vers ω_p , menant à une augmentation de la transmission par le système (voir la flèche rouge dans figure (II.46.a)). La dépendance non-linéaire du modèle de Lorentz peut être écrite :

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{1}{1+(P_{out}/P_0 - \Delta)^2} \quad (\text{II.31})$$

Où : P_0 est la puissance caractéristique de la cavité et $\Delta = \frac{\omega_c - \omega_p}{\Gamma}$ est le décalage de fréquence normalisé par la largeur de la résonance. La figure (II.46.b) représente $\frac{P_{out}}{P_{in}}$ en fonction de P_{out} pour $\Delta = 3$. Par la suite, la représentation de P_{out} en fonction de P_{in} comme illustrée sur la figure (II.46.c), pour plusieurs valeurs de Δ a été considérée. Comme il peut être observé d'après la figure, pour un Δ assez grand (plus précisément $\Delta = \sqrt{3}$), la dépendance entre P_{out} et P_{in} présente une boucle d'hystérésis (la ligne en pointillés représente la zone d'instabilité).

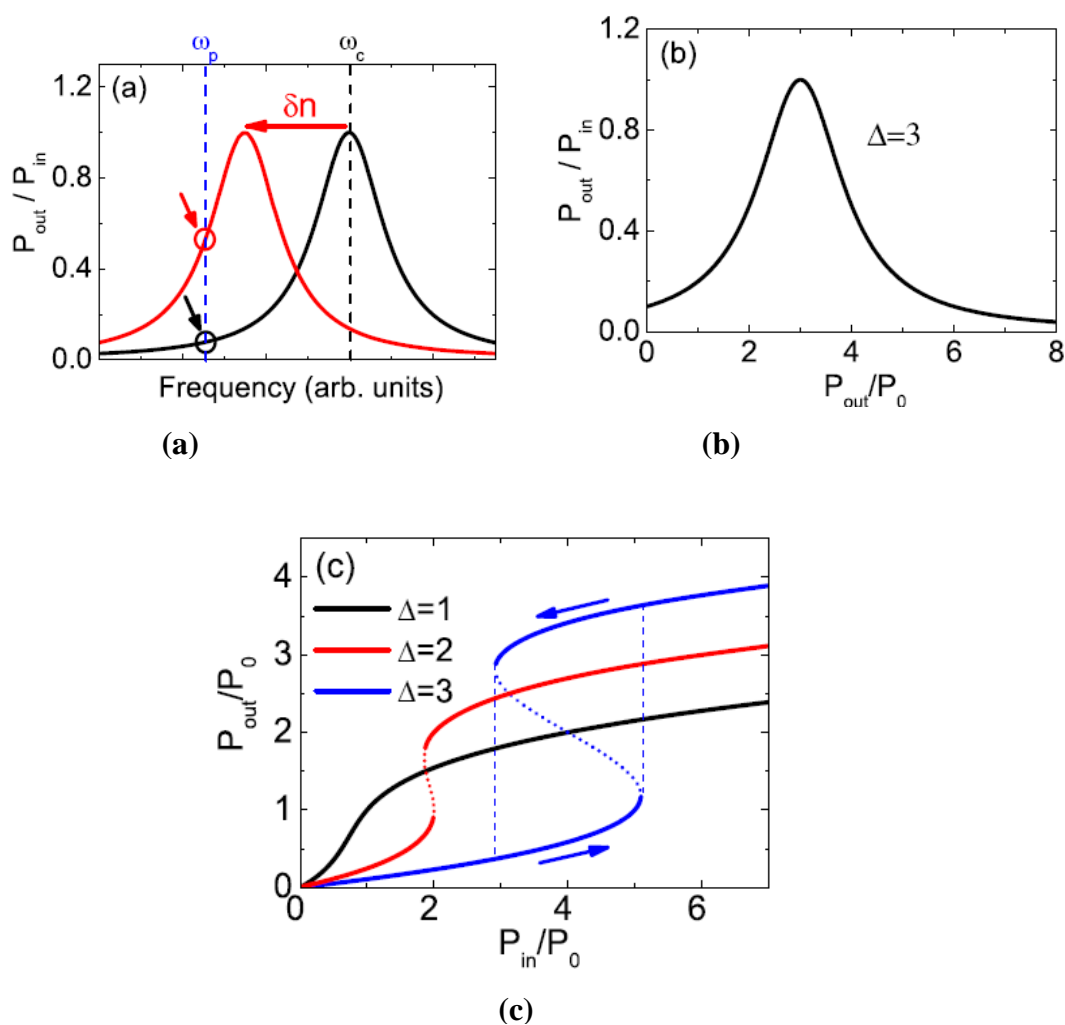


Figure II.46 : (a) Évolution du spectre de transmission de la structure cavité –guide d’onde, quand l’indice de réfraction du résonateur est augmenté par δn , ω_c décale vers ω_p , (b) Dépendance de P_{out}/P_{in} pour $\Delta = 3$, (c) La même fonction en tant que (b) mais P_{out} est en fonction de P_{in} pour plusieurs valeurs de Δ , lignes pointillées pour montrer les branches instables de la boucle d’hystérésis pour chaque cas.

Afin de donner une illustration, on considère la structure représentée sur la figure II.49(a), le CP est constitué de tiges de permittivité $\epsilon_H = 12.25$ dans un substrat $\epsilon_L = 2.25$, les tiges ont un rayon de $r = 0.2a$. Un défaut ponctuelle, est obtenu en augmentant le rayon de la tige centrale à $r = 0.3a$. Ce défaut présente une non-linéarité Kerr, qui est symétriquement couplé à deux guides d'ondes. Ce mode défaut présente un $Q \sim 10^4$ et un volume modal plus petit que λ^3 . La dépendance de P_{out} en fonction de P_{in} présente une boucle d'hystérésis (Figure II.47(b)).

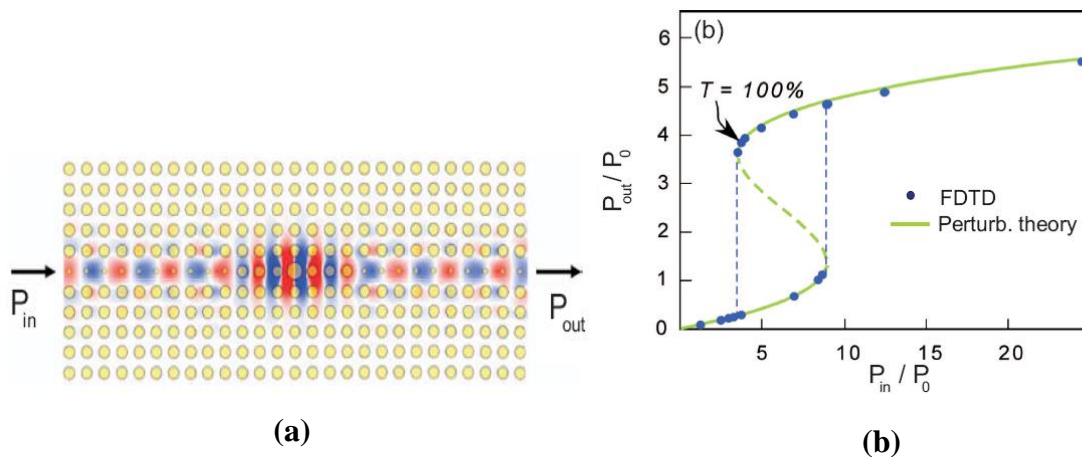


Figure II.47 : (a) Structure guide-cavité-guide, (b) Dépendance de P_{out} en fonction de P_{in} [84].

II.8 Conclusion :

Exploiter les cristaux photoniques pour le contrôle de la lumière par la lumière est une alternative prometteuse pour briser la limitation des circuits électroniques. Dans ce chapitre, nous avons présenté les concepts de base liés aux cristaux photoniques ainsi que leurs propriétés non- linéaires. Notre choix s'est penché vers les CPs planaires qui sont des systèmes hybrides où le confinement vertical, d'origine réfractif, est assuré par un contraste d'indice et le confinement latéral par un cristal photonique bidimensionnel.

Notre but était la mise en place de briques de base nécessaire à la conception de dispositifs tout optiques de haute performance dans les CPs. Pour cela, les effets non linéaires les plus pertinents étaient étudiés afin de choisir celui qui répond aux critères de conception, en particulier, l'effet Kerr et l'effet TPA qui ont fait le sujet d'une multitude de recherches. Nous avons déduit, que les CPs non-linéaires à effet Kerr, représentent une voie ultime pour la conception de composants tout optique ultra-rapide et principalement pour les commutateurs tout-optique qui font l'objet de notre étude.

II.9. Bibliographie:

- [1] E.Yablonovitch, "Photonic band-gap crystals", *Journal of Physics: Condensed Matter*, Vol. 5(16), p. 2443-2460, 1993.
- [2] J. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, "Photonic Crystals- Molding the Flow of Light", Princeton University Press, Princeton, NJ, Book, first edition, (304 pages), ISBN: 978-0691124568, 1995.
- [3] Damien BERNIER, "Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, Orsay, N°9305, 12 décembre 2008.
- [4] R. Zengerle, "Light propagation in singly and doubly periodic planar waveguides", *J. of Modern Optics*, Vol. 34, pp. 1589–1617, 1987.
- [5] E.Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 2059–2062, 1987.
- [6] S.John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric super lattices", *Phys.Rev.Lett.*, Vol. 58, pp. 2486–2489, 1987.
- [7] Lydie 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.
- [8] C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics", John Wiley and Sons Inc, Book, Third Edition, (648 pages), ISBN: 9780471415268, New York, London, Sydney, 1967.
- [9] Yassine Benachour, "Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11(Orsay) ,11 avril 2008.
- [10] C.Kittel, "Quantum Theory of Solids", John Wiley and Sons Inc., Book, (435 pages), ISBN: 978-0471624127, New York, 1963.
- [11] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, J.D.Joannopoulos, "Donor and acceptor modes in photonic band structure", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 67, pp. 3380 – 3383, 1991.
- [12] M. Plihal, A. A. Maradudin, "Photonic band structure of two-dimensional systems :the triangular lattice", *Phys. Rev. B*, Vol. 44, pp. 8565 – 8571, 1991.
- [13] A. Shinya, M. Notomi, I. Yokohama, C. Takahashi, J. Takahachi, et T. Tamamura, "Two-dimensional Si photonic crystals on oxide using SOI substrate", *Optic and Quant. Elect.*, Vol. 34, pp. 113–121, 2002.

- [14] S. Noda, A. Chutinan, M. Imada, "Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure", *Journal of Nature*, Vol. 407, p. 608, 2000.
- [15] C. Kee, S. P. Han, K. Byoung, et al., "Photonic band gaps and defect modes of polymer photonic crystal slabs," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 86, p. 051101, 2005.
- [16] T. Baba, D. Sano, K. Nozaki, K. Inoshita, Y. Kuroki, et F. Koyama, "Observation of fast spontaneous emission decay in GaInAsP photonic crystal point defect nanocavity at room temperature", *Appl. Phys. Lett*, Vol. 85, p. 3989, 2004.
- [17] Soumia Massaoudi, " Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels en micro-onde : application à l'ultra-réfraction", Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, N° 00178075, 2005.
- [18] Sandrine MASSY, "Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur LiNbO₃", Thèse de doctorat, Université de Limoges, N° 4, 2004.
- [19] Julien 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] Loubna Boukerzaza, "Influence des paramètres physiques sur la bande interdite photonique d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau hexagonal", Thèse de magister, Université de Mentouri Constantine, 2007-2008.
- [21] C. Kittel, "Physique de L'état Solide", Dunod, 7ème édition, Book, (640 pages), ISBN : 9782100497102, Paris, 2007.
- [22] Ahlem Benmerkhi, "Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités à cristaux photoniques ", Thèse de doctorat, Université Mentouri Constantine, 2012.
- [23] B. Lombardet, "Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrées", Thèse de doctorat, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, N°3254, 2005.
- [24] E.Yablonovitch, "Photonic band-gap structures", *J. Optical Society of America.B*, Vol. 10(2), p. 283-295, 1993.
- [25] S.Y.Lin, et al., "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths", *Journal of Nature*, Vol.394 (6690), pp. 251-253, 1998.
- [26] Salim Boutami, "Microcavités optiques verticales à base de cristaux photoniques membranaires", Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, N°00341736, 2007.
- [27] W. Suh, S. Fan, "All-pass transmission or flattop reflection filters using a single photonic crystal slab", *Applied Physics Letters*, Vol. 84, p. 4905, 2004.

- [28] J.Mouette, C.Seassal, X.Letartre, et al., "Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon", *Journal of Electronics Letters*, Vol. 39(6), pp. 526–528, 2003.
- [29] V. Lousse, W. Suh, O. Kilic, S. Kim, O. Solgaard, and S. Fan, "Angular and polarization properties of a photonic crystal slab mirror", *Optics Express*, Vol.12(8), pp. 1575–1582, 2004.
- [30] S.N.Tandon et al., "The superprism effect using large area 2D-periodic photonic crystal slabs", *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, Vol.3(1), p.10-18,2005.
- [31] N.Kawai et al, "Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional AlGaAs Photonic Crystal, *Physical Review Letters*, Vol.86 (11), p. 2289, 2001.
- [32] D. R. Smith, S. Schultz, N. Kroll, M. Sigalas, K. M. Ho, M. Soukoulis, "Experimental and theoretical results for a two-dimensional metal photonic band-gap cavity", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 65, 1994.
- [33] F. Gadot, "Modélisation et caractérisation expérimentale de matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP) en Micro-ondes", Thèse de Doctorat, Université de Paris Sud, Janvier 1999.
- [34] K. Sakoda, "Optical Properties Of Photonic Crystals Manual", Springer, Book, Second edition, (258pages), 2001.
- [35] S. Olivier, "Nouvelles structures miniatures dans des cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions d'optique intégrée ", Thèse de Doctorat, Université de Paris 6, novembre 2002.
- [36] Fabrice Raineri, "Optique non linéaire dans les cristaux photoniques en semi-conducteur III-V", Thèse de doctorat, Université Paris Sud-Paris XI (Orsay),N°00009192,22 Décembre 2004.
- [37] V. Berger, "Nonlinear photonic crystals", *Phys. Rev. Lett.*, Vol.81, pp. 4136 – 4139, 1998.
- [38] N. G. R. Broderick, G. W. Ross et al, "Hexagonally poled lithium niobate: A two-dimensional nonlinear photonic crystal", *Phys.Rev. Lett*, Vol.84, pp. 4345–4348, May 2000.
- [39] A.Haché, M.Bourgeois, "Ultrafast all-optical switching in a silicon-based photonic crystal", *Appl. Phys. Lett*, Vol.77, p.4089, 2000.
- [40] T.Tanabe et al,"All-optical switches on a silicon chip realized using photonic crystal nano-cavities", *Applied Physics Letters*, Vol.87, p.151112, 2005.
- [41] Bravo-Abad et al, "Enhanced nonlinear optics in photonic-crystal micro-cavities", *Optics Express*, Vol.15, p.24, 2007.
- [42] Laurent Daniel Haret, "DéTECTEUR en silicium sur cristal photonique par absorption non linéaire à deux photons", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud , 2012.

- [43] R. Boyd, "Nonlinear optics", Book, (640 Pages), ISBN: 9780123694706, Academic press, INC, p40-43, 1992.
- [44] P.J. Harding, T.G. Euser, and W. L. Vos, "Identification of competing ultrafast all-optical switching mechanisms in Si woodpile photonic crystals". *Optical Society of Am. B*, Vol.28, p.40, 2009.
- [45] Zhi-Yuan Li, Zi-Ming Meng, "Polystyrene Kerr nonlinear photonic crystals for building ultrafast optical switching and logic devices", *Journal of Mater. Chem. C*, Vol.2 ,pp.783-800, 2014.
- [46] H.M.Gibbs, "Optical bistability: Controlling light with light", Academic Press, Book, (471 pages), ISBN: 978-0-12-280940-7, Orlando, 1985.
- [47] B.Y. Soon, W. Haus, M. Scalora, C. Sibilìa, "One-dimensional photonic crystal optical limiter", *Journal of Opt. Express*, Vol.11, p.2007,2003.
- [48] N.I. Koroteev, S.A. Magnitskii, A.V. Tarasishin, A.M. Zheltikov, "Compression of ultra-short light pulses in photonic crystals: when envelopes cease to be slow", *Journal of Opt. Commun*, Vol.159, p.191, 1999.
- [49] M.D. Tocci, M.J. Bloemer, M. Scalora, J.P. Dowling, C.M. Bowden, "Thin film nonlinear optical diode", *Appl. Phys. Lett*, Vol.66, p.2324, 1995.
- [50] 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.
- [51] Y.Liu, F.Qin, F. Zhou, Q.Meng, D.Zhang,Z. Li, "Ultrafast optical switching in Kerr nonlinear photonic crystals", *Front. Phys. China*, Vol.5(3), p.220–244, 2010.
- [52] P. Tran, "Photonic-band-structure calculation of material possessing Kerr nonlinearity", *Phys. Rev. B*, Vol.52, p.10673, 1995.
- [53] Faraz Monifi, Mehrdad Djavid, Afshin Ghaffari, and M. S. Abrishamian, "Design of efficient photonic crystal bend and power splitter using super defects" , *Journal of the Optical Society of America B* , Vol. 25(11), pp. 1805-1810,2008.
- [54] Toshiaki Hattori, Noriaki Tsurumachi, and Hiroki Nakatsuka, "Analysis of optical nonlinearity by defect states in one-dimensional photonic crystals", *Journal of the Optical Society of America B*, Vol.14(2), pp. 348-355, 1997.
- [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.Liu, F.Qin et al., "Ultrafast optical switching in Kerr nonlinear photonic crystals", *Front.*

- Phys. China, Vol.5(3), pp.220-244, 2010.
- [57] M.F.Yanik, S.H.Fan, M.Soljacić, and J.D.Joannopoulos, "All-optical transistor action with bistable switching in a photonic crystal cross-waveguide geometry", *Journal of Opt.Lett*, Vol.28(24), pp.2506-2508,2003.
- [58] L.X.Chen, D. Kim, "A bistable switching of two-dimensional photonic crystal with Kerr point defect", *Journal of Opt. Commun*, Vol.218, pp.19-26, 2003.
- [59] E.Centeno, D.Felbacq, "Optical bistability in finite-size nonlinear bidimensional photonic crystals doped by a microcavity", *Phys. Rev. B*, Vol.62, pp.7683-7686, 2000.
- [60] A.M.Yacomotti, F.Raineri et al, "All-optical bistable band-edge Bloch modes in a two-dimensional photonic crystal", *Appl. Phys. Lett*, Vol.88, p.231107, 2006.
- [61] F. Raineri, C.Cojocar, et al., "Ultrafast dynamics of the third-order nonlinear response in a two-dimensional InP-based photonic crystal", *Appl. Phys. Lett*, Vol.85, p.1880, 2004.
- [62] Mohammad Danaie, Hassan Kaatuzian, and Hossein Shokri Kojori, "Design of a Photonic Crystal Optical Limiter Using Nonlinear Kerr Effect", *Proc.of SPIE*, Vol.8205, 2011.
- [63] M.F.Yanik, S.H.Fan, and M.Soljacić, "High-contrast all-optical bistable switching in photonic crystal microcavities", *Appl. Phys. Lett*, Vol.83, p.2739-2741, 2003.
- [64] M.Soljacić, E.Lidorikis, J. D.Joannopoulos, and L. V. Hau, "Ultralow-power all-optical switching", *Appl. Phys. Lett*, Vol.86, p.171101, 2005.
- [65] T. Tanabe, M.Notomi, S.Mitsugi, A.Shinya,E.Kuramochi, "All-optical switches on a silicon chip realized using photonic crystal nano-cavities", *Appl. Phys. Lett.*,Vol.87,p.151112, 2005.
- [66] M. Shirdel, M.A.Mansouri-Birjandi, "Photonic Crystal All-Optical Switch Based on a Nonlinear Cavity", *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* (2016), <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2016.01.114>.
- [67] Z.Li , G.Li , "Ultrahigh-speed reconfigurable logic gates based on four-wave mixing in a semiconductor optical amplifier", *IEEE Photonics Technology Letters*,Vol.18(12), 2006.
- [68] Y.A. Zaghloul and A.R.M. Zaghloul, "Complete all-optical processing polarization-based binary logic gates and optical processors", *Opt. Express*, 14(21), pp.9879–9895, 2006.
- [69] Z.Zhao, A.N.Zhang, Y.A.Chen, H.Zhang, J.F. Du, T.Yang, and J. W. Pan , "Experimental demonstration of a nondestructive controlled-NOT quantum gate for two independent photon qubits ", *Phys. Rev. Lett*, Vol. 94(3), p.030501,2005.
- [70] J. Y. Kim, J. M. Kang, T. Y. Kim, and S. K. Han, "10 Gbit/s all-optical composite logic gates with XOR, NOR, OR and NAND functions using SOA-MZI structures", *Electron. Lett*, Vol.42(5), pp.303–304,2006.

- [71] Z.J.Li, Z.W.Chen, and B.J.Li, "Optical pulse controlled all-optical logic gates in SiGe/Si multimode interference", *Journal of Opt. Express*, Vol.13 (3), pp.1033–1038, 2005.
- [72] T.Fujisawa, M.Koshiba, "All-optical logic gates based on nonlinear slot-waveguide couplers", *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 23(4), pp. 684-691, 2006.
- [73] Y.Liu, F.Qin, Z.M.Meng, F.Zhou, Q. H.Mao, and Z.Y.Li, "All-optical logic gates based on two-dimensional low-refractive-index nonlinear photonic crystal slabs", *Opt. Express*, Vol.19 (3), pp.1945–1953, 2011.
- [74] S.Serajmohammadi ,H.Alipour-Banaei ,F.Mehdizadeh, "All optical decoder switch based on photonic crystal ring resonators", *Opt. Quant. Electron* ,Vol.47, pp.1109–1115,2015.
- [75] S.M.Jensen, "The nonlinear coherent coupler", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 18, pp. 1580-1583, 1982.
- [76] P.R.Berger, P. K. Bhattacharya, and S. Gupta, "A waveguide directional coupler with a nonlinear coupling medium," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 27, No. 3, pp. 288-295, 1991.
- [77] S.Ha and A.A. Sukhorukov, "Nonlinear switching and reshaping of slow-light pulses in Bragg-grating couplers", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol.25, pp. 15-22, 2008.
- [78] J.Zimmermann, M.Kamp, A.Forchel, R.Marz, "Photonic crystal waveguide directional couplers as wavelength selective optical filters", *Opt. Communications*, Vol.230, pp. 387-392, 2004.
- [79] Y.Nagpal, R.K.Sinha, "Modelling of photonic band gap waveguide couplers", *Microwave and Opt. Technol. Lett*, Vol.43, pp. 47-50, 2004.
- [80] A.Locatelli, D.Modotto, D.Paloschi, C.D.Angelis, "All optical switching in ultra-short photonic crystal couplers", *Journal of Optics Commun.*, Vol.237, pp. 97-102, 2004.
- [81] F.Cuesta-Soto, A.Martinez, J.Garcia, F.Ramos, P.Sanchis, J.Blasco, J .Marti, "All-optical switching structure based on a photonic crystal directional coupler", *Optics Express*, Vol.12, pp. 161-167, 2004.
- [82] Mohammad Danaie, Hassan Kaatuzian, "Employing Optical Nonlinearity in Photonic Crystals: A Step Towards All-Optical Logic Gates", *Photonic Crystals - Innovative Systems, Lasers and Waveguides*, Dr.Alessandro Massaro (Ed.), (2012). ISBN: 978-953-51-0416-2, InTech, Available from: <http://www.intechopen.com/books/photonic-crystals-innovative-systems-lasers-and-waveguides/employingoptical-nonlinearity-in-photonic-crystals-a-step-towards-all-optical-logic-gates>.
- [83] T.Tameh, B.Isfahani, N.Granpayeh, A.Javan, "Improving the performance of all-optical switching based on nonlinear photonic Crystal microring resonators", *Int. J. Electron. Commun.(AEÜ)*, Vol.65, pp.281–287, 2011.
- [84] J. Bravo-Abad, A. Rodriguez, P. Bermel, S. G. Johnson, J.D. Joannopoulos, and M. Soljacic,

"Enhanced nonlinear optics in photonic-crystal micro-cavities", Opt. Express, Vol.15, p.16161, 2007.

- [85] M.F.Yanik and S.Fana, "High-contrast all-optical bistable switching in photonic crystal microcavities", Appl. Phys.Lett, Vol.83, pp. 2739-2741, 2003.

Chapitre III :

**Méthodes Numériques de
Simulation des Cristaux
Photoniques
Linéaires et Non-linéaires**

III.1 Introduction :

La conception de composants utilisés en télécommunications tout optique à base de cristaux photoniques représente le point fondamental de notre étude. En effet, l'étude des caractéristiques de ces matériaux est indispensable pour concevoir des composants optimaux qui répondent aux critères de conception.

Afin de modéliser ses caractéristiques, cela nécessite un important investissement en termes de programmation et d'analyse numérique et constitue une activité exigeante en compétence et en temps. Vue l'intérêt croissant de ces structures périodiques, les méthodes numériques permettant leur modélisation ne cessent de se développer, nombreuses et variées, elles peuvent être classées suivant le domaine dans lequel elles opèrent, fréquentiel ou temporel. Pour la première catégorie, on peut citer comme exemples la méthode des ondes planes (PWM), la méthode des moments (MOM) et la méthode des éléments finis (FEM). Quant à la deuxième catégorie, la plus générale et la plus répandue est la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain). Notons que dans cette thèse, les résultats de simulations exposés seront confrontés à des calculs PWM et FDTD, réalisés à l'aide des logiciels «BandSOLVE » et « FullWAVE » de RSoft, disponible au niveau de notre laboratoire TTNS.

III.2 Méthodes de modélisation des structures périodiques :

Les cristaux photoniques sont particulièrement des matériaux à bandes interdites photoniques, d'où leur aptitude à fonctionner comme un miroir en réfléchissant partiellement ou totalement les ondes électromagnétiques dans une certaine gamme de fréquences et cela pour des incidences particulières selon les types de matériaux utilisés [1]. Deux approches peuvent être utilisées pour l'étude de ces structures: la modélisation dans le domaine fréquentiel ou temporel. Les méthodes fréquentielles sont généralement les plus appropriées pour étudier ce type de matériaux. Elles permettent d'obtenir (presque instantanément dans le cas bidimensionnel) les structures de bandes et l'état des modes simultanément. Les méthodes temporelles sont plus adaptées pour réaliser des simulations qui impliquent une évolution des champs, tels que des calculs de transmission et de temps de relaxation à la résonance. Mais elles peuvent aussi être utilisées pour calculer des structures de bandes et pour retrouver des modes de résonance.

III.2.1 La méthode des ondes planes (PWM) :

La technique de décomposition en ondes planes (Plane Wave Expansion Method, PWEM), consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. C'est une méthode efficace pour calculer les diagrammes de bandes de cristaux photoniques parfaitement périodiques. Elle permet de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique [2]. L'annexe (III) détail son algorithme de calcul.

Elle peut être adaptée pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides d'onde ou les cavités grâce à la technique des super-cellules [3], mais pour assurer une convergence des calculs cette méthode nécessite un nombre important d'ondes planes, ce qui va induire un temps de calcul élevé et limite cette méthode. De plus, quand la structure étudiée ne présente pas de véritable périodicité (variation du facteur de remplissage par exemple), la méthode n'est plus valable et impose de recourir à des méthodes de différences finies dans le domaine temporel. La méthode des ondes plane permet également le calcul de la distribution des champs électriques et magnétiques de chacun des modes dans la structure ainsi que la densité d'état. La structure de calcul est définie par une cellule et par un réseau périodique selon lequel cette cellule est reproduite pour couvrir entièrement l'espace. Cette cellule peut être sans défauts (Périodique et homogène), avec défaut ponctuel ou linéaire dans le cas des cavités et des guides d'onde.

III.2.2 Méthode des différences finies temporelles (FDTD) linéaire et non-linéaire:

a. FDTD linéaire :

La méthode numérique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), a été développée par Yee [4] en 1966 et ce n'est qu'en 1975 qu'une série d'articles préconisant ses futures applications sont apparus [5][6]. Grâce à ses avantages et à l'outil informatique devenant de plus en plus performant, la FDTD n'a cessé de gagner d'utilisateurs pour des applications de plus en plus variées.

La méthode FDTD peut simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma,...), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des objets pouvant constituer le système. Elle ne fait intervenir aucune inversion de matrice. Sa formulation théorique [7] extrêmement simple

fournit des prédictions d'une grande précision pour un large éventail de problèmes dans le domaine électromagnétique. Elle est à large bande, une excitation impulsionnelle dans le domaine temporel suffit à donner la réponse d'un système sur une large bande de fréquences via une transformation de Fourier.

Dans cette partie, nous présentons les principes de la méthode FDTD dans le domaine linéaire et non-linéaire et nous expliquons les points nécessaires à la modélisation des cristaux photoniques.

a.1. Modélisation FDTD :

Pour des matériaux non dispersifs, non conducteurs, non magnétiques et supposés homogènes, les équations de Maxwell projetées sur un repère cartésien s'écrivent :

$$\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial z} \right] \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{H}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial y} \right] \quad (\text{III.3})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} \right] \quad (\text{III.4})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{III.5})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial y} \right] \quad (\text{III.6})$$

Dans le cas bidimensionnel où chaque composante est invariante suivant z , ces 6 équations couplées se réduisent à deux systèmes d'équations découplées. Le premier système se réfère au mode TM, défini comme suit :

$$\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} \right] \quad (\text{III.7})$$

$$\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{III.8})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial y} \right] \quad (\text{III.9})$$

Pour le mode TE, le système s'écrit comme :

$$\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial y} \right] \quad (\text{III.10})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial y} \right] \quad (\text{III.11})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[-\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial x} \right] \quad (\text{III.12})$$

Nous pouvons traiter de manière indépendante la propagation de ces deux types de champ électromagnétiques. Pour le cas de dispositifs à CPs, on modélisera sur l'annexe (IV) le mode TE afin de saisir la démarche à suivre, où on se reportera à la référence [8].

a.2. 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 [9]. Elles permettent de descendre à des réflexions en amplitude de l'ordre de 10^{-5} , sur une très large gamme d'incidences et de fréquences. Ces conditions partent 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^*). Dans le vide, cette condition s'exprime:

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (\text{III.13})$$

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

Dans ce cas l'onde n'est pas réfléchiée 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 III.2.a). À l'interface, l'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes :

(i) une onde à incidence normale, qui vérifie la condition (III.13) et qui n'est pas donc réfléchiée à l'interface entre le milieu non absorbant et le milieu absorbant.

(ii) une onde à incidence rasante pour laquelle aucune absorption n'apparaît. Cette onde ne subit par conséquent aucune réflexion.

Il suffit donc de rajouter des couches de type PML tout autour du domaine de calcul pour absorber sans réflexions une onde incidente arrivant avec une incidence quelconque (Figure III.1.b). L'épaisseur de cette couche peut être choisie aussi grande que nécessaire pour absorber l'onde incidente. Une condition de mur métallique peut alors être imposée en limite de PML sans réflexions conséquentes d'énergie dans le domaine de calcul.

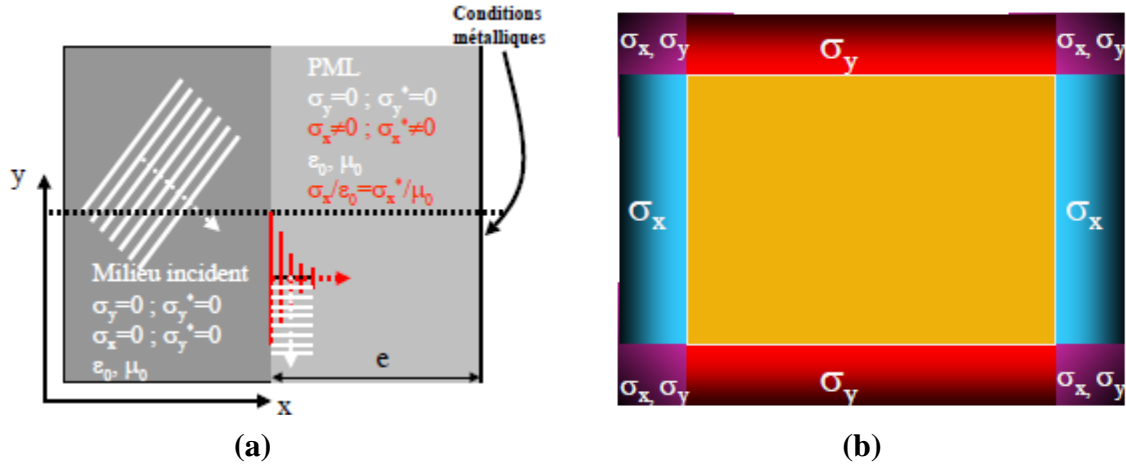


Figure III.1: (a) fonctionnement d'un milieu de type PML, (b) utilisation des couches PML dans le cas 2D [9].

b. FDTD non-linéaire :

La résolution des équations de Maxwell pour un milieu non-linéaire passe par les mêmes étapes que celle de la FDTD linéaire. Le changement réside dans la prise en compte de l'effet Kerr qui fait intervenir le terme de polarisation non-linéaire du troisième ordre et cela rajoute encore des difficultés au calcul. Pour un mode TM et pour une propagation dans le plan (x, z) , la résolution des équations de Maxwell s'écrit comme suit [10]:

$$H_x^{n+(1/2)}\left(i + \frac{1}{2}, k\right) = H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, k\right) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} \left[E_y^n\left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - E_y^n\left(i + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{III. 14})$$

$$H_z^{n+(1/2)}\left(i, k + \frac{1}{2}\right) = H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i, k + \frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \left[E_y^n\left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - E_y^n\left(i - \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{III. 15})$$

$$D_y^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) = D_y^n\left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) + \Delta t \times \left[\frac{H_x^{n+(1/2)}(i+(1/2),k+1) - H_x^{n+(1/2)}(i+(1/2),k)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+(1/2)}(i+1,k+(1/2)) - H_z^{n+(1/2)}(i,k+(1/2))}{\Delta x} \right] \quad (\text{III. 16})$$

Sachant que le vecteur du déplacement électrique \vec{D} dans le cas d'un milieu Kerr n'est plus linéaire, et dépend de plus d'une polarisation non-linéaire \vec{P}^{NL} , comme suit :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_L \vec{E} + \vec{P}^{NL} \quad (\text{III. 17})$$

$$\vec{P}^{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \left(|\vec{E}|^2 \right) \vec{E} \quad (\text{III. 18})$$

Où ϵ_r^{NL} est la permittivité dans le domaine non-linéaire marquée en bloc bleu sous l'organigramme. Les détails de l'intégration d'un milieu non-linéarité sous le logiciel "Rsoft-Fullwave" seront détaillés à la section suivante.

La relation entre le vecteur du déplacement électrique D et celui du champ électrique E après discrétisation, peut être exprimée sous la forme :

$$D_y^{n+1}(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) = \epsilon_0 \epsilon_L E_y^n(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) + \epsilon_0 \epsilon_{NL} E_y^n(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) \quad (III.19)$$

Tandis que la variation de la permittivité non-linéaire Kerr est exprimée comme suit :

$$\epsilon_{NL}^{n+1}(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) = \chi^{(3)} \left| E_y^n(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) \right|^2 \quad (III.20)$$

L'équation (III.19) peut être réécrite comme :

$$E_y^{n+1}(i) = \frac{D_y^{n+1}(i)}{\epsilon_0 [\epsilon_L(i) + \chi^{(3)} |E_y^n(i)|^2]} \quad (III.21)$$

Donc pour chaque étape d'itération de la FDTD-NL, le vecteur du champ électrique E_n est plus calculé directement après incrémentation (Equation (IV.5), annexe IV), mais passe plutôt par des calculs intermédiaires de la variation non-linéaire de la permittivité et du déplacement électrique en fonction de la valeur antécédente de E. D'où la FDTD-NL peut être implémenté à partir des équations suivantes (III.14.15.16. et 21).

a.3. L'organigramme du simulateur FDTD :

Une simulation FDTD se divise en trois étapes fonctionnelles, dont l'organigramme est représenté sur la figure (III.2).

- Conception de la structure et définition de ses paramètres physiques.
- Génération de la maille élémentaire après discrétisation spatiale et temporelle qui vérifie la condition de stabilité de l'algorithme.
- Simulation FDTD et exposition des résultats.

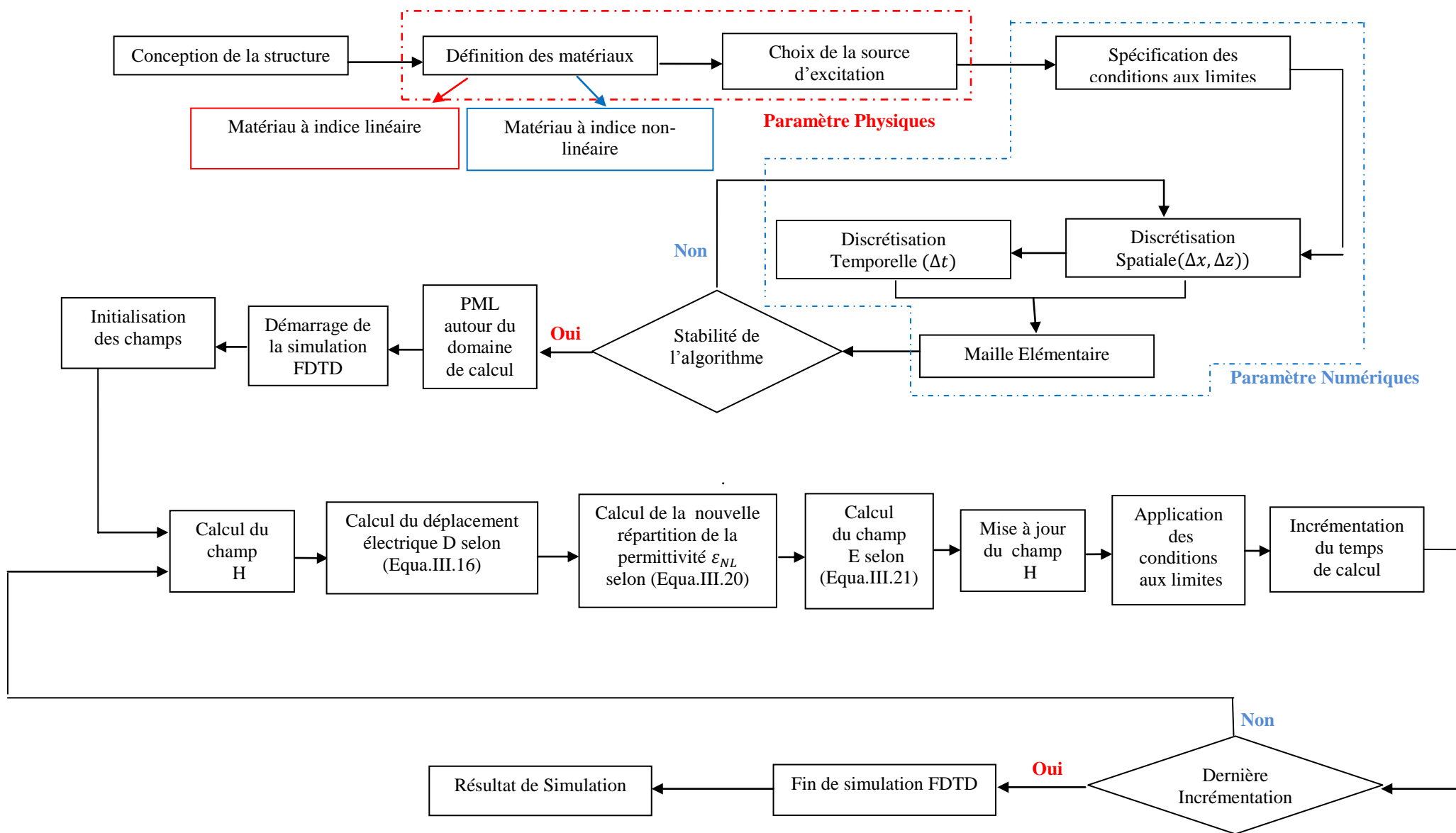


Figure III.2 : Organigramme d'une simulation FDTD.

III.3 Aperçu sur le logiciel ‘Rsoft CAD’ :

Rsoft CAD est le programme noyau de ‘Rsoft Component Design Suite’, il agit en tant que programme de gestion pour les modules passifs de simulation BeamPROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD, DiffractMOD, FemSIM, et ModePROP. Il est employé pour définir l'entrée la plus importante exigée par ces modules de simulation : les propriétés matérielles et la géométrie structurale d'un dispositif photonique. Un utilisateur concevra en général d'abord une structure dans l'interface CAD (Figure III.3) et utilisera ensuite un ou plusieurs moteurs de simulation pour modéliser divers aspects de l'exécution de dispositif. Durant notre travail on exploitera seulement deux modules : BandSOLVE et FullWAVE.

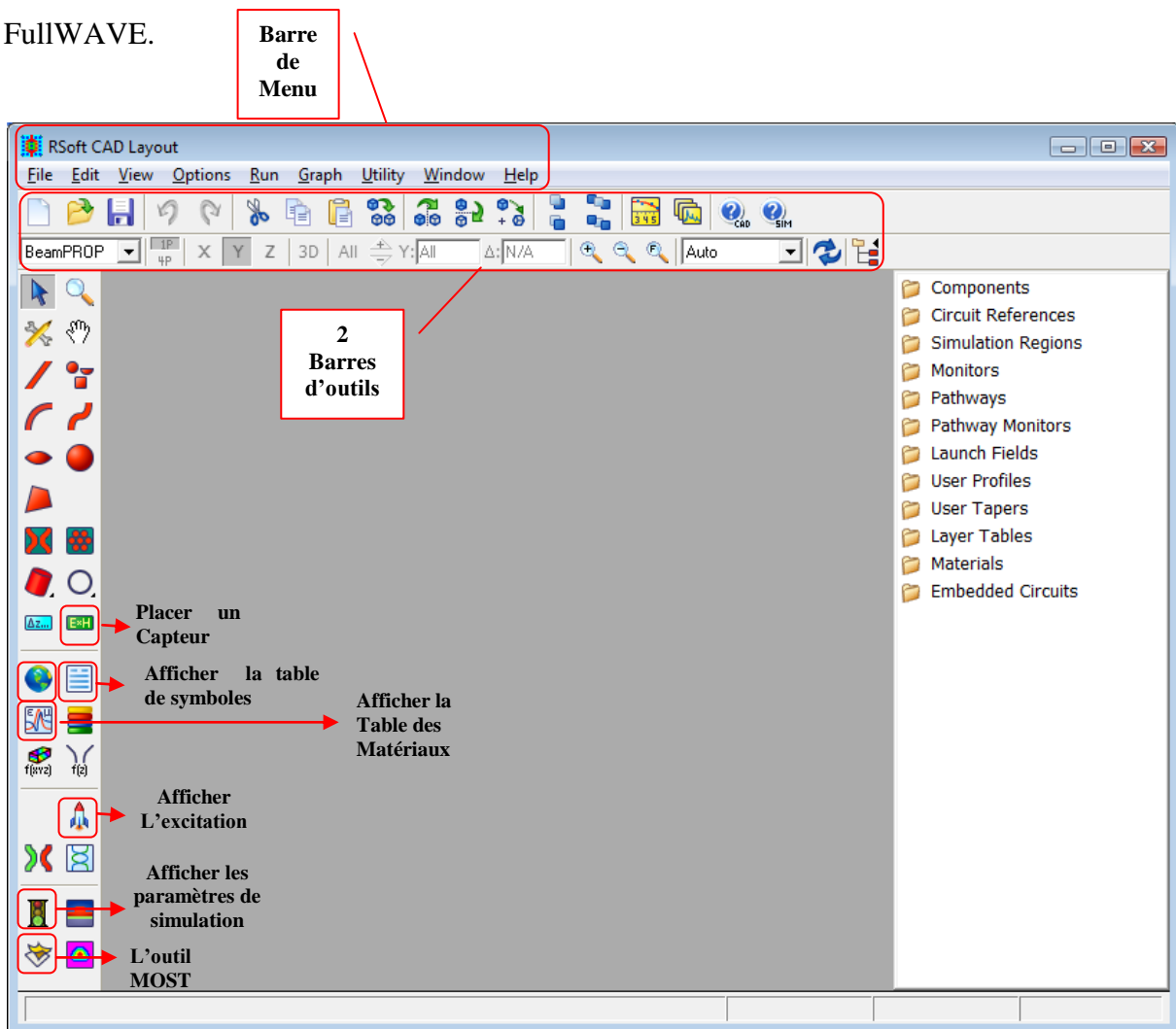


Figure III.3 : La fenêtre principale du simulateur Rsoft CAD, présentant le barre de menu au-dessus, la barre d'outils à gauche.

Pour créer un nouveau dossier, cliqué sur l'icône « File/New » du menu. La boîte de dialogue de démarrage apparaîtra comme indiqué sur la figure (III.4) où des informations de

base telle que l'outil de simulation à exploité, la dimension, le type, les paramètres de la structure à concevoir sont définies.

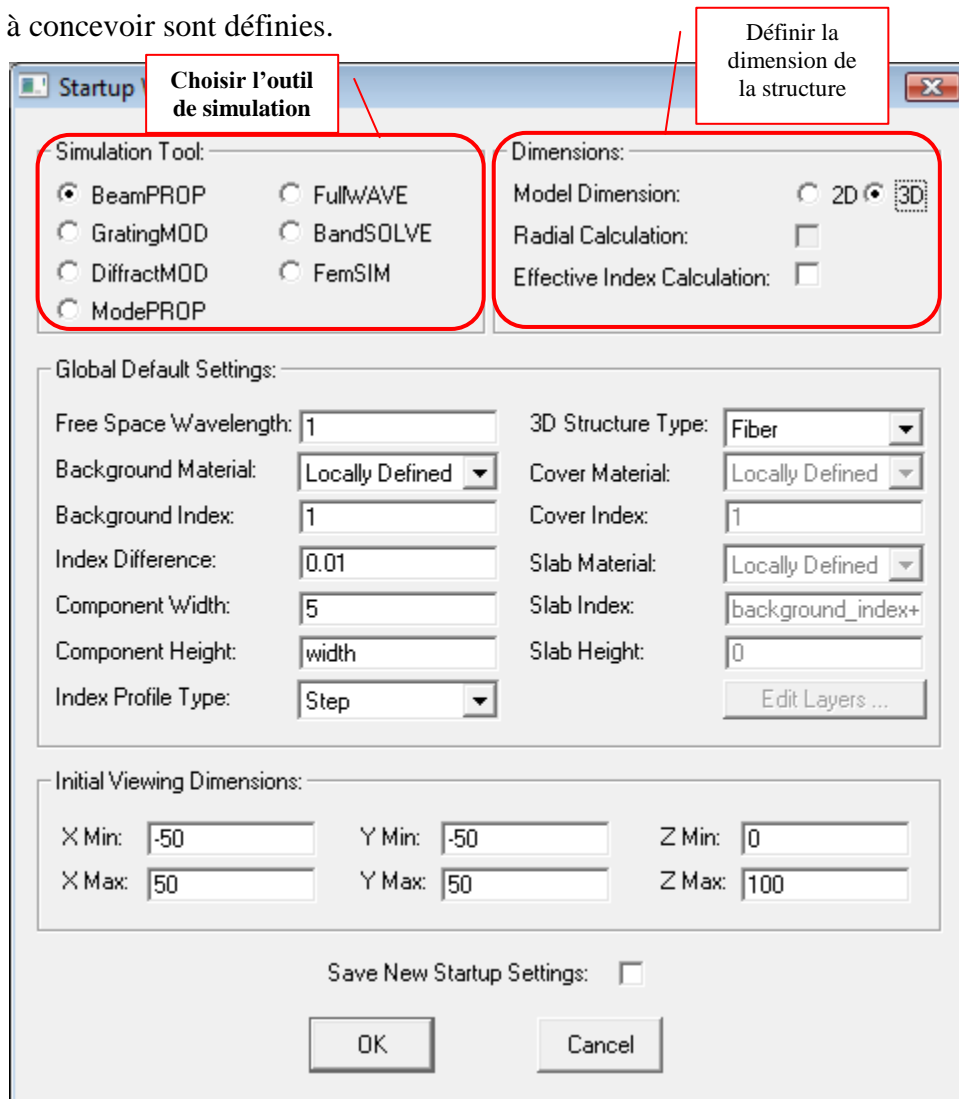


Figure III.4: La fenêtre de démarrage où les informations de base de la structure sont définies.

On note que:

Background Index: L'indice de réfraction du substrat ($n_{substrat}$).

Index Difference : La différence d'indice de réfraction entre les trous et le substrat ($n_{Trou} - n_{substrat}$).

III.3.1 Outil de simulation FullWAVE :

L'outil de simulation FullWAVE fait partie de RSoft Component Design Suite, il est basé sur la technique FDTD. Il calcule le champ électromagnétique en fonction du temps et de l'espace dans une structure d'indice de réfraction donnée en réponse à une excitation électromagnétique. C'est un outil idéal pour étudier la propagation de la lumière dans une grande variété de structures photoniques. Il permet à l'utilisateur de définir les propriétés du matériau et la géométrie d'un dispositif photonique. FullWAVE peut modéliser avec précision

les matériaux diélectriques et magnétiques, ainsi que les matériaux anisotropes, dispersifs et non linéaires. Il peut également utiliser un cluster informatique afin d'obtenir des simulations plus grandes et plus rapides.

a. Implémentation FDTD sous FullWAVE :

FullWAVE simule le comportement d'une onde électromagnétique, pour une structure donnée en fonction du temps, dans un domaine fini sur une grille spatiale. Il est important de définir correctement ce domaine et cette grille pour garantir des résultats de simulation précis. Afin d'implémenter FDTD sous FullWAVE, des paramètres physiques et numériques sont nécessaires. Cette section décrit la définition de ces paramètres.

a.1. Les paramètres numériques : L'algorithme nécessite des paramètres de simulation numérique tels que les conditions aux limites, discrétisation spatiale et celle temporelle...

a.1.1. Paramètres numériques spatiale :

Domaine de calcul : Le choix du domaine de calcul doit inclure la partie de la structure à simuler.

X, Y, Z Domain Min et Domain Max : Ces options définissent les limites du domaine spatial à utiliser pendant la simulation. Pour obtenir des résultats précis, le domaine de simulation doit inclure toutes les parties de la structure et les champs que vous souhaitez simuler, y compris les champs évanescents en dehors de la structure. Il ne doit pas être trop grand car rien ne peut être obtenu en simulant des parties du domaine où aucun champ n'est présent. Le domaine de simulation est représenté dans RSoft CAD sous la forme d'une ligne violette foncée dessinée au-dessus de la structure et l'affichage du domaine peut être activé / désactivé via la boîte de dialogue des préférences CAD.

Taille de la grille "Grid Size" : La taille de grille utilisée pour une simulation doit être suffisamment petite pour résoudre la plus petite caractéristique du champ au cours d'une simulation. Pour la plupart des structures, cela signifie que la taille de la grille doit être suffisamment petite pour résoudre dans le temps la longueur d'onde du champ dans le matériau à simuler.

"Boundary Conditions (PML)" : En plus d'une grille spatiale, FullWAVE doit également définir comment les champs se comportent aux frontières du domaine sélectionné. Par défaut, FullWAVE utilise des conditions aux limites de type PML. Une limite PML se compose de plusieurs points de grille ajoutés au bord du domaine qui sont conçus pour agir

comme un matériau à perte qui absorbe toute l'énergie incidente sans produire de réflexions. Cela permet à l'énergie du champ incidente sur la frontière, de quitter efficacement le domaine. L'option PML " **PML Width**" est montrée sur la figure (III.5) : Ce champ définit la largeur de la PML qui est ajoutée au bord du domaine informatique.

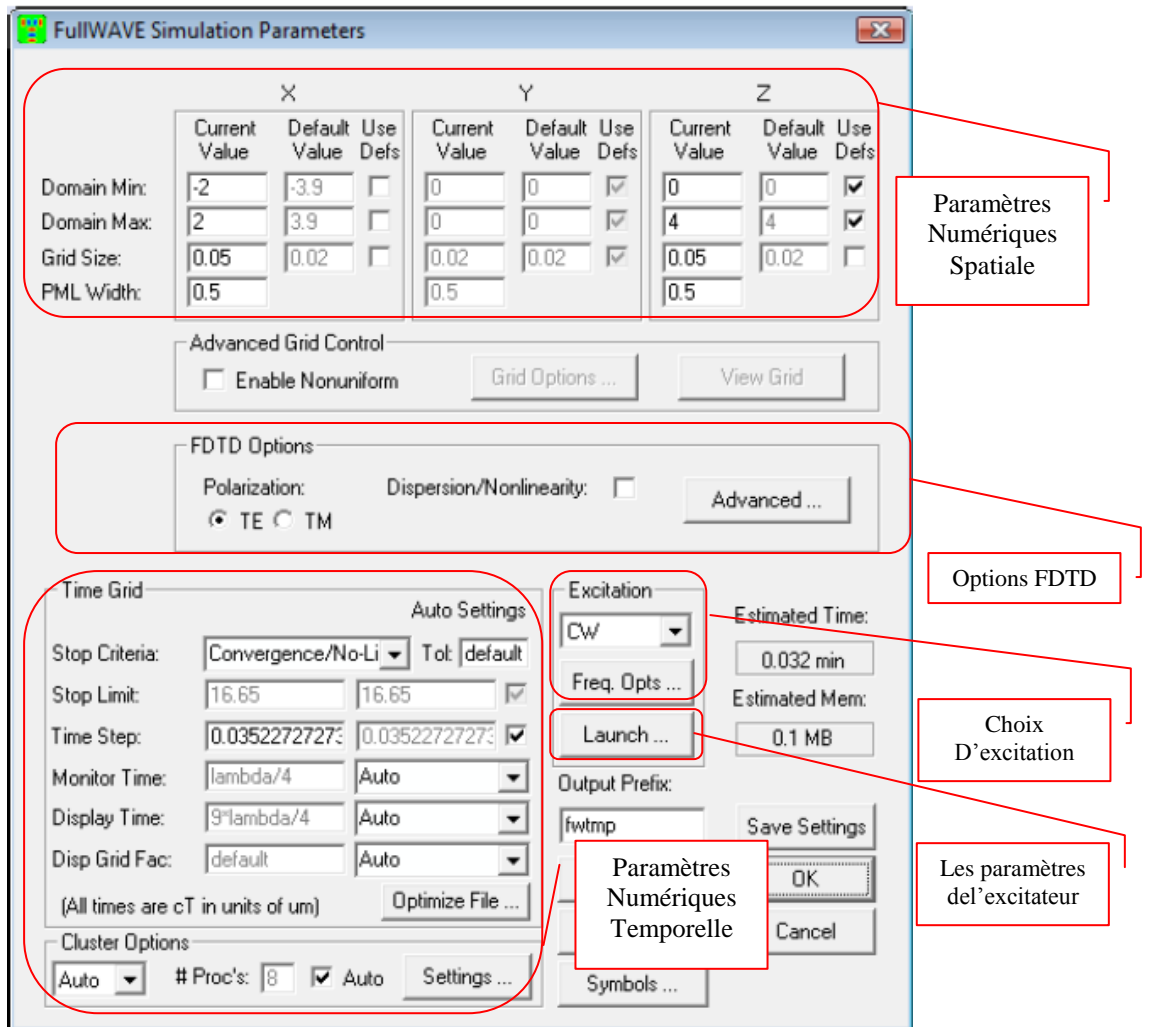


Figure III.5 : Fenêtre des paramètres de simulation FullWAVE.

a.1.2. Paramètres Numériques Temporelle :

- **“Time domain” et “time step”**: L'algorithme FDTD est basé sur un domaine temporel: De plus d'une grille spatiale, une grille temporelle est nécessaire. La partie inférieure gauche de la boîte « FullWAVE Simulation Parameters » illustrée à la Figure (III.6) spécifie les principaux paramètres du domaine temporel du programme.
- **Stop Criteria et Tol** : Une simulation FullWAVE commence à un temps ($t = 0$); ainsi l'option "Stop Limit" détermine le temps auquel la simulation sera arrêtée. La simulation peut s'arrêter à un moment précis, lorsque les résultats ont convergé, pour les cas suivants :

- **Time limit** : Ce choix arrête la simulation à **Stop Time** et désactive la fonction de convergence automatique.
- **Convergence/No-Limit**: C'est le choix par défaut, la simulation continuera jusqu'à ce que FullWAVE détecte que les résultats ont convergé.
- **Conv/Stop-At-Limit**: Ce choix interrompt la simulation lorsque FullWAVE détecte que les résultats ont convergé (selon la valeur Tol décrite ci-dessus) ou à
- **Stop Limit** : Cette option, conjointement avec l'option "Stop Criteria" décrite ci-dessus, détermine la longueur du calcul, dans le temps [μm]. Cette option est désactivée lorsque "Stop Criteria" est défini sur "Convergence / No-Limit". Par défaut, une valeur optimale est utilisée. Pour désactiver l'utilisation automatique de "Stop Limit", décochez la case et entrez la valeur souhaitée. Lorsque Stop Criteria est défini "Time Limit", cette option s'appelle "Stop Time".
- **Time Step** : Cette option définit la taille de la grille temporelle [μm] qui doit satisfaire la condition de la stabilité numérique de l'algorithme FDTD. Il n'est pas possible de lancer une simulation à moins que cette condition ne soit remplie.

a.2. Paramètres physique : Deux paramètres physiques sont nécessaires pour effectuer une simulation FullWAVE:

- Les paramètres du matériau : y compris la permittivité relative $\epsilon(r, \omega)$ et la perméabilité relative $\mu(r, \omega)$ en fonction de l'espace et / ou de la fréquence.
- L'excitation d'un champ électromagnétique.

Basé sur ces paramètres, on peut modéliser le champ électromagnétique en fonction de l'espace et du temps (r, t) .

a.2.1. Les paramètres du matériau: Afin d'utiliser l'algorithme FDTD pour étudier la propagation des champs lumineux dans une structure, les paramètres du matériau doivent être spécifiés. FullWAVE utilise les formules suivantes pour spécifier les propriétés des matériaux:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{III.22})$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{III.23})$$

Où P et M sont la polarisation / aimantation et peuvent être, dispersifs, non linéaires, ou anisotropes.

- **Matériau linéaire (Non-Dispersive):** Un matériau non-dispersif linéaire est défini par son indice de réfraction qui est un nombre simple réel ou complexe.
- **Matériau Dispersive linéaire:** Des matériaux dispersifs peuvent être définis par une multitude de moyens comprenant des expressions arithmétiques, des fichiers de données, ou des coefficients de Sellmeier. L'option **"Dispersion/Nonlinearity"** doit être cochée en effectuant des simulations avec des matériaux dispersive.
- **Matériau non-linéaire:** FullWAVE supporte des matériaux de non linéarité du second et troisième ordre, pour permettre leurs utilisation, on vérifie si l'option **"Dispersion/Nonlinearity"** est cochée dans le boîte de dialogue "paramètres de simulation FullWAVE.
- **Matériau anisotrope :** L'anisotropie est définie sous FullWAVE par l'intermédiaire d'un tenseur complexe (3x3). Pour permettre l'utilisation des matériaux anisotropes dans une simulation, vérifier si l'option **"Use Anisotropic Materials"** dans la zone de dialogue "Advanced" paramètres est choisie.

a.2.2. Excitation du champ électromagnétique : Pour exécuter une simulation, une condition initiale de lancement ϕ_L au temps $t = 0$ est nécessaire, il s'agit à la fois d'une excitation spatiale et temporelle :

$$\phi_L(r, t) = f(r_0)g(t) \quad (\text{III.24})$$

Où $f(r_0)$ est l'excitation spatiale au plan de lancement et $g(t)$ est l'excitation temporelle.

- **Choix d'une excitation :** L'excitation de la structure est nécessaire pour effectuer une simulation. Ce champ de lancement (Figure III.6), est composé à la fois d'un aspect spatial et temporel et est définie via la boîte de dialogue "Launch Parameters". Cette boîte de dialogue peut être ouverte via le bouton "Launch...". En outre, les options de fréquence peuvent être facilement accessibles en cliquant sur le bouton "Freq. Opts".

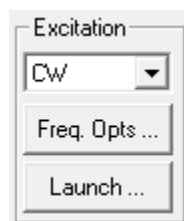


Figure III.6 : La partie de la boîte de dialogue qui permet d'accéder aux propriétés d'excitation.

L'excitation est composée à la fois d'une composante spatiale et temporelle, et est représentée comme une somme d'excitations individuelles :

$$\phi_L(r, t) = \sum_i \phi_i(r, t) \text{ (III.25)}$$

L'excitation individuelle est définie par :

$$\phi_i(r, t) = \sqrt{P_i} \cdot f_i(r) \cdot g_i(t) \cdot e^{i\theta_i t} \text{ (III.26)}$$

Phase de l'excitation
L'excitation temporelle

Puissance de l'excitation
L'excitation spatiale

- **Boite de dialogue "Launch Parameters"** : Cette boite de dialogue (Figure II.7) permet à l'utilisateur de définir plusieurs excitations qui peuvent être combinés linéairement avec différentes puissances et phases pour réaliser la fonction $\phi_L(r, t)$. On commence par décrire les options de l'excitation individuel.

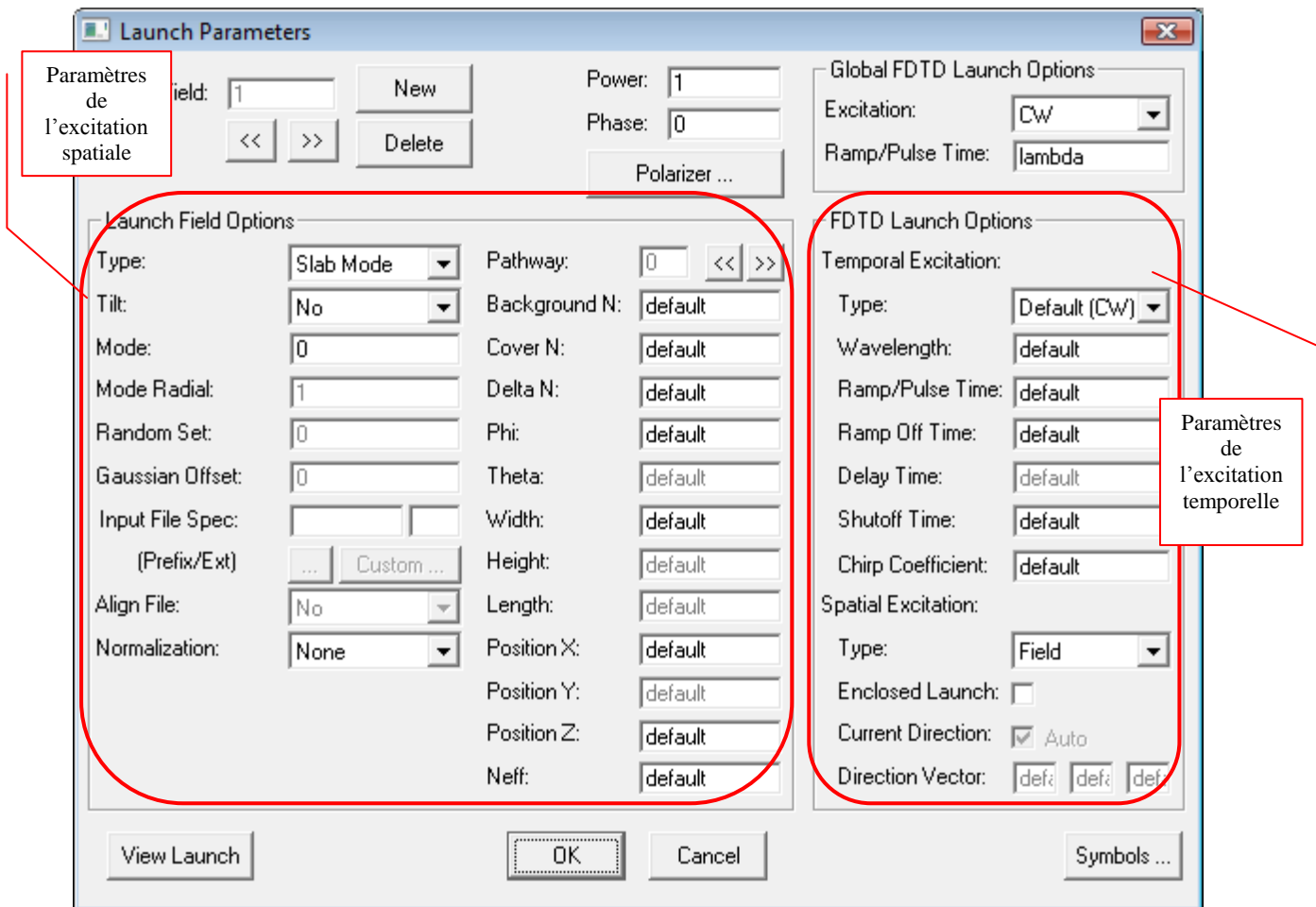


Figure III.7 : Boite de dialogue "Launch Parameters", sélectionne à la fois le type et les caractéristiques de l'excitation lancé pour la simulation.

a.2.2.1. Excitation Spatiale : La fonction $f_i(r)$ ci-dessus représente la composante spatiale de l'excitation (Figure III.8). La composante spatiale peut être divisée en deux

sections principales : le type de profil du champ souhaité et les données de lancement facultatives qui définissent le profil souhaité. Cette section décrit d'abord la définition de cette fonction à la fois pour une source de champ et une source de courant, puis décrit le profil du champ et ses paramètres optionnels associés.

- a. **Choix du type de source :** FullWAVE prend en charge plusieurs types d'excitations spatiales, ou types de sources.

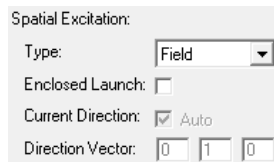


Figure III.8 : La partie de la boîte de dialogue "Launch Parameters" pour les options d'excitation spatiale.

- **Sources de champ :** Les sources de champ peuvent être considérées comme un faisceau incident. Ils sont définis le long d'un plan spécifique, et rayonnent de ce plan. Ce sont les types d'excitations les plus courants utilisés dans FullWAVE.

- **Source de courant :** Les sources de courant sont des excitations qui sont dus à des courants présents dans le domaine de simulation. L'aspect spatial du champ ainsi que la direction du courant peuvent être spécifiés.

- **Définition du profil du champ :**

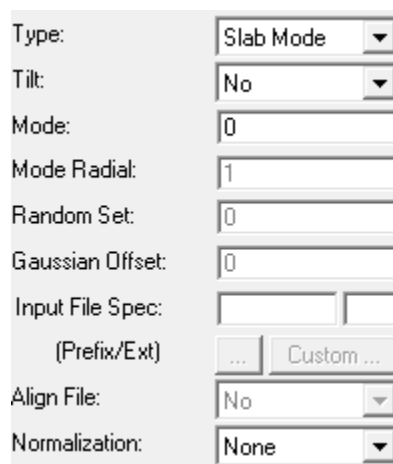


Figure III.9 : La partie de la boîte de dialogue "Launch Parameters" où les types de profil de champ sont définis.

- **Launch type :** Cette zone déroulante permet de sélectionner le type de champ (Figure III.9). Les choix disponibles sont :
 - **File :** Le champ est obtenu à partir d'un ou plusieurs fichiers de données ASCII qui peuvent être le résultat d'une simulation précédente.
 - **Computed Mode :** Cette option n'est pas utilisée par FullWAVE.

- **Gaussian** : Cette option indique que le champ d'entrée spatiale sera une fonction gaussienne définie comme :

$$f(x, y, z_0) = \exp^{-x^2/a^2} \cdot \exp^{-y^2/b^2} \quad (\text{III.27})$$

Où : $a = W/2, b = H/2$


W et H : sont la largeur et la hauteur de la gaussienne, Z_0 : Le plan incident.

$$W = H = \frac{1}{e} (\text{III.28})$$

- **Rectangle** : Cette option indique que l'excitation spatiale sera une fonction rectangulaire de la valeur unitaire, mais peuvent être entre autre définie directement via les données de profil facultatives.
- **MultiMode** : Il s'agit d'une option spécialisée utile pour l'étude de guides hautement multimodes.
- **Plane Wave** : Cette option permet l'utilisation d'une excitation onde plane. Lorsque vous utilisez cette option, la largeur et la hauteur sont définies sur l'infini.
- **Tilt** : Cette option incline le champ de lancement pour entrer dans le domaine de la simulation par un angle définie.
- **Mode** : Cette option définit le nombre de mode d'excitation. par défaut '0' est le mode fondamental.
- **Normalisation** : Cette option sélectionne comment le champ saisi est normalisé. Le choix par défaut est
 - **'None'** : qui ne modifie pas les valeurs dans un fichier de données pour un type de saisie de File et définit la valeur de crête de tous les autres champs de lancement à 1.
 - **'Unit Peak'** : définit la valeur de crête à 1 dans tous les cas.
 - **'Unit Power'** : normalise le champ de telle sorte que la puissance dans le champ de saisie soit 1.
- **Données facultatives du profil du champ** : Les données de l'excitation spécifiées dans la section précédente définissent les paramètres utilisés pour calculer le profil de l'excitation.

Pathway:	1	<<	>>
Background N:	1.49		
Cover N:	default		
Delta N:	0.01		
Phi:	default		
Theta:	default		
Width:	9		
Height:	9		
Length:	default		
Position X:	X_Pos		
Position Y:	Y_Pos		
Position Z:	default		
Neff:	default		

Figure III.10 : La partie de la boîte de dialogue ‘Launch Parameters’ où sont définies les données de lancement.

La figure (III.10) définit les données du profil du champ facultatives utilisées pour calculer le profil de l’excitation. Les valeurs par défaut de ces options sont définies par un composant d’entrée et peuvent être définies manuellement si nécessaire. Si on veut ajouter une nouvelle voie d’excitation, on clique sur le bouton  ‘and’, et le numéro de la voie s’affiche à côté. Plusieurs caractéristiques de l’excitation, telles que la position, la largeur du mode et l’angle d’entrée, sont déterminées à partir des propriétés et peuvent être remplacées individuellement en saisissant des valeurs explicites.

- **Background N :** Cette option définit l’indice de réfraction du substrat. La valeur par défaut correspond à l’indice saisi lors de la conception du fichier.
- **Cover N :** Elle définit l’indice de réfraction de la couche supérieure dans le cas d’un guide d’onde ou fibre.
- **Delta N :** Correspond à la différence d’indice de réfraction des trous et celui du substrat dans le cas d’un cristal photonique.
- **Phi et Theta :** Ces options définissent l’angle d’inclinaison de l’excitation par rapport au domaine de simulation.
- **Width, Height, et Length :** Ces options définissent la largeur (mesurée selon X), la hauteur (mesurée selon Y) et la longueur (mesurée le long de Z) du champ d’excitation à lancer. Les valeurs de largeur et de hauteur par défaut correspondent à la largeur et à la hauteur du composant entré, et la longueur par défaut est 0.
- **Position X, Position Y, et Position Z :** Ces options définissent la position à laquelle l’excitation est lancée. Les valeurs par défaut dépendent de la position de la structure saisie.
- **Neff :** Ce champ de saisie numérique sélectionne l’indice effectif correspondant à la constante de propagation du champ.

a.2.2.2. Excitation temporelle : En plus de l'excitation spatiale, un champ de lancement FullWAVE nécessite une fonction d'excitation temporelle $g_i(t)$ (Figure III.11). Le type d'excitation temporelle qui devrait être utilisé sera déterminé par les résultats souhaités.

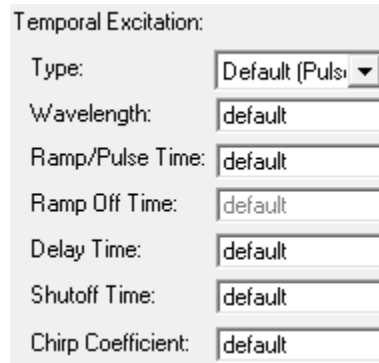


Figure III.11 : La partie de la boîte de dialogue ‘‘Launch parameters’’ où les paramètres d'excitation temporelle sont définis.

FullWAVE comporte trois types d'excitation :CW, Pulse ou Impulse.

- **CW :** Le type d'excitation CW est normalement utilisé lorsqu'on veut étudier le régime de stabilité ‘‘Steady State’’ de la conception. Il se compose de deux fonctions d'enveloppe multipliant une porteuse sinusoïdale. Cela peut être exprimé comme :

$$g(t) = \xi_{up}(t)\xi_{down}(t) \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(t) + At^2\right] \quad (III.29)$$

Où la longueur d'onde λ est la même longueur d'onde de l'excitation , et A est le coefficient chirp.

- **Pulse :** Une excitation par pulsation est utilisée lorsqu'on veut étudier la réponse fréquentielle d'une conception. Elle se compose d'une fonction enveloppe gaussienne multipliant une porteuse sinusoïdale. Cela peut être exprimé comme :

$$g(t) = \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau} - t_d\right)^2\right] \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(t) + At^2 + \phi_0\right] \quad (III.30)$$

λ : La longueur d'onde du champ.

τ : Le temps de la pulsation (son unité cT) défini par l'option ‘‘Ramp/Pulse Time’’.

t_d : Le temps de retard de l'impulsion défini par l'option ‘‘Delay Time ‘’.

ϕ_0 :La constante de phase, elle est choisi de telle sorte que la phase soit 0 au maximum de la fonction gaussienne.

- **Impulse :** Une excitation à l'impulsion est exploitée uniquement pour un calcul du mode cavité. Elle a une signification différente des autres types d'excitation où le champ s'exprime comme suit:

$$\phi_L(r, t) = f(x, y)h(z)\delta(t_0) \quad (\text{III.31})$$

←
↓
→

Dépendance spatiale dans les directions X et Y Dépendance spatiale suivant Z Dépendance temporelle

La dépendance en Z est donnée par : $h(z) = \delta(z_0)$, où z_0 est la position du lancement de l'excitation. Lorsqu'on utilise l'option *Impulse*, la longueur d'onde n'a aucun effet direct sur l'excitation ou la simulation.

- **Boite de dialogue "Frequency options"** : Cette boite de dialogue (Figure III.12) peut être ouverte en cliquant sur le bouton "Freq. Opts".

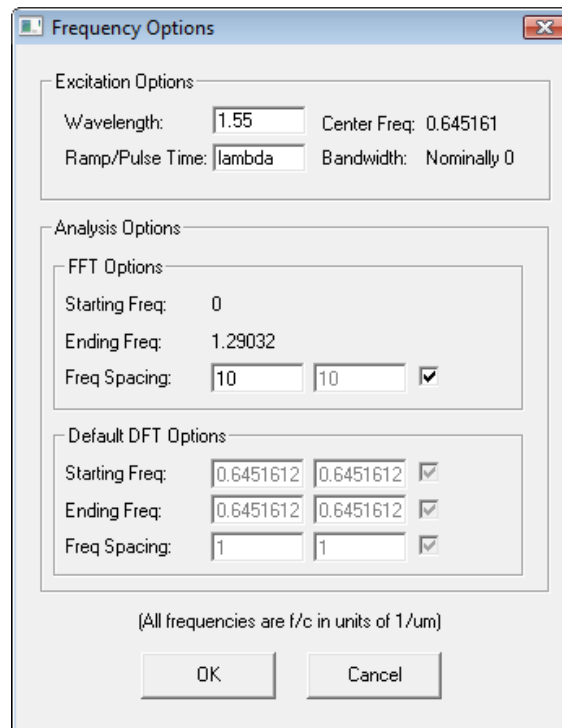


Figure III.12 : Boite de dialogue "Frequency options".

Ces options sont :

- **Wavelength** et **Center Freq** : L'option "Wavelength" est la longueur d'onde centrale du signal, l'option "Center Freq" affiche la fréquence associée (μm^{-1}) à cette longueur d'onde.
- **Bandwidth** : L'option "Bandwidth" présente la largeur de la bande liée à la largeur de la pulsation définie dans Ramp/Pulse Time. Pour l'excitation *CW*, la largeur de bande est nominale 0.
- **Les Options FFT** :
- **Starting Freq** : La fréquence de commencement est toujours "0".

- **Ending Freq:** Dépend du paramètre "Time step".
- **Freq Spacing :** Dépend du paramètre "Stop Limit".
 - **Options FDTD :** L'algorithme FDTD a beaucoup d'options supplémentaires qui contrôlent davantage une simulation FDTD. Ces options sont définies dans la boîte de dialogue " FullWAVE Simulation Parameters" ou dans la boîte "Advanced".
- **Polarisation :**
 - **Simulation 2D :** Pour les simulations FDTD-2D, les équations de Maxwell sont séparables, et donc chaque polarisation peut être modélisée séparément. Une simulation TE modélise le champ électrique le long de y , et comprend les composantes de champ E_y , H_y et H_z . Une simulation TM modélise le champ magnétique le long de y , et comprend les composantes H_y , E_x et E_z .
 - **Simulation 3D :** Pour les simulations FDTD-3D, les équations de Maxwell sont couplées et ne peuvent pas être séparées. Il est préférable de définir la polarisation à la composante dans laquelle réside la majorité du champ: TE pour E_x et TM pour E_y .
 - **Dispersion/Nonlinearity :** Cette option permet l'utilisation de matériaux dispersive ou non-linéaire dans la simulation. Il est important d'activer cette option lorsque ces types de matériaux sont utilisés; si elle n'est pas activée, la simulation peut être instable.

a.3. Les capteurs (Moniteur) :

FullWAVE permet de calculer la variation du champ électromagnétique en fonction du temps et de l'espace pour une structure d'indice de réfraction arbitraire en réponse à une excitation et peut afficher ce champ à des intervalles de temps. Pour enregistrer ces informations en fonction du temps ou de la fréquence à des fins de traitement et d'analyse, nous présentons la notion de moniteurs. Un moniteur enregistre à la fois les valeurs de champ et les grandeurs électromagnétiques communes, telles que la puissance ou la densité d'énergie, en fonction du temps ou de la fréquence. On va aborder les types de sortie qu'un moniteur FullWAVE peut produire marqué sur la figure (III.13), puis les étapes pour créer un moniteur et enfin une description détaillée de l'utilisation des moniteurs.

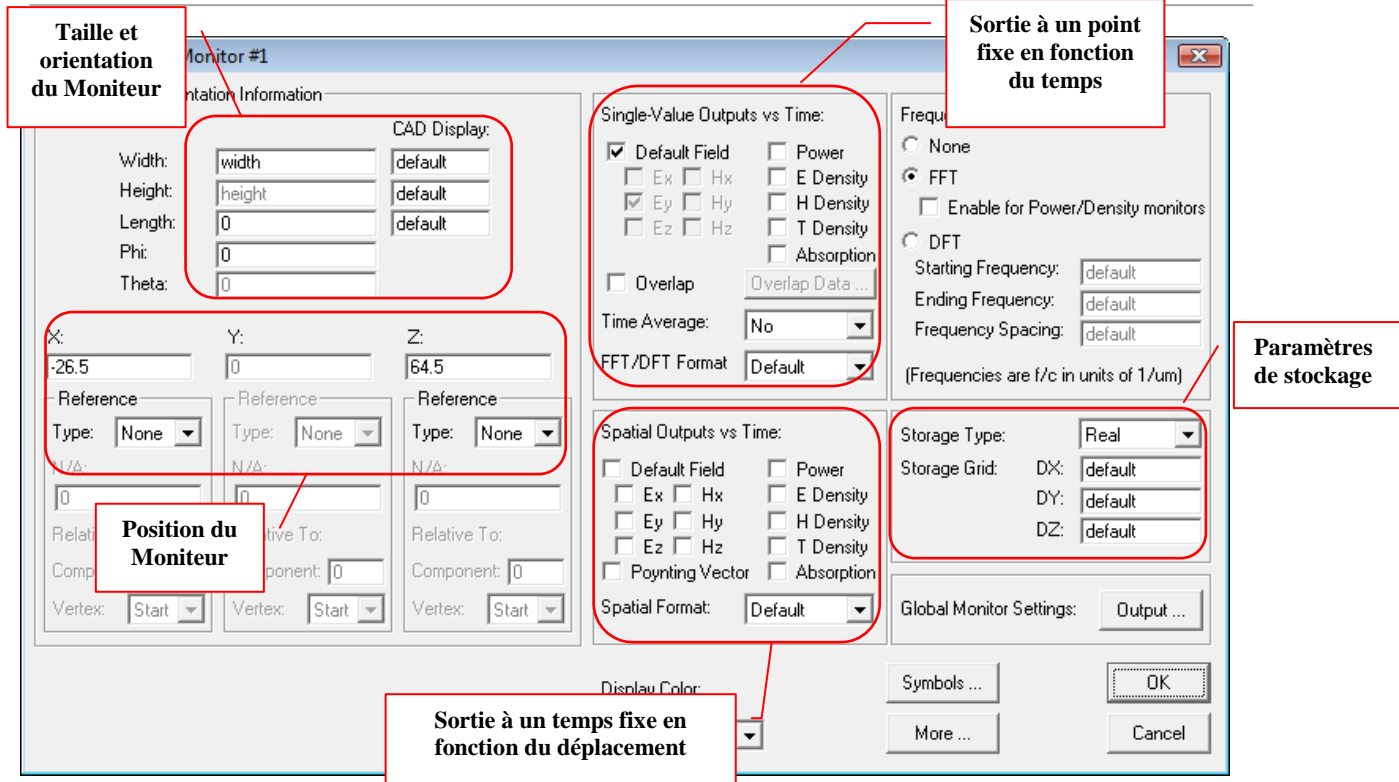


Figure III.13 : La boîte de dialogue des propriétés du moniteur.

a.3.1. Les différents types de capteurs : Un moniteur FullWAVE produit deux types de sorties en exploitant une analyse FFT/DFT.

- **Single-Value Output :** C'est le type de capteur le plus utilisé sous FullWAVE. Il mesure le champ, puissance, énergie,... en un point donné de la structure, donc la position est fixe et le temps varie.
- **Spatial Output :** Permet d'effectuer des mesures en un temps fixe en fonction de la position.

a.3.2. Frequency Output (FFT/DFT): Un moniteur FullWAVE performe une analyse fréquentielle afin d'obtenir une réponse spectrale, l'algorithme FFT est utilisé uniquement dans le cas d'un point fixe "Single Value Output", il est calculé à la fin de la simulation. Tandis que l'algorithme DFT, peut être utilisé pour les 2 cas outputs pour une fréquence ou une gamme, il calcul au fur et à mesure que la simulation progresse.

b. Illustration des étapes de simulation d'un CP à cavité :

A titre d'exemple [11] on va simuler un cristal photonique à défaut ponctuelle en utilisant l'outil FullWAVE. On modélisera le calcul du spectre de la cavité pour déterminer la fréquence de résonance, puis on calculera le facteur de qualité Q.

b.1. Description de la structure :

La structure est composée de trous d'air dans un substrat de silicium ($n=3.37$) de géométrie hexagonale (Figure III.14). La constante réseau ($a = 0.4 \mu m$) et le diamètre des trous est de $0.65a$. Pour créer le défaut, le trou central est supprimé. Les modes défauts seront recherchés autour d'une longueur d'onde $1.5 \mu m$.

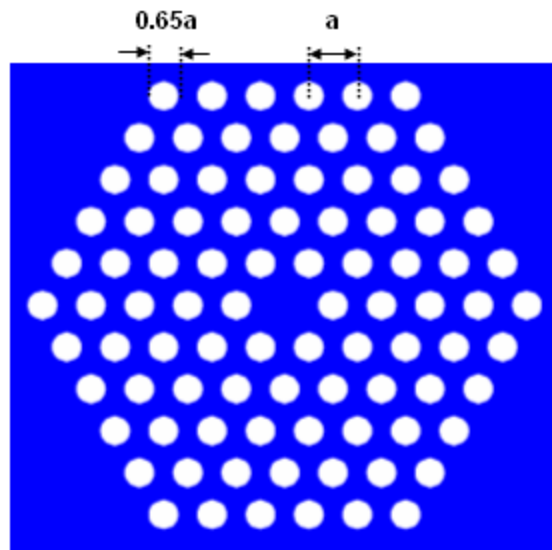


Figure III.14 : la structure du CP à défaut.

b.2. Création d'un cristal photonique sous Rsoft CAD :

Cette structure sera créer sous CAD, on clique sur "Utility/ Array Layout " de la barre Menu. Une structure 2D hexagonale dans le plan (XZ) peut être créée avec les paramètres suivants :

Paramètre	Valeur
Dimensions	2D XZ
Lattice Type	Hexagonal – Holes in Slab
Lattice Size	L=11 , M=11
Unit Cell Contents	Circle

b.3. Définition des symboles: Pour définir les variables, on clique sur l'icône "Edit Symbols" où la table des symboles va apparaître (Tableau III.1) :

Variable	Valeur	Description
----------	--------	-------------

Period	0.4	La constante réseau
Radius	0.325*Period	Le rayon des trous
Nslab	3.37	Indice de réfraction du substrat
Nhole	1	indice de réfraction des trous
background_index	Nslab	Indice du substrat, dans ce cas c'est Nslab
delta	Nhole- background_index	Variation d'indice de réfraction
Polarisation	1	La polarisation de la simulation est TM.
sim_tool	ST_FULLWAVE	L'outil de simulation est FullWAVE

Tableau III.1: Table des symboles.

Pour créer la structure, on supprime les trous en plus jusqu'à ce qu'elle apparaisse comme montré dans la figure (III.15).

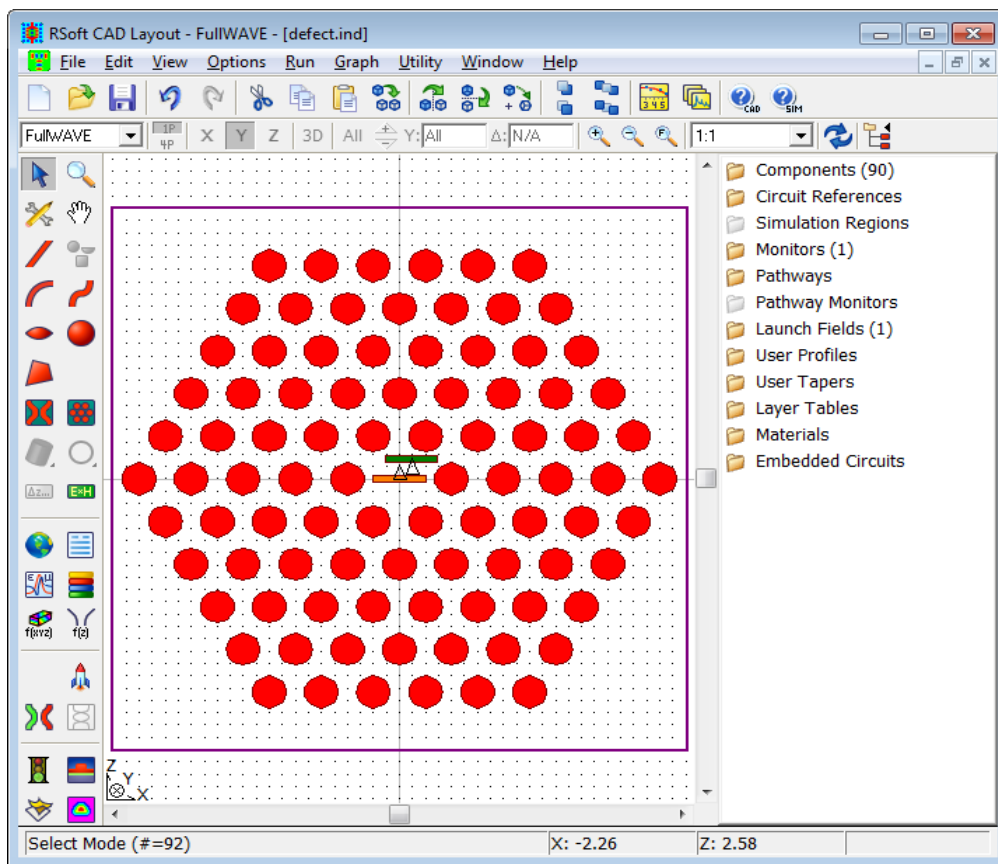


Figure III.15 : La structure du CP à cavité sous Rsoft CAD.

b.4. La simulation FDTD-2D :

b.4.1. Placer un capteur : Un capteur (flèche verte) sera employé pour enregistrer la réponse temporelle du système. Il sera placé à la position (X, Z) de (0.234*Period, 0.411*Period) afin de modéliser la variation du champ à ce point.

b.4.2. Lancer une excitation : Pour exciter une plage de fréquences, une excitation de type impulsion devrait être employée. Ce type d'excitation est une fonction Dirac dans temps donc elle excite une gamme étendue de fréquence. Cliquer sur l'icône "Perform Simulation"




, choisir "impulse" comme excitation et saisir les paramètres suivants :

Paramètre	Valeur
Stop Criteria	Time Limit
Stop Time	200
X PML Width	8*grid_size
Z PML Width	8*step_size

Pour définir l'emplacement de l'excitation cliquer sur le bouton "Launch...", et saisir les paramètres suivant :

Paramètre	Valeur	Description
Position X	0	La position de l'excitation dans la direction X.
Position Z	0.2	La position de l'excitation dans la direction Z.
Width	Period	La largeur de l'excitateur

b.4.3. Calcul de la fréquence de résonance de la cavité : Le calcul d'un mode de cavité est analogue à trouver la fréquence de résonance de la structure, pour une plage de fréquences excitée. La réponse en fréquence de la cavité est mesurée et les crêtes représentent les fréquences du mode de cavité. Cliquer sur le bouton "Advanced..." puis cocher la case "Compute Mode". Ceci indique que le spectre des longueurs d'ondes sera calculer au niveau du capteur.

Donner un nom à votre fichier puis cliquer sur ‘‘OK’’. Pour afficher le spectre de fréquence (Figure III.16), cliquer sur l’icône  ‘‘View Graphs’’ et sélectionner le nom de fichier saisi avec une extension ‘‘.pfm’’.

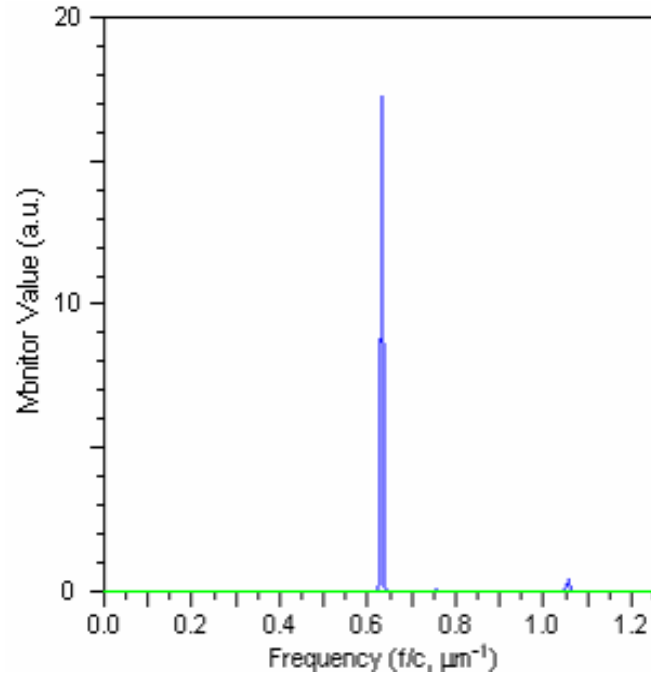


Figure III.16: Le spectre de fréquence de la structure à défaut. Un pick à $0.63479\mu\text{m}^{-1}$ qui représente une longueur d'onde de $1.575\mu\text{m}$.

b.4.4. Calcul du facteur de qualité de la cavité par l’outil Q-Finder : Pour calculer les paramètres de la cavité, ouvrir Q-Finder via la barre Menu ‘‘Utilities/Q-Finder’’ et saisir les paramètres suivants :

Paramètre	Valeur	Description
Center	1.0/1.5	Place la fréquence initiale pour commencer à rechercher des modes résonnants en μm^{-1} . C'est équivalent à une longueur d'onde de $1.5\mu\text{m}$.
Propagation lengths (2^N*dt)	12,15	Définie la longueur de la série de simulations employées pour trouver le mode de résonance. 12,15 indiquent que des simulations seront effectuées avec des temps d'arrêt de 2 ¹² et 2 ¹⁵ .
Find Mode Volume	Enabled	Permet le calcul du volume modal de la cavité.
Spectral analysis method	FHA if possible	La méthode FHA est utilisée pour calculer Q.

Cette méthode a permis de calculer la fréquence de résonance ($f = 0.63497\mu\text{m}^{-1}$), le facteur de qualité ($Q = 3363$) et le volume modal ($V_{mod} = 0.12$).

c. Illustration des étapes de simulation d'un diviseur de puissance à l'état d'équilibre:

La structure est un CP 2D de géométrie hexagonal, présentant des trous d'air dans un diélectrique, ayant comme indice de réfraction ($n = 3.4$), la constante réseau Λ est $0.4 \mu m$ et le rayon des trous est 0.3Λ , où les étapes de construction sont mentionnées dans la section précédente. Le diviseur est formé par trois guides d'ondes à défauts linéaires conçu par omission des trous (Figure III.17).

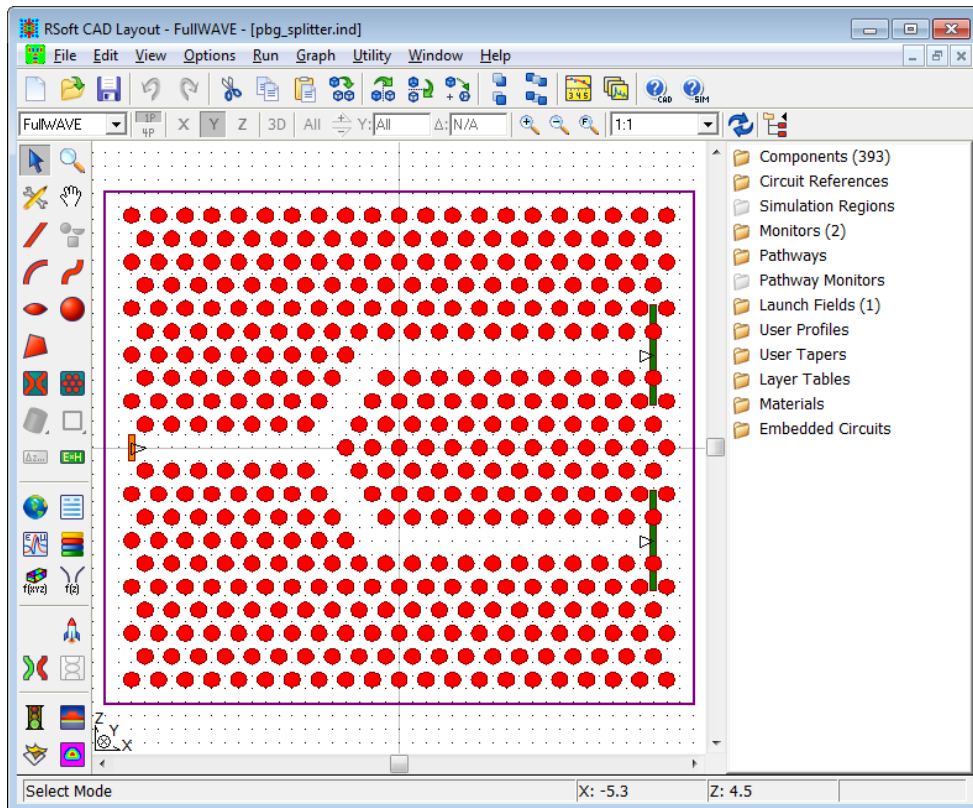


Figure III.17 : Structure du diviseur de puissance[11].

Deux capteurs sont placés sur les deux guides de sorties afin d'enregistrer les données de simulation. Dans les deux cas le flux de puissance est mesuré. Les capteurs sont tournés par un angle de 90° . Le champ d'excitation a le profil d'une gaussienne, $width=\Lambda$, une polarisation TM, une excitation de type "CW", et une longueur d'onde de $1.533\mu m$. Ce dernier a été tourné par un angle de 90° afin d'exciter les modes du guide d'onde.

▪ **Simulation pour le cas du “steady state” :**

Une étude à l’état d’équilibre “Steady State” permet d’avoir le niveau de puissance mentionné par chaque capteur. Après que la simulation ait accompli, les résultats exposent un rendement d’environ 35% de puissance dans chaque bras (Figure III.18).

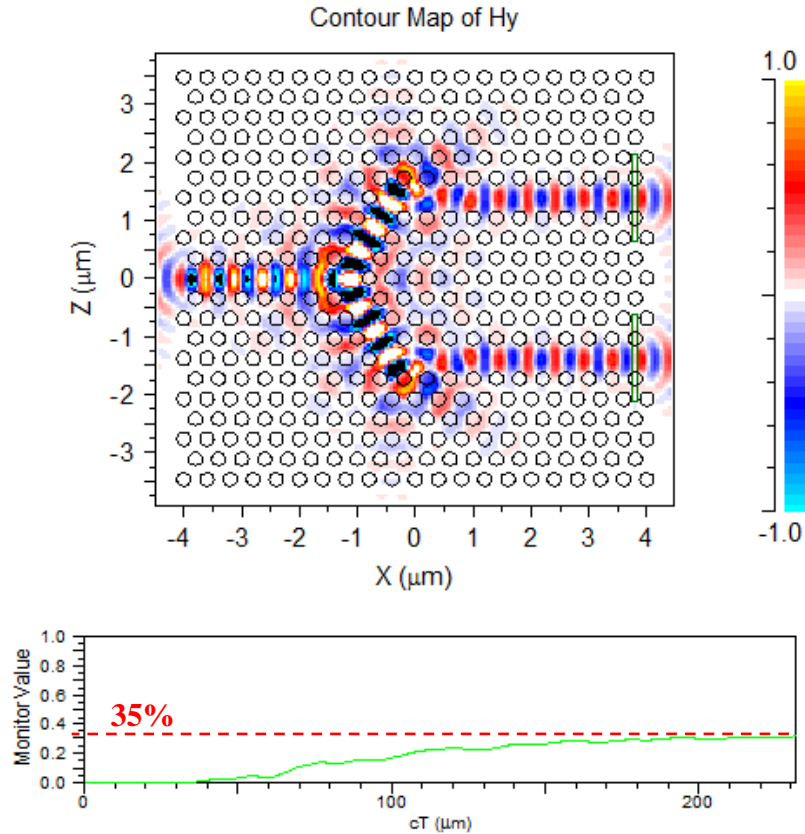



Figure III.18: Les résultats de simulation pour une excitation CW.

d. Non-linéarité sous FullWAVE :

L’indice non linéaire, ou la permittivité diélectrique relative “Eps Nonlinear”, une propriété qui peut être définie sur le tableau qui s’affiche en cliquant sur l’icône  “Edit Materials”(Figure III.19).Elle permet le contrôle des non-linéarités de second et troisième ordre.

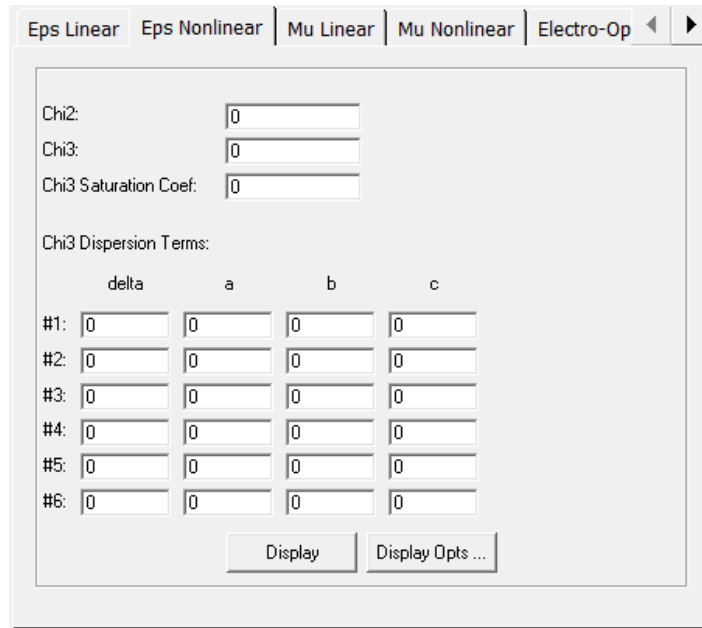


Figure III.19: La permittivité non-linéaire sous le tableau ‘Edit Materials’.

L’éditeur matériaux permet à l’utilisateur de créer des matériaux avec la définition suivante pour epsilon non linéaire :

$$D = \epsilon_0 E + P \quad (\text{III.32})$$

$$P = \epsilon_0 [\chi^1 E + \chi^2 E^2 + \chi^3(\omega) |E|^2 E] \quad (\text{III.33})$$

χ^2 est la susceptibilité non-linéaire du deuxième ordre, et $\chi^3(\omega)$ est la susceptibilité non linéaire de troisième ordre saturable dispersive. Elle est définie comme une somme linéaire de multiples résonances multipliée par un terme de saturation :

$$\chi^3(\omega) = [\chi_\infty^3 + \sum_k \chi_k^3(\omega)] \left[\frac{1}{1 + c_{sat} E^2} \right] \quad (\text{III.34})$$

Où χ_∞^3 est la valeur de la susceptibilité limite à la fréquence infinie, et $\chi_k^3(\omega)$ sont des termes de dispersion, chaque terme de dispersion est définie comme suit :

$$\chi_k^3(\omega) = \frac{\Delta \chi_k^3}{a_k (i\omega)^2 - b_k (i\omega) + c_k} \quad (\text{III.35})$$

- $\Delta \chi_k^3$ est la force de chaque résonance, et le choix des paramètres a_k , b_k , et c_k dépend du type de résonance (Lorentz, Drude). Ces modèles décrivent l’interaction de la lumière avec la matière et sont exploités pour décrire la dépendance fréquentielle de la polarisation. Pour le cas d’un matériau diélectrique on applique le modèle de Lorentz.

	a_k	b_k	c_k
Lorentz	1	Free	Free
Drude	1	Free	0

Les paramètres qui définissent la susceptibilité non-linéaire sont :

Chi2	χ^2
Chi3	χ^3
Chi3 Saturation Coef	Le coefficient de saturation décrit ci-dessus pour χ^3

Remarque :

Sous FullWAVE, puisque la plupart des problèmes sont linéaires, les unités de champ sont essentiellement non pertinentes puisque des résultats du moniteur sont normalisés à la puissance d'entrée. Cependant, en utilisant des matériaux non-linéaires, les unités deviennent importantes : le logiciel doit être employé d'une manière cohérente afin d'obtenir une réponse correcte. Le type de normalisation utilisé durant notre simulation est :

Launch normalization=*Power*, launch_power_unit=1 (Puissance mesurée en Watt), on aura:

$$P_{FW} = 2P[W]$$

$$\chi_{FW}^{(3)} = \chi^{(3)}[\mu m^2/V^2]$$

$$\chi_{FW}^{(2)} = \chi^{(2)}[\mu m/V]$$

La relation qui lie l'indice Kerr non-linéaire n_2 ($\mu m^2/W$) à la susceptibilité d'ordre

(3) est la suivante :

$$n_2 = \frac{3\chi^3}{4n_L^2} Z_0 \quad (III.36)$$

n_L est l'indice linéaire et $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \approx 376.7\Omega$

III.3.2 Outil de simulation ‘BandSOLVE’ :

BandSOLVE est un outil de simulation développé afin d'analyser des structures à BIPs intégré dans RSoft. Le moteur de simulation est basé sur une exécution optimisée avancée de la technique d'expansion pour des structures périodiques. BandSOLVE est idéal pour produire des structures de bande pour les structures photoniques classiques à BIPs telles que la 2D et 3D avec ou sans défauts. En outre, il peut être appliqué aux structures de fibre telles que les fibres en CP.

▪ **Simulation du diagramme de bandes d'une structure sous "BandSOLVE" :**

La simulation du diagramme de bandes interdite sous BandSOLVE passe par plusieurs étapes, on note :

- Etape 1 : Présentation de la structure : On commence par supposer qu'une fenêtre CAD est ouverte contenant le circuit à simuler. Ceci pourrait être un circuit nouvellement créé, ou un circuit précédemment sauvegardé ensuite chargé par l'utilisateur.
- Etape 2 : Choisir BandSOLVE comme outil de simulation (Figure III.20).

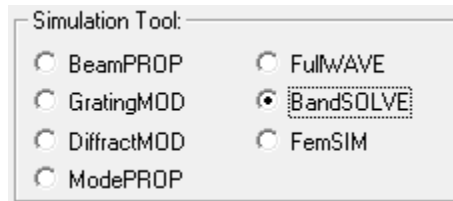


Figure III.20 : L'option "outil de simulation" comme montré dans la zone de dialogue globale.

- Etape 3 : Saisir les paramètres de simulation

Après ouvrir la boîte de dialogue "Simulation Parameters" montré dans figure (III.21). En clique sur "Perform Simulation". Cette dernière permet de saisir les paramètres exigés pour une simulation numérique, et commande d'autres aspects importants de la simulation.

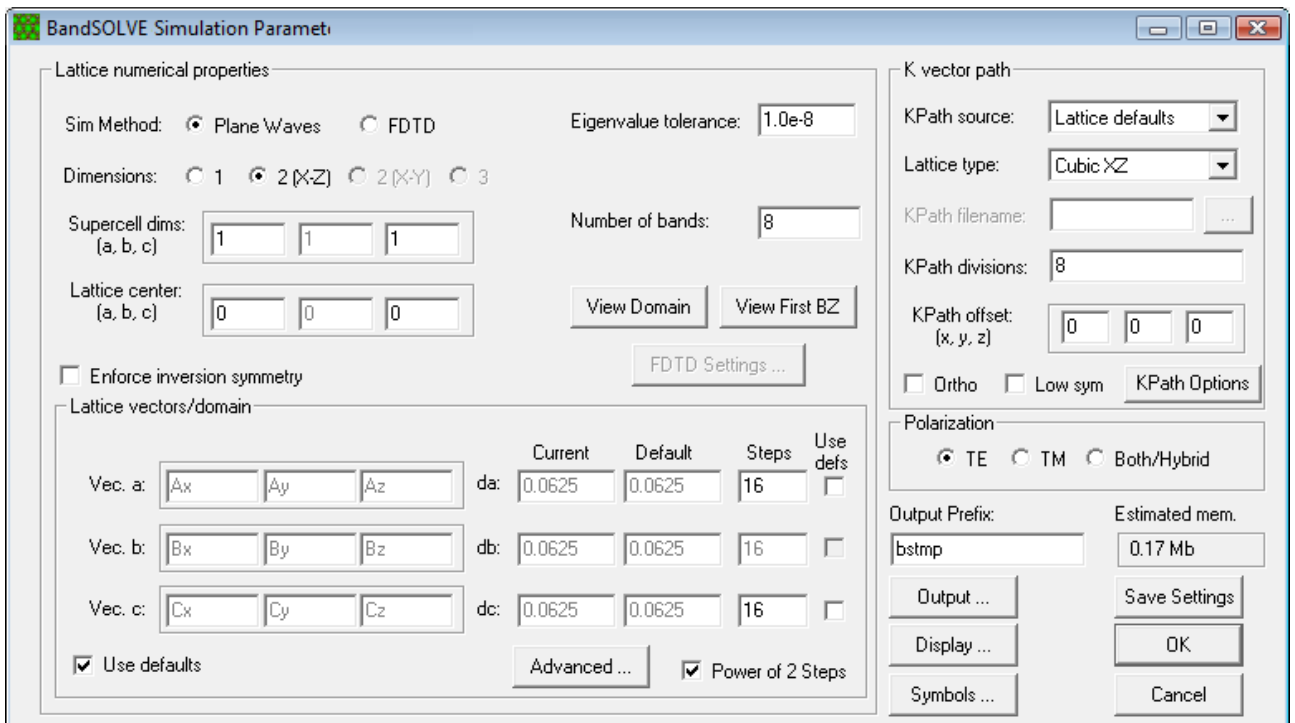


Figure III.21 : La fenêtre "BandSOLVE Simulation Parameters" afin de saisir les paramètres numérique de base.

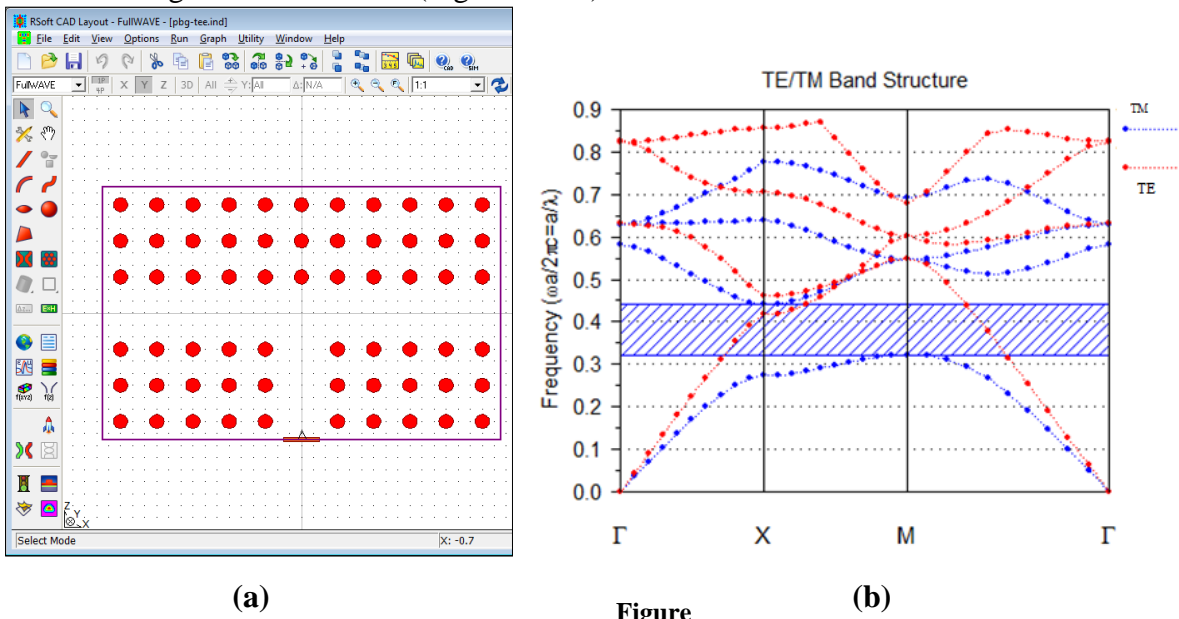
Les paramètres par défaut son maintenu sauf le type de géométrie, et le type de polarisation qui peuvent varier selon la structure.

➤ Etape 4 : Exécution de la simulation

Une fois que les paramètres numériques sont définis, on clique sur ‘OK’ pour commencer la simulation. Le calcul commence dans une nouvelle fenêtre séparé du programme principal. Dans cette fenêtre, le diagramme de bande s’affiche pendant le calcul. Quand la simulation est finie, la barre du titre indique "calcul accompli".

➤ Etape 5 : Accéder au résultat

Pour accéder aux résultats de simulation, on clique sur l’icône ‘WinPLOT’, pour affiché le diagramme de bandes (Figure III.22).



III.22 : (a) Structure du CP proposée. (b) Diagramme de bandes associé.

III.4 Conclusion :

Suite à l’intérêt majeur qu’a suscité les matériaux à bandes interdites photoniques, plusieurs études se sont consacrées à leur modélisation. Nous citons la méthode PWM adaptée pour la présentation des diagrammes de bandes ainsi que la méthode FDTD dans le domaine linéaire et non-linéaire qui est largement exploité afin de simuler le comportement d’une onde électromagnétique dans tout type de milieu.

Nous avons expliqué les lignes de base du principe de fonctionnement du logiciel Rsoft avec ses outils ‘FullWAVE’ et ‘BandSOLVE’, où il s’avère un simulateur adapté à la suite de notre travail, qui a pour objectif l’étude des commutateurs tous optiques.

III.5 Bibliographie :

- [1] J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, et A. Tchelnokov, "Les cristaux photoniques ou la lumière en cage", GET et Lavoisier, Book, (430 pages), Paris, 2003.
- [2] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, et L. A. Kolodziejski, "Guided modes in photonic crystal slabs", Phys. Rev. B, Vol.60, pp. 5751–5758, 1999.
- [3] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, "Photonic bound-states in periodic dielectric materials", Phys. Rev. B, Vol.44, pp. 13772–13774, 1991.
- [4] K.S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", IEEE Trans. Antennas and propagation, Vol.14, pp.302-307, 1966.
- [5] A. Taflove, M. E. Brodwin, "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations", IEEE Trans. Microwave theory Tech., Vol. MTT-23, p.623-630, 1975.
- [6] A. Taflove, M. E. Brodwin, "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations", IEEE Trans. Microwave Theory Tech. Vol. MTT-23, p.888-896, 1975.
- [7] A. Taflove, S.C. Hagness, "Computational Electrodynamics: the Finite Difference Time Domain Method", Artech House, Book, Second Edition, (997 pages), Norwood, 2005.
- [8] A. Taflove, "Advances in computational electrodynamics, The finite-difference time domain method", Artech House Publishers, Book, (724 pages), ISBN: 9780890068342, 1998.
- [9] Ahlem Benmerkhi, « Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités à cristaux photoniques », Thèse de doctorat, Université Mentouri Constantine, 2012.
- [10] L. Dekkiche, R. Naoum, H. Hamam, "A Novel All Optical AND Logic Gate Based on Nonlinear Photonic Crystal", journal of Sensor Letters, Vol.9, pp1-3, 2011.
- [11] Guide d'utilisateur du logiciel « Rsoft –Fullwave », v2014.09.

Chapitre IV :

Étude et conception de nouveaux

Switches

tout-optique à effet Kerr

non-linéaire

IV.1 Introduction :

Actuellement, le défi de diverses recherches est de concevoir des circuits tout optiques à cristaux photoniques pour un traitement tout optique des signaux, afin d'éviter les complexités et la limitation de vitesse de la conversion optique/Électrique (O/E) [1]. Un problème majeur pour la réalisation de circuits intégrés optiques est la conception et la fabrication de commutateur tout-optique de haute qualité. Bien que plusieurs schémas de commutation ont été explorés ses dernières années, les CP sont avérés être des candidats prometteur à cette fin, où Scalora [2] a proposé ce concept pour la première fois en 1994.

IV.2 Switch tout optique conçu sur des cristaux photoniques non linéaires en AlGaAs [3] :

IV.2.1 Introduction :

Dans un premier temps, on va modéliser le comportement d'un simple commutateur tout optique afin d'acquérir une prise en main dans la simulation de telle dispositifs. On va simuler et analyser les performances du commutateur en se basant sur la méthode FDTD et cela pour le cas linéaire et non-linéaire à effet Kerr.

IV.2.2 Description de la structure étudiée :

Le cristal photonique proposé est modélisé sur la figure IV.1. C'est une structure sans défaut, qui se compose d'un treillis carré (7x7) de tiges d'AlGaAs avec un indice de réfraction linéaire $n_0 = 3$ et un coefficient non-linéaire $\chi^{(3)} = 2 \times 10^{-14} m^2/v^2$. Les tiges sont suspendues dans l'air avec un rayon $r = 0.2a$ où $a = 0.5 \mu m$ est la constante réseau.

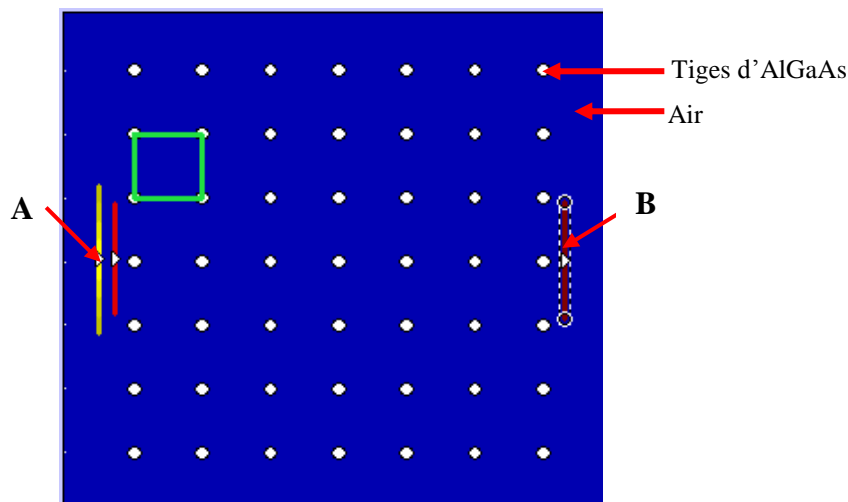


Figure IV.1 : Schéma du commutateur proposé à CPs de tiges non-linéaire d'AlGaAs.

Chapitre IV: Etude et conception de nouveaux Switches tout optique à effet Kerr non-linéaire

Une impulsion gaussienne a été employée pour exciter le composant pour une polarisation TM (marqué en jaune), le capteur (B) a pour fonction de collecter le signal transmis, qui est normalisé par le signal d'entrée mesuré par le capteur (A). La propagation d'onde électromagnétique est simulée en employant la méthode FDTD [4]. Le dispositif est représenté sur le plan (x-z) où la propagation est dans la direction de z.

La discrétisation spatiale dans les directions x et z est Δx et Δz respectivement, où $\Delta x = \Delta z = 0.0475 \mu m$. Quant à la discrétisation dans le domaine temporel $\Delta t = 0.08 fs$ est choisie de façon à assurer la stabilité numérique de l'algorithme FDTD.

Durant la simulation, la condition absorbante aux limites de type PML a été utilisée. Après un calcul de 4096 pas temporels, on a obtenu le spectre de transmission pour le cas linéaire sous l'excitation du faisceau signal à faible intensité (Figure IV.2), où l'axe des abscisses représente les fréquences normalisées $(\omega \cdot a / 2 \cdot \pi \cdot c)$. Pour les matériaux qui possèdent une non-linéarité Kerr, l'indice de réfraction change linéairement sous une intensité d'un champ élevée « pompe » comme suit :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (IV.1)$$

Où n_0 est l'indice de réfraction dans le régime linéaire, I est l'intensité du champ optique et n_2 est le coefficient Kerr non-linéaire.

IV.2.3 Résultats et discussion :

La commutation tout optique est réalisée au moyen du décalage de la BIP, induit par l'intensité du champ élevée. La longueur d'onde du signal émis « sonde » est $\lambda_s = 1.55 \mu m$ ce qui implique une fréquence $f = \frac{0.322c}{a}$, est placée près du bord de la BIP.

Dans un premier lieu, la sonde λ_s est transmise complètement par le CP et le commutateur optique est à l'état « ON ». Dans le cas non-linéaire (Figure IV.3), sous l'excitation d'une intensité d'un champ élevée, l'indice de réfraction non-linéaire de troisième ordre du milieu change, due à l'effet Kerr non-linéaire. Ceci mène à la variation de l'indice de réfraction efficace des tiges non-linéaires d'AlGaAs et le décalage de la BIP vers les basses fréquences. Le signal émis se situe dans la BIP et elle ne peut se propager dans le CP. Le commutateur tout-optique passe alors à l'état "OFF".

Les performances du switch à CPs non-linéaire d'AlGaAs basé sur le décalage de BIP, montre que si la longueur d'onde du signal d'entrée est située près du bord de la BIP, le signal sera totalement transmis. En augmentant la puissance du signal d'entrée, due à l'effet Kerr non-linéaire, l'indice de réfraction efficace des tiges d'AlGaAs augmente et le signal

Chapitre IV: Etude et conception de nouveaux Switches tout optique à effet Kerr non-linéaire

d'entrée sera située maintenant dans la BIP après un décalage vers les basses fréquences (Redshift) , le signal est alors totalement réfléchi (Figure IV.4).

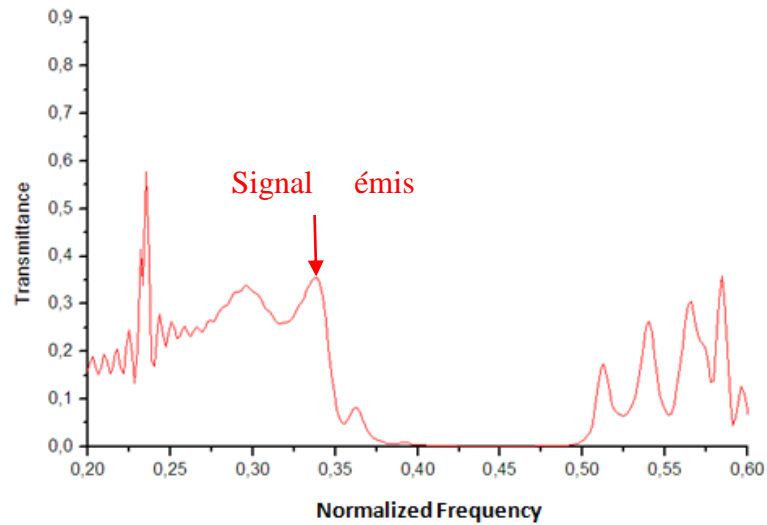


Figure IV.2: Spectre de transmission pour le régime linéaire, BIP entre $[0.355-0.5]c/a$, $[1, 1.4]\mu m$.

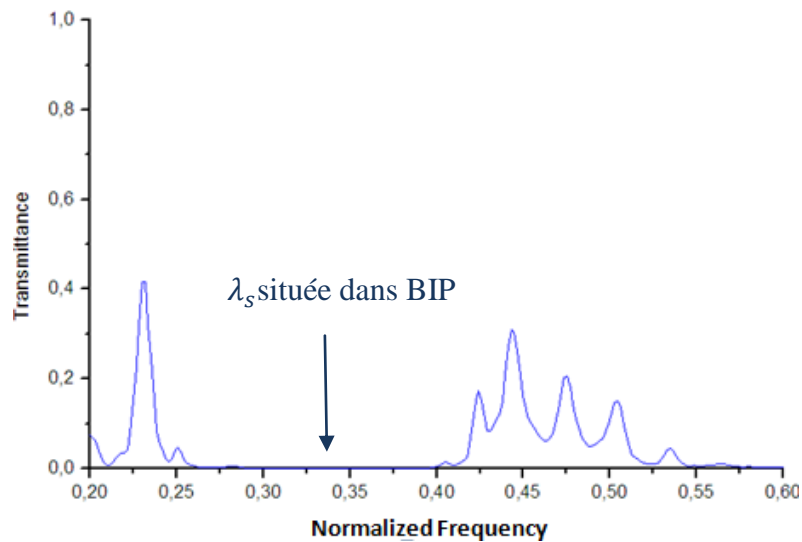


Figure IV.3: Spectre de transmission pour le régime non-linéaire, BIP entre $[0.253-0.4]c/a$, $[1.25, 1.976]\mu m$.

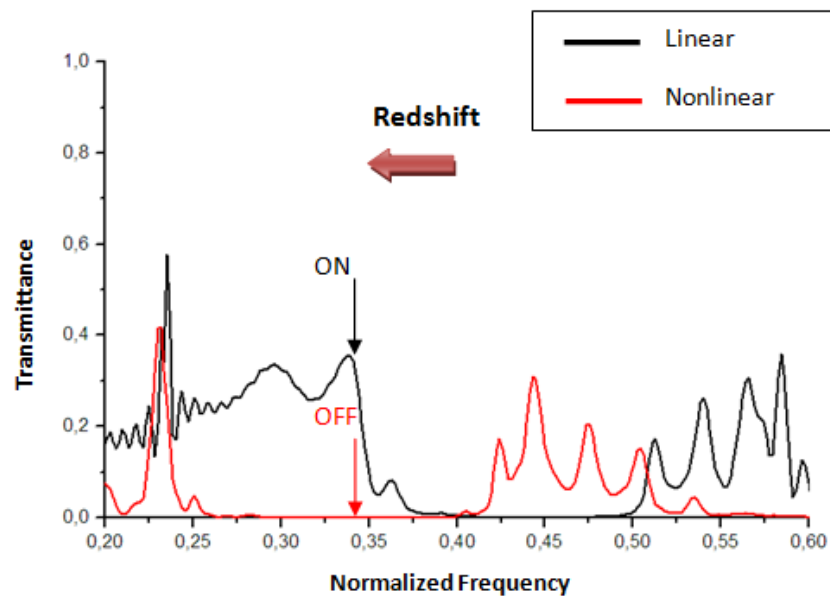


Figure IV.4: Processus de la commutation tout optique par le décalage de la BIP, courbe noire correspond au cas linéaire, courbe rouge correspond au cas non-linéaire.

Donc nous avons exposé la simulation d'un commutateur tout-optique exploitant le processus du décalage de la BIP, dans une structure bidimensionnelle à CP-NL de type Kerr de tige d'AlGaAs. Ce commutateur est caractérisé par sa simplicité de fabrication et sa dimension ultra-compacte, et cela à la longueur d'onde télécom $1.55\mu\text{m}$.

Cette propriété peut être exploitée pour concevoir un filtre commutable contre les menaces laser. Si par exemple, une menace se situe dans la plage de fréquence $[0.25c/a - 0.35c/a]$, on peut voir que pour une faible puissance d'excitation (cas linéaire) il n'y a pas de risque sur le composant, donc il se comporte comme un matériau transparent, il y'aura par la suite une transmission à travers la structure. Par contre si cette puissance dépasse un seuil déterminé auparavant par le constructeur y'aura un red-shift, qui veut dire que le filtre commute de l'état transparent à l'état opaque pour interdire le passage de cette menace.

IV.3 Conception d'un Switch tout optique à ultra-basse énergie decommutation dans les cristaux photoniques non linéaires hybrides [5] :

IV.3.1 Introduction :

Quand une cavité à CPs présentant un facteur de qualité élevé est employée comme commutateur, la commutation tout-optique peut être réalisée par la dynamique de commande du mode de la cavité. Ce mécanisme est beaucoup plus *sensible* que celui du décalage du bord de la BIP, de sorte qu'un petit changement de l'indice de réfraction peut entraîner la commutation, puisque l'énergie nécessaire afin de décaler un mode défaut est réduite par rapport à celle essentielle pour déplacer une bande complète. Durant cette section de recherche, on va traiter la problématique du développement d'un switch tout-optique, qui modélisera une microcavité qui ne laisse passer la lumière qu'à une longueur définie λ_c qu'on peut modifier pour passer d'un état « ON » à un état « OFF ».

Afin d'obtenir un temps de réponse rapide et minimiser l'énergie de commutation, une analyse approfondie des effets non linéaires sur les cristaux photoniques a été faite. A cet effet, nous avons posé une question centrale à savoir : Quels sont les mécanismes exploités pour concevoir un switch tout-optique pratique satisfaisant les conditions suivantes en même temps ? :

- Une grande efficacité de commutation, c'est-à-dire un contraste d'intensité important entre les 2 états « ON » et « OFF » ;
- Faible puissance de commutation ;
- Temps de commutation rapide ;
- Facilité d'intégration aux circuits optiques.

IV.3.2 Optimisation de l'énergie de commutation :

Le but de cette contribution est de réduire l'intensité de la lumière pompe nécessaire à la commutation du Switch, comparée à d'autres commutateurs tout-optiques déjà existant.

Pour les matériaux présentant une non-linéarité Kerr, la variation de la constante diélectrique ($\Delta\varepsilon$) sous l'incidence d'une forte lumière pompe (I), peut être calculée à partir de la relation suivante [6] :

$$\Delta\varepsilon = \chi^{(3)} \times I \quad (\text{IV.2})$$

Cette relation implique que deux améliorations peuvent être exploitées afin de réduire la puissance de la pompe. Il s'agit d'augmenter la sensibilité optique non-linéaire Kerr de 3^{ème} ordre du matériau ($\chi^{(3)}$), et de concevoir des structures appropriées, telle que des cristaux photoniques présentant une résonance avec un facteur de qualité important (High Q), afin d'améliorer le champ local dans les zones du matériau non-linéaire, ce qui équivaut à réduire la puissance de la pompe incidente.

a. Agrandir la susceptibilité non-linéaire de 3^{ème} ordre par le choix des matériaux :

La discussion menée au préalable a indiqué l'importance du choix approprié du matériau non-linéaire afin de réaliser une commutation tout optique avec des performances élevées. Trois principaux types de matériaux non linéaires ont été largement utilisés dans les cristaux photoniques accordables: diélectriques, semi-conducteurs et matériaux polymères (Voir Tableau IV.1).

a.1. Matériaux diélectriques :

La plupart des matériaux diélectriques non linéaires sont ferroélectriques, tels que le di-deutérium de potassium Phosphate (KDP), le niobate de lithium (LiNbO₃), le cristal de titanate de baryum (BaTiO₃) et d'autres. Ces matériaux ferroélectriques présentent un effet photo-réfractif qui permet au cristal de changer son indice de réfraction sous l'éclairage d'une lumière externe. Bien que ces matériaux présentent une susceptibilité non-linéaire suffisante pour la plupart des applications photoniques, elle présente un inconvénient pour la commutation tout optique. La contrainte c'est qu'ils fonctionnent seulement avec des matériaux monocristallins et l'autre inconvénient est leurs temps de commutation relativement lent, dans la gamme milliseconde (ms) [6].

a.2. Matériaux semi-conducteurs:

Les matériaux semi-conducteurs jouent un grand rôle dans les technologies microélectronique, et elles sont également une plateforme importante pour créer des dispositifs intégrées à CPs en raison de leur grand indice de réfraction aux longueurs d'ondes de télécommunication. De nos jours, la commutation tout-optique a été démontré dans les semi-conducteurs III-V. Pour le silicium, le semi-conducteur le plus populaire, il est difficile d'achever une commutation avec un rendement important due à sa non-linéarité relativement faible.

a.3. Matériaux polymères :

Les matériaux polymères ont un intérêt majeur en raison de leur cout relativement bas, facilité de fabrication et d'intégration dans les dispositifs, haut seuil de dommage au laser, temps de réponse optique non-linéaire rapide. Afin d'obtenir une vitesse de réponse ultra-rapide, le polystyrène (PS) 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.

Matériau NL	$n_2(\frac{m^2}{W})$
Diélectrique	10^{-20}
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}

Tableau IV.1 : Coefficients non-linéaires optique de matériaux conventionnels.

b. Exaltation du confinement du champ en interaction non linéaire dans les microstructures résonantes :

L'une des clés principales pour réaliser des dispositifs optiques de hautes performances en utilisant la non-linéarité, est essentiellement celle d'obtenir le meilleur compromis entre vitesse de processus et consommation d'énergie requise. Dans ce contexte, l'un des cadres les plus attrayants pour parvenir à de fortes interactions lumière-matière et d'améliorer consécutivement les non-linéarités optiques par des cavités résonantes à petit volume modal. Dans de tels systèmes, une conception soignée peut conduire à maximiser l'efficacité et minimiser la puissance requise pour déclencher un processus non-linéaire donné.

À cet effet, des cavités à volume ultra-petit et à haut facteur de qualité (Q high) sont des candidats prometteurs pour la commutation. En limitant la lumière dans un petit volume et pendant une longue période, l'intensité du champ à l'intérieur de la cavité est augmentée par un facteur Q / V , où V est le volume modal. En même temps, le décalage de fréquence nécessaire pour la commutation est diminué d'un facteur Q , et un contraste de commutation élevé devient possible avec un déplacement fréquentiel très faible. En conséquence, les cavités à grand Q et faible volume présentent une puissance de commutation qui diminue généralement en V/Q^2 [9].

b.1. Effet du facteur de qualité (Q) et du volume modal (V_{mod}) de la cavité :

Les cavités sont caractérisées par deux données importantes, le facteur de qualité (Q) et le volume modal de la cavité (V_{mod}). Le facteur de qualité Q rend compte de la finesse de la cavité, i.e. sa sélectivité en longueur d'onde, et de la capacité de celle-ci à stocker les photons. Le volume modal, représente le volume utilisé pour stocker ces photons. Pour les différentes cavités, on définit ainsi le rapport Q/V comme le *facteur de mérite* à optimiser.

b.1.1.Facteur de qualité :

Dans une cavité optique, la lumière peut être stockée pendant une longue période et dans un petit volume, et le champ piégé peut atteindre des niveaux d'intensité très élevés. En particulier, les cavités à CPs, présentant des facteurs Q élevés et un confinement étroit de la lumière en très petits volumes, ils sont un environnement idéal pour améliorer les interactions lumière-matière. Une procédure courante pour estimer le facteur de qualité d'une cavité, est de mesurer la transmission ou le spectre de réflectivité et extraire Q comme étant le rapport entre la fréquence de résonance ω_0 et la largeur à mi-hauteur de la résonance de la cavité ($\Delta\omega$) (Full Width at Half Maximum, FWHM (Figure IV.5)) afin d'obtenir [10]:

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \text{(IV.3)}$$

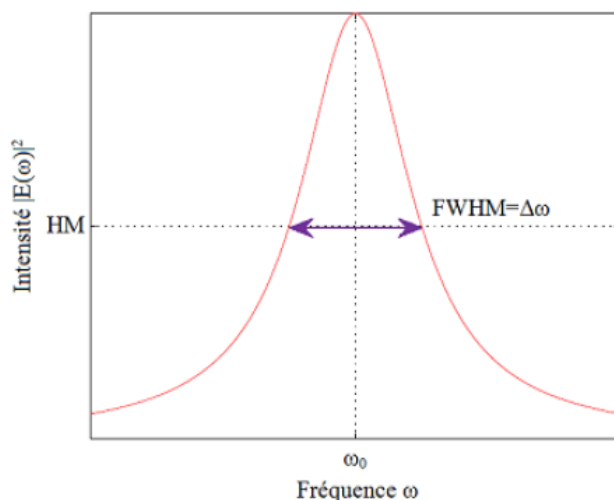


Figure IV.5: Profil de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centré à la fréquence ω_0 [11].

Un paramètre caractéristique important d'une cavité résonante, est le temps de stockage de la lumière τ_{cav} . Le temps de stockage est défini par la réponse de la résonance d'une cavité à une impulsion de Dirac. L'excitation du champ électromagnétique dans une cavité a été étudiée dans [12]. La réponse à une impulsion de Dirac est donnée par une décroissance exponentielle de l'intensité $I(t)$ dans la résonance cavitaire [13]:

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau_{cav}} \text{(IV.4)}$$

Avec I_0 l'intensité initiale que l'impulsion stocke dans la cavité. Toutefois, dans des cavités plus complexes, le comportement de la cavité peut être très différent du cas exponentiel simple [14]. Pour comparer les cavités indépendamment de leurs fréquences de résonance ω_0 , le facteur de qualité de résonance Q , est défini comme:

$$Q \equiv \tau_{cav} \omega_0 \text{(IV.5)}$$

Physiquement, le facteur de qualité est proportionnel au rapport entre l'énergie totale stockée et l'énergie perdue par cycle. Aux fréquences optiques, une cavité avec un facteur de qualité élevé est relativement lente avec un temps de réponse de l'ordre de nanosecondes. Une cavité avec un facteur de qualité modérée, cependant, est rapide avec un temps de réponse de l'ordre des picosecondes.

L'énergie de la cavité s'échappe selon l'équation suivante :

$$\frac{\partial E(t)}{\partial t} = -\frac{\omega_0 E(t)}{Q_{tot}} \text{(IV.6)}$$

Où E et ω_0 sont l'énergie et la fréquence de résonance de la cavité, respectivement. La puissance rayonnante totale ($\frac{1}{Q_{tot}}$) peut être décomposée en une contribution dans le plan vertical ($\frac{1}{Q_{\perp}}$) et l'autre dans le plan horizontal ($\frac{1}{Q_{\parallel}}$) suivant la relation suivante :

$$\frac{1}{Q_{tot}} = \frac{1}{Q_{\perp}} + \frac{1}{Q_{\parallel}} \text{(IV.7)}$$

Le Q_{\perp} tient compte des pertes optiques de l'énergie, il est principalement déterminé par la condition de réflexion interne totale dans la direction verticale [15]. Ces pertes peuvent être réduites en augmentant le nombre de périodes du CP entourant la cavité. Lorsqu'une cavité est couplée à un guide d'onde, Q_{\parallel} détermine la force du couplage entre la cavité et le guide d'ondes. En effet, la lumière quitte la cavité via le guide d'onde, alors les pertes à travers le cristal restent très faibles.

b.1.2. Volume modal :

Pour décrire le confinement spatial du champ, nous devons définir son volume effectif respectivement à la distribution spatiale de la constante diélectrique. Par définition le volume modal d'une cavité est [16]:

$$V_{mod} = \frac{\int_V \epsilon(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{\max[\epsilon(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2]} \text{(IV.8)}$$

$|\vec{E}(\vec{r})|$ Est la force du champ électrique, $\epsilon(\vec{r})$ est la permittivité dépendante spatiale, \vec{r} est la coordonnée spatiale, V est le domaine de simulation où l'énergie électrique atteint son maximum.

b.1.3. Facteur de mérite:

Le rapport Q/V détermine l'intensité d'interaction des cavités, une cavité ultra- petite permet en plus une intégration à très grande échelle ainsi, une opération monomode pour une plage de fréquences large [17]. Par conséquent, le ratio Q/V est un indice critique pour apprécier les microcavités à cristaux photoniques. En effet, à la résonance, l'augmentation du facteur Q/V a pour influence d'augmenter très fortement la quantité de photons par unité de volume de matière, les effets d'interactions sont donc tout naturellement favorisés. L'interaction lumière-matière se caractérise alors par le déclenchement d'effets non-linéaires, qui sont à la base de la réduction de la puissance de commutation, objet de notre étude présentée ici.

IV.3.3 Cahier des charges d'un switch tout optique :

Nous cherchons à concevoir un Switch tout optique à cristaux photoniques exploitant un effet non-linéaire, qui fonctionne dans la bande des longueurs d'ondes télécoms (1,2 – 1,7) μm . Ce dispositif doit présenter une minimisation de la puissance nécessaire à la commutation et être le plus compacte possible avec une facilité d'intégration aux circuits d'optiques intégrées existants. Ce commutateur doit exhiber un contraste d'intensité significatif (>50%) entre ses deux états « ON et OFF » avec un temps de réponse assez rapide.

IV.3.4 Description de la structure étudiée :

a. Structure initiale :

La structure initiale (Figure IV.6), est un réseau triangulaire de trous d'air gravé dans un substrat silicium sur isolant (Silicon On Insulator, SOI). C'est un substrat semi-conducteur constitué d'un empilement d'une couche de silicium (Si) sur une couche de silice (SiO_2). Il offre un fort potentiel dans le domaine de l'optique intégrée. L'indice de réfraction élevé du silicium et sa transparence aux longueurs d'onde des télécommunications (1,2 μm – 1,7 μm) permettent la création de guides d'ondes à fort confinement du champ électromagnétique car il est caractérisé par un contraste d'indice important ($\Delta n = 2$). Les trous sont gravés dans une

Chapitre IV: Etude et conception de nouveaux Switches tout optique à effet Kerr non-linéaire

couche de $0.3\mu\text{m}$ de Si ($n= 3.46$) sur une couche enterrée de $1\mu\text{m}$ de SiO_2 ($n=1.443$) suffisamment épaisse pour réduire très fortement les pertes vers le substrat de silicium [18].

Comme il a été mentionné au paragraphe (§ II.3.4.1), pour ce type de substrat une gravure approche membrane est la mieux adaptée.

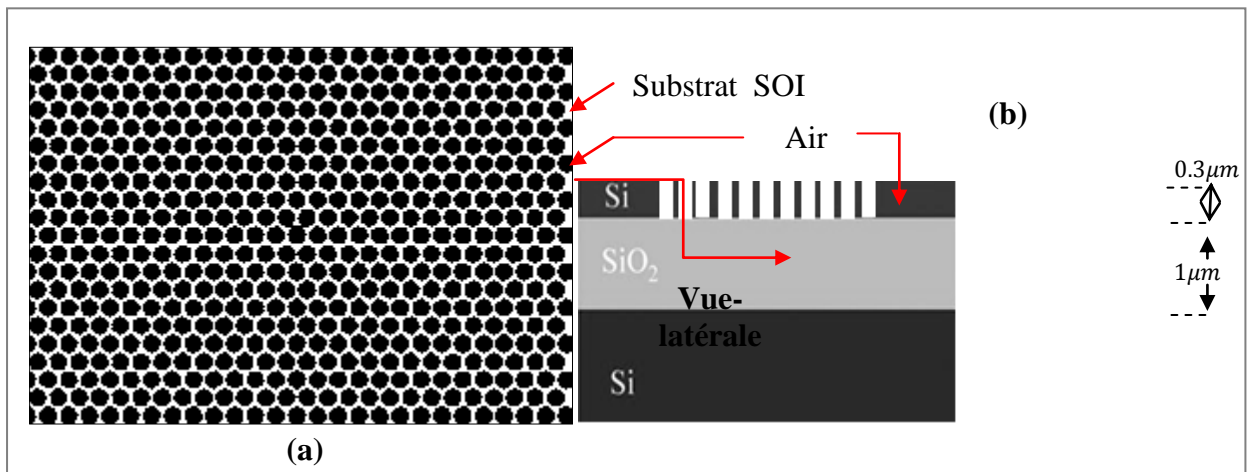


Figure IV.6: Représentation schématique de la structure initiale. Réseau triangulaire de trous d'air un substrat SOI. (a) Vue de haut du design (b) Vue latérale.

L'approximation de l'indice effectif a été exploitée pour simplifier le calcul en 3D en un calcul en 2D qui nécessite beaucoup moins de ressources informatiques via le logiciel « 2D Effective Index Mode Solver »[19]. L'indice effectif dépend fortement de l'épaisseur de la couche de Si. Pour un mode TE et une longueur d'onde de $1.55\mu\text{m}$, l'indice effectif n_{eff} de la structure membranaire est de 3.1 ($\epsilon=9.61$), ce résultat est en accord avec celui de la littérature [18].

b. CP non-linéaire hybride :

Le cristal photonique non-linéaire (CP-NL) hybride (c'est-à-dire pouvant guider par effet bandes interdites mais aussi par réflexion totale), est la structure initiale du CP 2D planaire SOI combiné avec un polymère. Les trous d'air de la ligne centrale sont infiltrés par du polystyrène (PS, $n=1.59$) qui représente le milieu non linéaire à effet Kerr (Figure IV.7). Le choix d'une membrane hybride multicouche composée de ces matériaux a été motivé en grande partie par le fait que :

Le polystyrène est un polymère organique caractérisé par son coefficient Kerr non linéaire important ($n_2 = 1.15 \times 10^{-12} \text{cm}^2/\text{W}$), sa vitesse de réponse ultrarapide (quelque femto seconde) ainsi que son faible coût. Mais les CP-NL à polystyrène présentent un inconvénient, celui de la difficulté d'intégration avec d'autres circuits optiques, en particulier

Chapitre IV: Etude et conception de nouveaux Switches tout optique à effet Kerr non-linéaire

ils sont incompatibles avec la photonique en silicium. Les CPs 2D planaire en silicium sont des excellents candidats pour la fabrication des circuits intégrés tout-optique, cependant leurs propriétés optiques non linéaires sont relativement faible et lent ce qui empêche le progrès de réduction de la puissance et le temps de réponse de commutation. Pour remédier à ce problème il a fallu combiner ces deux derniers, donc on a l'avantage de l'important contraste d'indice du silicium, la non linéarité élevé du polystyrène et la facilité d'intégration avec d'autres composants optiques à silicium.

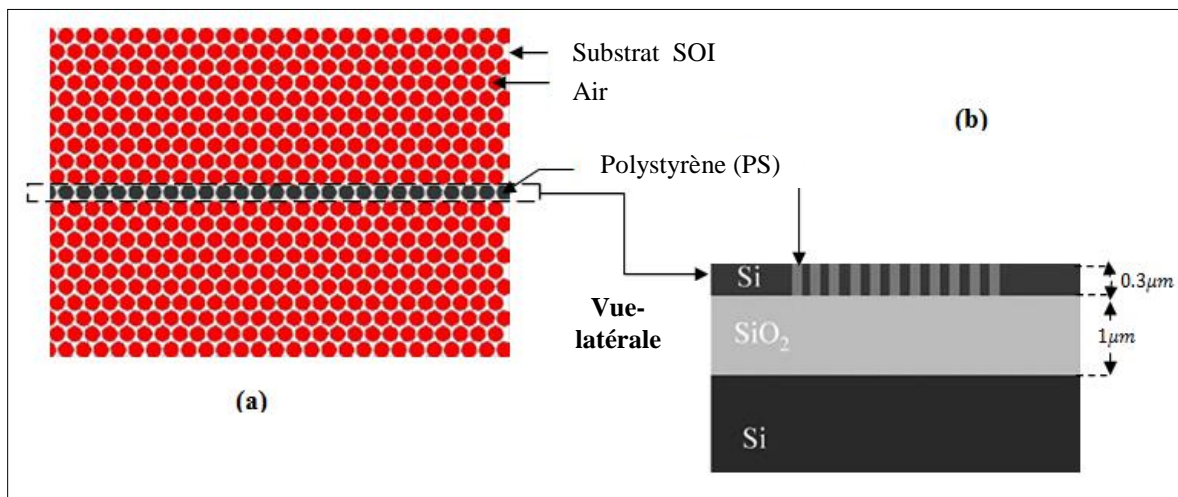


Figure IV.7: Représentation schématique du CP non-linéaire hybride conçu par infiltration du polystyrène (PS) dans les trous centraux d'un substrat SOI (marqué en noir). (a) Vue de haut du design (b) Vue latérale du substrat hybride (PS-SOI).

Le rayon de trou est $r = 0,42a$ où $a=0.465 \mu m$ est la constante du réseau. La méthode des ondes planes (PWM) 2D est utilisée pour modéliser le diagramme de dispersion montrant les fréquences normalisées en fonction du vecteur d'onde (Γ , M, K, Γ) (Figure IV.8). Le diagramme de bande illustre un intervalle de bande pour les modes TE et TM. Pour le mode TE, la BIP s'étend entre les fréquences normalisées $[0.27 - 0.321] (\omega a / 2\pi)$ ce qui correspond à une plage de longueurs d'onde $[1.4486 - 1.722] \mu m$.

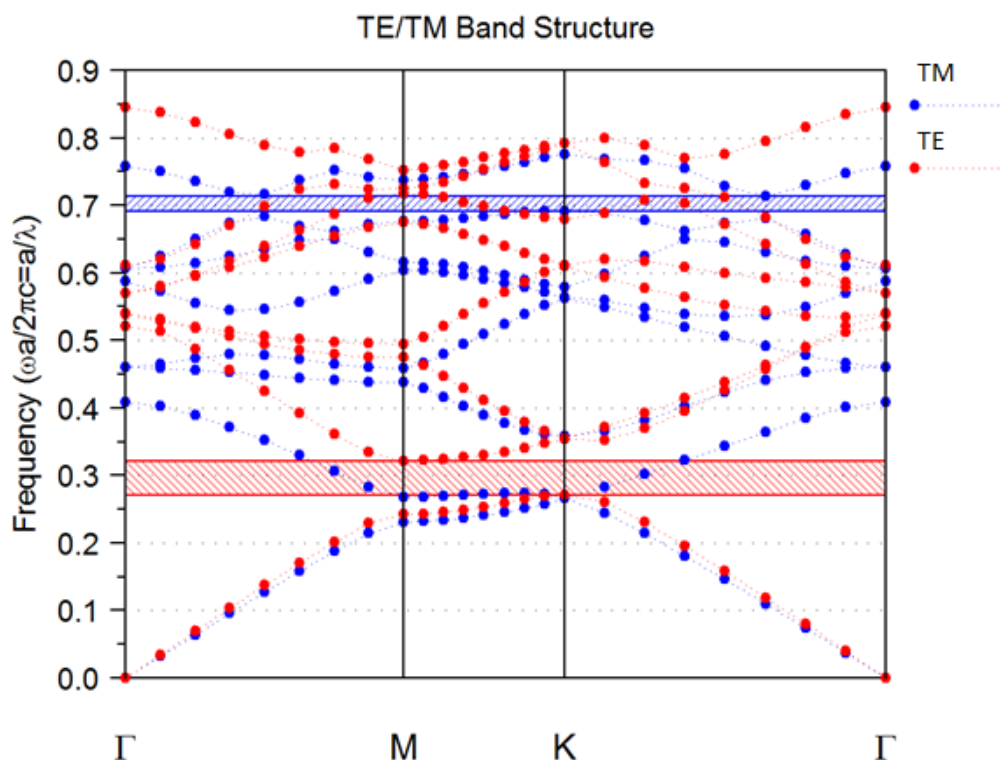


Figure IV.8: Courbe de dispersion de la structure photonique initiale, BIP pour le mode TE ($[0.27-0.321]\omega a/2\pi c$), $[1.4486 - 1.722] \mu m$.

c. Conception du Switch tout optique :

La structure du commutateur tout optique représente un filtre composé d'une cavité non-linéaire résonante couplée à deux guides d'onde qui constituent les ports entrée/sortie (Figure IV.9). Ces derniers ont été conçus en modifiant le rayon des trous qui les constituent au lieu de les omettre dans le but d'augmenter l'interaction lumière-matière afin d'améliorer la non linéarité [20]. Notre choix s'est porté sur cette structure pour ces caractéristiques suivantes:

- Facilité d'intégration du dispositif car il présente 2 ports entrée/sortie ;
- Capacité d'atteindre une transmission de 100% pour la condition de résonance si on néglige la perte de rayonnement de la cavité vers la direction verticale ;
- Puisque la puissance de commutation est proportionnelle à (V/Q^2) , ce système est idéal pour les commutateurs à faible puissance.

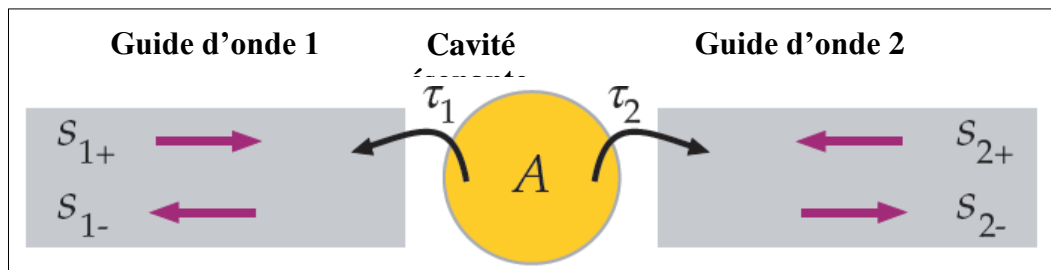


Figure IV.9: Tracé d'un système composé d'un résonateur optique couplé symétriquement à un port Entrée/Sortie. Guide d'onde 1 d'entrée monomode avec amplitude du champ entrée/sortie S_{1+}/S_{1-} , Guide d'onde 2 de sortie monomode avec amplitude du champ entrée/sortie S_{2+}/S_{2-} , un mode de résonance monomode d'amplitude de champ A et de fréquence ω_0 , un temps de réponse τ_1 et τ_2 [21].

Le CP comprend deux tronçons de guides conçus en modifiant le rayon des trous ($r_{wg} = 0.14a$) entre lesquels a été disposée une cavité à défaut ponctuel de substitution (augmentation de taille $r_{cav}=0.5a$) suivant la direction ΓK du guide. Trois motifs ont également été disposés de part et d'autre pour former une sorte de miroirs. Le fait de juxtaposée la cavité aux guides, cela va aboutir à une interaction latérale des modes de la cavité avec les modes du guide. Ce couplage permet d'extraire une ou plusieurs fréquences qui peuvent être redirigée, de manière directive, vers le second guide également juxtaposée à la cavité. Donc seule la lumière dont la longueur d'onde correspond à la résonance de la cavité sera transmise à travers le guide d'onde de sortie par « effet tunnel résonant » [22].

IV.3.5 Simulation et résultats:

a. Etude dans le domaine linéaire :

Pour commencer, on va exploiter la méthode FDTD. Puisqu'on a confirmé qu'un CP 2D est une bonne approximation d'un CP 2D planaire, nous pouvons donc simplifier nos calculs en construisant un système 2D, comme représenté sur la figure (IV.10). Il se compose d'un treillis triangulaire (27x21) de trous d'air. Ce cristal est éclairé par une onde gaussienne sous incidence normale avec une polarisation TE au long de la direction x et en absence d'un signal « pompe ». Ayant un pas de discrétisationspatial $\Delta x = \Delta z = \frac{a}{16}$ et temporel $\Delta t = 0.01fs$, ainsi qu'une condition d'absorption aux limites de type PML de $0.5\mu m$ d'épaisseur.

Pour détecter la transmission, un capteur est placé au port de sortie, ainsi la puissance de transmission normalisée ou l'intensité du champ dans le domaine fréquentiel peuvent être enregistré durant un temps de calcul qui s'étale jusqu'à 60000 itération temporelles.

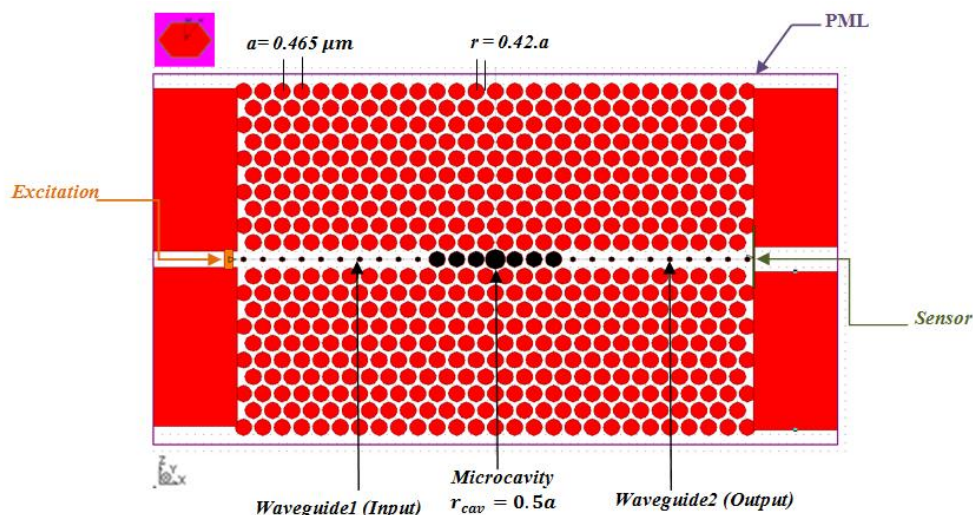


Figure IV.10: Modèle FDTD du CP-NL 2D dans le plan (x-z). Les trous noirs sont le milieu diélectrique non linéaire (PS) et les rouges sont un diélectrique linéaire (Air), un substrat SOI avec un indice de réfraction effectif ($n = 3.1$). La zone de Brillouin est marquée dans le coin.

a.1.Optimiser le facteur Q pour un V_{mod} minimal :

Comme il a été indiqué auparavant, pour concevoir un commutateur optique à haute performance, nous exploitons la modulation non linéaire de l'indice de réfraction induit par l'effet Kerr dans des cavités à volume modal ultra-petit et avec un facteur de qualité important, ce qui améliore l'intensité du champ par un facteur Q/V . La valeur de Q_{\perp} est principalement déterminée par la condition de réflexion interne totale dans la direction verticale [15]. Le substrat SOI fournit un important indice effectif et le confinement de la lumière dans la direction verticale est élevé, ce qui donne un Q_{\perp} important. On va simuler Q et V_{mod} , pour un rayon de cavité variable afin d'extraire la taille de la cavité optimale qui procure un facteur de mérite le plus élevé possible. La méthode FDTD combinée avec l'analyse harmonique rapide (FHA-Fast Harmonic Analysis) est exploitée. L'outil Q-finder est utilisé pour calculer les caractéristiques de la cavité: facteur Q, volume modal, fréquence de résonance et Q/V en utilisant la technique FHA où le rayon de la cavité est scanné [23], comme mentionné sur (Tableau IV.2).

Pour voir l'influence du facteur de remplissage de la cavité, on considère la structure de base où le rayon de la cavité est ($r = 0.5a$) puis on le fait varier. (Tout en gardant le paramètre de maille "a" fixe). Les résultats montrent que les facteurs de qualité sont d'autant plus améliorés avec l'augmentation du facteur de remplissage (r/a). La structure initiale ($r_{cav} = 0.5a$) fournit un facteur de qualité très faible ($Q = 600$) à une fréquence de résonance ($f = 0.61918 \mu m^{-1}$) pour un volume modal ($V_{mod} = 0.403$). D'après le tableau (IV.2), la structure optimale présente un rayon de cavité de $0,52a$, où le facteur Q du mode

Chapitre IV: Etude et conception de nouveaux Switches tout optique à effet Kerr non-linéaire

fondamental est $1,37 \times 10^4$ avec un $V_{\text{mod}} = 0,2521$ ce qui implique $Q / V = 54000$ et une fréquence de résonance de $0,625 \mu\text{m}^{-1}$. Les résultats de simulation sont exposés sur les figures (IV.11.12.13.14).

Par conséquence, l'influence de la taille de cavité sur les caractéristiques optiques de la structure a été étudiée. Cette observation confirme qu'une cavité plus large conduit à un meilleur facteur de qualité optique, du fait que la durée séparant deux interactions entre les parois de la cavité y est plus longue. La fréquence de résonance augmente en raison de la diminution de l'indice effectif de cavité. Ces résultats sont en accord avec ceux de la littérature [24].

r/a	$r_{\text{cav}} (\mu\text{m})$	Fréquence de résonance (μm^{-1})	Longueur d'onde de résonance (μm)	Facteur de qualité (Q)	Volume modal (V_{mod})	Q/V
0.46a	0.2139	0.618256	1.617452	197	0.824	239
0.47a	0.21855	0.618272	1.617411	209	0.419	500
0.48a	0.2232	0.618297	1.617345	235	0.38	618
0.49a	0.22785	0.61850	1.616814	301	0.718	419
0.50a	0.2325	0.61918	1.615039	603	0.40	1494
0.51a	0.23715	0.62115	1.609917	3554	0.7555	4704
0.52a	0.2418	0.62502	1.599948	13711	0.2545	53871
0.53a	0.24645	0.63053	1.5859673	2797	0.2937	9523
0.54a	0.2511	0.63773	1.5680617	1922	0.31	6188

Tableau IV.2 : Variation de la fréquence de résonance, facteur de qualité, volume modal, Q/V en fonction du rapport r/a .

N.B : Les fréquences sous le logiciel FullWAVE sont en $[\mu\text{m}^{-1}]$ après normalisation par la célérité de la lumière. Par exemple une fréquence en GHz peut être entrée en utilisant un facteur de " $e12/c$ ", où c est en $[\mu\text{m}/\text{s}]$.

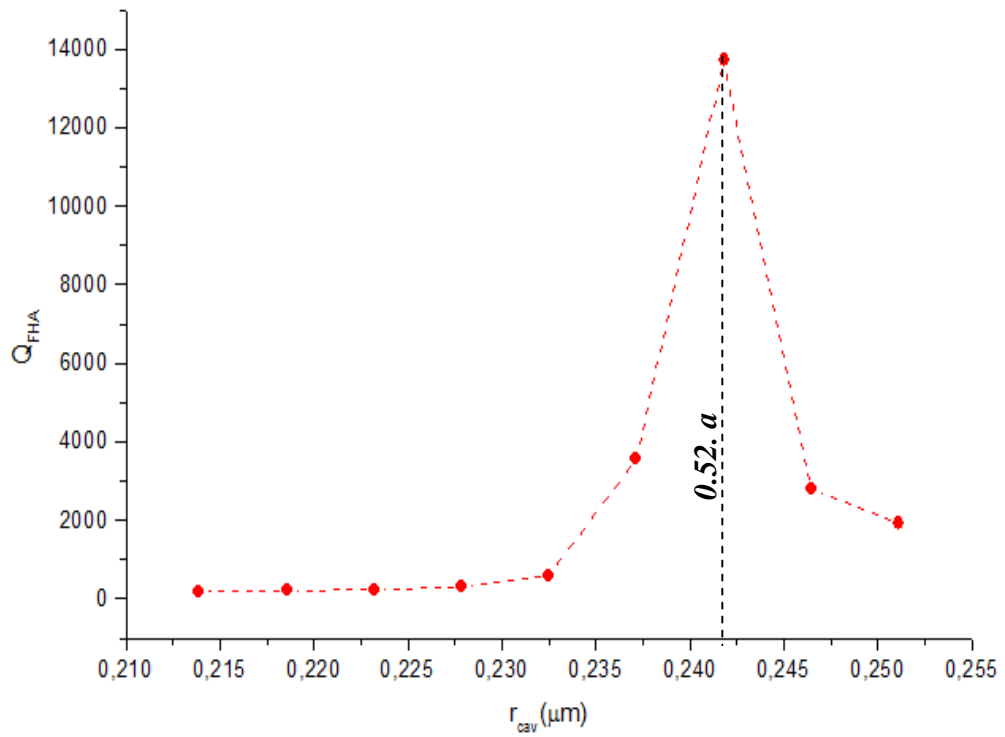


Figure IV.11: Evolution du facteur de qualité (Q) en fonction de la taille du rayon de la cavité centrale (r_{cav}).

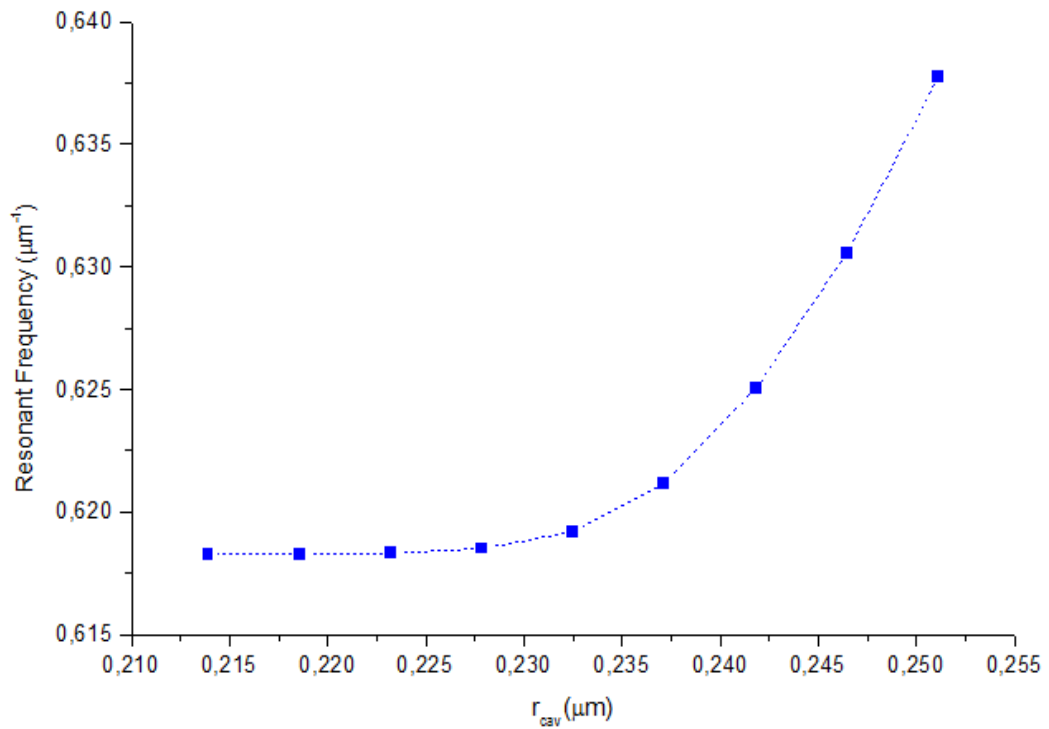


Figure IV.12: Variation de la fréquence de résonance en fonction de la taille du rayon de la cavité centrale.

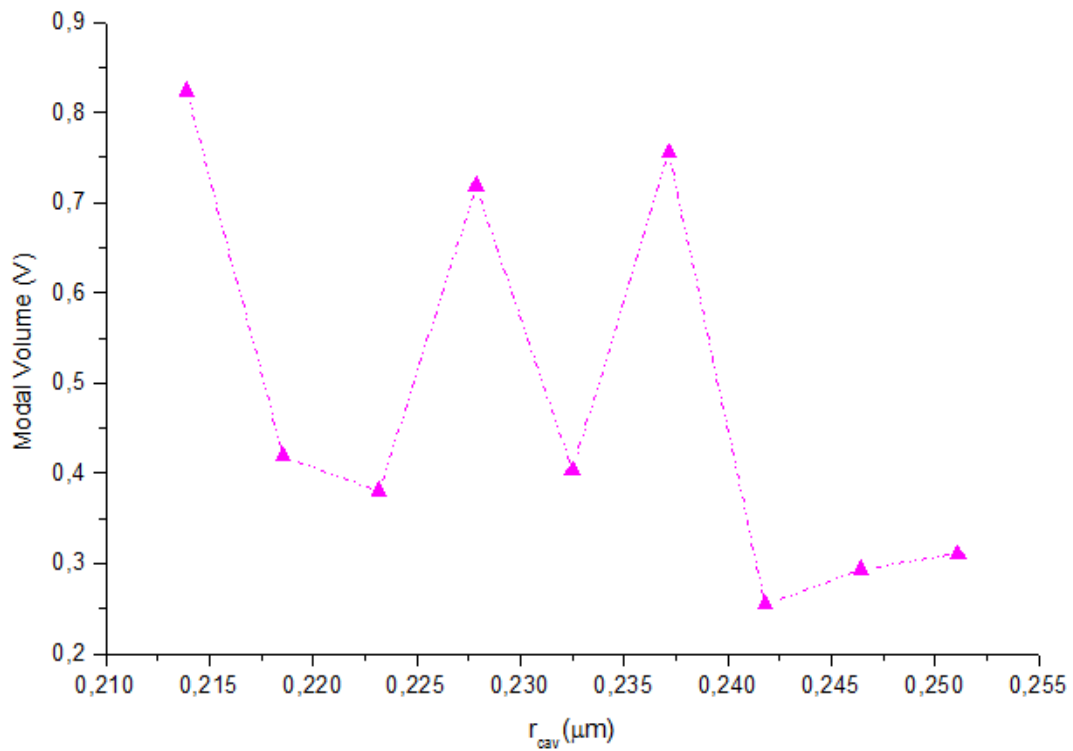


Figure IV.13: Variation du volume modal de la cavité en fonction de la taille de son rayon (r_{cav}).

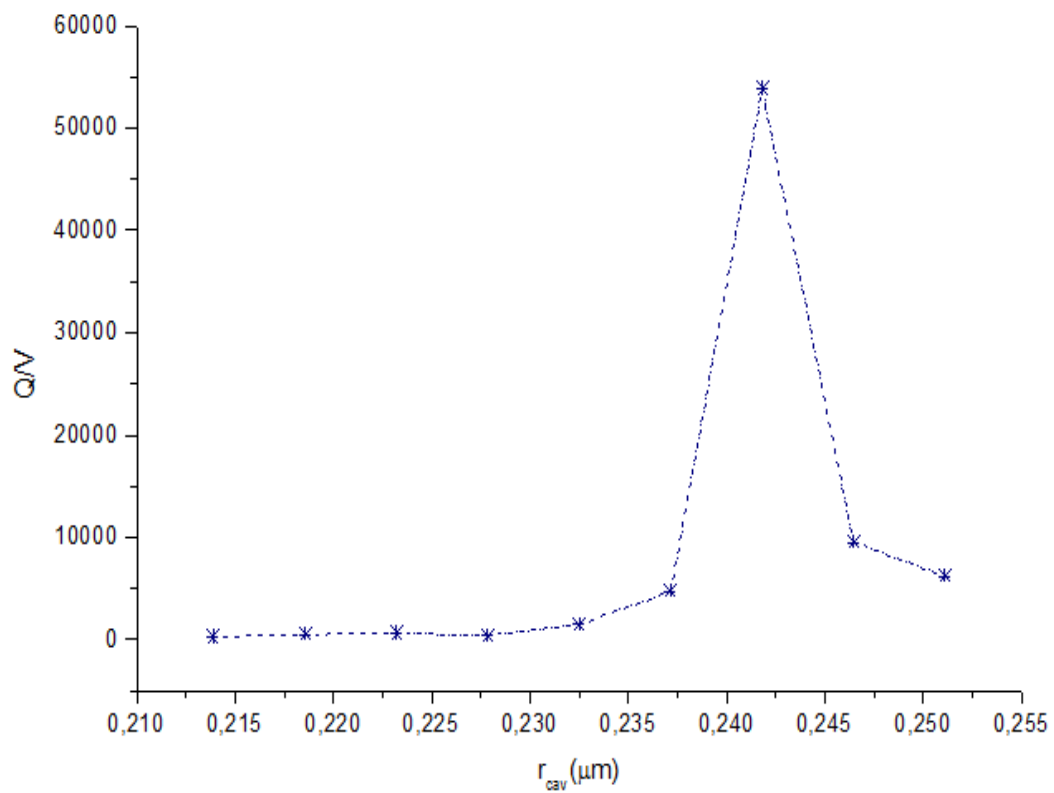


Figure IV.14: Evolution du facteur de mérite Q/V en fonction de la taille du rayon de la cavité centrale (r_{cav}).

a.2. Mesure du contraste de transmission :

Le contraste de transmission est également un autre paramètre critique pour la conception d'un commutateur tout optique. Nous allons modéliser le spectre de transmission pour les différents rayons de cavités présentant les facteurs de qualité les plus élevés ($r_{cav} = 0.51a$, $0.52a$, $0.53a$)(Tableau IV.3) .A cette fin, la structure sera excitée par une onde gaussienne sous incidence normale en absence d'une lumière « pompe ». Le maximum de transmission obtenu est de 75.41% à la fréquence $0.63\mu m^{-1}$ où ($r_{cav} = 0.53a$) comme illustré sur la figure (IV.15), mais le facteur de qualité calculé à cette fréquence est plutôt faible $Q = 2797$.La meilleure structure que nous envisageons est un CP-NL avec un haut facteur de qualité aussi bien qu'un contraste élevé. D'où le choix de $r_{cav} = 0.52a$ est par évidence le rayon optimum de cavité.

r/a	$r_{cav} (\mu m)$	Transmission (%)
0.51a	0.23715	72.12
0.52a	0.2418	67.5
0.53a	0.24645	75.41

Tableau IV.3 : Le rendement de transmission pour différents dimensions de cavité.

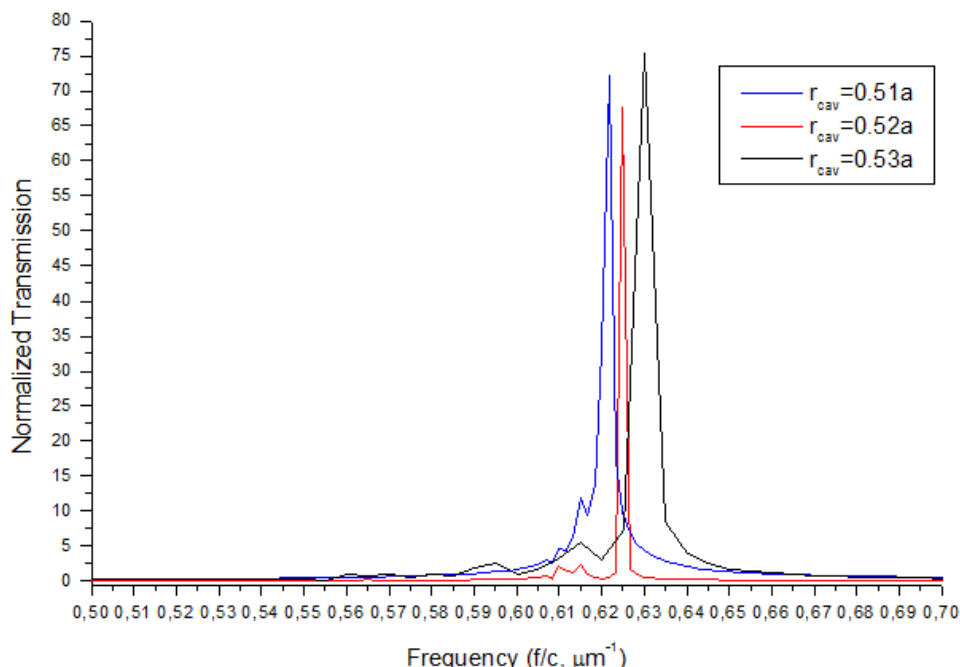


Figure IV.15: Les spectres de transmission associés aux différents rayons de cavités présentant les facteurs de qualité les plus élevés ($r_{cav} = 0.51a$, $0.52a$, $0.53a$).

a. Etude dans le domaine non-linéaire : Processus de la commutation tout optique :

Le mode résonant de la cavité dépend de l'indice de réfraction du polystyrène infiltré dans les trous centraux de la structure, qui peut varier par l'impulsion d'une intensité externe de pompe, ce qui induit un décalage fréquentiel. Ainsi si nous voulons réaliser un commutateur tout-optique, nous devons étudier les pics de transmission dans les cas linéaire et non linéaire «avant et après une excitation d'un signal pompe». L'étude linéaire déjà effectuée, nous passons au cas non linéaire.

La méthode FDTD-NL est activée au niveau du logiciel de simulation « FullWave », ont saisi les paramètres non-linéaire Kerr du polystyrène, et on excite la structure à travers son guide d'onde par le signal d'entrée (à faible puissance) superposé avec celui de commande « signal pompe » ayant une impulsion gaussienne avec les mêmes caractéristiques du signal à transmettre. Ce qui va entraîner le décalage de la longueur d'onde de résonance.

C'est dû principalement au changement de l'indice de réfraction (ou changement de la permittivité ($\Delta\epsilon$)) qui peut être calculé à partir de l'équation (IV.2). La variation de l'indice de réfraction doit être assez importante afin de satisfaire la condition [25] :

$$\delta f \geq \Delta f \quad (\text{IV.9})$$

Où :

δf : Décalage fréquentiel de la résonance.

Δf :Larguer à mi-hauteur du spectre de la résonance.

Pour cela, on va varier l'intensité de la pompe jusqu'à ce qu'on puisse satisfaire cette condition. Premièrement, la structure est excitée par une intensité élevée de $1.5\text{GW}/\text{cm}^2$ où son spectre est marqué en vert (Figure IV.16) .On constate un décalage de la résonance vers les basses fréquences de ($f_c = 0.625\mu\text{m}^{-1}$) à ($f_c = 0.62333\mu\text{m}^{-1}$) .

Bien que nous avons eu un décalage de la résonance, mais ce dernier n'est pas assez suffisant pour satisfaire la condition précédente. Pour cela on va accroître l'intensité à $3\text{GW}/\text{cm}^2$.

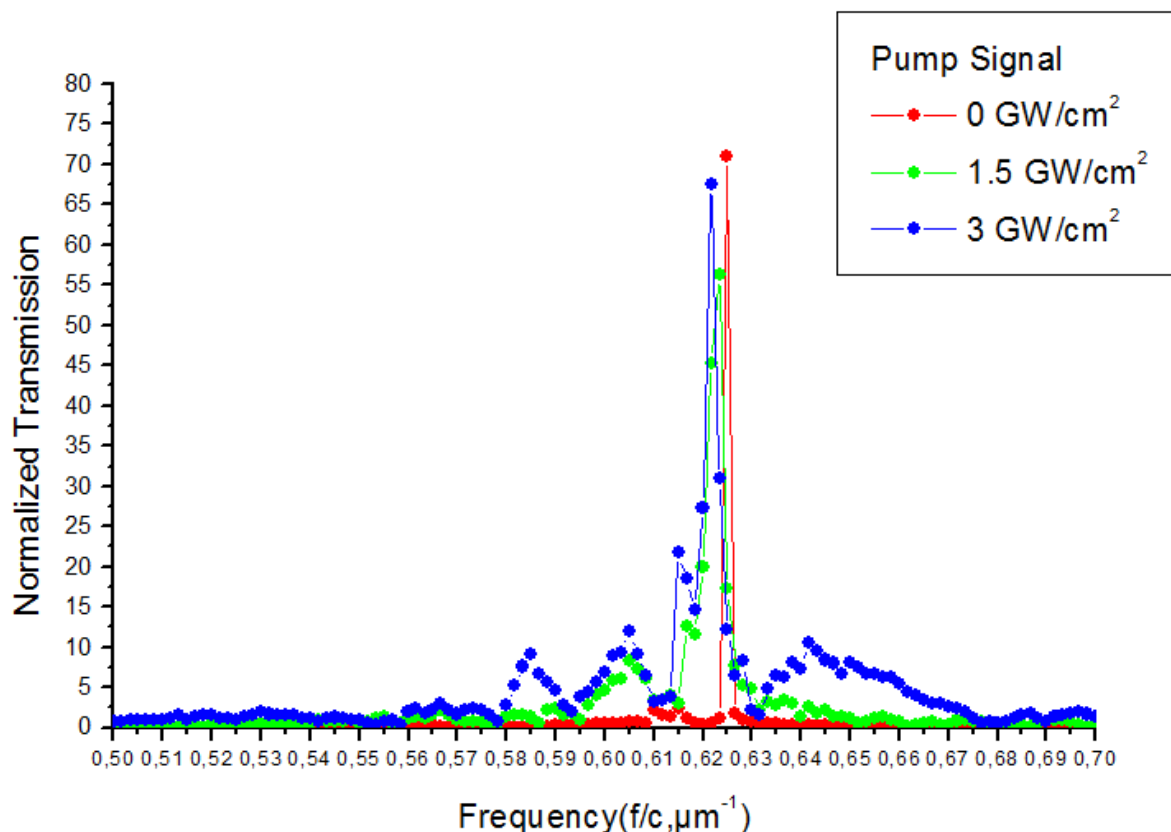


Figure IV.16 : Spectre de transmission pour différentes intensités de pompe :rouge(sans pompe), vert (une intensité de 1.5GW/cm²), bleu (une intensité de 3 GW/cm²).

La figure (IV.17), modélise parfaitement le processus de la commutation tout optique. La position du défaut est mesurée en fonction de l'intensité de la pompe. On peut déduire que le mode de résonance peut passer d'une fréquence de $0,625\mu m^{-1}$ à $0,62167\mu m^{-1}$ sous une intensité de pompe de seulement $3GW/cm^2$, ce qui signifie un décalage en longueur d'onde de $8,57nm$. Cela correspond à un changement de la permittivité du polystyrène de 2,5281 à 2,53155.

Par conséquent, lorsque le signal lumineux correspond à f_c , sa transmission change sous l'intensité d'un signal de commande et commute entre un état de transmission élevée « ON » en l'absence du signal pompe, à un état de faible ou aucune transmission « OFF » sous une excitation lumineuse. Ce contraste dans le spectre de transmission réalise l'état de commutation optique.

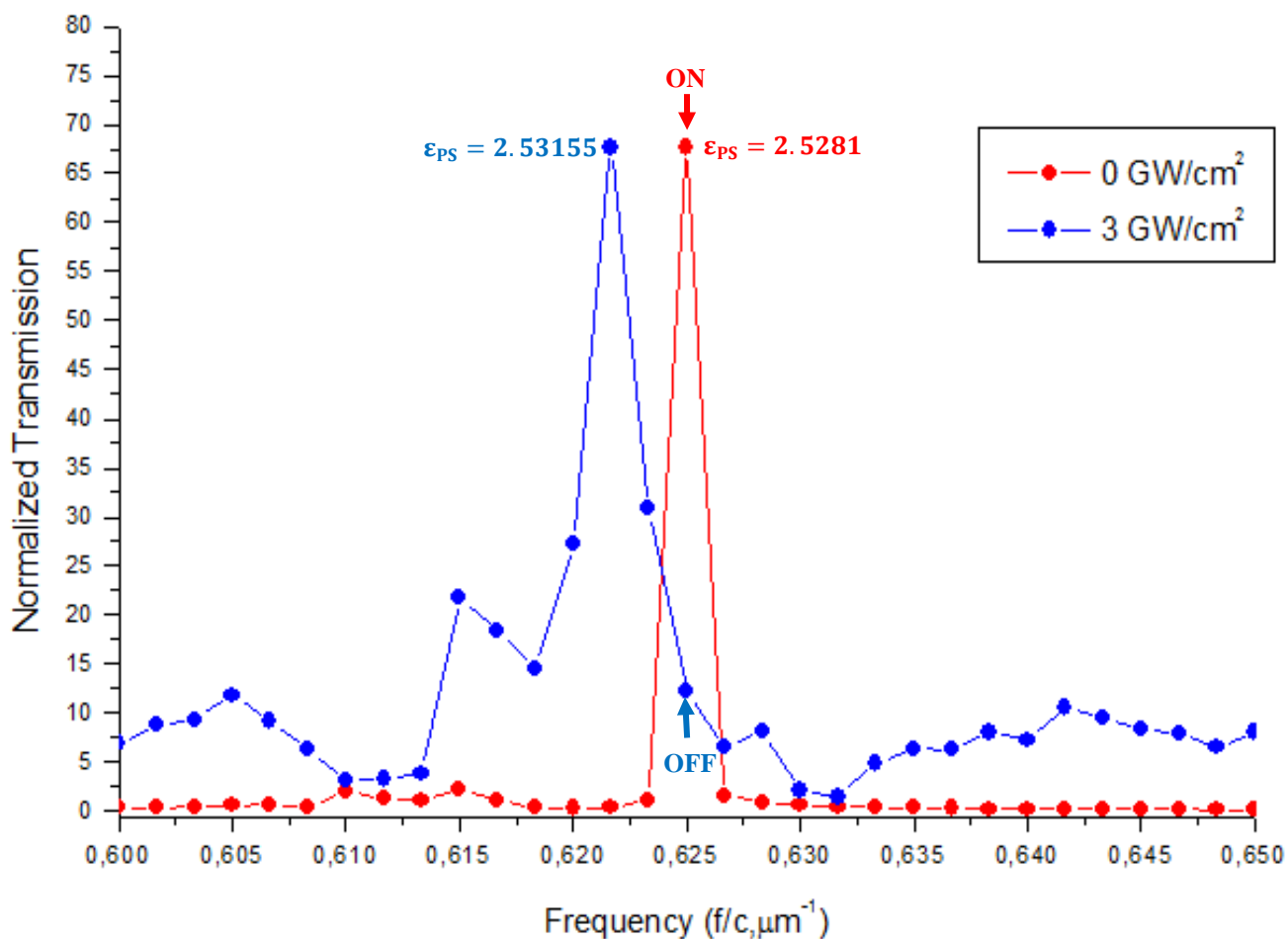


Figure IV.17: Le processus de la commutation tout optique par le décalage du mode résonnant, courbe rouge correspond au cas linéaire ; la courbe bleue correspond au cas non-linéaire sous l'intensité d'une lumière de $3\text{GW}/\text{cm}^2$.

c. Approximation du temps de commutation du Switch :

Comme on a cité au début de l'intervention, le facteur de qualité de la cavité donné par : $Q = \frac{w_0}{\Delta w}$ quantifie également le temps de stockage de la cavité τ_{cav} par la relation ($Q = w_0 \cdot \tau_{cav}$). Une cavité avec un facteur de qualité élevé présente une longue durée de stockage ce qui défie l'idée d'un switch ultra-rapide puisque le temps de stockage, fixe une limite pour le temps de commutation. Aux fréquences optiques, une cavité avec un facteur de qualité $Q=10^6$ est relativement lente car elle présente un temps de réponse dans l'ordre de nanosecondes. Tandis qu'une cavité avec un facteur de qualité modéré $Q=1000$ est rapide avec un temps de réponse des picosecondes, ce qui permet l'accès ultra-rapide.

Cela veut dire que le facteur de qualité doit être modéré afin d'obtenir un temps de commutation rapide, cependant pour améliorer la non linéarité et diminuer l'énergie de

Chapitre IV: Etude et conception de nouveaux Switches tout optique à effet Kerr non-linéaire

commutation une structure ayant un facteur de qualité important est exigée, donc ya un compromis entre le temps de commutation et la puissance requise pour commuter. On a :

$$\tau_{cav} = \frac{Q}{w_0}$$

Pour le cas de la structure proposée : $Q = 13700$ et la célérité = $3 \times 10^{14} \mu m/s$.

Pour la fréquence normalisée à la résonance :

$$\frac{f}{c} = 0.625 \mu m^{-1} \Rightarrow f = 0.625 \mu m^{-1} \times 3 \times 10^{14} \frac{\mu m}{s} = 1.875 \times 10^{14} s^{-1} (Hz)$$

$$\tau_{cav} = \frac{1.37 \times 10^4}{1.875 \times 10^{14}} = 0.73 \times 10^{-10} s = 73 \text{ p. s}$$

D'où le temps de commutation est approximativement 73 p. s

Donc nous avons conçu un nouveau commutateur tout optique à effet Kerr dans des cristaux photoniques non-linéaires hybride. La structure proposée a marqué une réduction significative de l'intensité de commutation, où elle est 26 fois plus faible que celle des commutateurs récemment rapportés sur des cristaux photoniques hybrides non linéaires [15][25], et cela dans la bande des longueurs d'ondes télécom. Elle présente un contraste de commutation important et permet une intégration facile avec des composants d'optique intégrées au silicium. Ceci est dû au fait d'optimiser le facteur de mérite (Q / V) et d'étendre l'interaction de la lumière avec le matériau non-linéaire. En plus d'améliorer la réponse non linéaire Kerr par le choix du Polystyrène, combiné avec un substrat SOI qui assure un confinement plus étroit dans la direction verticale par un contraste d'indice important. Cette structure peut servir de base pour des portes logiques tout-optique, en combinant ce bloc avec un autre similaire en cascade.

IV.4 Conception d'un Encodeur Switch (4×2) dans les CPs non linéaires à résonateur en anneau [26] :

IV.4.1 Introduction :

Plusieurs technologies ont été rapportées afin de concevoir des encodeurs optiques, une porte logique pratique dans les souris, scanner, imprimante, unité de disque optique et contrôleur logique programmable tout-optique (programmable logic controller (PLC)) [27]. Ricardo et autres ont conçu un encodeur tout-optique basé sur la configuration d'un amplificateur à laser semi-conducteur de miroir en boucle (Semiconductor Laser Amplifier Loop Mirror (SLALOM)) [28] [29]. Chattopadhyay et Nath ont démontré des encodeurs tout-optiques en utilisant un arrangement de polarisation de la base 2 et 4 [30]. Etabli sur des cristaux photoniques, de nombreux encodeurs optiques ont été conçus. Lee et al. ont supposé un encodeur tout optique (4×2) basé sur une combinaison d'un défaut linéaire en Y avec un coupleur directionnel [31]. Hassangholizadeh-Kashtiban et al. ont conçu un encodeur réversible tout-optique (4×2) sur une structure à CPs ayant un indice de réfraction non linéaire [32]. Un encodeur numérique tout-optique (4×2) exploitant les CPs 2D à résonateur en anneau « Ring Resonator » était présenté par A. Moniem [29], où la taille totale du dispositif est de ($35 \mu m \times 35 \mu m$). Alipour-Banaei et al. ont proposé un encodeur optique (4×2) en utilisant l'effet d'auto-collimation dans les CPs 2D avec une superficie d'environ ($69 \mu m \times 55 \mu m$) [27].

IV.4.2 Description de la structure initiale :

La structure initiale proposée pour concevoir l'encodeur Switch tout optique est un réseau déconnecté de géométrie carrée de tige de silicium (34×24) rangées avec un indice de réfraction de 3.5 en air (Figure IV.18). Nous modélisons la carte des bandes interdites pour les différentes valeurs du rapport (r/a) afin de choisir la valeur la plus appropriée. De la figure (IV.19), on peut voir que la structure soutient l'aspect de présence de BIP pour le mode TM en augmentant r/a . Afin d'avoir une BIP large, on choisit : $r = 0.18a$, où $a = 540 nm$ est la constante réseau. Le Diagramme de bandes TE/TM pour les paramètres sélectionnés ($r = 0.18a, a = 540 nm$), présente une BIP TM dans l'intervalle ($0.293 < a/\lambda < 0.445$) , ce qui correspond à ($1.2135 \mu m < \lambda < 1.843 \mu m$) comme présentée sur la figure (IV.20).

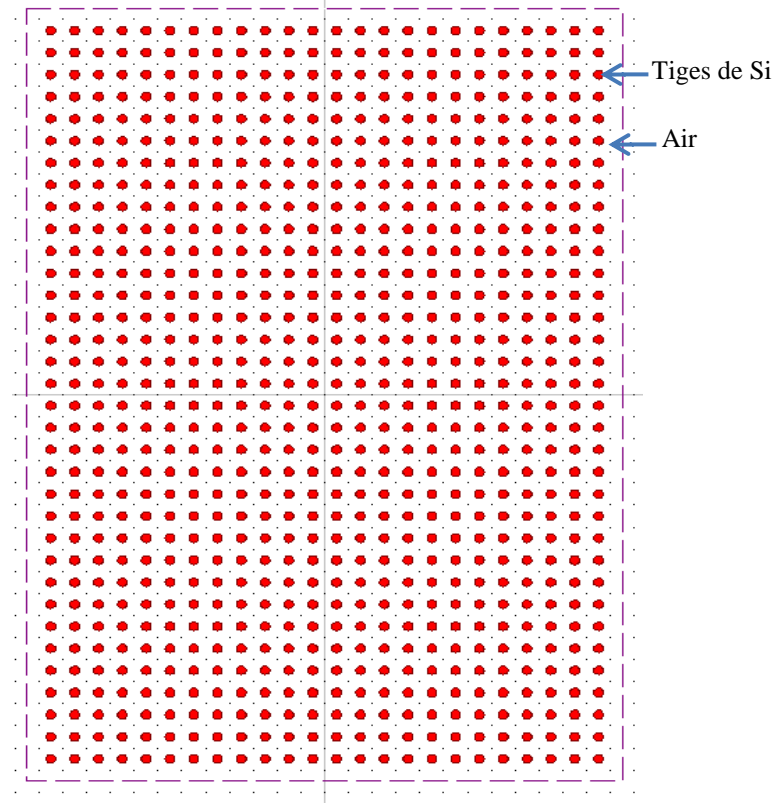


Figure IV.18: Structure initiale.

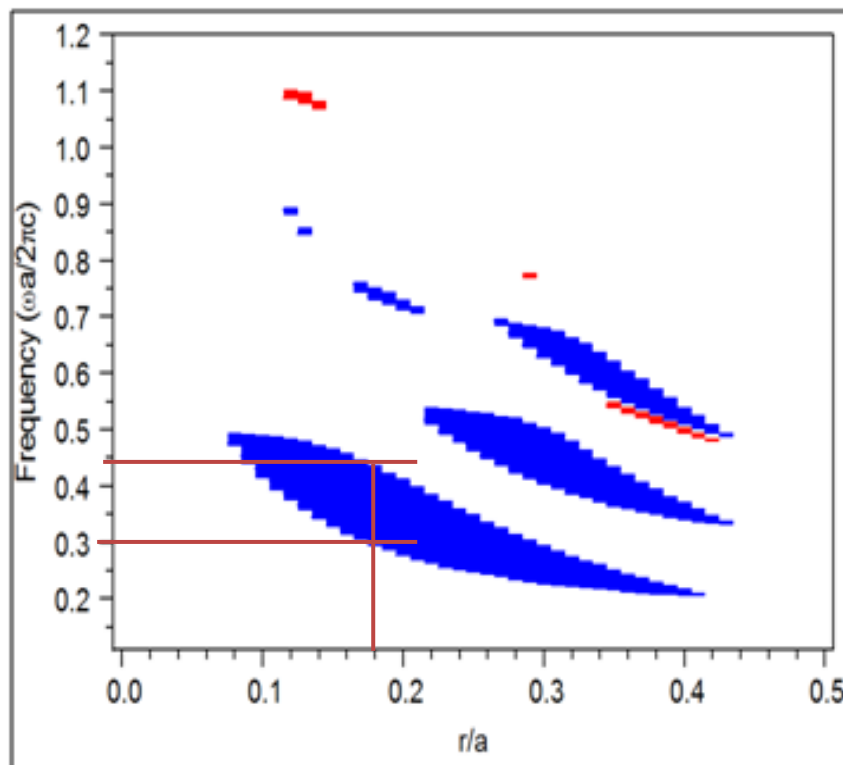


Figure IV.19: Carte de bandes interdites de la structure initiale pour différentes valeurs de rayon normalisé(r/a), $r/a = 0.18$ est la valeur appropriée.

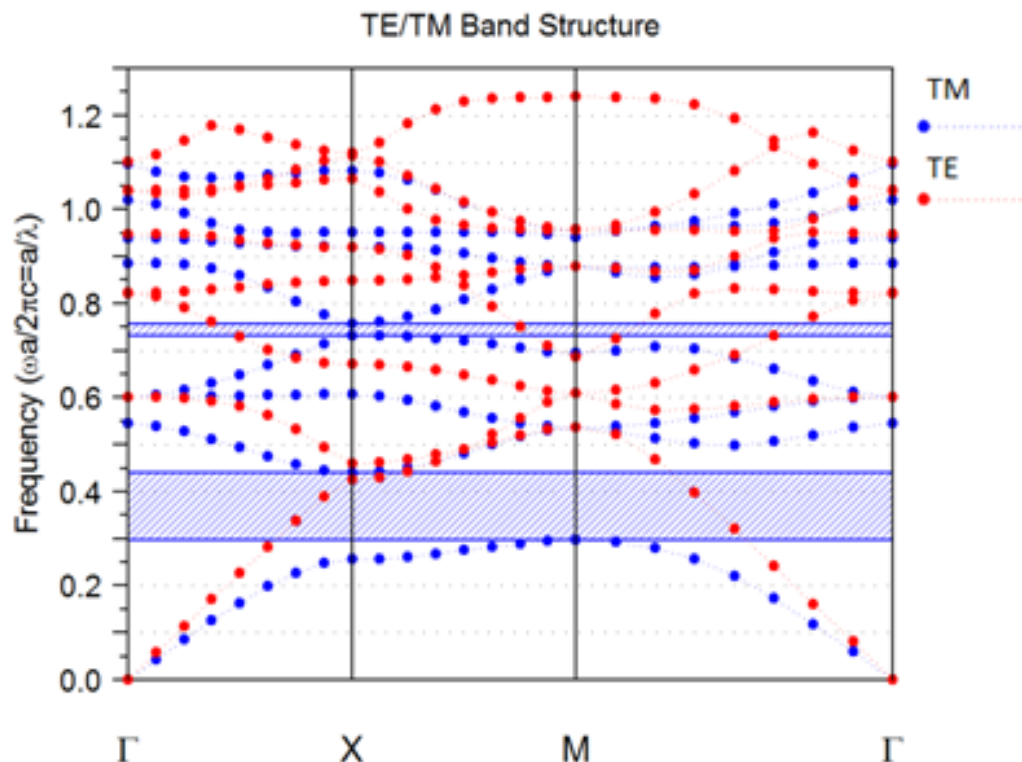


Figure IV.20: Diagramme de bandes TE/TM pour les paramètres sélectionnés ($r = 0.18a$, $a = 540 \text{ nm}$), Présence d'une BIP TM dans l'intervalle ($0.293 < a/\lambda < 0.445$), qui correspond à ($1.2135\mu\text{m} < \lambda < 1.843\mu\text{m}$).

IV.4.3 Description du Switch tout optique proposé:

a. Etude dans le domaine linéaire :

Le switch proposé est un résonateur en anneau (RA) à CPs (photonic crystal ring resonator, PhCRR) formé par un guide d'onde d'entrée (I_{in}), adjacent à un RA non-linéaire de rayon $3a$, créé par omission de tiges 'Si' et leurs substitution par des tiges de Polystyrène (PS) (marqué en bleu foncé) ayant un rayon de $0,32a$. Après cela, nous créons le guide d'onde en forme de L près de RA qui représente le guide d'onde de sortie « drop waveguide », comme illustré sur la figure (IV.21). Des 'diffuseurs' sont placés aux coins du résonateur en anneau quasi-carré et du guide d'onde (entourés de cercles vert), afin d'améliorer la transmission vers le port de sortie [33] [20] [34] [35].

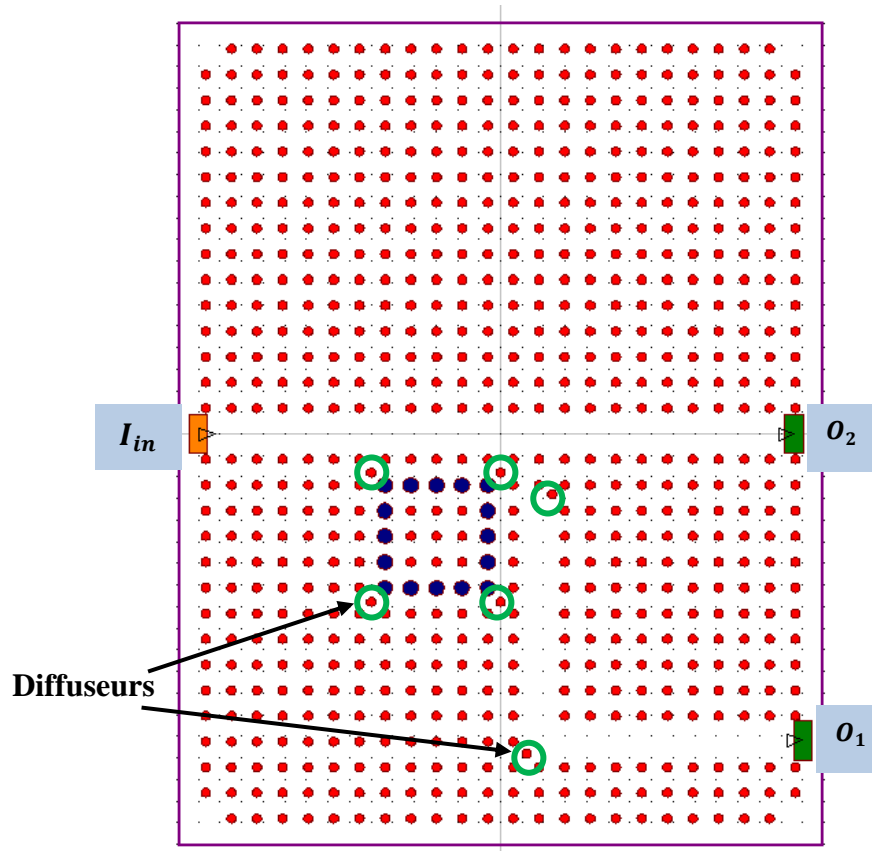


Figure IV.21: Schéma du Switch tout optique proposé.

D'après le spectre de transmission illustré sur la figure (IV.22), la transmission atteint 92.1% à la résonance. Pour l'état linéaire, lorsque le commutateur est excité du port ' I_{in} ', la longueur d'onde soustraite "dropped" est $\lambda_c = 1.5478 \mu m$, qui sort par le port " O_1 " suite à l'effet de résonance du résonateur anneau.

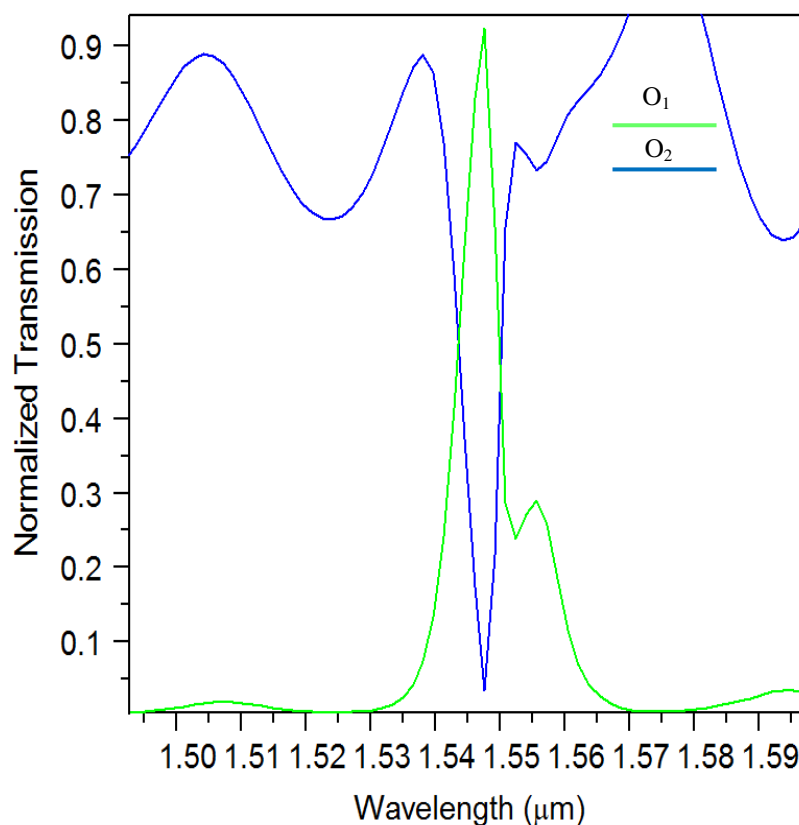


Figure IV.22: Spectre de transmission linéaire, résonance à $\lambda_c = 1.5478 \mu m$.

b. Etude dans le domaine non-linéaire :

Nous effectuons une simulation 2D par la méthode FDTD-NL, au niveau du logiciel « FullWave » pour le mode TM à l'état stationnaire "Steady state" [36]. Pour cela, on lance un signal à onde continue (continuous-wave, CW) ayant comme longueur d'onde celle de la résonance λ_c , à une puissance de 0.1W dans le guide d'onde d'entrée "Bus Waveguide". Le niveau de puissance à la sortie du port " O_1 " et " O_2 " à l'état d'équilibre "steady state" peut être obtenu. On varie la puissance d'entrée (P_{in}) et on mesure (P_{out}). La variation de la puissance normalisée aux ports de sorties " O_1 " et " O_2 " en fonction de la puissance incidente " P_{in} " est représentée sur la figure (IV.23), d'où on tire que le seuil de puissance du commutateur est de 0,5 W.

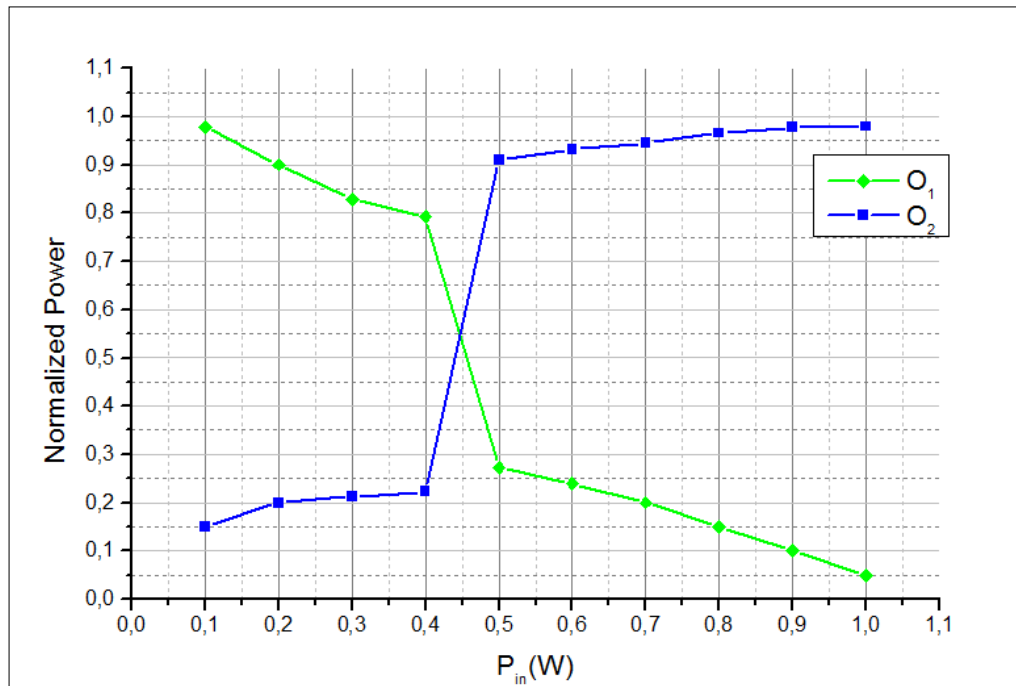
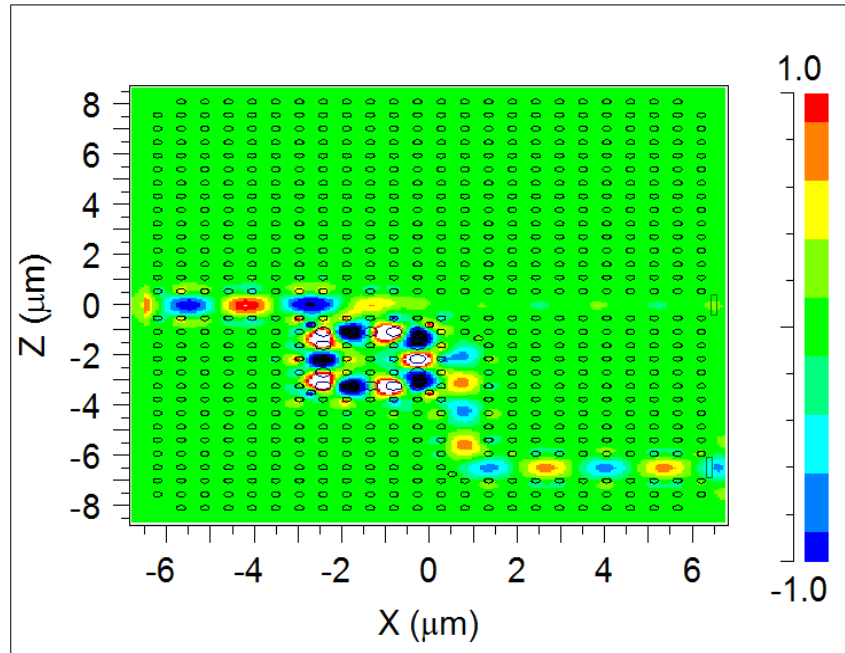


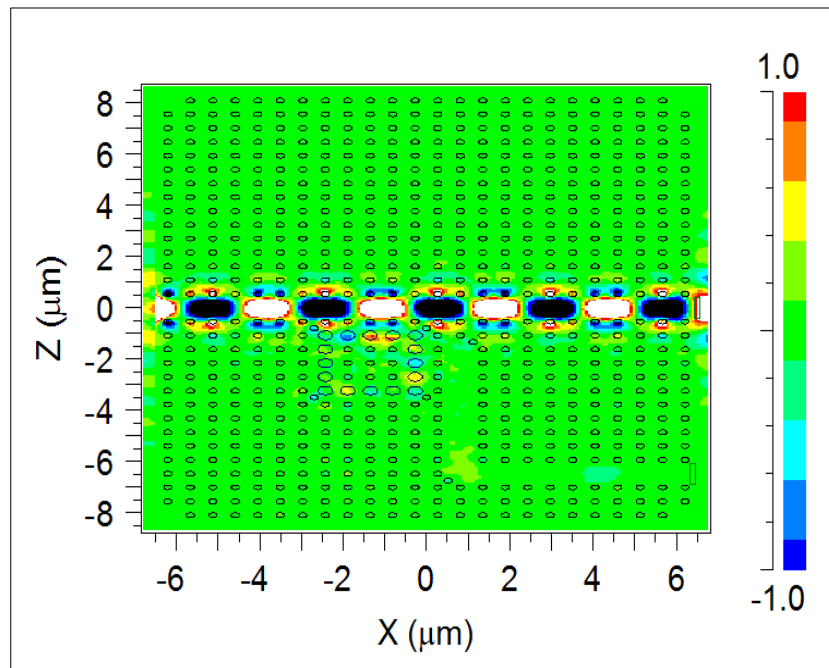
Figure IV.23: Variation de la puissance normalisée aux ports " O_1 " et " O_2 " en fonction de la puissance d'incidente.

Si nous appliquons une puissance de signal faible ($I_{in} < 0,5W$) inférieure au seuil de commutation, le signal résonne avec le RA et sort du port " O_1 " où la puissance normalisée est supérieure à 80%. Pour un signal à puissance élevée ($I_{in} > 0,5W$), suite à l'effet Kerr, l'indice de réfraction des tiges PS augmente, λ_c varie et sera décalé vers les hautes longueurs d'onde (Red Shift), par conséquent, aucun signal ne sera couplé au résonateur en anneau et toute la puissance du signal d'entrée sortira du port " O_2 " où la puissance normalisée est supérieure à 90%.

Par conséquent, le commutateur proposé comporte deux états opérationnels, dont le comportement est illustré par la distribution du champ électrique sur la figure (IV.24). Si nous considérons λ_c comme étant la longueur d'onde opérationnelle du dispositif, en cas linéaire, I_{in} résonne avec RA et sort de " O_1 ", Cela signifie que le commutateur est à l'état «ON» Fig. IV.24 (a). Selon la figure IV.24 (b), si nous lançons une intensité de puissance élevée, il y'aura pas de résonance avec RA suite au changement de son indice de réfraction et aucun signal ne sortira de " O_1 ". Tout le signal optique ira vers le port " O_2 ", par la suite, le dispositif passe à l'état «OFF».



(a)



(b)

Figure IV.24: La distribution du champ magnétique du switch tout optique proposé, avec un signal gaussien CW à $\lambda_c = 1.5478\mu m$. a)- A faible puissance ($I_{in} < 0.5W$) Switch « ON », b)-A forte puissance ($I_{in} > 0.5W$) Switch « OFF ».

c. Comportement temporel du switch :

Pour déterminer le temps de commutation du Switch, la réponse temporelle du signal de sortie devrait être examinée. Le temps de commutation (T_s), est le temps pris par le signal de sortie afin d'atteindre un état d'équilibre "Steady State". Comme on a expliqué au paragraphe précédent, en considérant λ_c la longueur d'onde opérationnelle de la structure et pour une puissance inférieure au seuil de commutation, la sortie sera "O₁" est le switch est à l'état "ON" (Figure IV.25). Par augmentation de la puissance lumineuse incidente, la sortie commute vers le port "O₂" est le Switch passe à l'état "OFF" avec un temps de commutation de $800\mu m$ ou $T_s = 2.66 p.s$ (Figure IV.26).

$$\text{N.B : } cT = 800\mu m \Rightarrow T = \frac{800\mu m}{3 \times 10^{14} \mu m/s} = 2.66 \times 10^{-12} s = 2.66 p.s$$

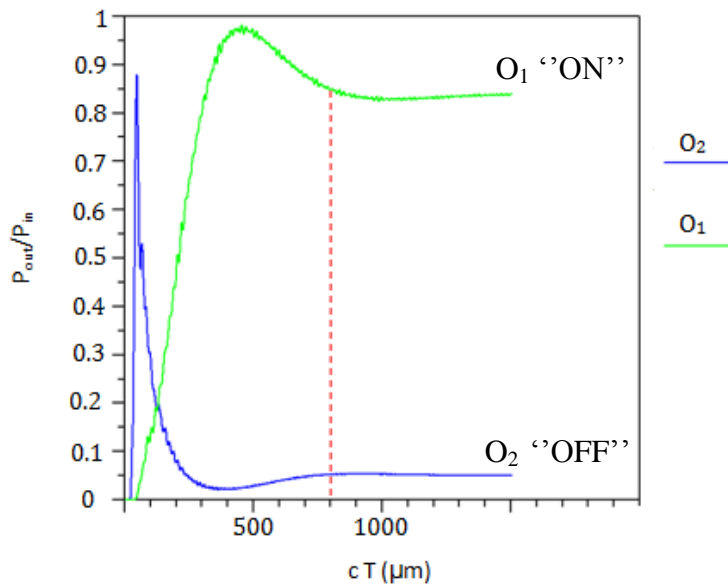


Figure IV.25 : Comportement temporel du Switch pour le cas linéaire ($(P_{in} < 0.5W)$).

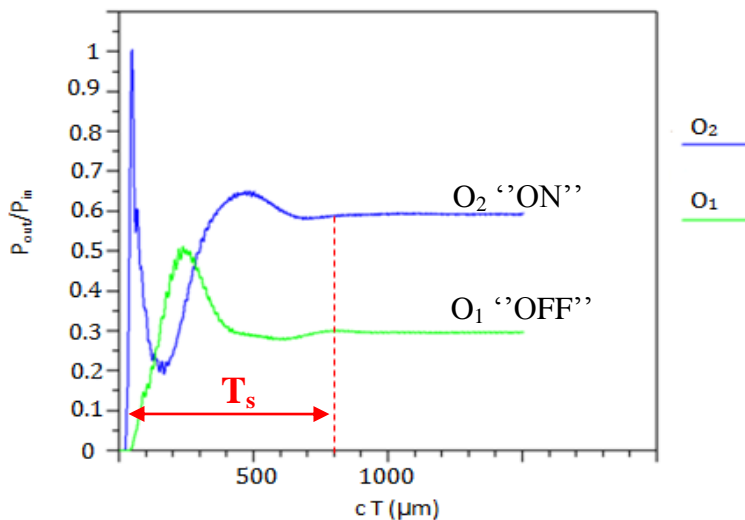


Figure IV.26: Comportement temporel du Switch pour le cas non-linéaire ($(P_{in} > 0.5W)$).

N.B : Tous les temps sont spécifiés en unités de cT [μm]. Par exemple un temps absolu en femto-seconde [fs] peut être entré en utilisant un facteur de " $c * 1e - 15$ ", où c [$\mu m/s$] est une constante intégrée.

IV.4.4 Description de l'Encodeur Switch tout optique proposé:

Un encodeur est un dispositif logique qui convertit 2^n signaux d'entrées en N bits sorties codées. Pour un encodeur tout optique (4x2), le signal de sortie est (00), (01), (10), (11) selon les quatre signaux d'entrée (0001), (0010), (0100), (1000) comme expliqué sur la table de vérité (Tableau IV.4). Le circuit logique de l'encodeur a quatre entrées (I_0, I_1, I_2, I_3) et deux sorties binaires (O_1, O_2) comme montré sur la figure (IV.27).

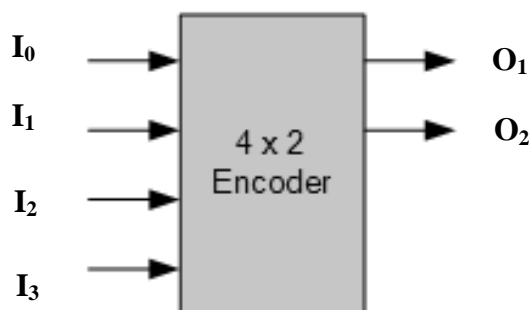


Figure IV.27: Circuit logique d'un encodeur (4x2).

I_0	I_1	I_2	I_3	O_1	O_2
1	0	0	0	0	0
0	1	0	0	1	0
0	0	1	0	1	1
0	0	0	1	0	1

Tableau IV.4 : Table de vérité de l'encodeur (4x2).

L'encodeur proposé se compose de deux commutateurs en cascade, formé de deux résonateurs annulaires non linéaires à guides d'ondes en forme de L, caractérisés par la même longueur d'onde de résonance, encastrés entre quatre guides d'onde parallèles comme illustré sur la figure (IV.28).

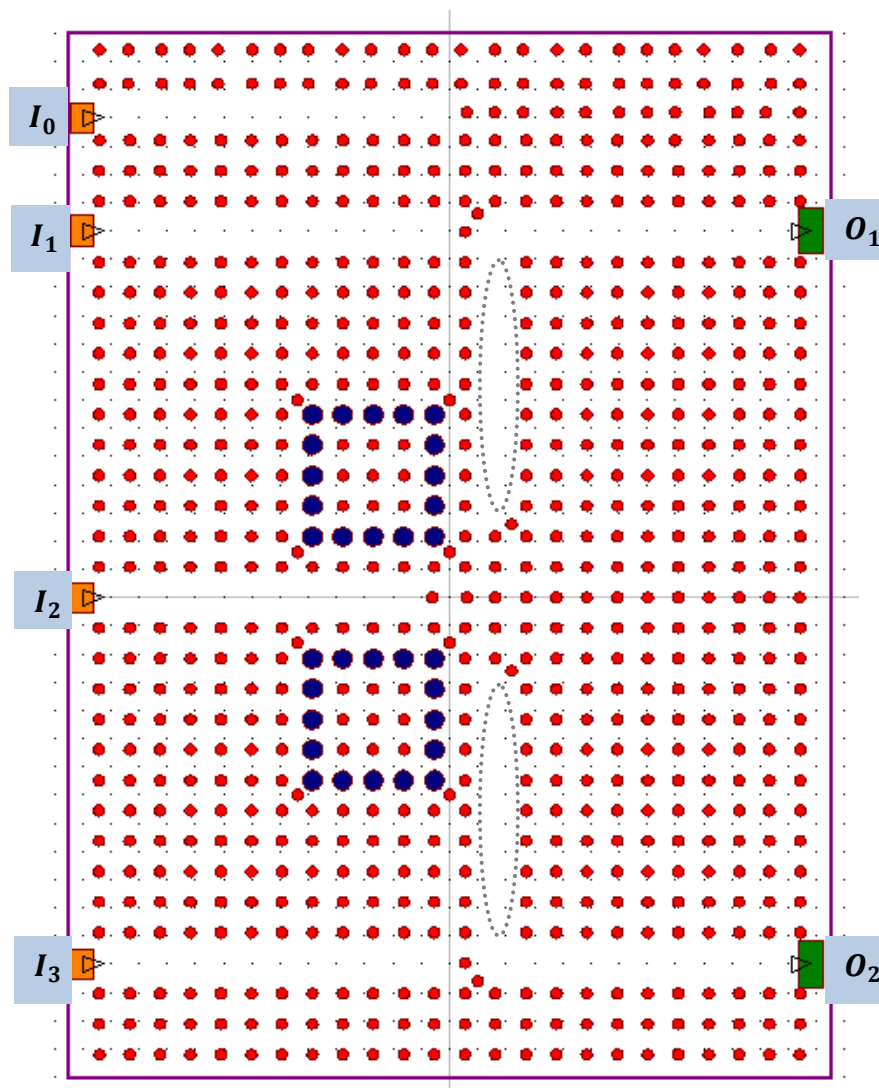


Figure IV.28: Schéma de l'encodeur Switch (4x2) tout optique dans un CP 2D.

IV.4.5 Résultats de simulation et mode de fonctionnement de l'encodeur Switch :

Pour tester le processus de l'encodeur proposé, nous exploitons la méthode FDTD-NL et simulons les quatre signaux d'entrées mentionnées dans la table de vérité sous l'incidence d'une onde gaussienne CW avec une polarisation TM ayant comme longueur d'onde $\lambda_{in} = \lambda_c = 1,5478\mu m$.

Si l'intensité normalisée du signal de sortie est supérieure à 45%, le niveau logique est considéré « 1 », maintenant si il est inférieur à 5%, le niveau logique sera « 0 » comme montré sur la figure (IV.29).

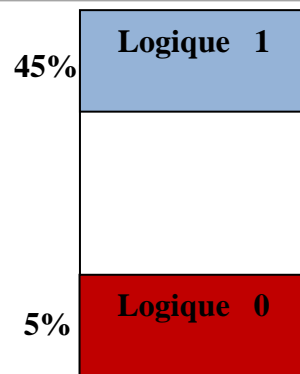


Figure IV.29:Plage des niveaux de puissance logique.

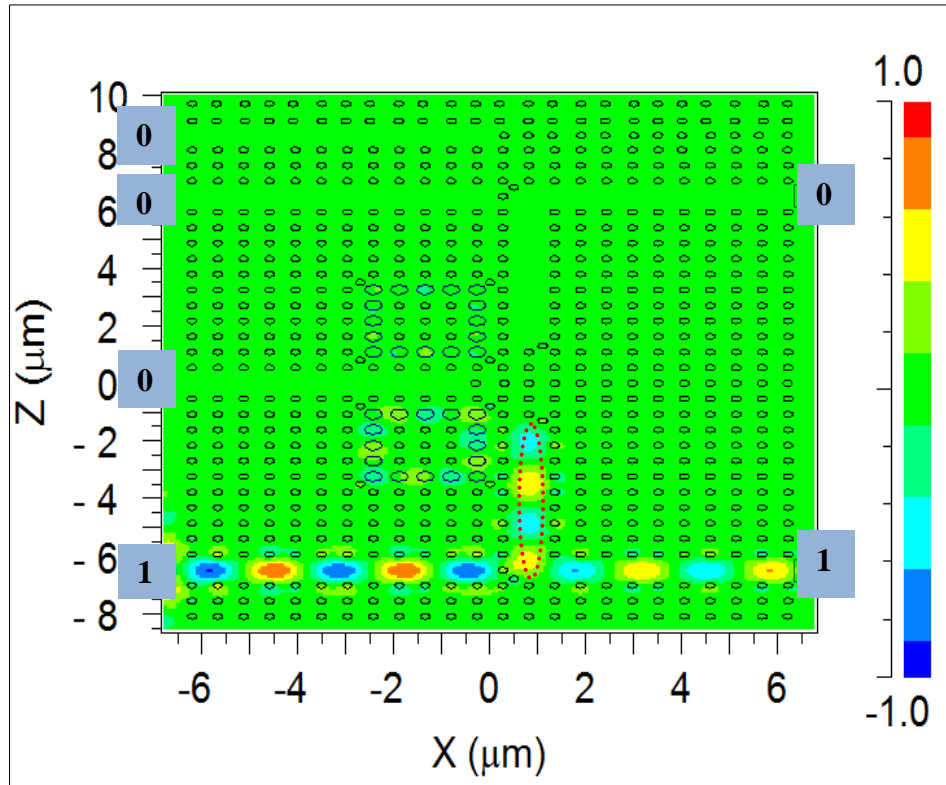
L'encodeur optique se base sur le principe de fonctionnement de deux commutateurs optiques, où chacun est formé par un résonateur en anneau non-linéaire avec guide d'ondes de type « L ». Pour expliquer le fonctionnement du dispositif, nous considérons une séquence (I_0, I_1, I_2 et I_3) de signaux d'entrées, où I_0 et I_2 sont excités à faible puissance ($I_{in} < .5W$) ensuite I_1 et I_3 sont pompés avec un signal à puissance élevée ($I_{in} > 0.5W$) [32]:

Le 1^{er} cas 1: $I_3 = 1, I_2 = 0, I_1 = 0$ et $I_0 = 0$, le signal émis se caractérise par une puissance élevée. Dans un premier temps, au cours de sa propagation dans le guide d'entrée, il se divise, une partie est dirigée vers le port de sortie " O_2 " et l'autre partie traverse le guide marqué en rouge comme le montre la figure (IV.30.a). Le signal présent dans ce dernier permet de modifier l'indice de réfraction des tiges PS du résonateur, par conséquent le RA présente un décalage vers les hautes longueurs d'ondes suite à l'effet Kerr, et l'onde présente dans ce guide sera totalement réfléchi vers " O_2 ". A l'état d'équilibre le signal I_3 active le port " O_2 " et ne sera pas coupler avec le résonateur.

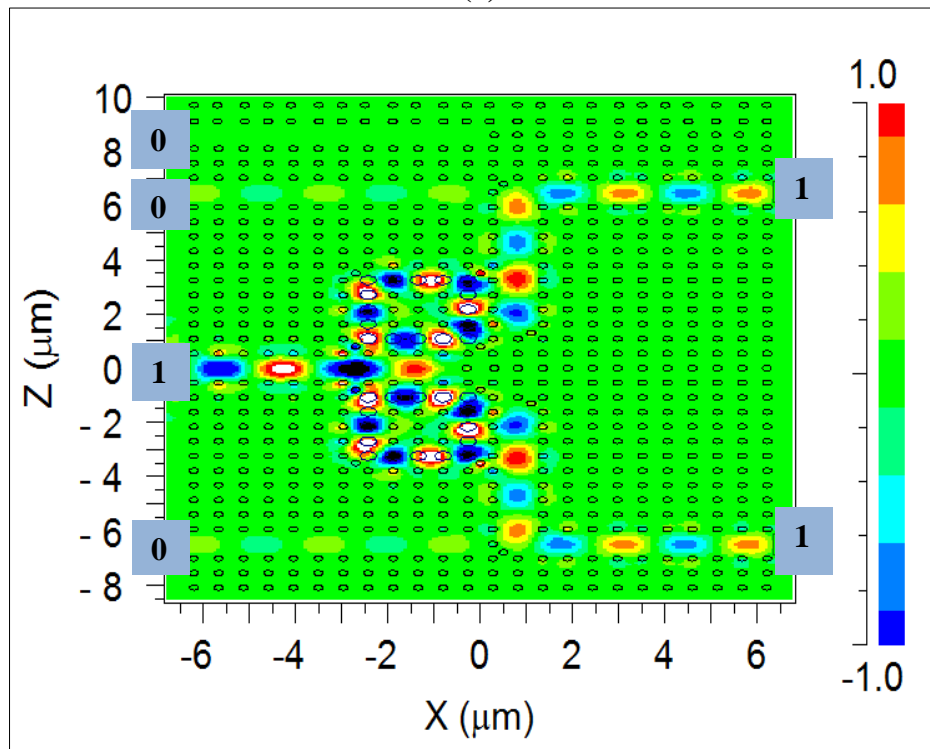
Le 2^{ème} Cas : Pour les signaux d'entrées suivantes : $I_3 = 0, I_2 = 1, I_1 = 0$ et $I_0 = 0$ figure (IV.30.b), le signal lumineux est lancé dans le port I_2 , puisque la longueur d'onde du signal d'entrée λ_{in} coïncide avec celle de la résonance λ_c des deux résonateurs en anneaux, la sortie sera à travers les deux guides « Bus Waveguide » " O_1 " et " O_2 " avec une puissance normalisée ($< 45\%$), d'où les deux sorties sont à l'état « ON » .

Le 3^{ème} Cas : Pour $I_3 = 0, I_2 = 0, I_1 = 1$ et $I_0 = 0$, figure (IV.30.c)), puisque I_1 présente une puissance élevée, on aura le même raisonnement que celui du premier cas, aucun signal ne sera couplé au résonateur et tout le signal optique ira vers le port " O_1 ".

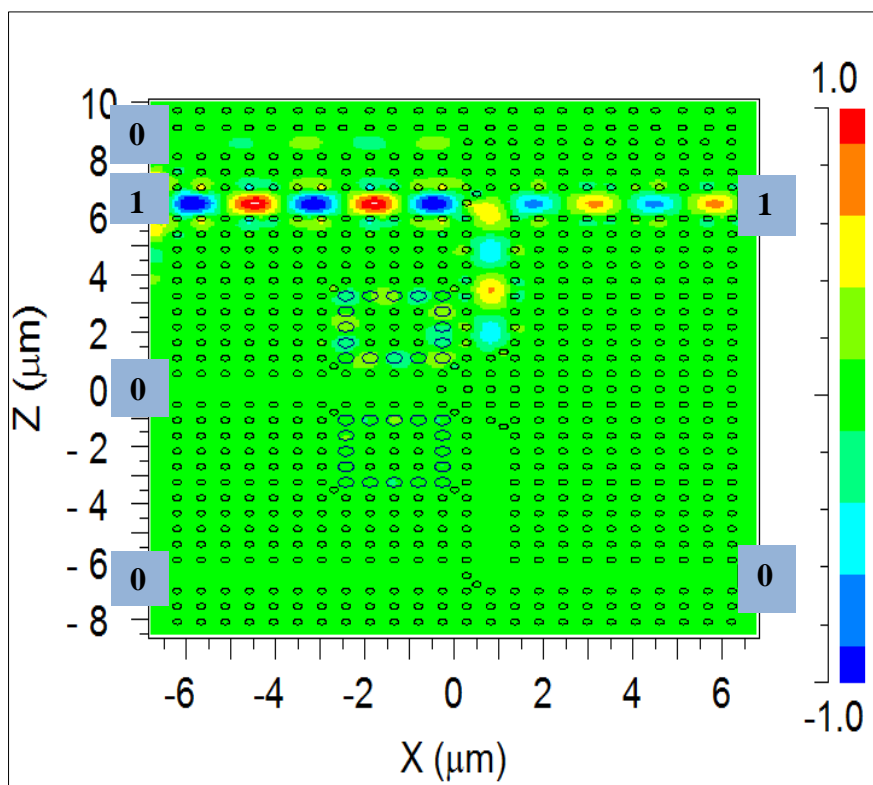
Le 4^{ème} Cas : $I_3 = 0, I_2 = 0, I_1 = 0$ et $I_0 = 1$, comme le montre la figure (IV.30.d), le signal est totalement réfléchi, il n'y a pas de transmission.



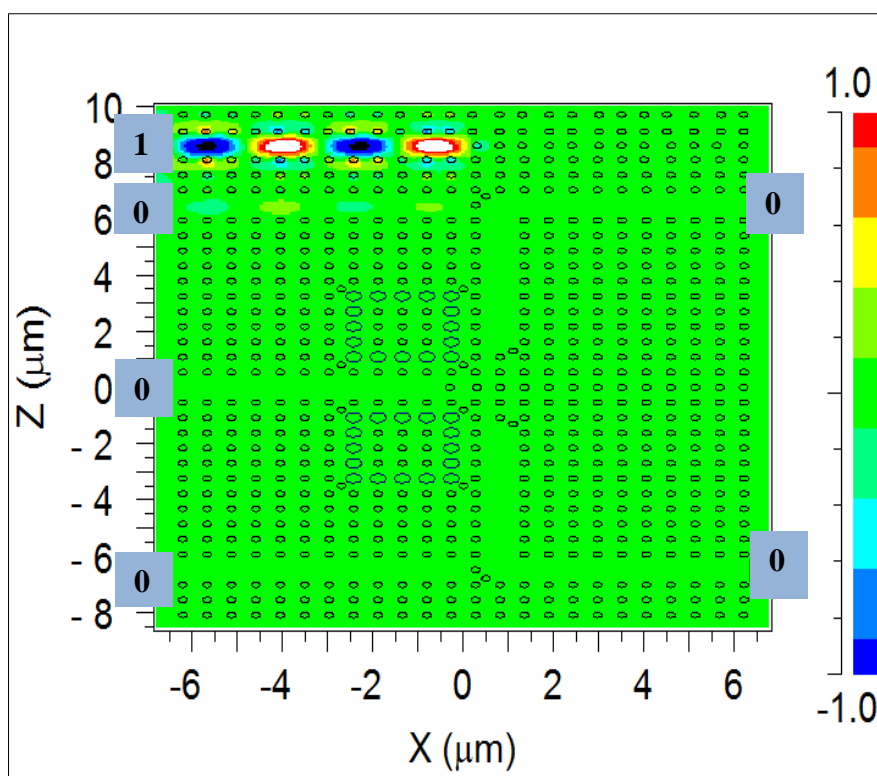
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure IV.30: Distribution du champ magnétique d'un encodeur switch tout optique (4x2) pour les différents cas d'entrées : (a) :(0001), (b) :(0010), (c):(0100), (d) :(1000).

L'encodeur proposé est ultra-compacte avec une surface de $(18.5\mu m \times 13\mu m)$, caractérisée par :

- Faible consommation d'énergie.
- Facilité de conception et simplicité de fonctionnement comparée avec d'autres encodeurs à structures complexes [27] [29].
- Adapté pour les circuits intégrés tout optiques.

IV.5 Conclusion :

Dans cette partie, nous avons traité la problématique du développement d'un switch tout-optique présentant un temps de réponse rapide et une minimisation d'énergie de commutation, avec un rendement important et une facilité d'intégration aux circuits optiques.

Dans un premier temps, nous avons exposé la simulation d'un simple commutateur tout-optique exploitant le processus du décalage de la BIP, dans une structure bidimensionnelle à effet Kerr. Ce commutateur est caractérisé par sa simplicité de fabrication et sa dimension ultra-compacte, et cela à la longueur d'onde télécom $1.55\mu m$. Ce dispositif peut être exploité pour concevoir un filtre commutable contre les menaces laser.

Par la suite, le but visé était de concevoir un nouveau commutateur tout optique à effet Kerr dans des cristaux photoniques non-linéaires hybrides, qui présente une minimisation de l'énergie de commutation. La structure proposée présente une réduction significative de l'intensité de commutation. Celle-ci est 26 fois plus faible que celle des commutateurs récemment rapportés sur des cristaux photoniques hybrides non linéaires, pour la bande des longueurs d'ondes des télécommunications. Elle présente un contraste de commutation important et permet une intégration facile avec des composants d'optique intégrées au silicium.

En dernier, un encodeur Switch (4x2) tout optique, opérationnel dans la bande des longueurs d'ondes télécoms a été proposé et démontré par simulation. Établi sur le concept un commutateur à effet Kerr, la structure proposée est ultra-compacte avec une surface de $(18.5\mu m \times 13\mu m)$, caractérisée par faible consommation d'énergie, facilité de conception et simplicité de fonctionnement comparée avec d'autres encodeurs à structures complexes et adaptés pour les circuits intégrés tout optiques.

IV.6 Bibliographie:

- [1] L.D Haret, T.Tanabe, E.Kuramochi, M.Notomi, "Extremely low power optical bistability in silicon demonstrated using 1D photonic crystal nanocavity", *Journal of Opt. Express*, Vol.17, p.21108-21117, 2009.
- [2] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden, M. J. Bloemer, *Journal of Appl. Phys.*, Vol.76, p.2023-2026, 1994.
- [3] Iman Ouahab, Rafah Naoum, "An All Optical Switch Based on AlGaAs Nonlinear Photonic crystal", communication presented in OPAL15 congress, 14 and 15 December 2015, Algies.
- [4] CrystalWave commercial software developed by Photon Design, version 4.5.
- [5] Iman Ouahab, Rafah Naoum, "Ultralow-Power All Optical Switch based on Hybrid Nonlinear Photonic Crystals", *Sensor Letters Journal*, volume 15, Number 4, pp.315-319(5), April 2017.
- [6] Y.Liu, F.Qin, F.Zhou, Q.Meng, D.ZHANG, Z.Li, "Ultrafast optical switching in Kerr nonlinear photonic crystals", *Front. Phys. China*, Vol.5(3), p.220-244, 2010.
- [7] Rashid Ganeev, "Nonlinear Optical Properties of Materials", Springer, Book, 2013.
- [8] A .Shinya, S.Mitsugi, T.Tanabe, M.Notomi, I.Yokohama, H.Takara, S.Kawanishi, "All-optical flip-flop circuit composed of coupled two-port resonant tunneling filter in two-dimensional photonic crystal slab", *Opt. Express*, Vol.14, p.1230-1235, 2006.
- [9] Stefania Malaguti, "Study, Modeling and Design of Semiconductor Photonic Crystal Based Devices", Thèse de doctorat, université Di Ferrara, 25 Mars 2011.
- [10] P. J. Petersan, et S. M. Anlage, "Measurement of resonant frequency and quality factor of microwave resonators: Comparison of methods", *Journal Of Applied Physics*, Vol. 84, N°6, p.3392-3402, 1998.
- [11] Ahlem Benmerkhi, "Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités à cristaux photoniques", Thèse de doctorat, Université Mentouri Constantine, 2012.
- [12] F. Erden and O. A. Tretyakov, "Excitation by a transient signal of the real-valued electromagnetic fields in a cavity", *Journal of Phys. Rev*, Vol.77, p.29, 2008.
- [13] R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, "The Feynman Lectures on Physics", Addison Wesley, Vol. II, p.3- 29, 1964.
- [14] J.A.Hart, T.M.Antonsen, "Scattering a pulse from a chaotic cavity: Transitioning from algebraic to exponential decay", *Journal of Phys. Rev*, Vol.79, p.3-34, 2009.
- [15] Fei Qin, Zi-Ming Meng, and Zhi-Yuan Li, "Design of all-optical switching component based on pillar-array hybrid nonlinear photonic crystal cavity", *Opt. Soc. Am. B*, Vol.29 p.2314-2319, 2012.
- [16] Kartik Srinivasan, Matthew Borselli, and Oskar Painter, "Cavity Q , mode volume, and lasing threshold in small diameter AlGaAs microdisks with embedded quantum dots", *Optics*

Chapitre IV: Etude et conception de nouveaux Switches tout optique à effet Kerr non-linéaire

- Express, Vol.14, p1094-1105, 2006.
- [17] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, et S. Noda, "High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal", *Journal of Nature*, Vol.425, N°6961, p.944–947, 2003.
- [18] Damien BERNIER, "Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde", Thèse de doctorat, N°9305, Université Paris-Sud XI, Orsay, 12 décembre 2008.
- [19] <http://www.computational-photonics.eu/eimsinout.html>.
- [20] T.A.Tameh, B.M. Isfahani, N. Granpayeh, A.M.Javan, "Improving the performance of all-optical switching based on nonlinear photonic Crystal micro-ring resonators", *Int. J. Electron. Commun. (AEÜ)* Vol.65 , p.281–287,2011.
- [21] J. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, "Photonic Crystals- Molding the Flow of Light", Princeton University Press, Princeton, NJ, Book, first edition, (304 pages),ISBN: 978-0691124568, 1995.
- [22] S.Mitsugi, A. Shinya, E. Kuramochi, M. Notomi, T. Tshchizawa, T. Watanabe, "Resonant tunneling wavelength filters with high Q and high transmittance based on photonic crystal slabs",*IEEE*, Vol.1,p. 214 – 215,2003.
- [23] Fullwave commercial software developed by Rsoft Design Group (<http://www.rsoftdesign.com>) is used for linear and nonlinear FDTD simulations, v.2014.09, and license 16849450.
- [24] X. Wang, Z. Xu, N. Lu, J. Zhu, et G. Jin, "Ultra-compact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure", *Opt. Commun.*, doi:10.1016/j.optcom.2007.11.040 .
- [25] Fei Qin, Ye Liu, Zi-Ming Meng, Zhi-Yuan Li, "Design of Kerr-effect sensitive micro-cavity in nonlinear photonic crystal slabs for all-optical switching" ,*Appl. Phys*, Vol.108 p.053108, 2010.
- [26] Iman Ouahab, Rafah Naoum, "A novel all optical 4x2 encoder switch based on photonic crystal ring resonators", *Optik-International Journal for Light and Electron optics*, Vol 127(19) , p.7835-7841, 2016.
- [27] H. Alipour-Banaei, M.G. Rabati, P. Abdollahzadeh-Badelbou, F. Mehdizadeh, "Application of Self-Collimated Beams to Realization of All Optical Photonic Crystal Encoder", *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* (2015). <http://dx.doi.org/10.1016/j.physe.2015.08.011>.
- [28] R.M. Ribeiro, F. Lucarz, B. Fracasso, "Proposal and Design of an All-optical Encoder for Digitizing Radioover-Fibre Transceivers",*Network and Optical Communications (NOC)*, 18th European Conference on Optical Cabling and Infrastructure, Graz, Austria, 2013.
- [29] T.A. Moniem, "All-optical digital 4×2 encoder based on 2D photonic crystal ring resonators", *Journal of Modern Optics* (2015), DOI:10.1080/09500340.2015.1094580.
- [30] T. Chattopadhyay, J. Nath, "All optical Multi-valued computing: the future challenges and opportunities", *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, Vol.11, p.075501, 2009.

Chapitre IV: Etude et conception de nouveaux Switches tout optique à effet Kerr non-linéaire

- [31] Lee, K.-Y., Yang, Y.-C., Yen, -J.L., Lee W.-Y., "The Designs of 4×2 Encoder Based on Photonic Crystals", Communications and Photonics Conference and Exhibition (ACP) Asia, Shanghai, China, 2009.
- [32] M. Hassangholizadeh-Kashtiban, R. Sabbaghi-Nadooshan, , H. Alipour-Banaei, , "A Novel all Optical Reversible 4x2 Encoder based on photonic crystals", *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* (2015),<http://dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2015.05.140>.
- [33] P. Andalib, N. Granpayeh, "All-optical ultra-compact photonic crystal AND gate based on nonlinear ring resonators", *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, Vol.26, p.10-16, 2009.
- [34] Tamer A. Moniem , "All optical active high decoder using integrated 2D square lattice photonic crystals", *Journal of Modern Optics* (2015), DOI: 10.1080/09500340.2015.
- [35] S.Serajmohammadi ,H.Alipour-Banaei ,F.Mehdizadeh, "All optical decoder switch based on photonic crystal ring resonators", *Opt. Quant. Electron* ,Vol.47, pp.1109–1115,2015.
- [36] Z-H. Zhu, W.M. Ye, J-R. Ji, X-D. Yuan, C. Zen, "High-contrast light-by-light switching and AND gate based on nonlinear photonic crystals", *Opt. Express*, Vol.14,p1783-1788, 2006.

Conclusion Générale et perspectives :

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit vise à étudier, concevoir par simulation et optimiser de nouveaux commutateurs tout-optiques dans les cristaux photoniques, en exploitant la non-linéarité optique. Dans un premier temps, il fallait chercher à tirer les briques de base afin de bien se situer. Pour cela, une recherche bibliographique approfondie a été faite pour saisir les notions élémentaires de l'optique non-linéaire appliqués aux cristaux photoniques, dans le but de cerner l'effet qui répondra au mieux à nos exigences de conception dans ces matériaux. Notre choix s'est orienté vers les CPs planaires exploitant l'effet Kerr qui représentent une voie ultime pour la conception de composants tout optique ultra-rapide et principalement pour les commutateurs tout optique qui font l'objet de notre étude. Notons que, dans cette thèse, les résultats de simulations exposés sont confrontés à des calculs PWM et FDTD, réalisés à l'aide des logiciels « BandSOLVE » et « FullWAVE » de RSoft disponibles au niveau de notre laboratoire TTNS.

Dans un premier temps, un CP bidimensionnel sans défaut de tiges non-linéaires d'AlGaAs à effet Kerr a été conçu. La commutation tout optique a été réalisée par le biais du mécanisme du décalage du bord de la BIP. Lorsque le signal émis se trouve juste au bord de la bande interdite, son énergie de transmission change de façon dynamique en fonction d'un faisceau « pompe ». En absence de ce dernier, le signal est en bande passante avec une transmission élevée est le switch est à l'état « ON ». Dans le cas non-linéaire, 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, la sonde se situe dans la BIP et ne peut plus se propager dans la structure, le switch passe alors à l'état « OFF ». Ce dispositif est caractérisé par sa simplicité de fabrication et sa dimension ultra-compacte, et cela à la longueur d'onde des télécommunications $1.55\mu m$, comme il peut être exploité pour concevoir un filtre commutable contre les menaces laser.

Par la suite, nous avons introduit une contribution qui a pour objectif la conception d'un Switch tout optique à ultra-basse énergie de commutation dans les cristaux photoniques non linéaires, comparés à d'autres commutateurs tout-optiques déjà existants. Ce dernier devra répondre aux critères suivants : efficacité de commutation, faible puissance de transition, temps de réponse rapide ainsi qu'une facilité d'intégration aux circuits optiques.

Le Switch proposé est une microcavité à CPs couplée à deux guides d'ondes considérés comme étant des ports entrée/sortie. La commutation est réalisée par la dynamique de commande du mode défaut de la cavité. Sachant que ce mécanisme est

beaucoup plus sensible que celui du décalage du bord de la BIP, de sorte qu'un petit changement de l'indice de réfraction peut entraîner la commutation.

Afin d'abaisser l'énergie de transition, deux améliorations sont exploitées. La première était d'agrandir la susceptibilité non-linéaire de 3^{ème} ordre par le choix des matériaux, où nous avons sélectionné le polystyrène (PS) comme matériau non-linéaire et ceci pour sa vitesse de réponse ultra-rapide, et sa susceptibilité non-linéaire relativement grande, infiltré dans une membrane SOI, nous aurons l'avantage de l'important contraste d'indice du silicium, la non-linéarité élevée du polystyrène et la facilité d'intégration avec d'autres composants optiques à silicium.

La seconde amélioration consiste à exalter le confinement du champ dans les milieux non-linéaires par optimisation du facteur de qualité (Q) pour un volume modal ultra-petit. Nous avons simulé Q et V_{mod} , pour un rayon de cavité variable afin d'extraire la taille optimale qui procure un facteur de mérite le plus élevé possible ($Q/V = 53871$), et qui est de $0.52a$. Le contraste de transmission est également un autre paramètre critique pour la conception d'un commutateur tout optique. Nous avons modélisé le spectre de transmission pour les différents rayons de cavités présentant les facteurs de qualité les plus élevés est une transmission de 67.5% à été marqué pour la structure optimale. Après la conception du dispositif et son optimisation, le processus de la commutation qui traite les pics de transmission avant et après passage d'une excitation est effectué, une puissance de 3 GW/cm^2 est requise afin de commuter parfaitement et décaler la courbe de résonance par Δf . Ce qui se traduit par un décalage en longueur d'onde de $8,57 \text{ nm}$ et un changement de la permittivité du polystyrène de 2,5281 à 2,53155. En dernier, une approximation du temps de commutation du switch par le temps de stockage de la cavité à été faite.

Lorsque le signal émis correspond à la fréquence de résonance, sa transmission change sous l'intensité d'un signal de commande et commute entre un état de transmission élevée « ON » en l'absence du signal pompe, à un état de faible ou aucune transmission « OFF » sous une excitation lumineuse. Ce contraste dans le spectre de transmission réalise l'état de commutation optique.

Pour achever cette partie, il est important de citer que la structure proposée a marqué une réduction significative de l'intensité de commutation, où elle est 26 fois plus faible que celle des commutateurs récemment rapportés sur des cristaux photoniques hybrides non linéaires, et cela dans la bande des longueurs d'ondes télécom. Présentant un contraste de commutation important ainsi qu'une intégration facile avec des composants d'optique intégrées au silicium.

Ceci est dû au fait d'optimiser le facteur de mérite (Q / V) et d'étendre l'interaction de la lumière avec le matériau non-linéaire. En plus d'améliorer la réponse non linéaire Kerr par le choix du Polystyrène, combiné avec un substrat SOI qui assure un confinement plus étroit dans la direction verticale par un contraste d'indice important.

Pour la dernière partie de ce manuscrit, un contexte plus étendu a été abordé, où nous avons traité des applications pratiques du Switch tout-optique dans le traitement de l'information, particulièrement les portes logiques tout-optiques. Un encodeur Switch (4x2) tout optique, opérationnel dans la bande des longueurs d'ondes des télécommunications a été proposé et démontré par simulation. La structure élémentaire de cet encodeur est un Switch. Ce dernier, un CP de tiges de silicium composé par un résonateur en anneau non-linéaire de tiges de PS, couplé à un guide d'entrée linéaire et un autre de sortie en forme de 'L'. La structure a été optimisée par un placement de diffuseurs dans les coins du résonateur et du guide de sortie afin de maximiser la transmission vers le port de sortie à 92.1%. La variation de la puissance normalisée aux ports de sorties en fonction de la puissance incidente a été modélisée, d'où en tire le seuil de puissance du commutateur. Un temps de commutation de 2.66ps a été mentionné. Si la longueur d'onde de résonance est considérée comme étant l'onde opérationnelle du dispositif, à l'état linéaire le Switch est à l'état passant, si cette intensité s'intensifie il passe à l'état bloqué.

Quant à l'encodeur, il se compose de deux commutateurs en cascade, encastrés entre quatre guides d'onde parallèles. Pour tester son processus de fonctionnement, nous avons exploité la méthode FDTD-NL et simulons les quatre signaux d'entrées à l'état d'équilibre sous l'incidence d'une onde gaussienne CW. L'encodeur proposé est ultra-compacte avec une surface de ($18.5\mu m \times 13\mu m$). Il est caractérisé par sa facilité de conception et simplicité de fonctionnement comparé aux encodeurs prédécesseurs.

Comme perspectives, nous envisageons de poursuivre l'étude déjà initiée dans cette thèse afin d'apporter une optimisation à la commutation tout optique compétitive à celle déjà traitée, que ce soit en terme de rendement, de temps ou d'énergie et cela par l'exploit d'autres structures, telles que les coupleurs directionnels, guides d'ondes en croix... ainsi que de nouveaux matériaux comme les nano-composites. Nous prévoyons aussi d'élargir notre sphère de recherche dans le but de concevoir des portes logiques tous optiques, qui présentent une nécessité dans le domaine des unités de calcul tout optique, le traitement de l'information à ultra haute vitesse et la communication optique.

Annexe I :

- **Expérience de Franken (1961) :**

Il s'agit de la première expérience d'optique non-linéaire et à ce titre, elle est souvent considérée comme fixant la « date de naissance » de l'optique non-linéaire, en 1961.

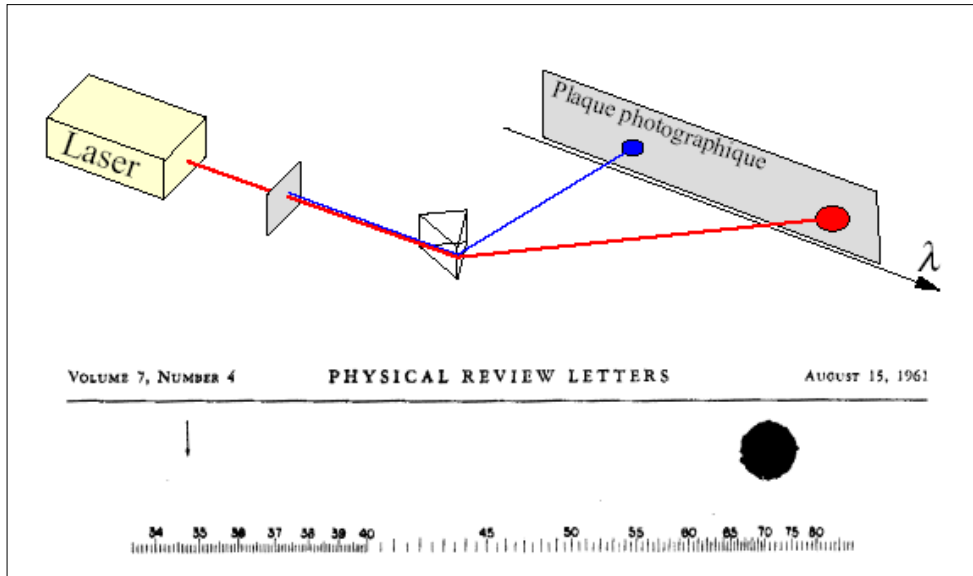


Figure I.1 : Première observation du phénomène de doublage de fréquence [1].

Après quelques mois de la première mise en œuvre d'une source laser par Maiman en 1960, Franken et al. réalisent la première démonstration de la génération de la seconde harmonique à 2ω à partir d'un faisceau laser à la fréquence ω . Ils propagent le faisceau d'un laser à rubis à 694,2 nm à travers un cristal de quartz et observèrent la création d'un faisceau de lumière ultraviolette à 347,1 nm.

Le faisceau transmis par le cristal non-linéaire était dispersé à l'aide d'un prisme afin d'isoler la composante à 2ω . Une plaque photographique était utilisée pour la détection (Figure I.1). L'image du faisceau doublé, normalement présente sous la flèche, a malheureusement été effacée car confondue avec une tache lors de l'édition du manuscrit par Physical Review Letters ! Le rendement de conversion qui était alors de l'ordre de 10^{-13} dans cette expérience peut atteindre aujourd'hui plus de 50%.

Bibliographie:

- [1] P. Franken, A. Hill, C. Peters, and G. Weinreich, "Generation of optical harmonics", Phys. Rev.Lett., Vol.7, p. 118-120, 1961.

Annexe II

- Réseau direct [1]:

Considérons la structure périodique à deux dimensions représentée sur la figure (II.1). Elle est formée de motifs identiques, disposés à égales distances les uns des autres sur les intersections formées par des parallèles aux droites Δ_1 et Δ_2 faisant entre elles un angle θ . Ces droites forment ainsi le réseau de la structure considérée qui est invariante par translation suivant la direction orthogonale au plan du réseau (Oxy).

Ce réseau est caractérisé par ses vecteurs de base \vec{a}_1 et \vec{a}_2 formant le réseau direct. Un nœud du réseau constituera l'origine 'O' de notre repère. Les normes de \vec{a}_1 et \vec{a}_2 sont égales à la longueur a_1 entre deux nœuds consécutifs (appartenant à une même parallèle à la droite Δ_1), et à la longueur a_2 entre deux nœuds consécutifs (appartenant à une même parallèle à la droite Δ_2). Les longueurs a_1 et a_2 peuvent ne pas être identiques.

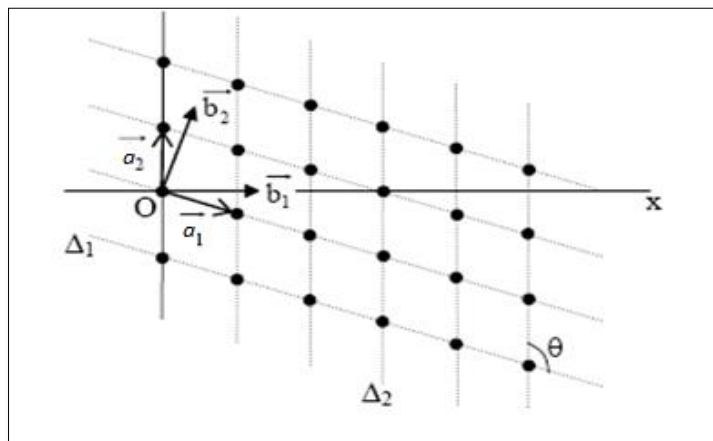


Figure II.1: Structure périodique 2D, vecteurs de base des réseaux directs et réciproque [1].

Tout l'espace direct peut être segmenté en mailles élémentaires. La maille élémentaire est obtenue grâce à la surface représentée par les vecteurs de base et ayant leurs origines en un même nœud (Figure (II.2)).

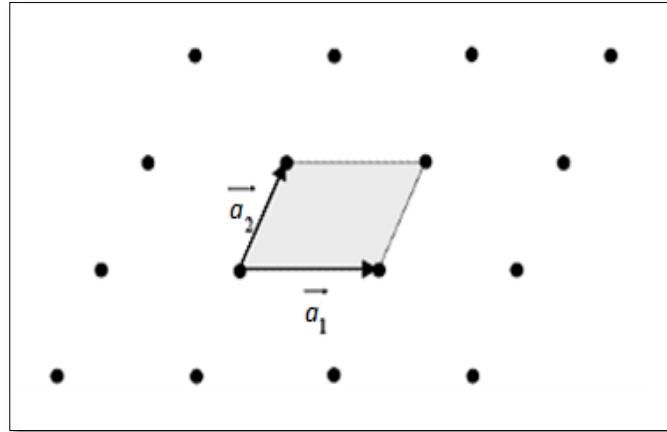


Figure II.2 : Maille élémentaire du réseau direct [1]

- **Réseau réciproque :**

Nous pouvons aussi obtenir une maille élémentaire de même surface en traçant les lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins, puis on trace les médiatrices de ces segments. Le plus petit volume enclos de cette façon, comme le montre la figure (II.3), est la maille élémentaire de Wigner – Seitz [2]. De cette manière nous pouvons obtenir le réseau réciproque de chaque structure et à tout le réseau direct on peut faire correspondre un réseau réciproque.

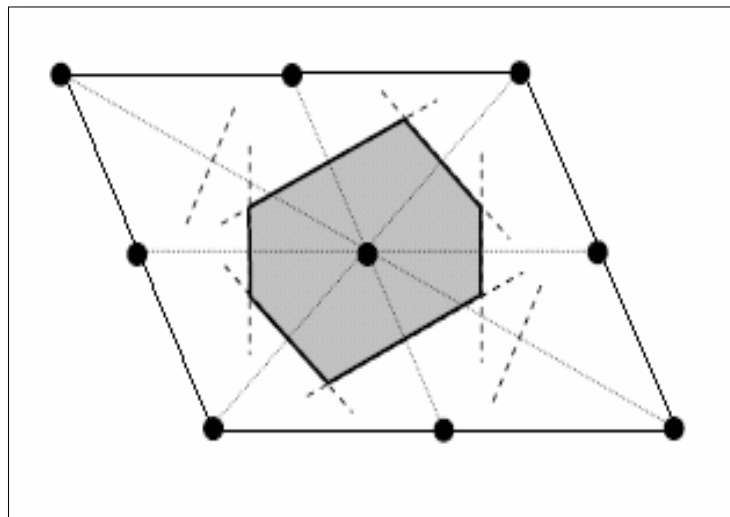


Figure II.3: Maille élémentaire de Wigner-Seitz du réseau direct [3].

- **Zone de Brillouin irréductible :**

La fréquence des ondes planes se propageant dans un milieu bidimensionnel forme une fonction périodique du vecteur \vec{a} , qui définit la direction de propagation, dans le réseau réciproque. La plus petite aire issue de ces vecteurs \vec{a} est une zone fondamentale qui s'appelle: « la première zone de Brillouin ».

Pour construire cette zone, on se place au centre de la cellule d'origine du réseau réciproque pour tracer des vecteurs joignant l'origine aux nœuds voisins de ce même réseau. On construit ensuite les médiatrices de ces vecteurs. La plus petite aire interceptée par ces médiatrices est la zone de Brillouin irréductible (Figure II.4). La zone de Brillouin irréductible contient l'ensemble des vecteurs d'ondes du photon qui permettent de décrire de façon complète le diagramme de bandes.

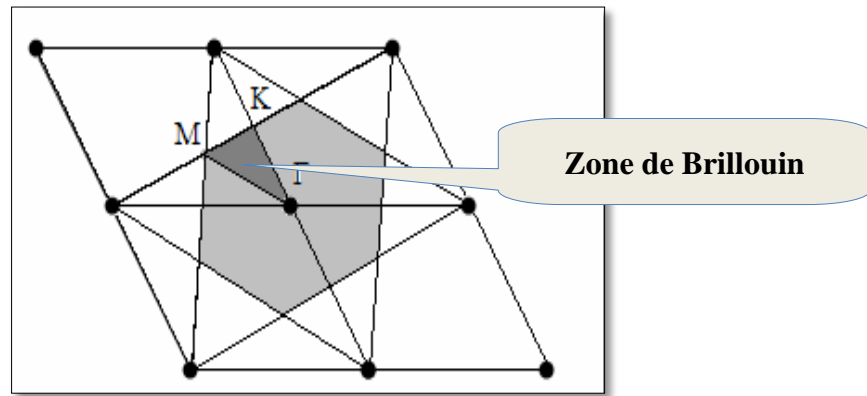


Figure II.4:Construction de la zone de Brillouin irréductible [3].

La zone de Brillouin irréductible (gris foncé) correspond à un triangle dont les sommets sont les points de haute symétrie de l'espace réciproque Γ , M et K . Pour définir la structure de bande du cristal photonique correspondant à ce réseau, on représentera la variation de fréquence des différents modes propres en fonction du module du vecteur d'onde le long des directions de haute symétrie ΓM , ΓK et KM . On présente sur la figure (II.5), plusieurs types de réseaux: réseau carré, réseau triangulaire et réseau hexagonal.

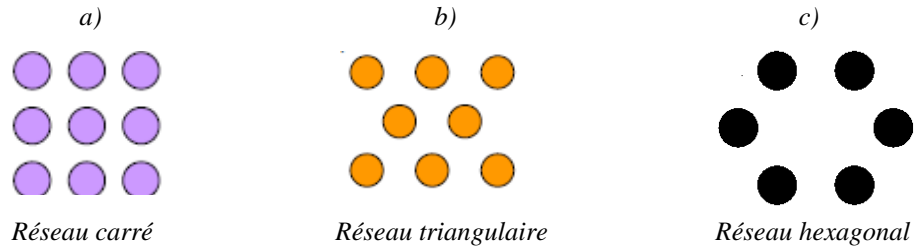


Figure II.5: Différents réseaux [3].

Maintenant on va correspondre chaque réseau avec son réseau réciproque et sa zone de Brillouin :

Le réseau carré :

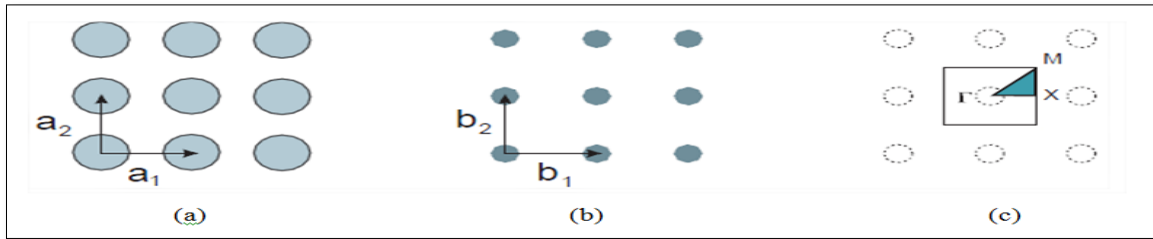


Figure II.6 : Représentation d'un réseau carré (a) son réseau direct (b) son réseau réciproque (c) sa zone de Brillouin [4].

Le réseau triangulaire :

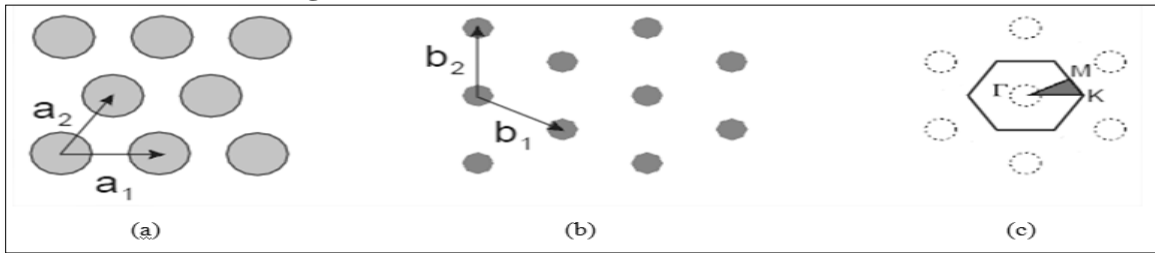


Figure II.7 : Représentation d'un réseau triangulaire (a) son réseau direct (b) son réseau réciproque (c) sa zone de Brillouin [4].

Le tableau (II.1) résume les caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire :

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

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

Bibliographie :

- [1] Loubna Boukerzaza, "Influence des paramètres physiques sur la bande interdite photonique d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau hexagonal", Thèse de magister, Université de Mentouri Constantine, 2007-2008.
- [2] K.Busch, "Photonic band structure theory: assessment and perspectives", C.R.Physique 3, p.53-66, (2002).
- [3] Amel Labbani, "Matériaux BIP a base de nanoparticules métalliques et semi-conductrices étude des propriétés optiques par FDTD", Thèse de doctorat, Université Mentouri Constantine, (2009).
- [4] Damien Bernier, "Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, Orsay, N°9305, 12 décembre 2008.

Annexe III :

La méthode des ondes planes est une technique numérique répandue pour résoudre des problèmes électromagnétiques périodiques. Cette technique est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques en une superposition d'ondes planes. Les équations de Maxwell sont représentées dans le domaine fréquentiel et elles sont transformées en un problème aux valeurs propres. En résolvant ce problème aux valeurs propres, les champs électromagnétiques et les fréquences correspondants à chaque onde plane sont obtenus.

• Les équations de Maxwell pour certaines conditions [1]:

Les phénomènes électromagnétiques sont régis par les quatre équations de Maxwell. Dans un milieu linéaire, isotrope, de permittivité relative en nombre réel (car le milieu est non absorbant), non magnétique (la perméabilité magnétique relative est égale à 1), et en l'absence de charges et de courants, elles se réduisent aux équations suivantes, en utilisant la forme complexe du champ électrique et magnétique :

$$\vec{E}(r, t) = \vec{E}(r) e^{j\omega t} \quad (\text{III. 1})$$

$$\vec{H}(r, t) = \vec{H}(r) e^{j\omega t} \quad (\text{III. 2})$$

Pour un champ électromagnétique périodique dans le temps, on peut considérer: $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$

$$\begin{cases} \nabla \cdot \epsilon(r) \vec{E}(r) = 0 \\ \nabla \cdot \vec{H}(r) = 0 \\ \nabla \times \vec{H}(r) = j\omega \epsilon_0 \epsilon(r) \vec{E}(r) \\ \nabla \times \vec{E}(r) = -j\omega \mu_0 \vec{H}(r) \end{cases} \quad (\text{III. 3})$$

En substituant la 3^{ème} équation dans la 4^{ème} équation du système (III.3), l'équation d'onde pour le champ magnétique \vec{H} peut être facilement calculée par l'équation:

$$\nabla \times \frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \times \vec{H}(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(r) \quad (\text{III. 4})$$

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

Avec la condition transversale:

$$\nabla \cdot \vec{H}(r) = 0 \quad (\text{III. 5})$$

Une fois que le champ magnétique \vec{H} est résolu, le champ électrique \vec{E} peut être obtenu en utilisant l'équation suivante:

$$\vec{E}(r) = \frac{1}{j\omega\epsilon(r)} \nabla \times \vec{H}(r) \quad (\text{III. 6})$$

Nous utilisons l'équation de \vec{H} au lieu de \vec{E} puisque les opérateurs pour \vec{E} ne sont pas hermitien et ne possèdent pas ces propriétés.

• **Théorème de Bloch pour la structure périodique :**

Pour des structures périodiques infinies, le théorème de Bloch est souvent utilisé. Le théorème de Bloch montre qu'une onde plane dans une structure périodique infinie sera modulée par la périodicité. Ainsi, le champ magnétique \vec{H} peut être exprimé par les équations suivantes : $\vec{H}(r) =$

$$e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u(r) \hat{e}_k \quad (\text{III. 7})$$

$$u(r) = u(r + R_l) \quad (\text{III. 8})$$

Où R_l est un vecteur du réseau réel (direct), \hat{e}_k est un vecteur unitaire perpendiculaire au vecteur \vec{k} et parallèle au vecteur \vec{H} afin de refléter la propriété transversale de \vec{H} .

La périodicité d'un cristal photonique se manifeste dans sa fonction diélectrique $\epsilon(r)$. Pour tout vecteur R_l de l'espace réel, on a :

$$\epsilon(r) = \epsilon(r + R_l) \quad (\text{III. 9})$$

Où:

$$R_l = l_1 \vec{a}_1 + l_2 \vec{a}_2 + l_3 \vec{a}_3 \quad (\text{III. 10})$$

l_1, l_2, l_3 : Sont des entiers, et \vec{a}_1, \vec{a}_2 et \vec{a}_3 sont les vecteurs de base pour décrire le réseau réel.

En utilisant la transformée de Fourier pour les fonctions périodiques:

$$\epsilon(r) = \sum_{\vec{G}_i} \epsilon(\vec{G}_i) e^{i\vec{G}_i \cdot \vec{r}} \quad (\text{III. 11})$$

$$\text{Avec : } \epsilon(\vec{G}) = \frac{1}{v} \oint_{\Omega} \epsilon(r) e^{-i\vec{G} \cdot \vec{r}} d\Omega \quad (\text{III. 12})$$

Comme $u(r)$ a la même propriété périodique que $\epsilon(r)$, \vec{H} peut être développé comme suit:

$$\vec{H}(r) = \sum_{\vec{G}_i, \lambda} h(\vec{G}_i, \lambda) \hat{e}_\lambda e^{i(\vec{k} + \vec{G}_i) \cdot \vec{r}} \quad (\text{III. 13})$$

G_i : est une fréquence arbitraire spatiale que nous considérons comme vecteur du réseau réciproque, et :

$$\vec{G}_i = h_1 \vec{b}_1 + h_2 \vec{b}_2 + h_3 \vec{b}_3 \quad (\text{III. 14})$$

Où $\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3$ sont des vecteurs de base dans l'espace réciproque; h_1, h_2, h_3 sont des entiers; λ prend les valeurs 1 et 2; \hat{e}_λ représente les deux vecteurs unitaires orthogonaux, qui sont tous deux perpendiculaires à $\vec{k} + \vec{G}_i$, tel que:

$$(\vec{k} + \vec{G}_i) \cdot \hat{e}_\lambda = 0 \quad (III. 15)$$

$$\hat{e}_1 \cdot \hat{e}_2 = 0 \quad (III. 16)$$

Tous les vecteurs du réseau direct R_l forment le réseau dans l'espace direct, et tous les vecteurs du réseau réciproque \vec{G}_i forment le réseau réciproque dans l'espace réciproque, selon les termes de la physique du solide.

Les deux ensembles de vecteurs de base sont orthogonaux les uns aux autres, et ils sont calculés de la manière suivante :

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \quad (III. 17)$$

$$\vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \quad (III. 18)$$

$$\vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \quad (III. 19)$$

En utilisant les équations (III.11), (III.12) et (III.13), et en appliquant la condition transversale, on obtient :

$$\sum_{\vec{G}'} |\vec{k} + \vec{G}| |\vec{k} + \vec{G}'| \varepsilon^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') \begin{bmatrix} \hat{e}_2 \cdot \hat{e}'_2 & -\hat{e}_2 \cdot \hat{e}'_1 \\ -\hat{e}_1 \cdot \hat{e}'_2 & \hat{e}_1 \cdot \hat{e}'_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h'_1 \\ h'_2 \end{bmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} h_1 \\ h_2 \end{bmatrix} \quad (III. 20)$$

L'équation (III.20) est décomposée en modes TE et TM comme suit:

$$\mathbf{TM}: \sum_{\vec{G}'} |\vec{k} + \vec{G}| |\vec{k} + \vec{G}'| \varepsilon^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') h_1(\vec{G}') = \frac{\omega^2}{c^2} h_1(\vec{G}) \quad (III. 21)$$

$$\mathbf{TE}: \sum_{\vec{G}'} (\vec{k} + \vec{G}) \cdot (\vec{k} + \vec{G}') \varepsilon^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') h_2(\vec{G}') = \frac{\omega^2}{c^2} h_2(\vec{G}) \quad (III. 22)$$

Pour chaque vecteur d'onde \vec{k} , la valeur propre donne les fréquences ω des modes propre. Si nous utilisons N ondes planes, nous obtiendrons 2N (pour TE et TM) de fréquences discrètes pour chaque \vec{k} -point. Ces fréquences sont classées dans l'ordre croissant et étiquetées

de 1 à $2N$. Une bande est formée par l'ensemble des fréquences propres avec le même ordre pour tous les \vec{k} -vecteurs dans la 1^{ère} zone de Brillouin irréductible.

Selon le théorème de Bloch, nous pouvons limiter le vecteur d'onde \vec{k} dans la 1^{ère} zone de Brillouin pour la périodicité dans l'espace réciproque. En outre, profitant de la symétrie de la 1^{ère} zone de Brillouin, on ne peut calculer que les fréquences propres pour k -vecteurs.

Bibliographie :

- [1] S. Guo, S. Albin, "Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations", Optics Express, Vol.11, pp.167-175, 2003.

Annexe IV

• Discrétisation spatiale et temporelle :

La résolution numérique des équations de Maxwell s'appuie sur une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies [1]. Après avoir échantillonné le plan de travail (maillage $\Delta x = \Delta y = \Delta$) et le temps (Δt), nous approchons les dérivées premières spatiales et temporelles des différentes composantes par leur développement de Taylor avec une erreur du deuxième ordre. Cela permet de remplacer les dérivées partielles par les différences finies. Une implémentation courante et efficace repose sur le maillage de Yee (Figure IV.1). Après la discrétisation des équations de Maxwell à partir de l'approximation de la dérivée centrée, dans le temps et dans l'espace, on obtient les six équations suivantes :

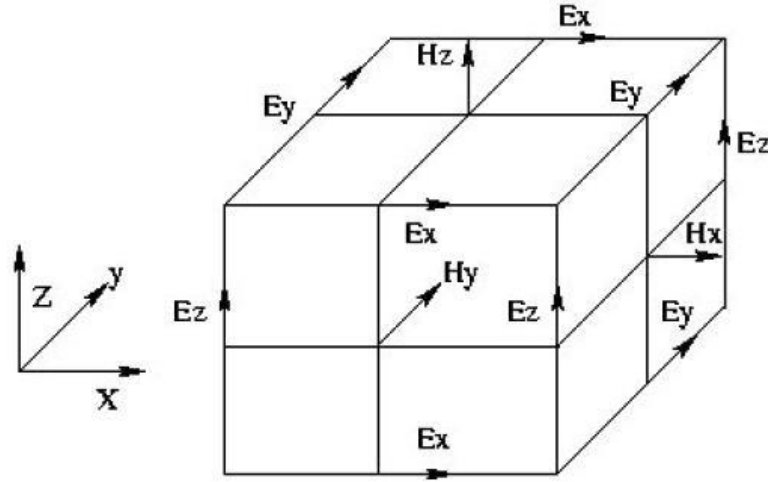


Figure IV.1 : Cellule de Yee.

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_z^n(i, j, \frac{1}{2}, k) - E_z^n(i, j, -\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i, j, k, \frac{1}{2}) - E_y^n(i, j, k, -\frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \quad (\text{IV.1})$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_x^n(i, j, k, \frac{1}{2}) - E_x^n(i, j, k, -\frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i+\frac{1}{2}, j, k) - E_z^n(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (\text{IV.2})$$

$$H_z^{n+1}(i, j, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_y^n(i+\frac{1}{2}, j, k) - E_y^n(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i, j, \frac{1}{2}, k) - E_x^n(i, j, -\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{IV.3})$$

$$E_x^{n+1}(i, j, k) = E_x^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, -\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k, \frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k, -\frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \quad (\text{IV.4})$$

$$E_y^{n+1}(i, j, k) = E_y^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon} \left[\frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+\frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} \right] \quad (IV.5)$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k) = E_z^n(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon} \left[\frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right] \quad (IV.6)$$

La discrétisation spatiale de la structure devra révéler des longueurs caractéristiques suffisamment petites devant les longueurs d'ondes de travail. Concrètement, pour simuler nos structures, nous prendrons un maillage $(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \leq \frac{\lambda}{10}$. L'approximation des dérivées partielles par des différences centrées peut engendrer des solutions numériques non physiques, des valeurs quelconques qui peuvent mener vers des solutions infinies du champ électromagnétique. Pour éviter ce problème d'instabilité, les pas de discrétisation spatiale et temporelle doivent satisfaire le critère suivant [2].

Pour le cas 1D : $\Delta t \leq \frac{\Delta x}{c}$.

Pour le cas 2D : $\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2}}$.

Pour le cas 3D : $\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}}$.

Bibliographies :

- [1] Bouamami Seddik, "Etude des propriétés de dispersion dans les cristaux photoniques bidimensionnels : Application à l'étude de différents types de démultiplexeurs en longueurs d'ondes", Thèse de doctorat, Université Djillali Liabès de Sidi-Bel-Abbès, 2015.
- [2] A. Taflove, K. R. Umashankar, "The Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Method for Electromagnetic Scattering and Interaction Problems", Journal of Electromagnetic Waves and Application, Vol. 1, No. 3, pp. 243-267, 1987.

Résumé :

La commutation tout optique, ou la transition d'un état physique à un autre, est une cible indispensable pour l'optique intégrée. Considérée comme étant une alternative prometteuse pour les commutateurs électriques qui nécessite une conversion électro-optique, elle permet une miniaturisation des composants, une réduction d'énergie ainsi qu'un gain en vitesse et temps de traitement. Ce travail de thèse présenté dans ce manuscrit, est une contribution qui vise à étudier, concevoir par simulation et optimiser de nouveaux commutateurs tout-optiques dans les cristaux photoniques, en exploitant la non-linéarité optique. Ces derniers doivent être compétitifs à leurs prédécesseurs en termes d'énergie, rendement, temps de traitement et facilité d'intégration. La commutation tout-optique dans les CPs non-linéaires à cavité exploite le changement de l'indice de réfraction sous l'excitation d'un champ intense ce qui est connu par l'effet Kerr. Lorsque ces cavités exposent un facteur de qualité (Q) élevé pour un faible volume modal (V), le champ sera amélioré d'un facteur Q/V et le décalage fréquentiel requis pour la commutation ce réduit. Basé sur cette approche une faible puissance de commutation a été démontrée dans un CP non-linéaire hybride combinant un substrat SOI, avec du polystyrène, choisie pour son coefficient Kerr non-linéaire important. Par la suite, on a inscrit notre travail dans un contexte plus général et aborder les applications pratiques de ce dispositif dans le cas particulier des portes logiques tout-optiques afin de concevoir un encodeur Switch (4x2) tout optique . La conception et l'optimisation des dispositifs présentés dans cette thèse sont basées sur des simulations réalisées par le logiciel "Rsoft-FullWAVE" disponible au niveau du laboratoire TTNS.

Mots clés : Cristaux photoniques, non-linéarité optique, Switch tout optique, effet Kerr, encodeur Switch, FullWAVE, facteur de qualité, volume modal.

Abstract:

All optical switching, or the transition from a physical state to another, is an essential aim for integrated optics. It is a promising alternative for the electrical switches, which requires an electro-optical conversion; it allows a miniaturization of the components, a reduction of energy as well as a high speed and processing time. The aim of this contribution is to study, conceive by simulation and optimize a new all optical switches in photonic crystals, by exploiting optical non-linearity. They must be competitive to their predecessors in terms of energy, transmission, processing time and facility of integration. An all optical switch based on nonlinear photonic crystal cavities, exploits the change of refractive index under excitation of a high field, known by the Kerr effect. When a cavity exposes a high quality factor with an ultra-small modal volume, the field will be improved of a factor Q/V and the frequency shift required for commutation decrease. Based on this approach, a low switching power is expected in a hybrid non-linear photonic crystal combining SOI substrate, with polystyrene, chosen for its significant non-linear Kerr coefficient. Then, in a general context, an approach to design a practical application of the switch is developed, in the case of all optical logic gates in order to conceive an all optical encoder switch (4x2). The design and the optimization of the devices presented in this thesis are based on the simulations carried out by the software "Rsoft-FullWAVE" available at TTNS laboratory.

Key words: Photonic crystals, optical nonlinearity, all optical switch, Kerr effect, encoder switch, Fullwave, quality factor, modal volume.

ملخص :

التحويل البصري، أو الانتقال من حالة مادية إلى أخرى، هو الهدف الأساسي للبصريات المتكاملة. وهو يعتبر بديلا واعداد للمفاتيح الكهربائية التي تتطلب تحويلا كهربائيا/ضوئيا. فإنه يسمح بتصغير الأجهزة، تخفيض الطاقة وكذا وقت وسرعة علاج المعلومات. العمل المقترح في هذه الأطروحة، هو مساهمة تهدف إلى دراسة، تصميم وتحسين محولات بصرية بلورات فوتونية، من خلال استغلال البصريات غير الخطية. هذه الأخيرة يجب أن تكون منافسة للمحولات المتواجدة سلفا من حيث استنفاد الطاقة، المرودية، وقت المعالجة و سهولة الإدماج. المحولات البصرية المكونة من بلورات فوتونية غير خطية ذات تجويف تستخدم تغييرات معامل الإنكسار تحت تأثير حقل مغناطيسي مكثف، ما يعرف بظاهرة "كبير". لما تستعرض هذه الفجوات عامل جودة مرتفع، مرفقا بحجم موضعي منخفض، فهذا يقتضي تحسين الحقل المغناطيسي بعامل Q/V مما يؤدي إلى تقليل تغير التردد الذي يتطلبه المحول.

بناء على هذا، فقد تمكنا من تسجيل طاقة منخفضة للمحول على أساس بلورات فوتونية غير خطية تدمج ركيزة من السيليكون على عازل (SOI) مع البوليسترين (PS)، مختار لعامل "كبير" غير خطي المرتفع الذي يميزه. بعد ذلك، وسعنا نطاق بحثنا لنستعرض استعمالات عملية لهذه المحولات في حالات خاصة منها البوابات المنطقية البصرية كليا، بهدف تصميم مشفر محول (4x2).

تصميم وتحسين هذه الأجهزة المفصلة في هذه الأطروحة يستند إلى محاكاة تمكنا من تحقيقها بالاستعانة ببرنامج (FullWAVE- Rsoft) المتواجد على مستوى مركز البحث TTNS.

الكلمات المفتاحية : البلورات الفوتونية، البصريات غير الخطية، ظاهرة كبير، مشفر محول، عامل الجودة، الحجم الموضوعي، FullWAVE.