

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان

Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen –
Faculté de TECHNOLOGIE



THESE

Présentée pour l'obtention du **grade de DOCTORAT 3^{ème} Cycle**

En : Télécommunication

Spécialité : signaux et systèmes de télécommunications

Par : RAHMI Bachir

Sujet

**Conception des nouvelles Microstructures Photoniques
en Optique Non-linéaire à base des Cavités Résonantes
pour la Conversion Numérique du Signal**

Soutenue publiquement, le 21/03/2023, devant le jury composé de

MELIANI Maghnia	Prof	Univ. Tlemcen	Présidente
BADAoui Hadjira	Prof	Univ. Tlemcen	Directeur de thèse
ABRI Mehadji	Prof	Univ. Tlemcen	Co- Directeur de thèse
ABID HAMZA	Prof	Univ. Sidi Bel Abbes	Examineur
ANANI MACHO	Prof	Univ. Sidi Bel Abbes	Examineur
LILA MOKHTARI	MCB	Univ. Tlemcen	Invitée

Remerciements

Ce travail, réalisé sous la direction de madame BADAOUI Hadjira et monsieur ABRI Mehadji, a été élaboré au sein de Laboratoire des Systèmes et Technologies de l'Information et de la Communication (STIC) de Tlemcen, l'Université de Tlemcen.

Tout d'abord, je tiens à remercier ma directrice de thèse, madame BADAOUI Hadjira, professeur à l'Université Abou Bekr Belkaid, Tlemcen, pour sa patience, et ses recommandations. Aussi, de m'avoir guidé dans ce travail, en particulier ses conseils avisés, tout au long de la thèse.

Je tiens à remercier Monsieur ABRI Mehadji, professeur à l'Université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen, et co-directeur de cette thèse, pour son aide et les connaissances qu'il a pu me transmettre. J'apprécie également sa disponibilité et la qualité de ses conseils. Merci beaucoup pour vos encouragements à faire ce travail.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à Madame MELIANI Maghnia, Professeur à l'Université de Tlemcen, pour avoir eu l'honneur de présider le Jury de thèse et d'avoir porté un grand intérêt à mon travail.

Mes vifs remerciements vont à Monsieur ABID Hamza, Professeur à l'Université Sidi Belle Abbes, et à Monsieur ANANI Macho, Professeur à l'Université Sidi Belle Abbes, qui ont tous deux accepté de juger ce travail et de servir de Rapporteur. Je tiens à remercier Madame. MOKHTARI Lila, maître de conférences à l'Université de Tlemcen, qui a eu la gentillesse d'être membre de mon jury de thèse.

Enfin un immense merci, ou plutôt une énorme reconnaissance à tous ceux qui ont pris soin de moi pendant ces quatre années, c'est parmi eux que j'ai pu souvent me ressourcer et me mettre sur pieds plus d'une fois, mes chers parents et tous les membres de ma famille.

Il m'est très agréable de remercier Madame Farah LALLAM docteur à l'UABB de Tlemcen, elle a été d'un grand soutien pour moi, et sa grande qualité humaine. Je lui présente mes remerciements chaleureux.

Je ne saurais oublier mes amis du Laboratoire STIC avec qui, ces années ont été rendu très agréables. Je cite entre autres, Mr Abdelbasset Moungar et Mr Reda Mosteghanemi pour leur soutien et leur aide pendant la rédaction et la correction du mémoire.

Résumé

La fibre optique est considérée comme révolutionnaire dans le domaine des télécommunications. L'utilisation de fibres optiques et de composants optiques pour remplacer les composants électroniques dans les systèmes de communication optique est désormais considérée comme une condition nécessaire pour augmenter la vitesse de transmission des informations ainsi que la bande passante des réseaux optiques. Les dispositifs optiques à base de cristaux photoniques (CPs) sont devenus extrêmement populaires dans les circuits intégrés optiques et les systèmes de communication par fibre optique en raison de leur taille ultra-compacte, de leur conception adaptable, de leur consommation d'énergie extrêmement faible, de leur réponse rapide, de leur meilleure durée de vie, de leur vitesse de groupe, etc. et candidats extraordinairement résistants à la température. Les cristaux photoniques (CPs) sont des structures avec des indices de réfraction périodiques qui ont des propriétés applicables telles que les bandes interdites photoniques (BIP). En créant des défauts dans le cristal photonique, certains modes apparaissent dans la région PBG, et ces modes sont localisés dans de petites zones autour du défaut. Grâce à cette caractéristique, plusieurs éléments plénoptiques intégrés peuvent être conçus. L'objectif principal de cette thèse est de concevoir des nouvelles microstructures photoniques en optique non-linéaire à base des cavités résonnantes pour la conversion numériques du signal. Nous sommes focalisés en premier lieu sur la proposition des démultiplexeurs à hautes performances. Ce dernier est un composant important pour la séparation des longueurs d'onde dans le système de démultiplexage DWDM. En second lieu, nous sommes passé à un deuxième élément clé dans l'opération de conversion numérique du signal, qui est le décodeur. Ce dernier permet de contrôler le port de sortie en fonction de l'état du port d'entrée. Ces travaux de recherche ont permis de concevoir un DEMUX à 4 et à 8 canaux basés sur des résonateurs fonctionnant autour de $1.55 \mu\text{m}$ par simulation qui Possède de très bonnes caractéristiques, telles qu'un facteur de qualité et un coefficient de transmission très élevés, et de faibles valeurs de diaphonie. Et aussi, en exploitant la non-linéarité pour la conception des décodeurs (1×2) , (2×4) , (3×8) basés sur les DEMUXs qui fonctionnent comme des commutateurs optiques.

Mots clé : Cristaux photoniques, résonateurs en anneau, démultiplexeur, non-linéarité, effet Kerr, décodeur.

Abstract

Optical fiber is considered revolutionary in the field of telecommunications. The use of optical fibers and optical components to replace electronic components in optical communication systems is now considered a necessary condition to increase the speed of information transmission and the bandwidth of optical networks. Photonic crystal (PC)-based optical devices are very popular in optical integrated circuits and optical fiber communication systems due to their ultra-compact size, adaptable design, ultra-low power consumption, fast response, longer lifetime, group speed, etc. Popularity. is a special temperature resistant candidate. Photonic crystals (PhCs) are structures with periodic refractive indices with applicable properties such as photonic band gaps (PBGs). Due to the creation of defects in photonic crystals, certain modes appear in the PBG region, and these modes are confined to a small area around the defect. Due to this feature, multiple integrated plenoptic elements can be designed. All-optical demultiplexer is an important part of wavelength separation in DWDM demultiplexing system. And a decoder that can control the output port based on the state of the input port. The purpose of this document is to design an 8-channel DEMUX based on a resonator operating around $1.55 \mu\text{m}$ by simulation. Has very good properties, such as very high quality and transmission coefficients, and low crosstalk values. Furthermore, a DEMUX-based decoder is designed using nonlinearity, which acts as an optical switch.

Keywords: Photonic crystals, ring resonators, demultiplexer, nonlinearity, Kerr effect, decoder.

ملخص

تعتبر الألياف الضوئية ثورية في مجال الاتصالات. أصبح استخدام الألياف الضوئية والأجهزة البصرية بدلاً من الأجهزة الإلكترونية في أنظمة الاتصالات الضوئية ضرورة لزيادة سرعة نقل المعلومات ، فضلاً عن عرض النطاق الترددي جذابة للغاية ومرشحة بشكل استثنائي للدوائر (PC) للشبكات الضوئية. تعد الأجهزة الضوئية القائمة على الكريستال الضوئي المتكاملة الضوئية وأنظمة اتصالات الألياف البصرية ، نظرًا لحجمها الصغير للغاية ، وتصميمها القابل للتكيف ، والطاقة المنخفضة للغاية ، والاستجابة السريعة ، والعمر الأفضل ، وسرعة المجموعة والمزيد. مقاومة درجات الحرارة. البلورات (PBG) هي هياكل ذات مؤشرات انكسار دورية ، ولها خصائص قابلة للتطبيق مثل فجوة الحزمة الضوئية (PhCs) الضوئية ويتم تحديد هذه الأوضاع في منطقة PBG من خلال إنشاء عيب في البلورات الضوئية ، تظهر أوضاع معينة في منطقة صغيرة حول العيب. بسبب هذه الخاصية ، يمكن تصميم عدة مكونات بصرية متكاملة. تعد مميزات تعدد الإرسال الضوئية لفصل الطول الموجي. وأجهزة فك التشفير القادرة على التحكم في DWDM مكونات مهمة في أنظمة إزالة تعدد الإرسال ذي 8 قنوات DEMUX منافذ الإخراج حسب حالة منافذ الإدخال. الهدف من هذه الأطروحة هو التصميم عن طريق محاكاة استنادًا إلى الرنانات التي تعمل حول 1.55 ميكرومتر. تتمتع بخصائص جيدة جدًا مثل عوامل الجودة العالية جدًا ومعاملات والتي تعمل كمفاتيح ضوئية من DEMUX الإرسال وقيم تداخل منخفضة. وأيضًا لتصميم وحدات فك الشفرة على أساس خلال استغلال اللاخطية

الكلمات المفتاحية : البلورات الضوئية ، الرنانات الحلقية ، مزيل تعدد الإرسال ، اللاخطية ، تأثير كبير ، مفك التشفير.

Sommaire

Remerciement	i
Résumé	iii
Abstract	iv
ملخص	v
Listes des figures	vi
Listes des tableaux	ix
Listes des abréviations	x
Introduction générale	1

Chapitre I :

Principes et méthodes de modélisation des cristaux photoniques

I.1	Introduction :	4
I.2	Types de cristaux photoniques :	5
I.3	Les équations de Maxwell :	6
I.3.1	Théorème de Bloch-Floquet :	8
I.3.2	La zone de Brillouin :	10
I.4	Origine de la bande interdite photonique :	11
I.4.1	Structures de bande photoniques Unidimensionnel :	13
I.4.1.1	Première bande à $k \approx 0$:	13
I.4.1.2	Structure de Bandes photoniques pour k près de la limite de la ZB :	14
I.4.2	Structures de bande photoniques bidimensionnelle :	14
I.4.3	Structure de bande photonique tridimensionnelle :	17
I.4.4	Carte de bande :	18
I.5	Méthodes de modélisation :	19
I.5.1	Méthode du domaine temporel des différences finies (FDTD) :	19
I.5.2	Méthode des éléments finis (FEM) :	22
I.5.2.1	Coefficients de réflexion et de transmission :	23

I.5.2.2	Relation de dispersion :	24
I.5.3	La Méthode d'Expansion des Ondes Planes (PWE) :	24
I.6	Conclusion :	26

Chapitre II :

La non-linéarité des cristaux photoniques et ces applications

II.1	Introduction :	27
II.2	Analyse générale d'un cristal photonique périodique bidimensionnel non linéaire :	27
II.2.1	Le réseau réel :	27
II.2.2	Le réseau réciproque :	29
II.3	Équations des ondes dans le CPNL-2D:.....	30
II.4	L'effet Kerr non linéaires photonique :	33
II.5	Indice de réfraction non linéaire :	34
II.6	Limitation de la capacité des guides d'ondes optiques non linéaires :	35
II.7	Propagation d'impulsions non linéaires dans des structures à ondes lentes :	37
II.8	Application des cristaux photoniques non linéaires :	39
II.8.1	Modulateur tout optique :	39
II.8.2	Limiteur tout optique en cristaux photoniques :	41
II.8.3	Commutateur optique :	45
II.9	Conclusion :	47

Chapitre III :

Conception d'un démultiplexeur à 8 canaux avec un facteur de qualité très élevé et une faible diaphonie pour les applications DWDM

III.1	Introduction :	49
III.2	Démultiplexage et multiplexage en longueur d'onde WDM :	49
III.3	Multiplexage par répartition des longueurs d'ondes dense dans les cristaux photoniques :	50
III.3.1	Démultiplexeurs optiques à base des cavités résonantes :	51
III.3.2	Démultiplexeur à base des résonateurs en anneau :	53
III.4	Conception d'un démultiplexeur à 8 canaux à base des résonateurs en anneau :	56
III.4.1	Diagramme de bande interdite photonique :	56

III.4.2	Conception du résonateur en anneau	57
III.4.3	Conception du démultiplexeur.....	59
III.4.4	Résultats des simulations :.....	60
III.4.5	Comparaison de notre résultat avec les résultats des travaux précédent :.....	64
III.5	Conclusion :.....	65

Chapitre IV :

Conception des décodeurs à cristaux photoniques à haute performance utilisant des résonateurs en anneau non linéaires

IV.1	Introduction :	68
IV.2	Décodeur 1×2 photonique à base d'un résonateur non linéaire :.....	68
IV.2.1	Résonateur en anneau non linéaire :.....	68
IV.2.2	Conception de démultiplexeur non-linéaire à 2 canaux :	70
IV.2.3	Conception de structure finale de décodeur 1×2 :.....	71
IV.3	Décodeur 2×4 tout optique à base des résonateurs en anneau non linéaire :	74
IV.3.1	Procédur de conception de décodeur 2×4 :.....	75
IV.3.2	Résultats de simulation de décodeur :.....	76
IV.3.3	Comparaison des résultats obtenu avec les travaux précédent :.....	82
IV.4	Décodeur 3×8 tout optique à haute performance utilisant des résonateurs non linéaires :	82
IV.4.1	Processus de conception du décodeur :	83
IV.4.1.1	Conception de commutateur optique :.....	83
IV.4.1.2	Conception de combineur optique :	84
IV.4.2	Discussion des résultats de la simulation de décodeur proposé:.....	85
IV.4.3	Comparaison des résultats obtenu avec les travaux précédent.....	93
IV.5	Conclusion :.....	94

Conclusion Générale:..... 96

Listes des figures

Chapitre I :

Figure I-1 : Schémas de cristaux photoniques 1D, 2D et 3D représentatifs.....	5
Figure I-2 : Schémas des dalles de cristaux photoniques.....	6
Figure I-3 : Un exemple de fibre à cristaux photoniques.....	6
Figure I-4 : les premières zones de Brillouin correspondantes de (a) réseau carré et (b) réseau hexagonal.	11
Figure I-5 : empilement unidimensionnel de films A et B dans la direction z. La longueur de la cellule unitaire $a = aA + aB$ définit la périodicité de ce PC 1D.	13
Figure I-6 : Structure de bande du cristal photonique 1D représenté sur la figure. 1-5 pour A= Si et B = air. Le cas de $a/2 = aA = aB$ avec $\epsilon A = 12$ (constante diélectrique du Si dans le domaine visible) et $\epsilon B = 1$ est représenté. La fréquence ω et le nombre d'onde k sont indiqués en unités sans dimension.	14
Figure I-7 : Structure de bande photonique d'un PC 2D de cylindres disposés dans un réseau carré : Bandes TM (gauche) et bandes TE (droite). Les cylindres de $\epsilon=12$ (Si) sont disposés en réseau dans l'air. Le rapport entre le rayon r des cylindres et a est $r / a = 0,3$. Les états X1 à X5 au point X sont examinés ci-dessous.	15
Figure I-8 : Structure de bande photonique d'un réseau vide : (a) cristal photonique 1D et (b) cristal photonique 2D de réseau carré (direction $\Gamma - X$).	16
Figure I-9 : montre un autre exemple de PBS 2D pour un réseau triangulaire de trous d'air.....	17
Figure I-10 : Un exemple de structure de bande photonique 3D avec le réseau en diamant (un échantillon de structure diamant inverse).....	18
Figure I-11 : Schéma d'une carte de bande.....	19
Figure I-12 : Géométrie d'une structure planaire avec une périodicité bidirectionnelle.....	22

Chapitre II :

Figure II-1 : La géométrie du calcul de la relation de dispersion d'un cristal photonique non-linéaire.	33
Figure II-2 : exemple d'une structure à ondes lentes.....	38
Figure II-3 : Modulateur optique classique.....	39
Figure II-4 : Modulateur optique à base de cristaux photoniques non linéaires.	40
Figure II-5 : (a) Le schéma et (b) le diagramme caractéristique de sortie du le limiteur optique proposé [12].....	42
Figure II-6 : (a) Diagramme de sortie et (b) représentation schématique du limiteur optique modifié pour $I = 3$ [12].	42
Figure II-7 : le limiteur tout optique proposé à base d'un résonateur non linéaire [30].	43
Figure II-8 : Courbe de transmission du limiteur en fonction de la puissance d'entrée [30].....	44
Figure II-9 : Distribution de champ à l'état stable de la porte logique NOT tout optique proposée lorsqu'un signal d'entrée est activé et que le signal d'entrée b est désactivé [30].	44
Figure II-10 : Deux structures proposées pour un commutateur optique, (a) la structure 1, et (b) la structure 2.....	45
Figure II-11 : Rapport de transmission en fonction de l'intensité d'entrée pour deux commutateurs proposés, (a) structure 1, et (b) structure 2.....	46
Figure II-12 : La distribution du champ électrique dans la structure 1 pour (a) $A=0$ et (b) $A=1$	47
Fig. II-13 : Cartographie du champ électrique pour la structure 2 dans deux cas : (a) $A=0$ et (b) $A=1$	46

Chapitre III :

Figure III-1 : Configuration fondamentale pour la transmission WDM.....	50
Figure III-2 : la structure finale du démultiplexeur proposé [4].	51
Figure III -3 : Les spectres de sorties de démultiplexeur proposé [4].	52
Figure III -4 : (a) le schéma de séparateur large bande. (b) Les résultats de la simulation représentant le coefficient de transmission entre l'entrée [9].	54
Figure III -5 : (a) Les résultats de transmission simulés de RAQC pour tous les rayons relatifs intérieurs. (b) Distribution du champ électrique à la longueur d'onde $1,523 \mu m$ [9].	55
Figure III -6 : Les résultats de simulation de résonateur pour tous les rayons relatifs intérieurs donnés, la constante de réseau $a = 0,45 \mu m$ et la constante de réseau de noyau $a_{in} = 0,3181 \mu m$ [9]. ..	55
Figure III -7 : La structure finale de démultiplexeur dual bande [9].	56
Figure III -8 : Diagramme de bande interdite photonique.	57
Figure III -9 : La structure proposée de résonateur en anneau.	58
Figure III -10 : (a) Distribution du champ électrique à l'intérieur du résonateur. (b) Le spectre de sortie du résonateur.	60
Figure III -11 : La structure finale proposée du démultiplexeur.	60
Figure III -12 : Spectres de sortie du démultiplexeur optique proposé.	61
Figure III -13 : Distribution du champ optique dans les 8 canaux du DEMUX.	63
Figure III -14 : La transmission normalisée de la structure proposée en échelle dB.....	64

Chapitre IV :

Figure IV-1 : diagramme de bande interdite photonique.	69
Figure IV-2 : Le résonateur en anneau non linéaire proposé.	69
Figure IV-3 : Résultat de simulation de résonateur en anneau, a) distribution de champ, b) les spectres de sorties.	70
Figure IV-4 : Démultiplexeur non linéaire proposé.....	70
Figure IV-5 : Résultat de DEMUX avec $P_0 = 0.5 \text{ kW}/\mu \text{ m}^2$, a) distribution de champ, b) les spectres de sorties.	71
Figure IV-6 : Résultat de DEMUX avec $P_0 = 1 \text{ kW}/\mu \text{ m}^2$, a) distribution de champ, b) les spectres de sorties.	71
Figure IV-7 : La structure finale de décodeur $1*2$ proposé.....	72
Figure IV-8 : Résultat de décodeur pour $I = 0$, (a) distribution de champ , (b) les spectres de sortie.	73
Figure IV-9 : Résultat de décodeur pour $I = 1$, (a) distribution de champ , (b) les spectres de sortie.	73
Figure IV-10 : Le Résonateur en anneau non linéaire.	74
Figure IV-11 : La structure du décodeur final proposé.....	75
Figure IV-12 : Le combineur optique.	76
Figure IV-13 : Le commutateur optique proposé.	76
Figure IV-14 : Spectres de sortie du commutateur optique.....	77
Figure IV-15 : (a) distribution du champ, (b) spectres de sortie du commutateur avec une intensité de P_0	77
Figure IV-16 : (a) distribution du champ, (b) spectres de sortie du commutateur avec une intensité de $1,5 \times P_0$	78
Figure IV-17 : (a) distribution du champ, (b) spectres de sortie du commutateur avec une intensité de $2 \times P_0$	78
Figure IV-18 : (a) distribution du champ, (b) spectres de sortie du commutateur avec une intensité de $2,5 \times P_0$	78
Figure IV-19 : (a) Schéma de transmission du décodeur proposé et (b) puissance de sortie pour (1000).....	80

Figure IV-20 : (a) Schéma de transmission du décodeur proposé et (b) puissance de sortie pour (0100).....	80
Figure IV-21 : (a) Schéma de transmission du décodeur et (b) puissance de sortie pour (0010).....	81
Figure IV-22 : (a) Schéma de transmission du décodeur et (b) puissance de sortie pour (0001).....	81
Figure IV-23 : Structure de commutateur optique basée sur des résonateurs en anneau non linéaires.	83
Figure IV-24 : Combinateur optique utilisé dans le décodeur proposé.....	84
Figure IV-25 : La structure finale du décodeur 3×8 proposé.....	84
Figure IV-26 : Spectres de sortie du démultiplexeur non-linéaire.....	85
Figure IV-27 : Distribution des ondes optiques à l'intérieur du démultiplexeur non linéaire avec différentes intensités d'entrée. (a) $I=100 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, (b) $I=250 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, (c) $I=400 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, (d) $I=550 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, (e) $I=700 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, (f) $I=850 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, (g) $I=1000 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, (h) $I=1150 \text{ W}/\mu\text{m}^2$	88
Figure IV-28 : (a) distribution de l'onde optique pour $E=1, A_1=A_2=A_3=0$	90
Figure IV-28 : (b) distribution de l'onde optique pour $E=A_1=1, A_2=A_3=0$	90
Figure IV-28 : (c) distribution de l'onde optique pour $E=A_2=1, A_1=A_3=0$	91
Figure IV-28 : (d) distribution de l'onde optique pour $E=A_1=A_2=1, A_3=0$	92
Figure IV-28 : (e) distribution de l'onde optique pour $E=A_3=1, A_1=A_2=0$	92
Figure IV-28 : (f) distribution du champ de l'onde optique pour $E= A_1=A_3=1, A_2=0$	93
Figure IV-28 : (g) distribution de l'onde optique pour $E=A_2=A_3=1, A_1=0$	93
Figure IV-28 : (h) distribution du champ de l'onde optique pour $E=A_1=A_2=A_3=1$	94

Liste des Tableaux

Tableau III-1 : Les paramètres physiques et optique de démultiplexeur.....	52
Tableau III-2 : Les valeurs de diaphonie de démultiplexeur proposé.....	53
Tableau III-3 : Résultats de simulation de démultiplexeur à 8 canaux.....	61
Tableau III-4 : Les valeurs de diaphonie entre les canaux de DEMUX.....	64
Tableau III-5 : Une comparaison de certains travaux publiés avec les résultats obtenus dans Notre travail en fonction de l'efficacité de transmission, le facteur de qualité, nombre des canaux, la largeur spectral, l'espacement entre les canaux, et la diaphonie.....	65
Tableau IV-1 : Tableau de vérité de décodeur.....	74
Tableau IV-2 : Les caractéristiques calculées de la structure proposée.....	74
Tableau IV-3 : Table de vérité pour le décodeur proposé.....	80
Tableau IV-4 : Niveaux de puissance de sortie normalisés du décodeur proposé.....	80
Tableau IV-5 : Les caractéristiques calculées de la structure proposée.....	81
Tableau IV-6 : Comparaison de nos résultats avec d'autres travaux précédents.....	82
Tableau IV-7 : Résume les résultats du démultiplexeur.....	85
Tableau IV-8 : Résultats de simulation du commutateur proposé.....	88
Tableau IV-9 : Montre l'état logique du décodeur.....	93
Tableau IV-10 : Comparaison du décodeur proposé avec d'autres décodeurs proposés précédemment.....	93

Liste des abréviations

$\vec{H}_{\vec{k}}$: fonction périodique de la position.

μ_0 : perméabilité du vide.

BIP : Bande Interdite Photonique.

BW : bande passante.

C : la vitesse de la lumière dans le vide.

D : le champ de déplacement électrique.

DEMUX : démultiplexeur.

DWDM : Multiplexage par division en longueur d'onde dense.

\vec{E} : le champ électrique.

fcc : réseau cubique à face centré.

FDTD : Finite Difference Time Domain.

FEM : Finit Element Methode.

G : ensemble des vecteurs du réseau réciproque.

\vec{H} : le champ magnétique.

I : intensité de puissance lumineuse.

\vec{j} : la densité de courant libre.

\vec{k} : vecteur d'onde.

MUX : multiplexeur.

n_1 : indice de réfraction linéaire.

n_2 : le coefficient Kerr non linéaire.

NLPhC : Non-linear Photonic Crystal.

PBG : Photonic Band Gap.

PBS : Photonic Band Structur.

PC : Photonic Crystal.

PhCRR : Photonic Crystal Ring Resonator.

PWE : Plane Wave Expansion Methode.

Q : facteur de Qualité.

\vec{R}_i : vecteur de réseau primitif du cristal.

RAQC : Résonateur en anneau quasi carré.

RLV : vecteur de réseau réciproque.

SPM : Self-Phase Modulation.

SWS : Slow-Wave Structure.

TE : Transverse Electrique.

TM : Transverse Magnétique.

WDM : Wavelength division multiplexing.

\vec{x} : fonction de position dans le réseau direct.

XPM : Cross-Phase Modulation.

ZB : Zone de Brillouin.

ϵ : Permittivité diélectrique.

η : densité de charge.

λ : la longueur d'onde.

v_{gr} : vitesse de groupe.

ρ : la densité de charge libre.

σ : vecteur unitaire perpendiculaire au vecteur d'onde.

φ_i : les fonctions de chapeau couvrant.

$\chi^{(1)}$: susceptibilité linéaire.

$\chi^{(2)}$: susceptibilité non linéaire de deuxième ordre.

$\chi^{(3)}$: susceptibilité non linéaire de troisième ordre.

ω : pulsation angulaire.

Introduction générale :

L'utilisation des fibres optiques, des technologies sans fil et informatiques sont désormais à la portée de tous. L'internet permet d'accéder à de nombreux services d'information à l'échelle mondiale et la demande de réseaux étendus augmente considérablement avec le nombre d'utilisateurs. Afin de satisfaire cette demande, il faut rechercher des composants plus rapides et plus efficaces pour augmenter la bande passante des réseaux existants. Les dispositifs optoélectroniques actuels devraient fonctionner jusqu'à 100 Gbit/s [1]. Au-delà de cette vitesse, des dispositifs purement optiques sont nécessaires [2]. De tels dispositifs peuvent être réalisés en utilisant la technologie des cristaux photoniques [3-4] qui est l'un des domaines scientifiques les plus importants avec un énorme potentiel industriel. La combinaison de dispositifs à cristaux photoniques à l'échelle nanométrique avec la non-linéarité de certains matériaux devrait permettre de créer des dispositifs tout-optiques aux caractéristiques pratiques. Ces dispositifs peuvent remplacer leurs analogues optoélectroniques conventionnelles et devenir les éléments de base de l'optique.

L'avantage principal de la technologie des cristaux photoniques est la possibilité d'intégrer des dispositifs optiques sur des puces entièrement optiques qui peuvent fonctionner à une fréquence beaucoup plus élevée et consommer moins d'énergie que les puces électroniques en silicium actuelles. L'application de ces puces avec des interconnexions optiques permet de créer de nouveaux systèmes optiques tels que, par exemple, des ordinateurs optiques avec une vitesse de traitement des données numériques extrêmement élevée [5]. Afin d'utiliser les avantages de la technologie des cristaux photoniques, de nombreux travaux théoriques et pratiques doivent être menés dans les domaines suivants : recherche théorique, enregistrement des informations, dispositifs d'entrée/sortie, sources de lumière, technologie de fabrication et mesures.

Les cristaux photoniques sont des milieux électromagnétiques structurés périodiquement, possédant généralement des bandes interdites photoniques : des plages de fréquence dans lesquelles la lumière ne peut pas traverser la structure. Cette périodicité, dont la longueur est proportionnelle à la longueur d'onde de la lumière dans la bande interdite, est un analogue électromagnétique du réseau atomique d'un cristal, qui agit sur la fonction d'onde des électrons pour produire des bandes interdites, des semi-conducteurs, etc., dans le domaine de la physique solide. L'étude des cristaux photoniques est également régie par le théorème de Bloch-Floquet, et les défauts introduits intentionnellement dans le cristal (analogues aux dopants

électroniques) donnent naissance à des états électromagnétiques localisés : guides d'ondes linéaires et cavités ponctuelles. Le cristal peut donc former une sorte d'"isolant" optique parfait, qui peut confiner la lumière sans perte autour de coudes prononcés, dans des milieux à indice inférieur et dans des cavités sur l'échelle des longueurs d'onde, entre autres possibilités nouvelles de contrôle des phénomènes électromagnétiques.

Dans cette thèse, nous concevons initialement un démultiplexeur à 8 canaux avec un facteur de qualité ultra-élevé et une faible diaphonie, fonctionnant autour de la troisième fenêtre de télécommunication de $1,55 \mu\text{m}$. DEMUX a de très bonnes caractéristiques et peut être utilisé dans le système de démultiplexage DWDM. Nous concevons ensuite un décodeur tout optique avec des effets non linéaires et nous utilisons le DEMUX non linéaire comme commutateur optique.

Le premier chapitre de cette thèse présente brièvement les principes de base et les méthodes de modélisation des cristaux photoniques. Par conséquent, nous révélerons les types de cristaux photoniques, les équations de Maxwell et les calculs de la bande interdite photonique. Ensuite, nous présenterons les méthodes utilisées pour la simulation des cristaux photoniques, telles que la méthode de différence finie (FDTD) dans le domaine temporel, la méthode des éléments finis (FEM), la méthode d'expansion des ondes planes (PWE).

Dans le deuxième chapitre, les principes de base de l'optique non linéaire seront spécialement introduits. Nous nous concentrerons sur l'analyse générale des cristaux photoniques non linéaires 2D, la nature de l'effet Kerr non linéaire et son effet sur l'indice de réfraction des matériaux en présence de la lumière. Enfin, nous discuterons brièvement sur quelques applications des cristaux photoniques non linéaires.

Nous allons présenter dans le troisième chapitre les phases de conceptions de démultiplexeur à 8 canaux. Premièrement, nous allons discuter des DEMUXs déjà réalisés. Après, nous allons détailler les étapes de conception de notre propre démultiplexeur. Donc nous avons simulé des filtres à base des résonateurs en anneau. Et en fin, nous allons regrouper les 8 résonateurs en anneau avec des différentes longueurs d'onde de résonance pour concevoir un DEMUX à 8 canaux de sorties.

Le quatrième chapitre présente en détail le flux de conception du décodeur tout optique à base des démultiplexeurs non-linéaire. Nous allons présenter les étapes principales de conception d'un décodeur 1×2 , 2×4 et 3×8 . Au premier lieu nous expliquerons les phases de conception des résonateurs en anneau qui sont la base de conception des plusieurs dispositifs

photoniques. Puis, la description de combineur et de démultiplexeur non-linéaire qui est pour rôle d'orienter l'onde lumineuse entre les ports de sortie. Finalement nous allons discuter les résultats obtenus des décodeurs réalisés.

References:

- [1] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications* (Oxford University Press, New York, 1997).
- [2] H. M. Gibbs, *Optical bistability: Controlling light with light* (Academic Press, Orlando, 1985).
- [3] K. Busch, *Photonic crystals. Advances in design, fabrication and characterization* (Wiley, 2004).
- [4] J.-M. Lourtioz, *Photonic crystals. Towards nanoscale photonic devices* (Springer, Berlin, 2005).
- [5] A. D. McAulay, *Optical computer architectures: the application of optical concepts to next generation computers* (Wiley, New York, 1991).

Chapitre I :

**Principes et méthodes de modélisation
des cristaux photoniques**

I.1 Introduction :

En 1864, James Clerk Maxwell présente son traité intitulé. "Une théorie dynamique du champ électromagnétique" et révèle les équations qui sous-tendent tous les phénomènes d'électricité et de magnétisme [1]. Ce travail remarquable a mis en évidence les liens profonds entre l'électricité de Franklin, les pierres magnétiques des anciens navigateurs et la lumière qui a rempli les premiers yeux regardant le ciel. Et pourtant, les équations de Maxwell, aussi complètes qu'elles soient, n'étaient que le début.

Bien sûr, il ne suffit pas de comprendre l'électricité et le magnétisme, il faut aussi comprendre la matière sur laquelle et dans laquelle ces forces agissent. Maxwell lui-même connaissait le comportement de certains types de matériaux, tels que les diélectriques (dont le verre est un exemple célèbre), et de nombreux autres systèmes importants allaient apparaître au fil des ans : des semi-conducteurs de nos ordinateurs aux trous noirs qui déforment l'univers lui-même en même temps que sa lumière. En fait, l'électromagnétisme de Maxwell a joué un rôle déterminant dans presque toutes les avancées ultérieures de la physique, de la mécanique quantique à la relativité en passant par le "modèle standard" de la théorie des particules.

Une équation n'est utile que dans la mesure où vous pouvez la résoudre, et même dans des circonstances simples, la solution des équations de Maxwell n'est pas facile. Néanmoins, les phénomènes qui peuvent apparaître dans des problèmes aussi élémentaires ont été largement résolus et compris par l'astucieux Maxwell et ses concurrents. Depuis cette époque, il a souvent semblé que la seule tâche qui restait à accomplir était le défi "d'ingénierie" consistant à résoudre et à utiliser ces équations dans des systèmes toujours plus réalistes et désordonnés. Même les câbles de fibre optique en verre qui, aujourd'hui, traversent nos océans pour les télécommunications, ne surprendraient Maxwell que par leur utilisation et la perfection de leur fabrication, et non par leurs principes sous-jacents. L'histoire de la physique de la matière condensée, cependant, est que même des équations simples et bien connues peuvent avoir des conséquences inattendues, surtout dans des circonstances compliquées.

Le but de ce chapitre est d'introduire et de révéler les concepts de base des cristaux photoniques (CPs), tels que les types de cristaux photoniques, les équations de Maxwell, l'introduction aux bandes interdites photoniques, etc. A la fin de ce chapitre, nous présenterons quelques méthodes d'analyse et de synthèse des cristaux photoniques.

I.2 Types de cristaux photoniques :

Un CP est défini comme un cristal tel que la constante diélectrique (ϵ) varie périodiquement dans l'espace dans des directions spécifiques. Dans le cas où la variation se fait le long une direction, nous l'appelons un CP-1D. De façon similaire, nous définissons des CP-2D et CP-3D, correspondant aux cas respectifs où (ϵ) varie selon deux et trois directions indépendantes.

La figure I-1 montre un diagramme schématique de chaque exemple. Pour les CP unidimensionnels, il existe un exemple bien connu de lignes multicouches diélectriques. Dans le cas d'un CP-2D, comme le montre la figure I.1b, l'intersection des axes des tiges d'air ou diélectriques avec un plan vertical forme un réseau 2D, donc ce plan est le plan du CP-2D. Comme on le verra plus loin, l'état de la lumière à l'intérieur de cet échantillon CP, c'est-à-dire les modes propres de la lumière dont le vecteur d'onde \vec{k} est parallèle à cette direction particulière, est très différent des modes propres d'un diélectrique homogène. De même, dans le cas des CPs-2D, les modes propres respectifs de la lumière avec \vec{k} dans le plan 2D et \vec{k} dans des directions arbitraires dans le cas des CPs-3D deviennent uniques pour les diélectriques homogènes 2D et 3D.

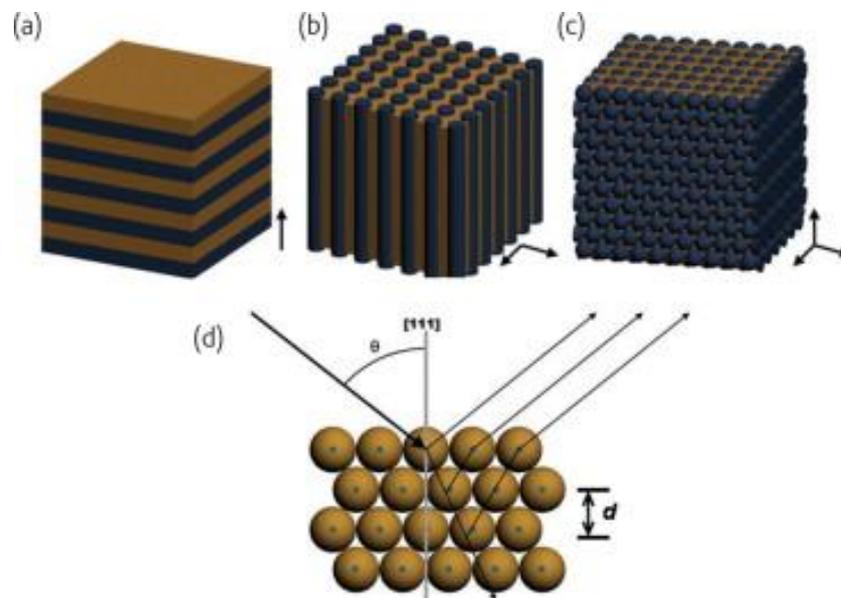
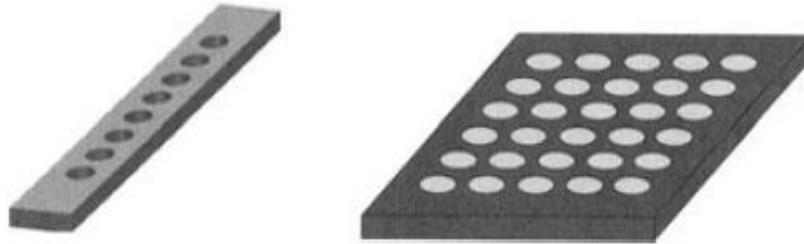


Figure I-1 : Diagramme représentatif de cristal photonique 1D, 2D et 3D.

Les cas des plaques CP illustrés à la Figure. I-2, où des exemples de plaques 1D et 2D sont présentés, diffèrent également beaucoup de ceux des CPs-1D et 2D correspondants, respectivement. En effet, si l'épaisseur de la carte est égale ou inférieure à la longueur de l'onde

lumineuse, la situation, c'est-à-dire le cas d'une carte CP-1D (2D), est assez différent de celle d'un CP-1D (2D), où l'épaisseur de l'échantillon est supposée a priori infinie. Dans ce dernier cas, l'onde plane se propageant dans une direction (CP-1D) ou dans le plan 2D peut être bien définie, tandis que dans le premier cas, une telle onde plane ne peut plus être définie, de sorte que nous devons traiter un problème de CP-2D, par exemple, de manière tridimensionnelle.



(a) dalle unidimensionnelle

(b) dalle bidimensionnelle

Figure I-2 : Schémas des dalles de cristaux photoniques.

Un autre exemple important de CP, où un réseau photonique 2D est formé perpendiculairement au plan de la fibre ou de la tige, à l'exception de la partie centrale [2] : la lumière peut se propager dans une section transversale le long de la fibre, comme le montre la figure I-3.



Figure I-3 : Un exemple de fibre à cristaux photoniques.

I.3 Les équations de Maxwell :

Dans cette section, nous présentons et discutons des propriétés des équations de Maxwell, puisque la lumière dans les cristaux photoniques est régie par les équations macroscopiques de Maxwell [3-4] suivantes :

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (I.1)$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (I.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (I.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0 \quad (I.4)$$

Où \vec{E} et \vec{H} sont le champ électrique et magnétique, \vec{D} et \vec{B} sont le déplacement diélectrique et l'inductance magnétique. \vec{j} , ρ sont la densité de courant et de charge libre respectivement, et ε est la fonction du diélectrique, Toutes les valeurs sont des fonctions potentielles à la position x et au temps t .

Rappelons qu'un diélectrique est un matériau dans lequel de minuscules dipôles, les charges liées, s'alignent pour s'opposer à tout champ électrique appliqué, ce processus est entièrement encapsulé par la fonction diélectrique ε . En particulier, nous considérons ici le cas des diélectriques linéaires, pour lesquels ε est indépendant de \vec{E} . Ceci est raisonnable, car les effets non linéaires dans les matériaux optiques sont typiquement faibles qu'on ne peut les observer sans des champs énormes ou de grandes distances de propagation. Nous supposons également que ε est indépendant de la fréquence (et donc indépendant du temps également), ce qui est raisonnable pour les gammes de fréquences relativement étroites qui seront d'intérêt dans les cristaux photoniques. Enfin, nous supposons que nous pouvons négliger toute absorption de la lumière par le matériau, dans ce cas, ε est un nombre réel.

De plus, en optique, on ne s'intéresse généralement qu'aux cas où il n'y a pas de charges ou de courants libres, donc \vec{j} et ρ sont nuls. Si nous combinons ensuite les équations. (I.1) et l'équation (I.2), on peut éliminer \vec{E} dû à \vec{H} et écrire [1] :

$$\vec{\nabla} \times \frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (I.5)$$

Cette équation peut être comparée à l'équation de Schrödinger en mécanique quantique, avec un opérateur hermitien (auto-adjoint) "Hamiltonien" à gauche $\vec{\nabla} \times \frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \times$ (au lieu de $-\nabla^2 + v$ de Schrödinger) et la dérivée à droite du temps $\frac{\partial^2}{\partial t^2}$ (au lieu de $i \frac{\partial}{\partial t}$). Ici, $\frac{1}{\varepsilon}$ joue le même rôle que la fonction potentielle v . Contrairement à la mécanique quantique, nous avons également des contraintes latérales sur l'équation (I.4), mais cela signifie simplement que nous opérons dans un sous-espace de l'ensemble de toutes les solutions possibles ; cela n'a aucune incidence sur une grande partie de la discussion ci-dessous.

Ensuite, comme en mécanique quantique, nous cherchons des états harmoniques temporels dont la dépendance temporelle est $e^{-i\omega t}$ pour une certaine fréquence (angulaire) ω toutes les solutions possibles peuvent être exprimés sous cette forme, puisque l'équation est linéaire, et donc l'équation (1.5) devient :

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

Il s'agit d'un problème propre hermitien sur un domaine infini, qui produit généralement un spectre continu de fréquences propres ω . Les choses deviennent toutefois beaucoup plus intéressantes lorsque nous considérons, dans ce qui suit, le cas de la structure diélectrique.

Lorsque nous disons que l'opérateur propre est "hermitien", nous nous référons au fait, facilement prouvé à partir des identités du calcul vectoriel, tel que :

$$\int \vec{A}^* \cdot \vec{\nabla} \times \frac{1}{\epsilon} \vec{\nabla} \times \vec{B} = \int \left(\vec{\nabla} \times \frac{1}{\epsilon} \vec{\nabla} \times \vec{A} \right)^* \cdot \vec{B} \quad (\text{I.7})$$

Où \vec{A} et \vec{B} sont des champs arbitraires avec des conditions aux limites telles que les termes aux limites dans les intégrales ci-dessus disparaissent (par exemple, s'ils sont périodiques ou ont un support compact). En d'autres termes, fonctionne de la même manière lorsqu'il est appliqué à gauche ou à droite sous le produit à l'intérieur de l'opérateur (intégrales). Il convient également de noter que cet opérateur est semi-défini positif. La combinaison de ces deux propriétés n'implique que la fréquence propre dans l'équation (I.6) est un nombre réel. Notons une propriété importante des équations de Maxwell, notamment de l'équation (I.6) : elles sont indépendantes de l'échelle. Si vous multipliez toutes les dimensions de votre système par 10, par exemple, les solutions sont exactement les mêmes, sauf que les fréquences sont divisées par 10. Cela signifie que nous pouvons résoudre les équations une fois et ensuite appliquer les mêmes résultats à des problèmes à toutes les échelles de longueur et de fréquence. En raison de cette invariance d'échelle, il est pratique d'utiliser des unités sans dimension pour les distances et les temps : nous choisissons une échelle de longueur naturelle (a) dans le système (généralement périodique), puis exprimons toutes les distances en multiples de a et toutes les fréquences angulaires ω en multiple de $2\pi c / a$. (Cela équivaut à écrire la fréquence sous la forme a/λ , où λ est la longueur d'onde du vide).

I.3.1 Théorème de Bloch-Floquet :

Le théorème de Bloch-Floquet [3] nous dit que, pour un problème propre hermitien dont les opérateurs sont des fonctions périodiques de la position, les solutions peuvent toujours être

choisies de la forme $e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}}$ (fonction périodique). Une fonction périodique $f(\vec{x})$ est une fonction telle que $f(\vec{x} + \vec{R}_i) = f(\vec{x})$ pour tout vecteur de réseau primitif \vec{R}_i du cristal, il peut y avoir jusqu'à un certain nombre de tels vecteurs de réseau, si la fonction est périodique dans les trois dimensions. Un corollaire de ce théorème est que le vecteur d'onde \vec{k} est une quantité conservée, et donc que les ondes qui se propagent avec un \vec{k} fixe ne peuvent pas se disperser. Appliqué à notre cas, le théorème de Bloch-Floquet signifie que la solution de l'équation (I.6) pour la période a peut être choisie comme :

$$\vec{H} = e^{i(\vec{k}\cdot\vec{x} - \omega t)} \vec{H}_{\vec{k}} \quad (\text{I.8})$$

où $\vec{H}_{\vec{k}}$ est une fonction périodique de la position. Si nous substituons l'éq. (I.8) dans l'équation (I.5), nous trouvons que la fonction $\vec{H}_{\vec{k}}$ satisfait le problème propre hermitien "réduit" :

$$(\vec{\nabla} + i\vec{k}) \times \frac{1}{\varepsilon} (\vec{\nabla} + i\vec{k}) \times \vec{H}_{\vec{k}} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}_{\vec{k}} \quad (\text{I.9})$$

Comme $\vec{H}_{\vec{k}}$ est périodique, il suffit de considérer ce problème propre sur un domaine fini : la cellule unitaire de la périodicité. Il existe un théorème général selon lequel les problèmes propres à domaine fini ont un ensemble discret de valeurs propres. Ainsi, les fréquences propres ω sont une séquence dénombrable de fonctions continues : $\omega_n(\vec{k})$ (pour $n = 1, 2, 3, \dots$). Lorsqu'elles sont tracées par rapport au vecteur d'onde \vec{k} , ces "bandes" de fréquence forment la structure de bande du cristal.

Une autre conséquence importante du théorème de Bloch-Floquet est que les solutions sont périodiques en fonction du vecteur d'onde k , ceci est facile à voir si nous examinons un exemple unidimensionnel. Supposons que nous avons une structure unidimensionnelle de période a ($\varepsilon(x + a) = \varepsilon(x)$) et considérer les états propres pour le vecteur d'onde $k + \frac{2\pi}{a}$. La fonction $e^{i2\pi x/a}$ est périodique (avec une période a). Cependant, cette partie de l'équation (I.8) peut être absorbée dans la fonction $\vec{H}_{\vec{k}}$. Puisque l'expression résultante résout alors le problème propre pour un vecteur d'onde k , et que ces solutions sont uniques, nous pouvons donc conclure que les solutions propres $(k + \frac{2\pi}{a})$ sont les mêmes que celles à k . Puisque k n'est unique que dans les multiples de $2\pi / a$, le problème propre à k n'a besoin d'être résolu que dans l'intervalle fini $-\pi / a \dots \pi / a$, appelé la première zone de Brillouin. De plus, nous avons généralement des symétries supplémentaires qui réduisent encore plus la gamme des vecteurs d'onde uniques, par exemple, La symétrie temporelle nous dit que k et $-k$ produisent les mêmes résultats, donc

dans ce cas nous pouvons regarder juste, $k = 0 \dots \pi / a$. Cette région à symétrie réduite est appelée la zone de Brillouin irréductible, et en trois dimensions est donnée par des polyèdres bien connus [6]. (Dont les sommets ont des étiquettes canoniques et obscures comme Γ , X , K , etc.).

Effectuons deux commentaires supplémentaires avant de poursuivre. Premièrement, dans le cas particulier où le cristal a une symétrie translationnelle ($a \rightarrow 0$), la zone de Brillouin irréductible s'étend à ∞ , et est appelée relation de dispersion, elle est couramment utilisée pour caractériser les guides d'ondes. Deuxièmement, lorsque l'on s'intéresse uniquement aux extrêmes des bandes de fréquences, alors il est généralement suffisant pour ne considérer que les ondes de long des bords de la région irréductible, permettant de tracer la structure de la bande dans un tracé bidimensionnel classique.

I.3.2 La zone de Brillouin :

Les zones de Brillouin sont apparues comme un concept utile pour comprendre la physique des ondes au sein d'une structure cristalline, elles englobent les différentes conditions équivalentes qui doivent être remplies dans l'espace réciproque par un vecteur d'onde qui subit une diffraction à partir d'un réseau atomique. Chaque façon de définir les zones correspond à une interprétation différente, géométrique ou physique, des caractéristiques intrinsèques des réseaux périodiques. Dans l'ensemble, toutes les définitions impliquent une manière d'affirmer que l'interférence constructive entre deux ondes planes entrantes se diffusant élastiquement à lieu aux limites des zones de Brillouin [7].

La zone de Brillouin n'est qu'une autre façon de diviser l'espace réciproque en cellules identiques qui l'occupent de manière égale. Le centre de chaque cellule contient un site de grille. C'est la première zone de Brillouin. Cette dernière est un ensemble de points qui peuvent être atteints depuis l'origine sans traverser le plan de Bragg. La deuxième zone de Brillouin est un ensemble de points accessibles depuis la première zone à travers un même plan de Bragg. Les figures I-4(a) et I-4(b) représentent respectivement la première zone de Brillouin du réseau inversé (points) et les réseaux carré et hexagonal correspondants.

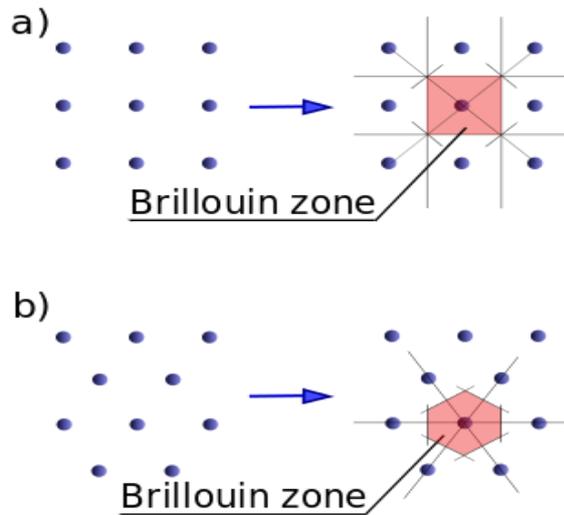


Figure I-4 : La première zone Brillouin correspondante

(a) réseau carré et (b) réseau hexagonal.

I.4 Origine de la bande interdite photonique :

Dans cette partie nous allons présenter quelques discussions générales sur le potentiel de bande interdite photonique : une plage de valeurs où l'état ne se propage pas $\omega_n(\vec{k})$. Afin de mieux comprendre cet écart, nous allons exploiter deux propriétés générales des problèmes de valeurs propres hermitiennes. Tout d'abord, les fonctions propres doivent être orthogonales, c'est-à-dire que leur produit interne (intégral sur la cellule unitaire) est nul :

$$\int \vec{H}_{\vec{k}}^{(m)*} \cdot \vec{H}_{\vec{k}}^{(n)} = 0 \quad (\text{I.10})$$

Pour deux états propres quelconques ($m \neq n$) à un point \vec{k} donné. Deuxièmement, la bande la plus basse résout un problème variable :

$$\omega_1(\vec{k})^2 = \min_{\vec{H}_{\vec{k}}} \frac{\int_1 |(\vec{\nabla} + i\vec{k}) \times \vec{H}_{\vec{k}}|^2 / \varepsilon}{\int |\vec{H}_{\vec{k}}|^2} C^2 \quad (\text{I.11})$$

(Le numérateur est simplement la valeur de l'espérance de l'opérateur propre.) La deuxième bande répond à la question des mêmes variables avec des contraintes supplémentaires orthogonales à la première bande selon l'équation (I.10), et ainsi de suite. Notez que la courbe du champ magnétique propre, au numérateur, est simplement proportionnelle au champ électrique de l'équation (I.2).

Afin de minimiser le problème variable de l'équation (I.11), le champ magnétique dans la bande de fréquence la plus basse doit premièrement satisfaire autant que possible deux

conditions. C'est analogue, en mécanique quantique, à avoir une faible énergie cinétique. Deuxièmement, la courbe, le champ électrique devrait se concentrer dans les régions à forte constante diélectrique ϵ , ce qui est équivalent à une faible énergie potentielle. Afin de voir l'écart, nous devons naturellement regarder la deuxième bande. Comme pour la première bande, la seconde bande veut aussi osciller lentement et se concentrer dans le diélectrique élevé. Cependant, elle doit également être orthogonale à la première bande de l'équation (I.10). Pour cela, la deuxième bande de fréquence doit être concentrée dans le diélectrique inférieur et/ou avoir des oscillations de signe dans le diélectrique supérieur pour rendre l'intégrale nulle. Les deux possibilités conduisant à une augmentation significative de fréquence dans l'équation (I.11). En fait, il y a généralement une grande différence entre la première et la deuxième bande, avec un "trou" à chaque point \vec{k} . Cependant, pour avoir une bande interdite omnidirectionnelle, les bandes interdites de tous les points \vec{k} doivent se chevaucher dans une certaine gamme de fréquences. Pour cette raison, un contraste considérable de ϵ entre les régions diélectriques hautes et basses est nécessaire pour que les déviations dans différentes directions soient importantes pour les intersections.

Mais la situation est encore pire que cela, car les champs ont une direction ainsi qu'un signe et une grandeur. Afin d'être orthogonal à la première bande selon l'Equation (I.10), il suffit que la seconde bande soit perpendiculaire à la première, sans sacrifier sa concentration dans le diélectrique élevé. Pour lutter contre ce phénomène, il faut utiliser des conditions aux limites du champ dérivées des équations de Maxwell, qui s'appliquent à l'interface diélectrique. En particulier, la composante parallèle à la surface de la courbe de \vec{H} peut être discontinue à travers une frontière diélectrique, tandis que la composante normale à la surface doit être continue. Supposons maintenant que notre diélectrique élevé soit constitué de fines veines entourées d'un diélectrique inférieur. Dans ce cas, les molécules de l'équation (I.11) peuvent « pondérer » de façon discontinue le champ électrique qui leur est parallèle dans ces veines, mais pas pour le champ électrique perpendiculaire aux veines. Cela nous permet de distinguer les bandes avec des champs dans des directions différentes, et rend possible une bande interdite complète malgré la variété des polarisations de champ. (Même ainsi, les écarts complets apparaissent généralement entre la deuxième et la troisième bande, et non entre la première et la deuxième, précisément à cause des dégénérescences liées à la polarisation). Lorsque ces conditions sont remplies, et si vous avez beaucoup de chance, votre cristal périodique aura une bande interdite photonique complète en trois dimensions. On peut conclure de cette section qu'il n'existe pas un critère pour juger de la présence d'une bande interdite 3D complète. D'autre

part, pour les systèmes unidimensionnels, toute différence périodique non nulle dans l'isolation conduira à une gamme strictement interdite. Cependant, la meilleure chance d'obtenir un vide 3D complet réside dans les cristaux avec des régions de Brillouin à peu près sphériques.

I.4.1 Structures de bande photoniques Unidimensionnel :

Une multicouche périodique 1D de films diélectriques est un exemple, de tels films sont utilisés depuis longtemps, par exemple, comme miroir sans perte (réflecteur de Bragg) ou comme plaque à ondes quaternaires. Supposons que deux types de couches de substances diélectriques A et B alternent périodiquement dans la direction z , comme indiqué dans la figure. I-5. Les couches sont supposées ne pas avoir de structure interne dans les directions x et y et forment donc un CP-1D. Soit ϵ_A , ϵ_B et a_A , a_B les constantes diélectriques et l'épaisseur des deux couches, respectivement. La taille de la cellule unitaire est $a = a_A + a_B$ qui définit la constante de réseau de ce CP. Nous nous limitons au vecteur d'onde dirigé dans la direction z . Alors, le champ électrique $E(z)$ et l'induction magnétique $B(z)$, qui sont mutuellement orthogonaux, sont tous deux les polarisés perpendiculairement à la direction z . L'induction magnétique $B(z)$ est simplement liée au champ magnétique $H(z)$ par $B(z) = \mu_0 H(z)$, μ_0 étant la perméabilité du vide dans notre CP non magnétique. Prenons la direction de la polarisation de $E(z)$ comme la direction x et celle de $B(z)$ dans leur direction.

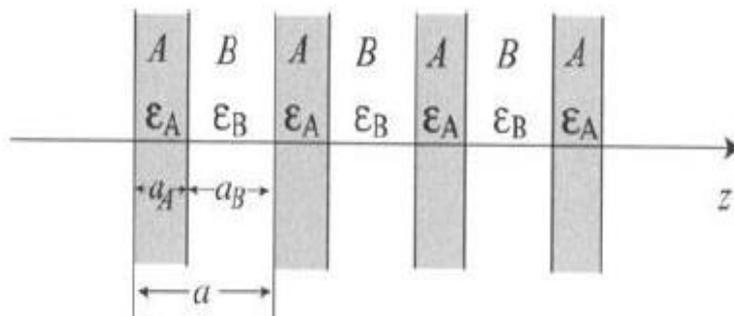


Figure I-5 : empilement unidimensionnel de films A et B dans la direction z .

La longueur de la cellule unitaire $a = a_A + a_B$ définit la périodicité de ce CP-1D [8].

Dans la structure de bande photonique (BIP) calculé, plusieurs caractéristiques des structures de bande (BIP) sont visibles, qui sont, en fait, communs non seulement dans les CP-1D mais aussi dans les CP-2D et CP-3D.

I.4.1.1 Première bande à $k \approx 0$:

La première bande, la plus basse de toutes en fréquence, présente une relation de dispersion linéaire près du centre de la ZB. Compte tenu du test du réseau vide, cette caractéristique est naturelle ; puisque l'état avec $k \approx 0$ dans la première bande a une longueur

d'onde beaucoup plus longue que la constante du réseau, il y a beaucoup de périodes impliquées dans une onde lumineuse et un photon dans l'état de $k \approx 0$ voit effectivement une substance homogène avec des uniformes d'une valeur entre ε_A et ε_B .

I.4.1.2 Structure de Bandes photoniques pour k près de la limite de la ZB :

Lorsque k s'approche du bord de la ZB, les courbes de dispersion sont progressivement incurvées. À le bord $k' = 0,5$, l'état PB est un mélange égal de e^{ikx} et de e^{-ikx} et que ne se propage ni à droite ni à gauche en formant une onde stationnaire. C'est pourquoi la vitesse de groupe v_g du photon disparaît à cet endroit :

$$v_g = \frac{\partial}{\partial k} \omega_1(k) = 0 \text{ pour } k = 0,5 \frac{\pi}{a} \quad (\text{I.12})$$

Au-delà de la BG, il y a un partenaire de l'onde stationnaire avec $v_g = 0$ au bord de la BZ.

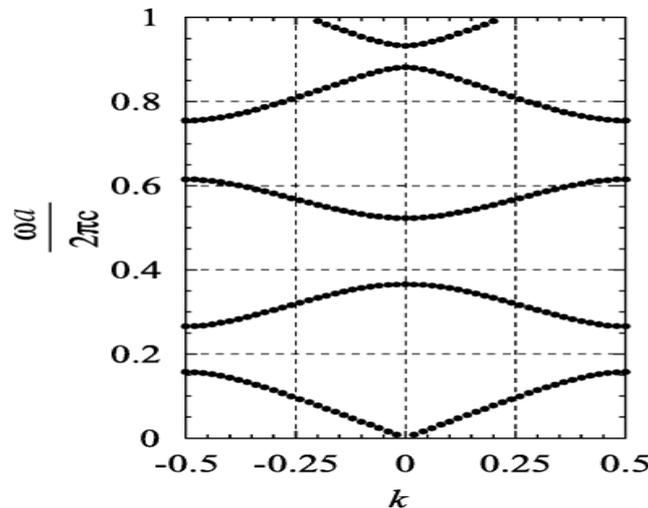


Figure I-6 : Structure de bande du cristal photonique unidimensionnel représentée sur la figure. 1-5

A= Si et B = Air. Le cas de $a/2 = a_A = a_B$ avec $\varepsilon_A = 12$ (constante diélectrique du Si dans le domaine visible) et $\varepsilon_B = 1$ est représenté. La fréquence ω et le nombre d'onde k sont indiqués en unités sans dimension [8].

I.4.2 Structures de bande photoniques bidimensionnelle :

Dans cette section nous montrons quelques exemples typiques de BIP en CP-2D. La figure I-7 montre un exemple de CP-2D avec un réseau carré de tiges diélectriques à section circulaire. La première ZB correspondante à cette structure est également un réseau carré, où il existe deux points de haute symétrie, c'est-à-dire $X(a/\pi, 0)$ et $M(a/\pi, a/\pi)$ autres que le point $\Gamma(0,0)$.

Les modes propres de cette structure peuvent être spécifiés par la polarisation. C'est-à-dire qu'ils sont classés dans les modes polarisés $E(H)$; avec $E(H)$ parallèle aux tiges diélectriques, qui sont appelés respectivement modes TM , TE . On constate qu'une grande variété de BIP se manifeste dans le CP-2D par rapport aux CP-1D.

Tout d'abord, chaque bande appartient à la représentation irréductible spécifique du groupe ponctuel concerné qui ne dépend pas seulement de la polarisation mais aussi de la direction k . Par exemple, si le réseau a des plans miroirs, les bandes d'énergie individuelles sont classées comme symétriques paires ou impaires selon que E est symétrique ou antisymétrique par rapport au plan miroir. Il est important de noter que dans ce cas, pour des raisons de symétrie, les modes pair ou impair ne peuvent pas se coupler à l'onde plane externe à incidence normale [9, 10]. Cette situation se rencontre fréquemment dans les CP-2D et CP-3D, bien qu'elle ne se produise pas dans les CP-1D. Ces modes sont appelés les "modes non couplés" [11].

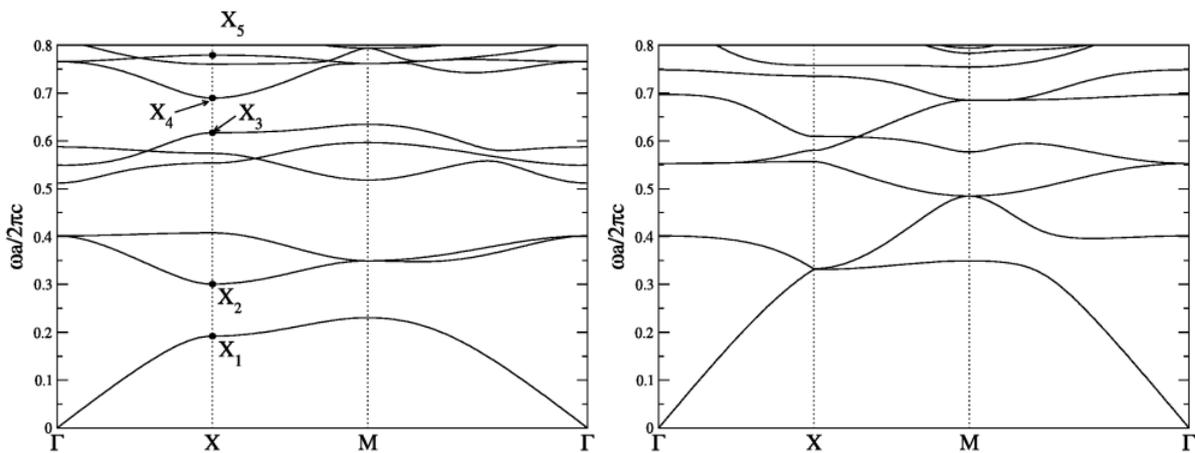


Figure I-7 : Structure de bande photonique d'un PC 2D de tiges disposés dans un réseau carré : Bandes TM (gauche) et bandes TE (droite).

Les tiges de $\epsilon=12(\text{Si})$ sont disposées en réseau dans l'air.

Le rapport entre le rayon r des tiges et a est $r / a = 0,3$ [8].

Les états X_1 à X_5 au point X sont examinés ci-dessous.

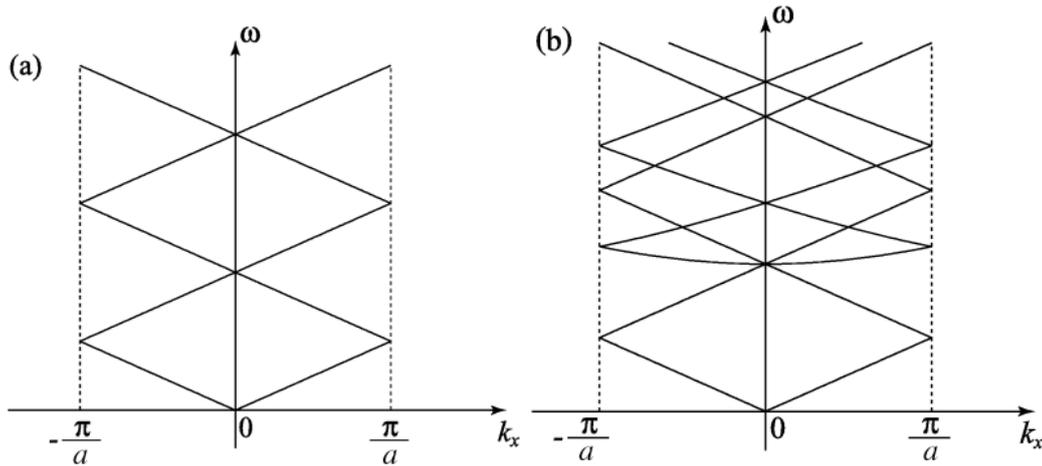


Figure I-8 : Structures de bandes photoniques de réseaux vides : (a) cristal photonique 1D et (b) cristal photonique 2D avec réseau carré (direction Γ -X) [8].

Deuxièmement, le mode TM a trois BIP, bien que les BIP communs pour les deux modes de polarisation ne soient pas activés dans ce cas. Troisièmement, il existe de nombreuses bandes très étroites et l'anomalie v_g se produit non seulement au bord de la région, mais également à l'intérieur du premier ZB. La présence d'un grand nombre de bandes étroites peut être due au test de réseaux vides. La figure 1-8 montre un réseau vide BIP avec $k_{||}$ le long de l'axe $\Gamma - X$, c'est-à-dire $k_{||} = (k_x, 0)$ en fonction de k_x . Pour l'obtenir, nous traçons la courbe de dispersion d'une onde lumineuse plane de vecteur d'onde $k_{||} + h_{||}$ en mettant $k_{||} = (k_x, 0)$.

$$\omega = c|k_{||} + h_{||}| \quad (\text{I.13})$$

Avec $h_{||}$ donné par

$$h_{||} = \frac{2\pi}{d}(\pm 1, 0), \frac{2\pi}{d}(0, \pm 0), \frac{2\pi}{d}(\pm 1, \pm 1) \quad (\text{I.14})$$

En bref, certains d'entre eux proviennent des bandes plates dans le réseau vide 2D, remarquez que ce n'est pas le cas pour 1D.

Ensuite, le vecteur propre du PB de $(nk_{||})$ donne l'intensité du champ électrique, $|E_{nk_{||}(r)}|^2$, associé à cet état de Bloch. Nous voyons la caractéristique typique d'une bande diélectrique dans l'état de bande inférieur X_1 . La caractéristique de la bande air de l'état X_2 est cependant moins évidente que la caractéristique de la bande diélectrique de X_1 . En ce qui concerne les états de bande à plus haute énergie marquée par X_1 à X_5 , Des tracés d'intensité similaires montrent que la distinction entre les bandes diélectriques et dans l'air devient de plus en plus floue à mesure que de plus en plus d'ondes planes de longueur d'onde plus courte se mélangent.

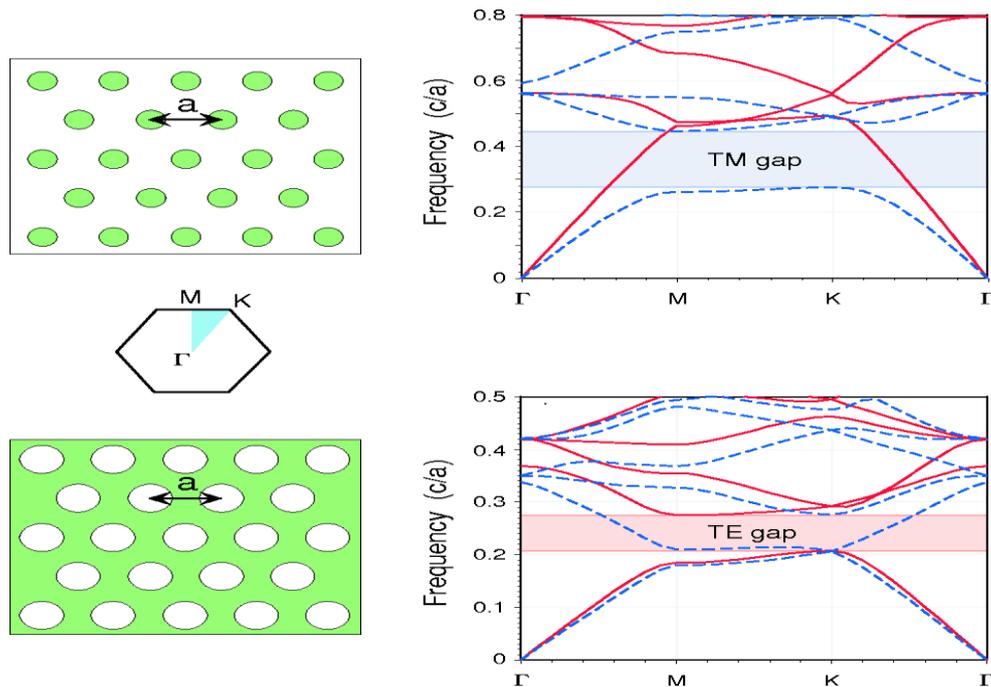


Figure I-9 : Un autre exemple montrant le BIP 2D pour un réseau à maille triangulaires.

Il est bien connu que la BIP pour cette structure présente un BIP 2D, indépendamment de la polarisation, comme on le voit sur la Figure. I-9, si la différence de ϵ entre le matériau de fond et l'air (trous) est suffisamment grande ; dans cet exemple, la différence est de 12 pour Si contre 1. De manière assez inhabituelle, pour cette structure, l'écart ne s'ouvre pas pour les modes polarisés E entre les bandes les plus basses (première) et les secondes plus basses (deuxième), mais plutôt entre les bandes à plus haute énergie. Ceci est dû au fait que la première et deuxième bande pour les modes polarisés E sont dégénérées au point K [12].

I.4.3 Structure de bande photonique tridimensionnelle :

Figure. I-10 présente un exemple d'une structure de bande calculée avec un BIP 3D complet dans une structure de réseau diamantaire inverse, qui est composée des tétra-liaisons respectives constituées de tiges d'air (diamètre R) dans le diélectrique de $\epsilon = 7$; $R/a = 0,1$ est adopté dans le calcul. La forme de la première ZB correspondant à cette structure est le réseau cubique à faces centrées (fcc). On y voit qu'une BIP complète s'ouvre dans toutes les directions.

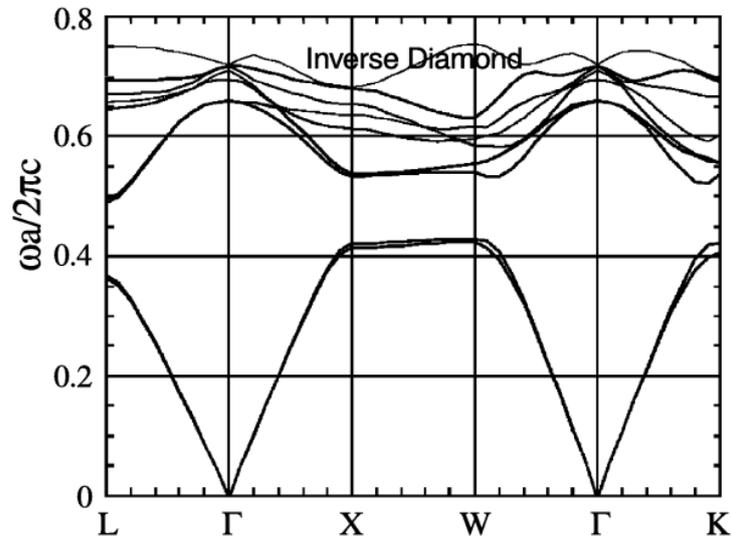


Figure I-10 : Exemple de structure de bande photonique 3D avec un réseau diamant (exemple de structure anti-diamant) [8].

Son PBG correspond au BIP bien connu d'électrons dans des semi-conducteurs comme GaAs, qui présente également la même structure ZB du réseau fcc. Il est bien connu que le BG de GaAs existe entre les bandes de valence et de conduction [13]. Remarquez que les deux structures de bande (photonique et électronique) se ressemblent à bien des niveaux, ce qui découle de la ressemblance des deux équations d'onde différentes. En particulier, l'existence de la BG est commune aux deux. Cependant, les deux diffèrent l'un de l'autre à certains niveaux. Par exemple, dans le cas du photon, on peut exciter n'importe quel état, alors que dans le cas de l'électron, on ne peut le faire que lorsque l'état n'est pas occupé.

I.4.4 Carte de bande :

Les cartes de gap [14] sont un outil de représentation qui montre graphiquement, pour une forme de réseau donnée et une combinaison donnée d'indices de réfraction élevés et faibles d'un cristal photonique à deux matériaux, La région spectrale dans laquelle se produit le phénomène déterminant la polarisation du comportement de la bande interdite photonique "complète" ("full-PBG"). Ce sont les régions où la propagation dans n'importe quelle direction rencontre une bande d'arrêt. L'environnement à faible indice pertinent est généralement l'air, ce qui n'est pas nécessaire. Pour un trou dans un milieu solide à haut indice de réfraction ou un cylindre à haut indice dans l'air, une autre variable impliquée est le rapport du rayon du cylindre r à la constante de réseau a , le rayon normalisé. Cette échelle est directement liée au facteur de remplissage, qui est défini comme la proportion du cylindre dans la surface totale du réseau 2D (vue de dessus). La région où le comportement PBG est obtenu est complètement indépendante

de la polarisation simultanée de la polarisation TE et peut alors être identifiée comme une petite région de chevauchement entre les régions PBG des deux régions distinctes. Comme le montre la Figure I-11, ce chevauchement peut être idéal pour certaines applications, mais il ne se produit pas toujours. D'autre part, la sélectivité de polarisation, est également très utile.

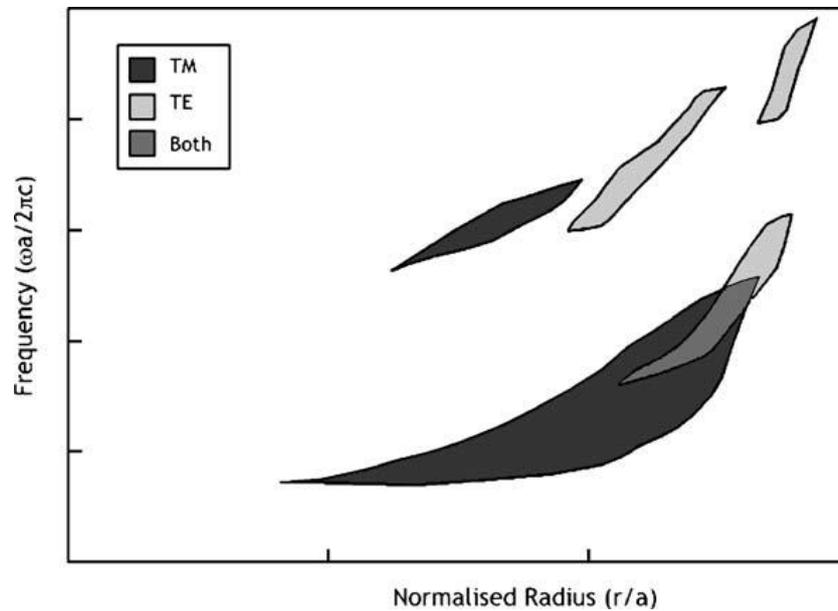


Figure I-11 : Schéma d'une carte de bande.

I.5 Méthodes de modélisation :

Il existe de nombreuses méthodes pour étudier les matériaux à bande interdite photonique, telles que la méthode de la matrice de transfert [15, 16], la méthode de la matrice de diffusion [17], la méthode d'expansion des ondes planes [18, 19, 20], la méthode du domaine temporel des différences finies (FDTD) [21], méthode de quantité de mouvement, méthode des éléments finis (FEM) [22, 23], etc. Parmi elles, la méthode d'expansion des ondes planes, la méthode FDTD et la méthode FEM sont les méthodes numériques les plus populaires pour les structures PBG.

I.5.1 Méthode du domaine temporel des différences finies (FDTD) :

L'explication de la méthode doit commencer par les équations de Maxwell (I.1) - (I.4). On considère un matériau linéaire et isotrope sans aucune charge ou courant libre pour simplifier le problème. Dans la méthode FDTD, la notation proposée par Yee [24] est utilisée. Selon cette notation, un point spatial dans un réseau rectangulaire uniforme peut être représenté comme suit :

$$(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z) \quad (\text{I.15})$$

Tels que, Δx , Δy et Δz sont, respectivement, les incréments d'espace du treillis dans les directions de coordonnées x , y et z , et i , j et k sont des entiers. De plus, toute fonction d'espace et de temps u évaluée à des points de grille discrets et à des points de temps discrets peut être écrite comme le temps peut être écrit comme suite :

$$u(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = u_{i,j,k}^n \quad (\text{I.16})$$

où Δt est le décalage du temps et n est un nombre entier. Le décalage temporel doit satisfaire la condition de stabilité de Courant

$$\Delta t \leq \frac{c}{\sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}} \quad (\text{I.17})$$

La première dérivée partielle dans l'espace de u dans la direction x , évaluée au temps $t_n = n\Delta t$ est alors exprimée comme suit

$$\frac{\partial u}{\partial x}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = \frac{u_{i+\frac{1}{2},j,k}^n - u_{i-\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta x} + O[(\Delta x)^2] \quad (\text{I.18})$$

L'expression de Yee pour la dérivée partielle en premier temps de u évaluée en un point spatial fixe de l'espace (i, j, k) suit par analogie

$$\frac{\partial u}{\partial t}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = \frac{u_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} - u_{i,j,k}^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} + O[(\Delta t)^2] \quad (\text{I.19})$$

Yee a choisi cette notation car il souhaitait entrelacer ses composantes \vec{E} et \vec{H} dans le temps à des intervalles de $(1/2)t$ afin de mettre en œuvre un algorithme saute-mouton.

Les équations (I.1) - (I.4) en deux dimensions se réduisent immédiatement à deux ensembles d'équations pour la polarisation TE (E_x, E_y et H_z sont non nuls) et la polarisation TM (H_x, H_y et E_z sont non nuls). Dans le cas TE, on obtient

$$-\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (\text{I.20})$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (\text{I.21})$$

$$-\frac{\partial D_y}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (\text{I.22})$$

Les composantes E_x et E_y sont trouvées en utilisant les relations constitutives $E_x = D_x/(\varepsilon\varepsilon_0)$ et $E_y = D_y/(\varepsilon\varepsilon_0)$ respectivement, où ε est la constante diélectrique et ε_0 est la permittivité électrique de l'espace libre. Dans le cas du mode TM, on a la formule suivante

$$\frac{\partial D_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (\text{I.23})$$

$$\mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial D_z}{\partial y} \quad (\text{I.24})$$

$$-\mu\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial D_z}{\partial x} \quad (\text{I.25})$$

Où la composante E_z est trouvée en utilisant la relation $E_z = D_z/(\varepsilon\varepsilon_0)$.

Les équations à différences finies correspondant aux équations (I.20)-(I.22) sont les suivantes

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2};j+\frac{1}{2}\right) = H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2};j+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\mu\mu_0} \cdot \left[\frac{E_y^n(i+1;j+\frac{1}{2}) - E_y^n(i;j+\frac{1}{2})}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i+\frac{1}{2};j+1) - E_x^n(i+\frac{1}{2};j)}{\Delta y} \right] \quad (\text{I.26})$$

$$D_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2};j\right) = D_x^n\left(i+\frac{1}{2};j\right) + \frac{\Delta t}{\Delta y} \cdot \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2};j+\frac{1}{2}\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2};j-\frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{I.27})$$

$$D_y^{n+1}\left(i;j+\frac{1}{2}\right) = D_y^n\left(i;j+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2};j+\frac{1}{2}\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2};j+\frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{I.28})$$

Les relations constitutives sont $E_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2};j\right) = D_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2};j\right)/(\varepsilon\varepsilon_0)$ et $E_y^{n+1}(i;j+1) = D_y^{n+1}(i;j+1)/(\varepsilon\varepsilon_0)$. Les expressions en différence finie pour les équations (I.23) - (I.25) sont :

$$D_z^{n+1}(i;j) = D_z^n(i;j) + \Delta t \cdot \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i+\frac{1}{2};j+\frac{1}{2}) - H_y^{n+1/2}(i-\frac{1}{2};j)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}(i;j+\frac{1}{2}) - H_x^{n+1/2}(i;j-1/2)}{\Delta y} \right] \quad (\text{I.29})$$

$$H_x^{n+1/2}\left(i;j+\frac{1}{2}\right) = H_x^{n-1/2}\left(i;j+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\Delta y\mu\mu_0} \cdot [E_z^n(i;j+1) - E_z^n(i;j)] \quad (\text{I.30})$$

$$H_y^{n+1/2}\left(i;j+\frac{1}{2}\right) = H_y^{n-1/2}\left(i+\frac{1}{2};j\right) + \frac{\Delta t}{\Delta x\mu\mu_0} \cdot [E_z^n(i+1;j) - E_z^n(i;j)] \quad (\text{I.31})$$

La relation constitutive est $E_z^{n+1}(i;j) = D_z^{n+1}(i;j)/(\varepsilon\varepsilon_0)$. Les équations (I.26) -(I.31) sont résolues de manière itérative pour le nombre total de pas de temps N_t , qui définit le temps total simulé.

I.5.2 Méthode des éléments finis (FEM) :

Considérons une construction plane épaisse à deux axes périodiques qui s'étend entre les plans $z = 0$ et $z = d$, comme le montre la figure I-12. On peut la considérer comme une dalle d'une structure périodique tridimensionnelle qui est produite en décalant un nombre quelconque d'autres dalles de la même façon dans la direction z . En utilisant le théorème de Bloch, une seule cellule de cristal photonique Ω , qui est séparée des autres par la surface S , doit être étudiée. Les champs de Ω sont exprimés comme suit :

$$[E(r), H(r)] = [E_p(r), H_p(r)]e^{-jk_t \cdot r} \quad (\text{I.32})$$

Où $E_p(r)$, et $H_p(r)$ sont les composantes périodiques du champ électromagnétique et k est le vecteur de propagation transversal (par rapport à l'axe z) à l'intérieur du matériau, ce qui donne

$$[E_p(r + R), H_p(r + R)] = [E_p(r), H_p(r)] \quad (\text{I.33})$$

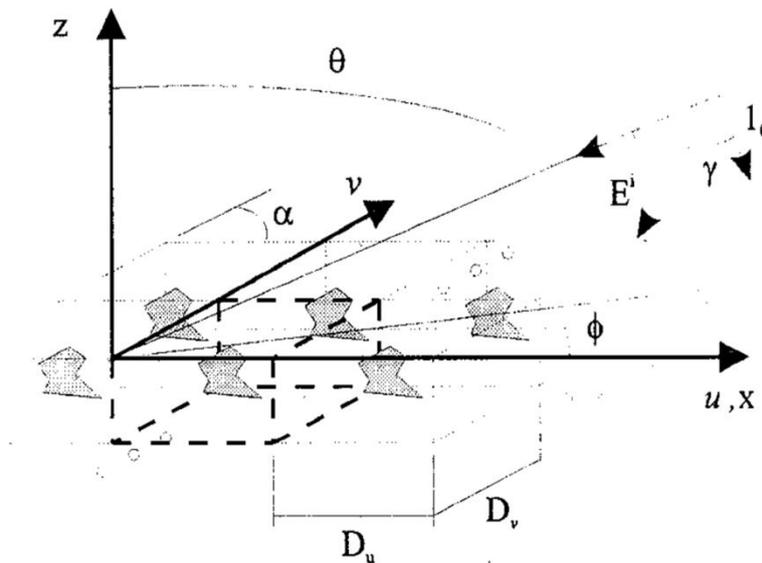


Figure I-12 : Géométrie d'une structure plane avec une périodicité bidirectionnelle [25].

Lorsque les vecteurs primitifs $D_u U$ et $D_v V$ qui représentent la périodicité spatiale du cristal dans le plan x - y , sont combinés linéairement (avec des coefficients entiers) pour former le vecteur R . La forme faible de l'équation de Helmholtz vectorielle est obtenue en commençant par l'équation de Helmholtz vectorielle et en utilisant l'approche des résidus pondérés avec $W(r) = W_p(r)e^{-jk_t \cdot r}$ comme fonctions de pondération des vecteurs.

$$\int_{\Omega} ((\nabla + jk_t) \times W_p \cdot p^{-1} (\nabla - jk_t) \times E_p - k_0^2 q W_p \cdot E_p) d\Omega + jk_0 Z_0 \oint_{S_{TU} S_B} (W_p \times H_p) \cdot 1_n dS = 0 \quad (\text{I.34})$$

Dans l'équation I.34, $p = \mu_r$ et $q = \varepsilon_r$ si $F_p = E_p$ ou $p = \varepsilon_r$ et $q = \mu_r$ si $F_p = H_p$. S_T et S_B indiquent les parties supérieure et inférieure de la surface S délimitant la cellule unitaire. Aux côtés opposés de la cellule unitaire qui relie la cellule analysée aux autres cellules de la structure, toutes les quantités sont égales, à l'exception du vecteur normal unitaire extérieur 1_n qui est opposé. Ainsi, les contributions à l'intégrale de surface dans la partie gauche de l'équation I.34 provenant de ces surfaces s'annulent, et seules les contributions provenant des surfaces supérieure ($z = 0$) et inférieure ($z = 0$) doivent être calculées. Pour être clair, nous nous concentrerons dans la suite sur le cas et $F_p = E_p$, $p = \mu_r$ et $q = \varepsilon_r$.

Il est possible de construire une relation matricielle entre le champ électrique et magnétique connecté aux bords situés sur les surfaces S_T et S_B en discrétisant les champs électriques et magnétiques inconnus avec des éléments finis. La propagation des ondes électromagnétiques à travers la dalle est en fait représentée par une variété de représentations de réseaux généralisés, donc toutes les options sont en fait viables. Par exemple, la matrice d'impédance généralisée pour la propagation à travers la cellule unitaire est construite en exprimant le champ électrique aux surfaces supérieure et inférieure (E_T et E_B respectivement) en fonction du champ magnétique aux mêmes surfaces (H_T et H_B) :

$$\begin{bmatrix} E_T \\ E_B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{TT}(k_t, \omega) & Z_{TB}(k_t, \omega) \\ Z_{BT}(k_t, \omega) & Z_{BB}(k_t, \omega) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} H_T \\ H_B \end{bmatrix} \quad (\text{I.35})$$

Cette matrice peut être utilisée pour évaluer la transmission à travers et la réflexion par un cristal photonique d'épaisseur arbitraire construit par le placement en quinconce d'un nombre donné de dalles ainsi que la relation de dispersion du milieu photonique.

I.5.2.1 Coefficients de réflexion et de transmission :

Les équations (4) résultent de la formulation de la matrice d'impédance et des conditions aux limites lorsqu'une onde plane arbitrairement polarisée frappe la dalle en provenance du demi-espace $z > 0$, comme le montre la figure I-12.

$$\begin{bmatrix} E^{inc} + E^r \\ E^t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{TT}(k_t, \omega) & Z_{TB}(k_t, \omega) \\ Z_{BT}(k_t, \omega) & Z_{BB}(k_t, \omega) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} H^{inc} + H^r \\ H^t \end{bmatrix} \quad (\text{I.36})$$

Où les champs incident, réfléchi et transmis sont désignés par les exposants *inc*, *r* et *t*, respectivement. La matrice d'impédance est calculée en utilisant la fréquence et la constante de propagation transversale du champ incident comme entrées. Les ondes de Bloch avec des coefficients d'amplitude inconnus, symbolisées par les vecteurs colonnes E_m^r , E_m^t , H_m^r , H_m^t peuvent être utilisées pour exprimer les champs électromagnétiques qui sont réfléchis et

transmis. La relation est donnée par les équations de Maxwell dans les milieux homogènes au-dessus et au-dessous de la dalle :

$$\begin{bmatrix} H_{im}^r \\ H_{mB}^t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_m^r & 0 \\ 0 & Z_m^t \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_m^r \\ E_m^t \end{bmatrix} \quad (I.37)$$

La matrice P , qui projette les fonctions de Bloch sur la base des éléments finis utilisée pour créer la matrice d'impédance généralisée de la dalle, doit également être incluse afin de développer une équation matricielle reliant les amplitudes inconnues E_m^r , E_m^t , H_m^r et H_m^t au champ incident. L'ajout de l'équation I.37 à I.36 produit alors :

$$\begin{bmatrix} P - Z_{TT}(k_t, \omega)PZ_m^t & -Z_{TB}(k_t, \omega)PZ_m^r \\ -Z_{BT}(k_t, \omega)Z_m^t & P - Z_{BB}(k_t, \omega)PZ_m^r \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_m^r \\ E_m^t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & Z_{TB} \\ -I & Z_{BB} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E^{inc} \\ H^{inc} \end{bmatrix} \quad (I.38)$$

Il possède un coefficient inconnu qui peut être calculé pour un cristal photonique d'épaisseur finie.

I.5.2.2 Relation de dispersion :

En appliquant la théorie de Bloch et en supposant un cristal indéfiniment étendu constitué de plaques identiques d'épaisseur L décalées dans la direction z , les champs à $z = 0$ et $z = -L$ doivent être équivalents à l'exception du déphasage $e^{jk_z L}$. Nous pouvons obtenir la matrice de transmission et résoudre le problème des valeurs propres communes à partir de la matrice d'impédance généralisée :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_B \\ H_B \end{bmatrix} = e^{jk_z L} \begin{bmatrix} E_B \\ H_B \end{bmatrix} \quad (I.39)$$

Pour déterminer la constante de propagation dans la direction z .

I.5.3 La Méthode d'Expansion des Ondes Planes (PWE) :

Le traitement mathématique commence par les équations de Maxwell.

$$\begin{cases} \nabla \cdot B(x, t) = 0 \\ \nabla \cdot D(x, t) = \eta(x, t) \\ \nabla \times H(x, t) - \frac{\partial D(x, t)}{\partial t} = J(x, t) \\ \nabla \times E(x, t) + \frac{\partial B(x, t)}{\partial t} = 0 \end{cases} \quad (I.40)$$

Où E est le champ électrique, D est le champ de déplacement électrique, B est le champ magnétique et H est le champ de magnétisation. x et t représentent la position et le temps.

On a supposé que les milieux soient sans source, sans dispersion et isotropes, donc la densité de charge et de courant est nul ($\eta = 0, J = 0$). Compte tenu du fait que les matériaux

couramment utilisés dans les structures PBG ont un effet magnétique très faible, une autre restriction pourrait être faite comme μ_r . De sorte que les équations peuvent être reformulées comme suit :

$$D(x, t) = \varepsilon_o \varepsilon_r(x) E(x, t); B(x, t) = \mu_r \mu_o H(x, t) = \mu_o H(x, t) \quad (I.41)$$

$$\begin{cases} \nabla \cdot H(x, t) = 0 \\ \nabla \cdot \varepsilon_r(x) E(x, t) = 0 \\ \nabla \times H(x, t) - \varepsilon_o \varepsilon_r(x) \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} = 0 \\ \nabla \times E(x, t) + \mu_o \frac{\partial H(x, t)}{\partial t} = 0 \end{cases} \quad (I.42)$$

Pour le champ harmonique temporel, les expressions factorisées sont :

$$E(x, t) = E(x) e^{-i\omega t}; H(x, t) = H(x) e^{-i\omega t} \quad (I.43)$$

Par le remplacement de $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \rightarrow -\omega^2$, les équations découplées peuvent être exprimées sous la forme suivante

$$\begin{cases} \nabla \times [\varepsilon_r^{-1}(x) \nabla \times H(x)] = \frac{\omega^2}{c^2} H(x) \\ \nabla \times \nabla \times E(x) = \varepsilon_r(x) \frac{\omega^2}{c^2} E(x) \end{cases} \quad (I.44)$$

L'hypothèse que nous avons faite au début simplifie l'expression de la permittivité en une quantité réelle. Toutefois, elle pourrait être modifiée pour tenir compte de la simulation avec des milieux anisotropes. À ce niveau, deux équations peuvent être traitées plus avant. L'une ou l'autre peut être utilisée pour résoudre le problème, mais la précision et la complexité peuvent varier selon les cas. Par exemple, pour les CPs avec des trous d'airs incorporés dans le réseau diélectrique, l'expansion E a une meilleure convergence. Alors que l'utilisation de H pourrait donner de meilleurs résultats pour le diélectrique dans l'air [26,27]. Sans perte de généralité, l'équation (I.45) du champ H est utilisée dans (I.44). La structure périodique exige que la solution satisfait le théorème de Bloch-Floquet,

$$H(x) = H_k(x) = \sum_G \sum_{l=1}^2 h_G^l \sigma_G^l e^{i(k+G) \cdot x} \quad (I.45)$$

où k est un vecteur d'onde, l indique deux polarisations, h est la magnitude du champ magnétisant, σ est l'unité vectorielle perpendiculaire au vecteur d'onde, et G désigne l'ensemble des vecteurs du réseau réciproque. Les modes de Bloch peuvent être considérés comme une série d'ondes planes modulées par la structure spatialement répétée. Parallèlement, un

traitement similaire doit être appliqué pour décrire la distribution diélectrique du réseau. L'expansion de $\varepsilon_r^{-1}(x)$ en série de Fourier de G donne,

$$\varepsilon_r^{-1}(x) = \sum_G \varepsilon_G^{-1} e^{iG \cdot x} \quad (\text{I.46})$$

L'insertion de (I.45) et (I.46) dans (I.44) conduit à une équation de valeur propre,

$$\sum_{G', \Sigma_{l'=1}^2} |k + G| |k + G'| \left(\sigma_G^l \cdot \varepsilon_{G-G'}^{-1} \cdot \sigma_{G'}^{l'} \right) h_{G'}^{l'} = \frac{\omega^2}{c^2} h_G^l \quad (\text{I.47})$$

Où les apostrophes sont utilisées pour indiquer un autre ensemble de vecteurs et de polarisations réciproques, qui sont indépendants de G et de l . Les deux ensembles différents de vecteurs s'étendent à une matrice infinie. L'équation propre est ensuite résolue pour les k vecteurs spécifiés. Dans les calculs pratiques, l'expression est tronquée à un nombre fini de vecteurs G et G' , tout en garantissant une précision suffisante. La principale procédure pour résoudre (I.47) consiste à évaluer numériquement les coefficients de Fourier de (I.46). Il y a deux façons d'obtenir les résultats comme pour les matériaux isotropes [28]. L'une est la méthode directe dans laquelle les coefficients diélectriques inverses dans l'espace réel sont calculés. Dans l'autre sens, les coefficients sont d'abord obtenus dans l'espace réel, et leurs inverses sont pris en compte. En raison de la linéarité des opérations de transformation de Fourier et d'inversion, les deux méthodes devraient donner finalement les mêmes résultats. Cependant, pour le calcul pratique de (I.47) tronqué, la seconde méthode présente une amélioration spectaculaire des taux de convergence [29].

I.6 Conclusion :

Le contrôle de la lumière par la lumière à l'aide de cristaux photoniques ouvre de nouvelles possibilités pour la conception de tous les dispositifs optiques compacts et hautement accordables et promet de briser les limites des circuits électroniques. Dans ce chapitre, nous avons donné une brève introduction aux cristaux photoniques et leurs concepts de base. Nous avons commencé par la présentation de la recherche théorique sur les cristaux photoniques qui est basé sur les équations de Maxwell. Puis le calcul de la bande interdite qui est l'élément important des cristaux photoniques pour contrôler la lumière. Et en fin les méthodes de modélisation et de simulation sont présentées et expliqués.

References:

- [1] J. Clerk Maxwell, "A dynamical theory of the electromagnetic field," *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **155**, 459–512 (1865). Abstract: *Proceedings of the Royal Society of London* **13**, 531–536 (1864).
- [2] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, *Science* **282**, 1476 (1998).
- [3] M. G. Pravini S. Fernando, K. A. I. L. Wijewardena Gamalath, Nonlinear optical properties of photonic crystals, *World scientific news, An international scientific jornal, WSN* **97**(2018), 1-27.
- [4] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (Princeton, September 1995).
- [5] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics* (Holt Saunders, Philadelphia, 1976).
- [6] See e.g. M. Tinkham, *Group Theory and Quantum Mechanics* (McGraw-Hill, New York, NY, 1964).
- [7] Jurado-Taracena, M.G. On brillouin zones and related constructions *Revista Mexicana de Física*, vol. 57, núm. 1, 2011, pp. 32-37 Sociedad Mexicana de Física A.C. Distrito Federal,
- [8] K. Inoue K. Ohtaka, *Photonic Crystals Physics, Fabrication and Applications*, **Springer Series in OPTICAL SCIENCES**, ISSN 0342-4111, ISBN 978-3-642-05816-5, DOI 10.1007/978-3-540-40032-5.
- [9] W. M. Robertson, G. Arjavalingham, R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2023 (1992)
- [10] M. Wada, K. Sakoda and K. Inoue, *Phys. Rev.* **B52**, 16297 (1995).
- [11] K. Sakoda, *Phys. Rev* **B51**, 4672 (1995)
- [12] K. Inoue, M. Wada, K. Sakoda, A. Yamanaka, M. Hayashi, and J. W. Haus, *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, L1463 (1994)
- [13] M. L. Cohen and T. K. Bergstresser, *Phys. Rev.* **141**, 789 (1966).

- [14] J. B. Pendry and P. M. Bell, in *Photonic band gaps and localization*, C. M. Soukoulis Ed., (Plenum Press, NY., 1993).
- [15] Nerukh, A.G., Scherbatko I.V., Marciniak M.: Electromagnetics of modulated media with applications to photonics. Warsaw, Poland: Nat. Inst. Telecommun, (2001).
- [16] K. Busch, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, in *Photonic band gap materials*, Ed. by C. M. Soukoulis (Plenum Press, NY., 1996).
- [17] K. M. Leung and Y. F. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2646 (1990).
- [18] K. M. Leung, in *Photonic band gaps and localizations*, Ed. by C.M. Soukoulis, (Plenum Press, NY., 1993).
- [19] J. Yonekura, *J. Lightwave Technol.* **17**, 1500 (1999).
- [20] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung, *Phys. Rev. B* **67**, 2295 (1991).
- [21] F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux, *Opt. Fiber Technol.* **6**, 181 (2000).
- [22] A. Mekis, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, *IEEE Microwave & Guided wave letters*, **9**, 502 (1999).
- [23] A. Figotin and Y.A. Godin, *J. Comp. Phys.* **136**, 585 (1997).
- [24] A.J. Danner, "An introduction to the plane wave expansion method for calculating photonic crystal band diagrams," 2005, pp. 1-18.
- [25] Roberto Coccioli, Tatsuo Itoh, Giuseppe Pelosi, A FINITE ELEMENT-GENERALIZED NETWORK ANALYSIS OF FINITE THICKNESS PHOTONIC CRYSTALS, *EEE MTT-S Digest*, 1997.
- [26] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **14**, 302 (1966).
- [27] H. Sözüer, J. Haus, and R. Inguva, "Photonic bands: Convergence problems with the plane-wave method," *Physical Review B*, vol. 45, 1992, pp. 13962-13972.
- [28] K. Busch and S. John, "Photonic band gap formation in certain selforganizing systems," *Physical Review E*, vol. 58, 1998, pp. 3896-3908.
- [29] K. Busch and S. John, "Liquid-Crystal Photonic-Band-Gap Materials: The Tunable Electromagnetic Vacuum," *Physical Review Letters*, vol. 83, 1999, pp. 967-970.

Chapitre II :

La non-linéarité des cristaux photoniques et ces applications

II.1 Introduction :

Bien qu'il existe de nombreuses analogies entre les semi-conducteurs et les cristaux photoniques, mais il est impossible d'établir une similitude complète, car les photons contrairement aux électrons, ne sont pas facilement accordables. Cela empêche l'utilisation de cristaux photoniques ordinaires comme composants actifs de puces optiques et de systèmes de communication. C'est pourquoi la communauté scientifique cherche une possibilité de contrôler la lumière avec la lumière [1] au moyen de non-linéarités de matériaux à partir desquelles le cristal photonique est fabriqué. Ces cristaux photoniques sont dits non linéaires [2]. Leurs propriétés dépendent de l'intensité du champ électromagnétique interactif ou d'une onde électromagnétique supplémentaire (de contrôle). Ce type de cristaux photoniques a récemment été appliqué à des dispositifs optiques non linéaires tels que des limiteurs optiques à faible seuil [3], des compresseurs d'impulsions courtes [4], des diodes optiques non linéaires [5], des commutateurs et des modulateurs entièrement optiques [6], des ports logiques [7-8], des décodeurs [9-10], des convertisseurs analogiques/numériques [11-12] etc. Dans ces dispositifs, l'indice de réfraction est modifié par un faisceau laser de contrôle à haute intensité pour contrôler dynamiquement la transmission de la lumière.

Dans ce chapitre on va introduire les notions de base de la non-linéarité, en particulier l'analyse générale d'un cristal photonique non linéaire 2D, les propriétés de l'effet Kerr non linéaire et son effet sur l'indice de réfraction d'un matériau par la présence de la lumière, et en fin nous allons présenter quelques dispositifs tout optique de base conçues à base des cristaux photoniques non linéaires.

II.2 Analyse générale d'un cristal photonique périodique bidimensionnel non linéaire :

II.2.1 Le réseau réel :

Un réseau non linéaire à deux dimensions est défini par deux vecteurs primitifs, non parallèles a_1 , a_2 , de sorte que chaque point du réseau est donné par

$$r_{mn} = ma_1 + na_2 \quad (\text{II.1})$$

Le treillis est représenté par un ensemble de fonctions delta de Dirac distribuées :

$$u(r) = \sum_{m,n} \delta(r - r_{mn}) = \sum_{m,n} \delta(r - ma_1 - na_2) \quad (\text{II.2})$$

Notez qu'il s'agit d'une généralisation du réseau périodique 1D le plus courant, exprimé sous la forme $u(x) = \sum_m \delta(x - m\Lambda\hat{x})$, où Λ est la période 1D. Le réseau peut être converti en un cristal photonique non linéaire en convoluant les points du réseau avec un motif optique non linéaire approprié. Dans le cas 1D, le motif est une bande ayant un coefficient non linéaire de signe différent de celui du fond, alors que dans le réseau 2D, on peut avoir par exemple un motif circulaire, définissant une valeur positive pour le coefficient non linéaire, centré sur chacun des points du réseau. Ces motifs sont entourés d'un fond dont le coefficient non linéaire est différent. Les motifs autres que les motifs circulaires peuvent être linéaires (non linéarité nulle, comme c'est le cas pour les motifs en verre polarisés et non polarisés), ou peuvent avoir le signe opposé au coefficient non linéaire (comme c'est le cas dans les cristaux ferroélectriques à domaine inversé).

Pour le cas d'un motif circulaire, la fonction de motif $s(r)$ est donnée par

$$s(r) = \text{circ}\left(\frac{r}{R}\right) = \begin{cases} 1 & r < R \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

Où $r = |r|$. D'autres formes ont été étudiées pour être utilisées dans les cristaux photoniques non linéaires, incluent les motifs rectangulaires [13], triangulaires, hexagonaux [14] et elliptiques [15].

Si le fond est non linéaire (signe opposé aux coefficients non linéaires du motif), la fonction de motif prend les valeurs 1 et (-1) au lieu de 1 et 0, ce qui provoque la fonction de structure globale DC-shifted de la transformée de Fourier de l'image. Pour simplifier l'analyse suivante, nous supposons d'abord que l'arrière-plan a un coefficient non linéaire nul, nous allons ajuster le résultat final pour le compte car il n'est pas linéaire.

L'aire du réseau est limitée par la taille physique du cristal et par une aire d'interaction effective. Désignons la fonction d'aire par $a(r)$. Supposons que la fonction d'aire soit rectangulaire avec une longueur L et une largeur W . Dans ce cas, la fonction d'aire est :

$$a(r) = a(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x}{L}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{W}\right) \quad (\text{II.4})$$

Par conséquent, la composante cartésienne associée du tenseur diélectrique non linéaire en fonction de la position dans un cristal photonique non linéaire peut être exprimée mathématiquement comme suit

$$\chi_{ij}^{(2)}(r) = 2d_{ij} \times g(r) = 2d_{ij} \times a(r) \times [u(r) \otimes s(r)] \quad (\text{II.5})$$

où d_{ij} est la valeur du tenseur de susceptibilité non linéaire pour les indices cartésiens i et j , et \otimes est l'opérateur de convolution. $g(r)$ est une fonction normalisée et sans dimension qui représente la dépendance spatiale de la fonction de coefficient non linéaire.

II.2.2 Le réseau réciproque :

Comme pour l'analyse des cristaux en physique des solides [16], il est très utile lors de la définition d'un réseau réciproque pour $u(r)$ en utilisant deux vecteurs primitifs du réseau direct, obéissent à la relation d'orthogonalité suivante :

$$a_i \cdot b_j = 2\pi \delta_{ij} \quad (\text{II.6})$$

Pour le cas 1D, les points du réseau sont donnés par $b = (2\pi/\Lambda)\hat{x}$, alors que dans le cas 2D ils sont donnés par

$$k_{mn} = mb_1 + nb_2 \quad (\text{II.7})$$

La fonction du réseau réciproque est la transformée de Fourier bidimensionnelle de la fonction de réseau directe :

$$\begin{aligned} u(f) &= \frac{1}{A_{UC}} \sum_{m,n} \delta\left(f - \frac{mb_1}{2\pi} - \frac{nb_2}{2\pi}\right) \\ &= \frac{(2\pi)^2}{A_{UC}} \sum_{m,n} \delta(K - mb_1 - nb_2) = \frac{(2\pi)^2}{A_{UC}} \sum_{m,n} \delta(K - k_{mn}) \end{aligned} \quad (\text{II.8})$$

Tel que, $A_{UC} = |a_{1x}a_{2y} - a_{1y}a_{2x}|$ est la surface de la cellule unitaire [17], f est la fréquence spatiale dans l'espace de Fourier bidimensionnel, $K = 2\pi f$ et $a_1 = (a_{1x}, a_{1y})$, $a_2 = (a_{2x}, a_{2y})$.

Pour la discussion suivante, il est également utile de calculer la transformée de Fourier de $g(r)$:

$$G(f) = FT\{g(r)\} = U(f) \otimes A(f) \times S(f) \quad (\text{II.9})$$

où $A(f)$ et $S(f)$ sont les fonctions de transformée de Fourier des fonctions de surface et de mode, respectivement. Pour certaines fonctions de motif spécifiques, $S(f)$ est connu analytiquement. Par exemple : en cas de motif circulaire de rayon R , la transformée de Fourier est :

$$S(f) = \frac{R}{f} J_1(2\pi Rf); \quad f = |f| = (f_x^2 + f_y^2)^{1/2} \quad (\text{II.10})$$

De même, la transformée de Fourier d'une fonction de surface rectangulaire de dimensions $L \times W$ est :

$$A(f) = A(f_x, f_y) = LW \operatorname{sinc}(f_x L) \operatorname{sinc}(f_y W) \quad (\text{II.11})$$

Dans le cas d'une surface infinie (L, W beaucoup plus grands que les dimensions de la cellule unitaire), la partie de la susceptibilité non linéaire qui dépend de l'espace peut être exprimée comme suit :

$$g(r) = \sum_{m,n} G_{mn} \exp(-iK_{mn} \cdot r) \quad (\text{II.12})$$

Cette équation montre clairement la relation entre les vecteurs réciproques du réseau et la susceptibilité non linéaire en fonction de l'espace.

Dans ce cas, le coefficient de Fourier devient

$$G_{mn} = \frac{1}{A_{UC}} S \frac{K_{mn}}{2\pi} \quad (\text{II.13})$$

Comme nous le montrerons dans la section suivante, le rendement de conversion en CPNL-2D est proportionnel à $|G_{mn}|^2$. L'équation (II.16) montre les effets combinés du réseau (à travers la surface unitaire de la cellule), du mode (à travers sa fonction de transformée de Fourier S) et de l'ordre m, n du QPM sur le processus non linéaire.

II.3 Équations des ondes dans le CPNL-2D :

Nous considérons maintenant le cas de génération de deuxième harmonique dans un CPNL-2D. Les résultats présentés ici peuvent être facilement généralisés à d'autres processus non linéaires du second ordre, tels que la génération de fréquences de somme et de différence. Une onde plane de fréquence ω est supposée se propager dans le plan transverse du CPNL-2D. Cette onde génère une onde harmonique de second ordre en raison de la susceptibilité de second ordre du matériau. Nous supposons que la fréquence fondamentale est polarisée linéairement le long de l'un des axes de CPNL-2D, et nous nous concentrons uniquement sur une polarisation linéaire spécifique de l'onde harmonique secondaire générée. Le couplage entre les deux faisceaux est donné par l'élément approprié du tenseur de susceptibilité non linéaire d_{ij} .

Écrivons la composante pertinente de l'onde harmonique secondaire comme suit

$$\tilde{E}_{2\omega}(r, t) = \frac{1}{2} E_{2\omega}(r) \exp[i(2\omega t - k_{2\omega} \cdot r)] + c. c \quad (\text{II.14})$$

Nous supposons une faible efficacité de la transformation non linéaire et que l'amplitude de la pompe peut donc être supposée comme sur toute la longueur d'interaction (approximation de non-épuisement) s'applique à l'onde de seconde harmonique. Sous ces hypothèses, on peut montrer que :

$$k_{2\omega} \cdot \nabla E_{2\omega}(r) = -i \frac{\omega^2}{c^2} E_{\omega}^2 \chi_{ij}^{(2)}(r) \exp[i(k_{2\omega} - 2k_{\omega}) \cdot r] \quad (\text{II.15})$$

Si le NLPhC 2D est suffisamment grand, nous pouvons utiliser l'équation (II.12) pour la susceptibilité de second ordre, et ainsi :

$$k_{2\omega} \cdot \nabla E_{2\omega}(r) = -2i \frac{\omega^2}{c^2} E_{\omega}^2 d_{ij} \sum_{m,n} G_{mn} \exp[i(k_{2\omega} - 2k_{\omega} - K_{mn}) \cdot r] \quad (\text{II.16})$$

Notez que ces résultats peuvent être facilement adaptés au cas CP-1D, en remplaçant simplement les coefficients de Fourier 2D et les vecteurs réciproques du réseau par leur contrepartie 1D. Une accumulation significative de l'onde de seconde harmonique nécessite une correspondance de phase, c'est-à-dire que $k_{2\omega} - 2k_{\omega} - K_{mn} \approx 0$.

Cette condition d'adaptation de phase n'est qu'une loi de conservation du Momentum du cristal : l'équilibre du Momentum requis pour l'interaction est réalisé par un vecteur de réseau réciproque (RLV). En général, nous pouvons supposer que si la condition d'adaptation de phase est réalisée par un certain ordre (m, n) , ce sera le seul ordre qui contribue à l'accumulation de la seconde harmonique, alors que tous les autres ordres contribuent à des termes oscillants négligeables.

Ce processus peut également être analysé dans l'espace de Fourier en intégrant l'équation (II.15) ci-dessus sur une zone rectangulaire de largeur W et de longueur L . Le résultat est l'amplitude de la seconde harmonique après une longueur d'interaction de L :

$$E_{2\omega}(\Delta k) = -\frac{2i\omega^2 E_{\omega}^2 d_{ij}}{k_{2\omega} c^2 W} \iint_A g(r) \exp(-\Delta k \cdot r) da \quad (\text{II.17})$$

où $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$ est le vecteur de déphasage. Si la zone d'intégration est donnée par la fonction $a(r)$ définie dans la Sect. 3.2.1, nous pouvons utiliser $g(r) = a(r) \times (u(r) \otimes s(r))$ et fixer les limites d'intégration à l'infini et ainsi de suite :

$$E_{2\omega}(\Delta k) = \frac{\kappa}{W} G(\Delta k) \quad (\text{II.18})$$

Où $G(\Delta k)$ est juste la transformée de Fourier 2D de $g(r)$ et κ est une constante définie comme:

$$\kappa = \frac{2i\omega^2 E_\omega^2 d_{ij}}{k_{2\omega} c^2} = \frac{i\omega E_\omega^2 d_{ij}}{n_{2\omega} c} \quad (\text{II.19})$$

D'après l'équation (II.18), nous pouvons voir que l'évaluation de l'amplitude du champ pour une certaine valeur spécifique de déphasage $\Delta k = \Delta k_0$ est proportionnelle à $|G(\Delta k_0)|$. Si la condition d'adaptation de phase est réalisée par un certain ordre (m, n) , alors l'intégrale ci-dessus est dominée par cet ordre et nous pouvons écrire (II.18) comme suite:

$$E_{2\omega}(\Delta k \approx K_{mn}) \cong \kappa L G_{mn} \exp \left[-i \left(\frac{\Delta k_{mn,x} L}{2} + \frac{\Delta k_{mn,y} W}{2} \right) \right] \times \text{sinc} \left(\frac{\Delta k_{mn,x} L}{2\pi} \right) \text{sinc} \left(\frac{\Delta k_{mn,y} W}{2\pi} \right)$$

Où

$$\Delta k_{mn} = \Delta k - K_{mn} = \Delta k_{mn,x} \hat{x} + \Delta k_{mn,y} \hat{y} \quad (\text{II.20})$$

Pour une quasi-adaptation de phase parfaite, $\Delta k_{mn,x} = \Delta k_{mn,y} = 0$ et donc :

$$E_{2\omega}(\Delta k = K_{mn}) \cong \kappa L G_{mn} \quad (\text{II.21})$$

Les amplitudes de la fondamentale et de la seconde harmonique sont liées aux intensités correspondantes par :

$$I_\omega = \frac{1}{2} n_\omega \sqrt{\frac{\epsilon_0}{u_0}} |E_\omega|^2, \quad I_{2\omega} = \frac{1}{2} n_{2\omega} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{u_0}} |E_{2\omega}|^2 \quad (\text{II.22})$$

Par conséquent, l'intensité de la seconde harmonique dans le cas d'une quasi-adaptation de phase parfaite après une longueur d'interaction L est :

$$I_{2\omega}(L) = \frac{2\omega^2 d_{ij}^2 |G_{mn}|^2}{n_{2\omega} n_\omega^2 c^3 \epsilon_0} I_\omega^2 L^2 \quad (\text{II.23})$$

et donc l'effet de l'interaction est proportionnel au coefficient de Fourier pertinent au carré absolu $|G_{mn}|^2$. Nous allons maintenant faire référence à $|G_{mn}|^2$ comme à l'efficacité normalisée.

II.4 L'effet Kerr non linéaires photonique :

Afin de comprendre l'idée de base des cristaux photoniques non linéaires, il faut considérer la structure représentée sur la figure II.1 et résoudre l'équation d'onde (II.25) où le constant diélectrique dépend du coefficient de Kerr et de l'intensité du champ électrique.

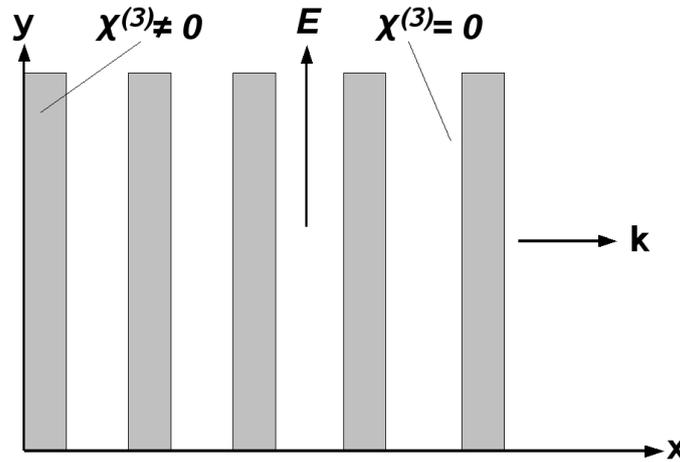


Figure II-1 : Géométrie computationnelle des relations non linéaires de dispersion des cristaux photoniques.

L'équation d'onde complexe de champ électrique $E(x, t)$ est donnée par l'équation suivante

$$\frac{c^2}{\varepsilon(x)} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (\text{II.24})$$

L'équation (II.25) est dérivée de l'équation (II.24) et peut s'écrire comme

$$\frac{c^2}{\{\varepsilon(x) + \chi^{(3)}(x)|E|^2\}} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (\text{II.25})$$

Avec $\chi^{(3)}$ étant le coefficient de Kerr. Il apparaît bien que l'équation d'onde (II.25) est devenue non-linéaire et sa solution est considérablement compliquée. Afin d'éviter certains problèmes que l'on pourrait rencontrer en le résolvant, une approche simple pour estimer la modification de la caractéristique de dispersion due à l'intensité incidente est proposée. Dans cette approche, le terme $\chi^{(3)}(x)|E|^2$ est supposé être invariable. Il est possible de faire une telle hypothèse parce qu'à un certain moment, la distribution du champ se stabilise.

On peut écrire l'équation (II.25) comme suite :

$$\frac{c^2}{\{\varepsilon(x) + \Delta\varepsilon\}} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (\text{II.26})$$

Dans le domaine fréquentiel, il existe une bande interdite due à un constant diélectrique différent du matériau qui forme le cristal photonique et celle du fond. Cette différence peut être exprimée comme suit

$$\Delta\varepsilon = [\varepsilon_{phc} + \chi^{(3)}(x)|E|^2] - \varepsilon_{back} \quad (\text{II.27})$$

Où ε_{phc} et ε_{back} sont respectivement les constantes diélectriques des matériaux qui forment le cristal photonique et son fond. Si $\chi^{(3)} > 0$, la valeur de $\Delta\varepsilon$ augmente avec l'intensité du champ électrique, et si $\chi^{(3)} < 0$, la valeur de $\Delta\varepsilon$ diminue. Lorsque l'onde électromagnétique excite la structure, la valeur de $\Delta\varepsilon$ change et la position de la bande interdite se déplace dynamiquement. Ce processus est à la base de la limitation optique pilotée par l'intensité et de la commutation tout-optique. En même temps avec la migration de la bande interdite, d'autres caractéristiques importantes telles que les modes de défaut et la densité d'état sont modifiées.

II.5 Indice de réfraction non linéaire :

L'optique non linéaire étudie les phénomènes qui se produisent en raison des changements dans les propriétés optiques des matériaux en présence de lumière. Seule la lumière laser est intense pour changer ou modifier les propriétés optiques d'un matériau et c'est la raison pour laquelle le début de l'optique non linéaire remonte à la création des lasers [18]. Afin de caractériser la non-linéarité optique, la recherche théorique commence par les équations de Maxwell qui sont décrits dans le premier chapitre. Les relations entre les quatre vecteurs du champ électromagnétique (\vec{E} , \vec{H} , \vec{B} , \vec{D}) sont connues sous le nom de relations constitutives. Ces relations, même en présence de non-linéarités, ont la forme :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_E \quad (\text{II.28})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{P}_M \quad (\text{II.29})$$

En optique linéaire, la polarisation $\vec{P}_E(t)$ dépend linéairement de l'intensité du champ électrique $\vec{E}(t)$ et peut généralement être exprimée comme

$$\vec{P}_E(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t) \quad (\text{II.30})$$

Où $\chi^{(1)}$ est connu comme la susceptibilité linéaire. En optique non linéaire, cependant, la réponse optique peut souvent être décrite en exprimant la polarisation $\vec{P}_E(t)$ comme une série de puissance dans l'intensité du champ $\vec{E}(t)$, comme suit

$$\vec{P}_E(t) = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \vec{E}^{(2)}(t) + \chi^{(3)} \vec{E}^{(3)}(t) + \dots) \quad (\text{II.31})$$

Où $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ sont connus comme étant la susceptibilité optique non linéaire de deuxième et troisième ordre, respectivement. $\tilde{P}^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \tilde{E}^{(2)}(t)$ est appelée polarisation non linéaire du second ordre, $\tilde{P}^{(3)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \tilde{E}^{(3)}(t)$ est la polarisation non linéaire du troisième ordre.

Dans le cas général, $\tilde{E}(t)$ consiste en plusieurs composantes de fréquence différentes, et l'expression de $\tilde{P}^{(3)}(t)$ est très compliquée. Pour cette raison, on ne considère qu'un seul cas simple, dans lequel le champ appliqué est monochromatique.

$$\tilde{E}(t) = E \cos(\omega t) \quad (\text{II.32})$$

Si la formule $\cos^3(\omega t) = \frac{1}{4} \cos(3\omega t) + \frac{3}{4} \cos(\omega t)$ est utilisée, on obtient

$$\tilde{P}^{(3)}(t) = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \cos(3\omega t) + \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \cos(\omega t) \quad (\text{II.33})$$

Le premier terme de l'équation (II.33) décrit une réponse à la fréquence 3ω qui est due à un champ appliqué à la fréquence ω . Ce terme se traduit par un processus de génération de troisième harmonique. Le deuxième terme de l'équation (II.33) décrit la contribution non linéaire de la polarisation à la fréquence du champ incident. Il conduit à une contribution non linéaire à l'indice de réfraction subi par une onde à la fréquence ω . L'indice de réfraction en présence de cette non-linéarité peut être exprimé comme suit

$$n = n_0 + n_2 I \quad (\text{II.34})$$

Où n_0 est l'indice de réfraction habituel (linéaire), $n_2 = \frac{\chi^{(3)}}{n_0^2 c \varepsilon_0}$ est une constante optique qui caractérise l'intensité de la non-linéarité optique et $I = \frac{1}{2} \varepsilon_0 n_0 c E^2$ est l'intensité de l'onde incidente.

II.6 Limitation de la capacité des guides d'ondes optiques non linéaires :

En théorie de l'information, le canal est considéré comme linéaire, le bruit étant additif et indépendant de la puissance du signal. La capacité du canal augmente lorsque la puissance du signal augmente. Mais les vrais guides d'ondes, comme les fibres optiques, ne sont pas linéaires. Si la force du signal augmente, la force et l'effet des effets non linéaires augmentent également. Par conséquent, la force du signal et le bruit ne sont pas indépendants l'un de l'autre, car une augmentation de la force du signal augmente le bruit. De plus, il existe un seuil de puissance qui signifie qu'aucune puissance supplémentaire ne peut entrer dans le guide d'ondes. Par conséquent, les équations utilisées pour déterminer la capacité ne peuvent pas être utilisées.

Dans un canal non linéaire, la capacité ne peut pas être augmentée à l'infini avec la puissance du signal et il devrait exister une puissance optimale du signal à laquelle la capacité du canal atteint son maximum. Si l'intensité augmente encore, les effets non linéaires les plus forts conduiront à une puissance de bruit plus élevée et donc à une réduction de la capacité du canal.

Les effets non linéaires dans les guides d'ondes non linéaires peuvent être divisés en deux groupes [19]. L'origine du premier groupe est l'indice de réfraction non linéaire. Les effets de diffusion non linéaire [20-21] (diffusion Raman et Brillouin) sont à l'origine du second groupe. Les effets associés aux changements non linéaires de l'indice de réfraction peuvent être estimés à l'aide de la polarisation non linéaire du troisième ordre comme suit

$$\vec{P}^{(3)} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} ABC \quad (\text{II.35})$$

Où A, B et C sont les trois champs électriques différents qui peuvent être couplés entre eux au moyen de la susceptibilité non linéaire $\chi^{(3)}$. Un exemple est un système WDM où la bande passante est divisée en sous-bandes modulées séparément. Les deux cas les plus importants doivent être considérés :

- En cas où la modulation de phase est autonome (SPM) [19-22], les trois champs électriques A, B et C proviennent du même canal et agissent en retour sur ce canal. Pour la SPM, la phase de l'impulsion est modifiée par sa propre intensité. Cette modification entraîne un changement de fréquence (chirp) et, avec la dispersion de la fibre, peut affecter la largeur temporelle de l'impulsion. Ainsi, le SPM détermine le temps de garde minimal entre les canaux temporels adjacents. Mais si les impulsions sont injectées avec un chirp opposé, l'élargissement temporel dû à la SPM peut être réduit.
- En cas où la modulation de phase est croisée (XPM) [19-22], deux champs d'un autre canal du système (par exemple B et C) agissent sur le canal A. Comme dans le cas de la SPM, cela peut entraîner un élargissement temporel des impulsions et un bruit supplémentaire dans le système et, par conséquent, une réduction de la capacité. Contrairement à la SPM, cet effet ne peut être supprimé car les informations des autres canaux sont indépendantes de celles du canal A

L'effet SPM a très peu d'effet sur les paramètres du canal. D'autre part, les effets XPM doivent être pris en compte lors de la conception de dispositifs tout optique.

II.7 Propagation d'impulsions non linéaires dans des structures à ondes lentes :

Les ondes lumineuses de différentes longueurs d'onde peuvent interagir grâce aux non-linéarités du milieu de propagation. Le développement de dispositifs tout-optiques s'est traditionnellement concentré sur les matériaux présentant de fortes non-linéarités. Mais pour la plupart des matériaux, la non-linéarité est faible et elle est suivie d'un taux d'absorption élevé, ce qui signifie que de longs dispositifs ou des puissances optiques très élevées sont nécessaires pour créer des dispositifs efficaces.

Il est connu que les interactions non linéaires peuvent être renforcées à l'intérieur de résonateurs optiques tels que les cavités de Fabry-Pérot et les micro-réseaux [23]. Pour un résonateur unique, un niveau élevé d'amélioration implique une bande passante étroite. Cela ne permet pas de développer des dispositifs basés sur des résonateurs uniques en raison de leur faible efficacité opérationnelle. Ce problème disparaît lorsqu'une série de résonateurs directement couplés est mise en cascade pour produire une structure optique à ondes lentes (SWS) [24]. Dans une SWS optique, des résonateurs supplémentaires peuvent être mis en cascade pour augmenter la longueur d'interaction non linéaire sans affecter la bande passante. La réponse spectrale peut également être optimisée pour permettre un traitement efficace des signaux optiques sur des canaux à large bande.

L'idée des résonateurs à couplage direct vient du domaine des micro-ondes. Étant donné que ces structures supportent des vitesses de groupe d'ondes beaucoup plus lentes que les vitesses de phase de l'onde. Elles sont généralement appelées structures à ondes lentes.

Le SWS peut être utilisé à des fréquences optiques. Comme dans le cas des dispositifs hyperfréquences, le SWS optique peut être réalisé en forçant une onde optique à se déplacer dans les deux sens à travers un certain nombre de résonateurs à couplage direct insérés dans un guide d'ondes optique. Un SWS optique peut être réalisé en utilisant des réseaux de Bragg, en couplant une séquence de résonateurs micro-disques ou en introduisant des défauts dans un cristal photonique [24-25]. Ces trois cas sont illustrés à la figure II.2 : SWS à cristaux photoniques, SWS Fabry-Pérot à couplage direct et SWS à micro réseau à couplage direct (c). La principale caractéristique des SWS est la chute significative de la vitesse de groupe v_{gr} [24], mesurée par le facteur de ralentissement $S = v/v_{gr}$ par rapport à la vitesse de groupe $v = \frac{c}{n_0}$ de l'onde dans le même guide d'ondes, mais non chargé.

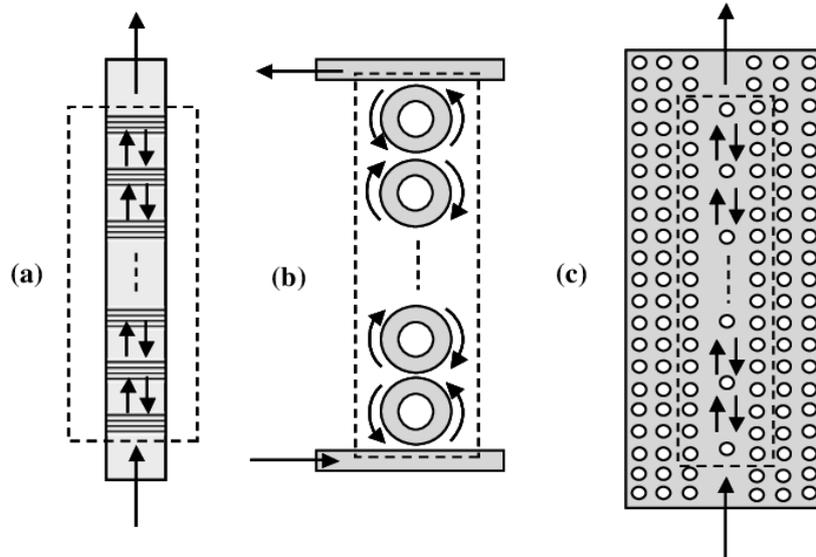


Figure II-2 : exemple d'une structure à ondes lentes.

A l'intérieur d'un SWS, la puissance interne P_m augmente par rapport à la puissance d'entrée P_{in} par propagation de résonance. Selon la conservation du flux d'énergie, le facteur d'augmentation $\frac{P_m}{P_{in}}$ est à nouveau égal au rapport de ralentissement S . Le déphasage effectif non linéaire φ_{eff} peut être relié à la puissance d'entrée P_{in} de la façon suivante [26]

$$\frac{d\varphi_{eff}}{dP_{in}} = \frac{d\varphi_{eff}}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dP_m} \frac{dP_m}{dP_{in}} \quad (\text{II.36})$$

Dans l'équation (II.36), la première et les dernières dérivées sont toutes les deux égales au rapport de ralentissement S . Le deuxième terme de cette équation exprime la dépendance du déphasage non résonant $d\varphi$ de la puissance interne P_m et il est proportionnel à la constante non linéaire $\gamma = \omega n_2 / c A_{eff}$, où A_{eff} est la surface effective du mode. Maintenant, l'effet non linéaire dans les SWS peut être décrit en définissant une constante non linéaire effective γ_{eff} comme

$$\gamma_{eff} = \frac{1}{d} \frac{d\varphi_{eff}}{dP_{in}} = C_n \gamma S^2 \quad (\text{II.37})$$

Où la constante C_n dépend du type particulier de la structure et des valeurs à utiliser dans le cas de SPM et XPM dans SWS. Il est évident, d'après l'équation (II.37), que la propagation lente des ondes renforce à la fois la SPM et la XPM par un facteur proportionnel s^2 .

II.8 Application des cristaux photoniques non linéaires :

La technologie des cristaux photoniques a engendré un grand nombre de nouveaux dispositifs optiques, qui sont susceptibles de jouer un rôle très important dans les systèmes de communication optique à puce optique intégrée [27]. Le processus optique non linéaire auto-focalisant place une limite supérieure sur la quantité de puissance laser qui peut se propager à travers un milieu dont l'indice de réfraction dépend de l'intensité (c'est-à-dire, $n=n_0+n_2 I$, où n_0 est l'indice de réfraction linéaire, n_2 est l'indice de réfraction non linéaire et I est l'intensité d'excitation).

Dans cette section nous allons discuter quelques dispositifs tout optiques importants conçus à base des cristaux photoniques non linéaires tels que, le modulateur optique, limiteur et le commutateur tout optique qui sont la base de conception de plusieurs dispositifs photoniques.

II.8.1 Modulateur tout optique :

Dans les systèmes de communication optique et les puces optiques, les dispositifs actifs non linéaires à base de cristaux photoniques peuvent remplacer leurs analogues optoélectroniques. Les figures II.3 et II.4 montrent deux modulateurs optiques basés sur les interféromètres de Mach Zehnder. Le premier est basé sur les guides d'ondes diélectriques non linéaires classiques, tandis que le second est construit à l'aide de la technologie des cristaux photoniques non linéaires.

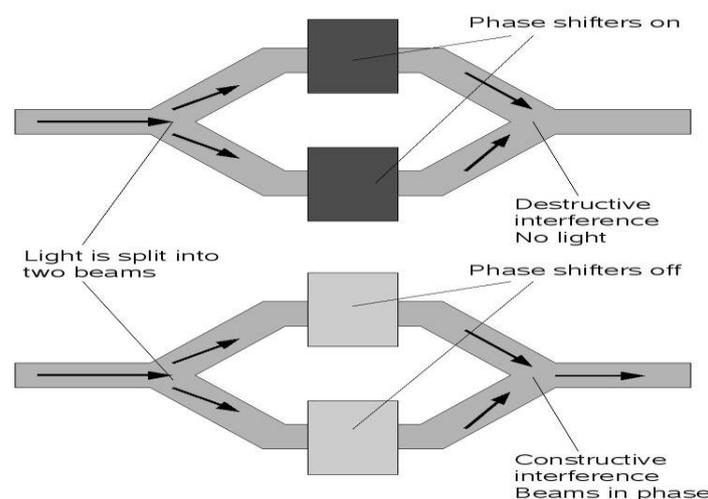


Figure II-3 : Modulateur optique classique.

Le modulateur optique illustré à la Figure II-3 code les 1 et les 0 en divisant d'abord un faisceau laser de signal en deux faisceaux, puis en appliquant un champ électrique aux faisceaux. L'un des faisceaux est retardé d'une demi-longueur d'onde par rapport à l'autre. Lorsque les faisceaux se recombinent, les deux faisceaux sont déphasés et s'annulent. Lorsqu'aucun champ électrique n'est appliqué, les faisceaux restent en phase lors de la recombinaison. Coder le faisceau avec des 1 et des 0 signifie les faire interférer (0) ou les maintenir en phase (1). La structure représentée sur la figure II-3 est généralement constituée de LiNbO₃ et elle occupe une surface de 1-2 cm².

La figure II-4 montre schématiquement le dispositif à cristaux photoniques qui a été proposé pour être utilisé comme modulateur optique [28-29]. Il est composé de deux guides d'ondes à défaut de ligne en cristal photonique et de bras de déphasage optique non linéaires dans lesquels sont sélectivement incorporés des points quantiques qui présentent de grandes propriétés non linéaires. Un faisceau de signaux est divisé en deux en utilisant deux guides d'ondes à cristaux photoniques coudés. Le séparateur rotatif est utilisé pour produire un signal de sortie. Deux autres guides d'ondes coudés sont utilisés pour lancer des faisceaux de contrôle.

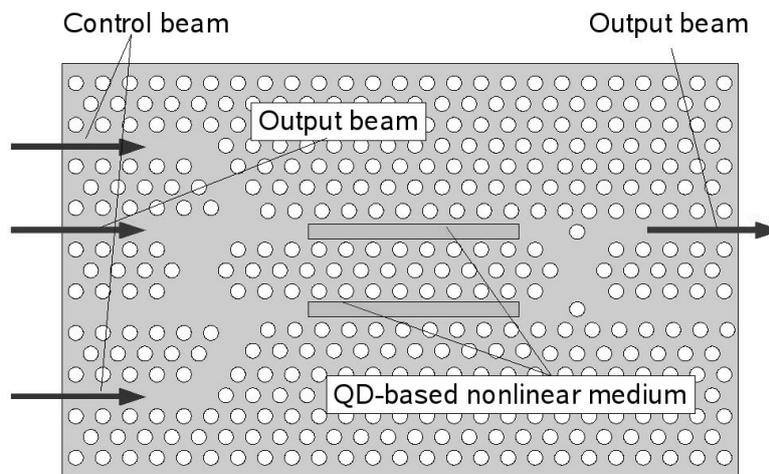


Figure II-4 : Modulateur optique à base de cristaux photoniques non linéaires.

Le principe de fonctionnement de la structure présentée à la figure II-4 est le suivant. Le faisceau incident de commande d'allumage sur le bras non linéaire supérieur induit une modification de l'indice de réfraction, qui se traduit par un déphasage du faisceau signal. De même, un autre déphasage est généré dans le bras inférieur par le second faisceau de commande d'allumage. Lorsque les faisceaux se recombinaison, ils subissent les mêmes processus physiques que ceux qui ont lieu dans les modulations optiques classiques. Processus physiques qui ont lieu dans les modulateurs optiques conventionnels.

Ainsi, le modulateur optique basé sur le cristal photonique non linéaire offre la même fonctionnalité que celle de la figure II-3. De plus, il présente plusieurs avantages par rapport à ses homologues traditionnels. Le premier d'entre eux découle du fait que la technologie des cristaux photoniques réduit considérablement la surface, qui est de 1 mm^2 , et réduit l'énergie de commutation optique. Le deuxième avantage est dû à la possibilité d'intégrer des composants actifs et passifs à base de cristaux photoniques sur une puce. Elle permet également une augmentation significative de la fréquence de travail en éliminant les parties électroniques du circuit et en conservant tous les signaux dans le domaine optique.

II.8.2 Limiteur tout optique en cristaux photoniques :

Les limiteurs tout optiques sont des structures de base pour concevoir de nombreux dispositifs à cristaux photoniques, tels que les portes logiques [30], les convertisseurs analogique-numérique [12]. Le rôle de ces structures est de comparer l'intensité optique du signal optique et laisse tomber les ondes optiques si l'intensité optique est égale ou supérieure à son seuil de commutation [12].

Dans [12] Jing Chen et all, ont proposé un convertisseur analogique-numérique à base d'un limiteur. Pour la conception de limiteur optique, les auteurs ont utilisé deux PCRR non linéaires. Pour créer les PCRRs non linéaires, certains défauts non linéaires ont été ajoutés autour de la section centrale des PCRRs linéaires. Les défauts non linéaires sont constitués de verre dopé avec un indice de réfraction linéaire et des coefficients de Kerr non linéaires de 1,4 et $10^{-4} \text{ m}^2/\text{W}$, respectivement. Le limiteur optique proposé et ses caractéristiques de sortie sont illustrés sur la figure II-5. La figure II-5(b) montre que pour des intensités lumineuses supérieures au seuil de commutation, l'anneau résonant laisse tomber des ondes lumineuses dans le port de sortie, et la quantité d'intensité lumineuse normalisée dans le port de sortie (c'est-à-dire le port O) est d'environ 1. Dans ce cas, l'intensité optique normalisée requise pour la commutation du limiteur optique est supposée être $I = 1$.

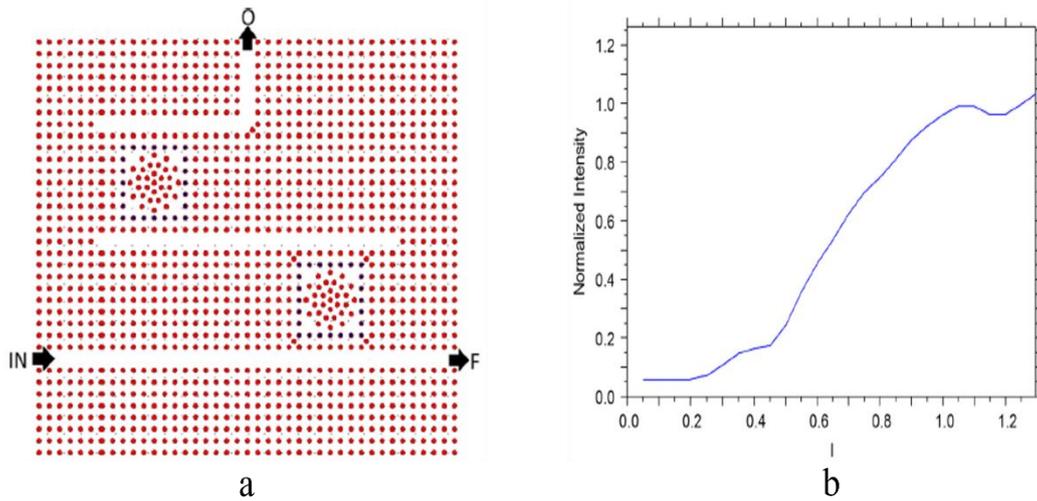


Figure II-5 : (a) Le schéma et (b) le diagramme caractéristique de sortie du limiteur optique proposé [12].

Pour discuter une autre propriété du limiteur optique proposé, Shen et al ont modifié ses paramètres structuraux de sorte que son seuil de commutation soit $I = 2$. Nous lançons ensuite un signal optique dont l'intensité optique normalisée est égale à 3. Le graphique de sortie et les caractéristiques optiques de ce signal sont illustrés à la figure II-6. Comme le montre la figure II-6(a), puisque l'intensité lumineuse normalisée du signal d'entrée est supérieure au seuil de commutation du limiteur optique, le limiteur optique couplera les deux parties de l'intensité lumineuse au port O, et le reste une partie de la lumière Strong se couplera au port O et le signal ira au port F.

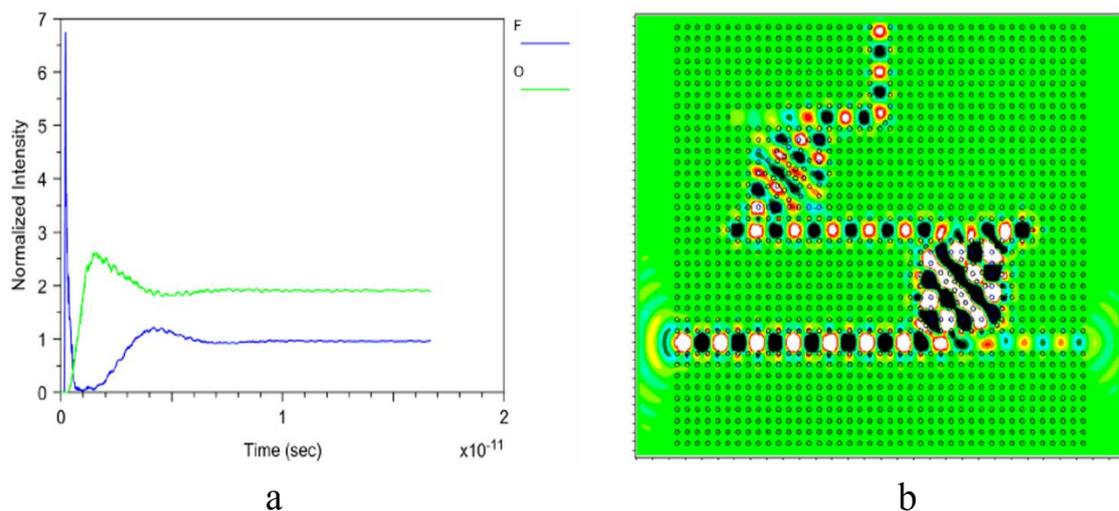


Figure II-6 : (a) Diagramme de sortie et (b) représentation schématique du limiteur optique modifié pour $I = 3$ [12].

Il a été démontré que lorsque l'intensité optique du signal analogique d'entrée est supérieure au seuil de commutation du limiteur optique, ce dernier peut transmettre une quantité de signal égale à son seuil de commutation et réfléchir le signal restant vers la couche suivante.

Dans [30], un limiteur est utilisé pour concevoir des ports logiques NOT, OR tout optique. Le limiteur proposé par les auteurs est constitué d'un guide d'onde couplé à un résonateur en anneau non linéaire, d'un port d'entrée A et de deux ports de sortie B, C. le résonateur non linéaire est utilisé pour créer une condition de décalage, la figure II-7 montre la structure de limiteur proposé.

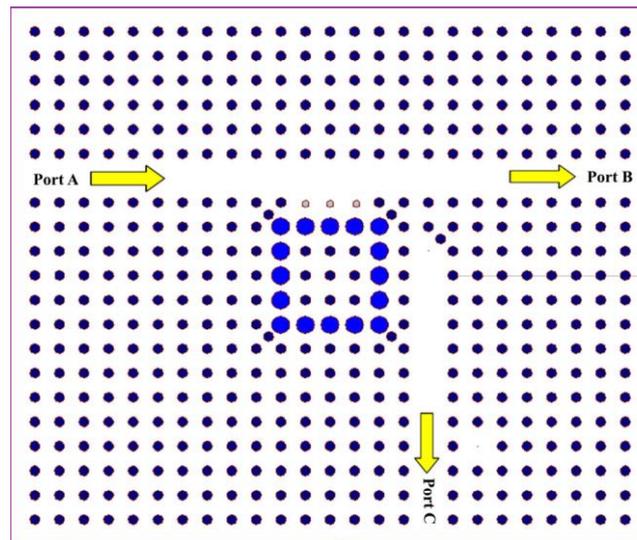


Figure II-7 : Limiteur tout optique proposé basé sur la non-linéarité du résonateur [30].

Il apparaît bien sur la figure II-8 qu'aux faibles intensités d'entrée, le changement d'indice de réfraction de la tige non linéaire est négligeable. Par conséquent, la quasi-totalité du signal d'entrée au port A va au port B. Inversement, en cas d'intensité d'entrée élevée, la fréquence de résonance est modifiée proportionnellement à la puissance appliquée ; le signal d'entrée tombe donc au port C. Dans la structure proposée, lorsque la puissance d'entrée du limiteur passe de 4 à 8 W/ μm , le spectre de fréquence est décalé et le comportement de commutation est atteint. Dans cet état, le rapport de transmission de sortie au port B passe de 0,91 à 0,016.

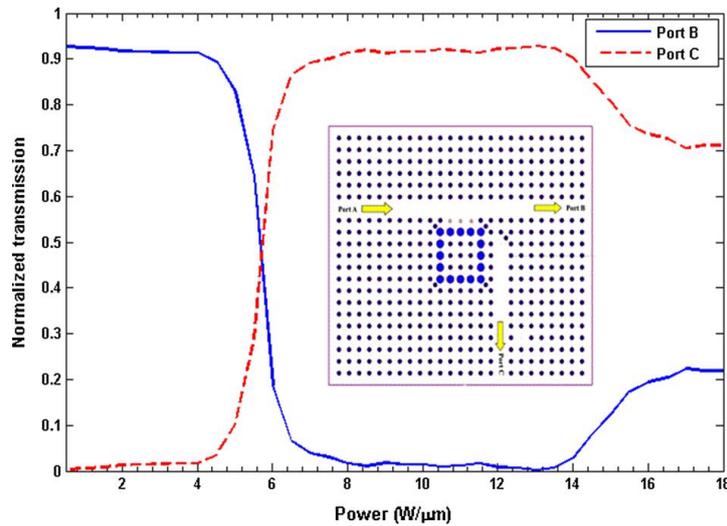


Figure II-8 : Courbe de transfert du limiteur en fonction de la puissance d'entrée [30].

Maintenant, pour créer le port NOT logique, l'auteur combine le combinateur avec le limiteur. D'après la figure II-8 et la figure II-9 on peut conclure que le fonctionnement de limiteur. Lorsqu'un signal d'une puissance de 0 à 5 $W/\mu m$ à la fréquence de 0,3523 (a/k) est envoyé au guide d'ondes du limiteur, la sortie est de niveau logique 1 et lorsqu'un signal d'une puissance supérieure à 7 $W/\mu m$ est appliqué, la sortie du limiteur est de niveau logique 0. En considérant la puissance de seuil du limiteur et la transmission normalisée du combinateur, les niveaux de puissance de 4 et 5 $W/\mu m$ sont supposés être la puissance du signal d'entrée et de référence, respectivement.

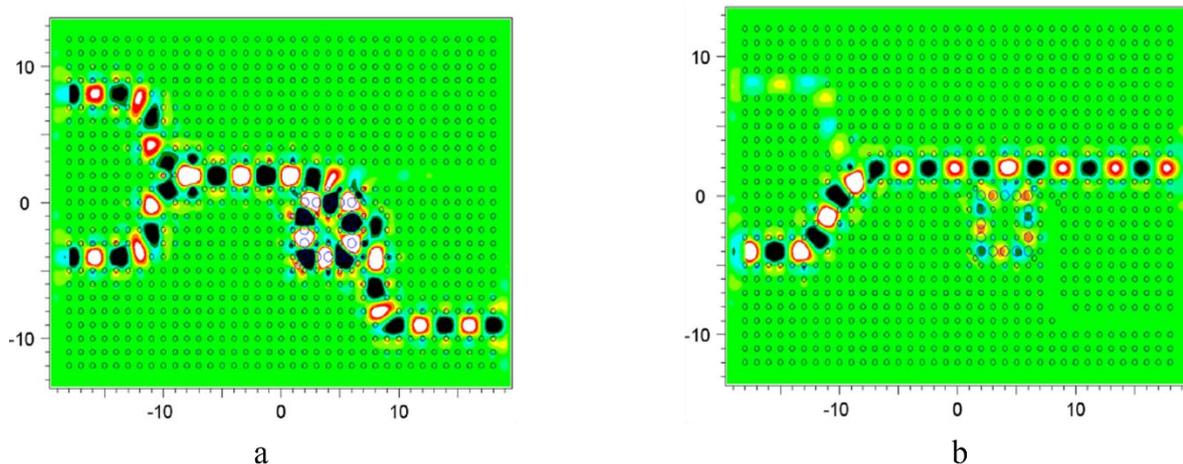


Figure II-9 : Distribution de champ électromagnétique à l'état stable de la porte logique NOT tout optique proposée lorsqu'un signal d'entrée est activé et que le signal d'entrée b est désactivé [30].

Finalement on peut conclure que le limiteur est un dispositif important pour la création de nombreux circuits tout optiques tel que les ports logiques, les convertisseurs analogique/numériques ...etc.

II.8.3 Commutateur optique :

Le mécanisme de commutation de seuil est une opération indispensable pour la réalisation de plusieurs dispositifs tout optiques. Dans cette partie nous allons discuter les procédures de conception d'un commutateur tout optique utilisé à la réalisation d'un décodeur tout optique.

Dans [31], les auteurs ont conçu un dispositif non linéaire possédant un port de validation (E) qui permet de fonctionner comme un commutateur optique. Deux résonateurs en anneau sont placés au centre du commutateur, comme le montre la figure II-10. L'indice de réfraction (n) du matériau dépend de l'intensité lumineuse, connue sous le nom d'effet Kerr, utilisé dans les résonateurs en anneau pour les applications de commutation. En général, $n=n_1+n_2I$ est défini comme l'effet Kerr, où n_1 et n_2 sont respectivement l'indice de réfraction linéaire et le coefficient non linéaire, et I est l'intensité de puissance optique [32]. Dans le commutateur proposé, des tiges de nano cristaux de silicium ont été utilisées pour les résonateurs en anneau dans lesquels les indices de réfraction linéaires sont de 1,5 [4]. Le coefficient non linéaire du nano cristal de silicium et du verre de chalcogénure est de $10^{-16} \text{ m}^2/\text{W}$ et $9 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$, respectivement. Selon l'effet Kerr, plus le coefficient non linéaire est élevé plus l'intensité d'entrée nécessaire à la commutation est faible.

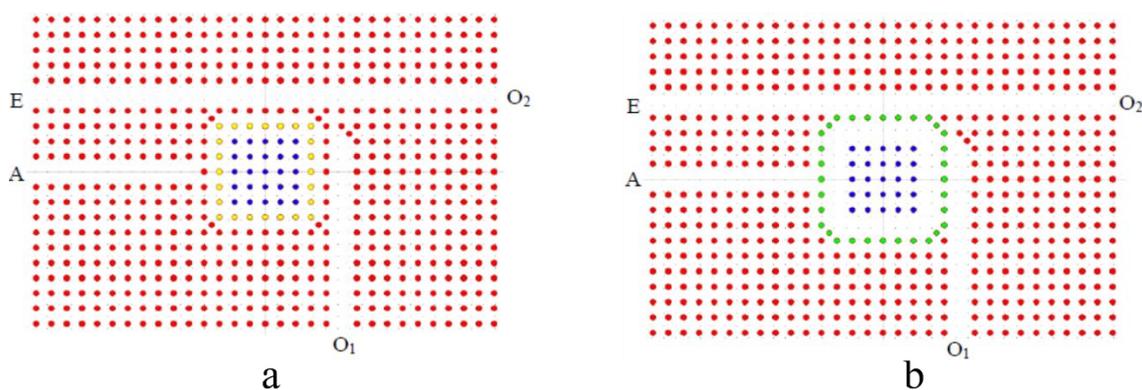


Figure II-10 : Deux structures proposées pour un commutateur optique, (a) la structure S1, et (b) la structure S2.

La structure de la figure II-10 (a) comprend un anneau carré 7×7 de nano cristaux de silicium, représenté en jaune. L'autre structure illustrée à la figure II-10 (b), un anneau de verre

chalcogénure de forme carrée 9×9 est placé, qui est coloré en vert. Dans les deux structures, 24 tiges ont été formées autour du centre du commutateur, qui est représenté en bleu, et pour un meilleur couplage, les auteurs ont ajouté des tiges supplémentaires dans les coins.

L'objectif principal des auteurs est de trouver l'intensité seuil nécessaire pour l'application de commutation, donc ils ont balayé différentes intensités d'entrée pour simuler les niveaux de puissance aux deux ports de sortie. On peut voir sur la figure II-11(a) que le courant de seuil requis pour l'effet de commutation de la première structure est d'environ $13 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, tandis que la seconde structure augmente à $1 \text{ KW}/\mu\text{m}^2$, sur la figure II-11(b).

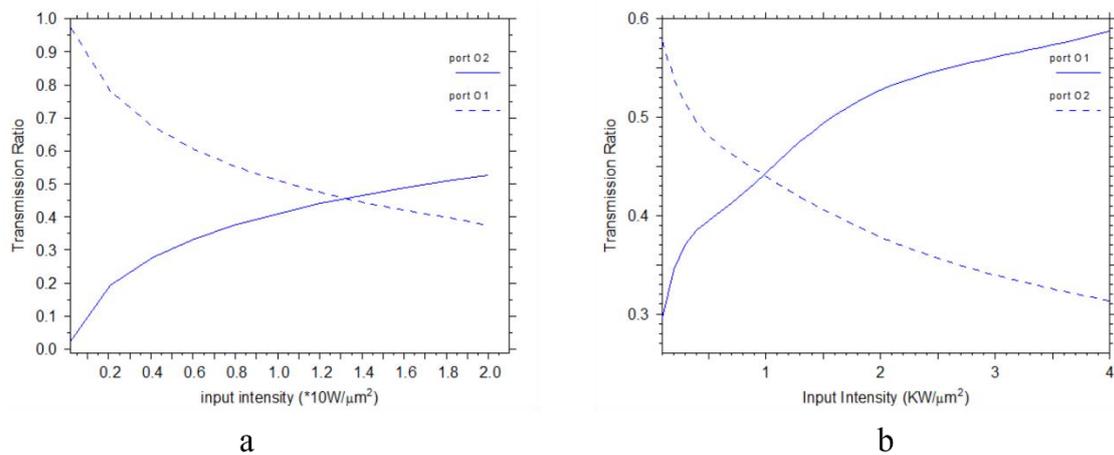


Figure II-11 : Rapport de transfert en fonction de l'intensité d'entrée

Pour les deux commutateurs proposés, (a) S1 et (b) S2.

Les figures II-12 et II-13 représentent la distribution spatiale du champ électrique et les états de fonctionnement pour les deux structures proposées de commutateur. Dans le cas où $A=0$, le signal d'activation apparaît dans le port O_1 . Par contre, si $A = 1$, la longueur d'onde de résonance changera en raison de l'effet Kerr et du changement d'indice de réfraction. Par conséquent, le signal de validation se propage vers le port O_2 .

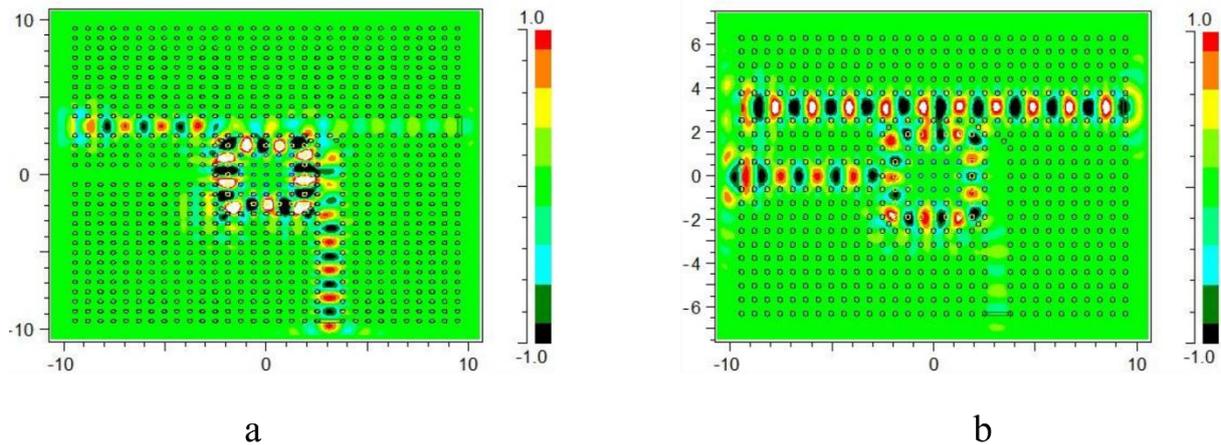


Figure II-12 : Cartographie du champ électrique dans la structure de la figure 2-10(a), (a) pour $A=0$ et (b) $A=1$.

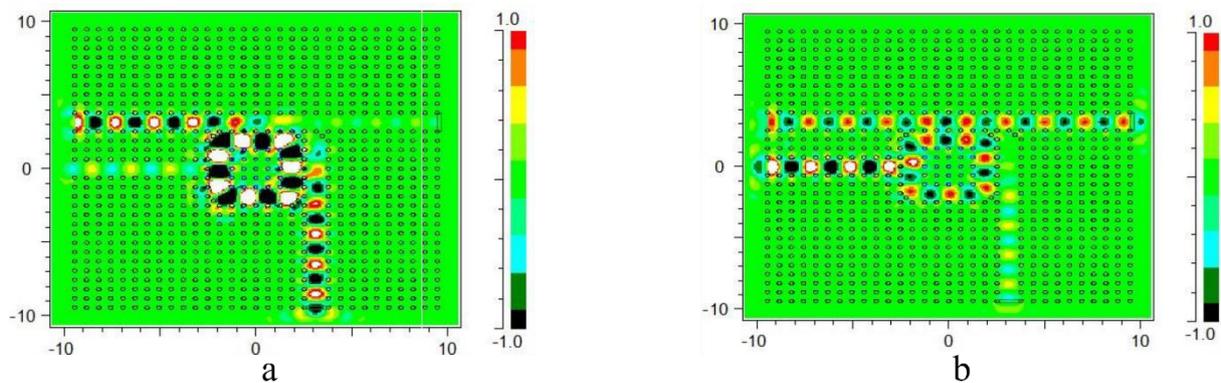


Fig. II-13 : Cartographie du champ électrique pour la structure 2 dans deux cas : (a) $A=0$ et (b) $A=1$.

II.9 Conclusion :

Les cristaux photoniques ont engendré de nombreux nouveaux dispositifs optiques [33-35], qui peuvent jouer un rôle très important pour le traitement des informations dans les systèmes de communication optique intégrés dans les puces optiques. Dans les dispositifs non linéaires, des faisceaux laser contrôlés à haute intensité contrôlent dynamiquement la transmission de la lumière en modifiant l'indice de réfraction.

Dans ce chapitre, nous avons discuté les cristaux photoniques non linéaires et ces propriétés. Nous avons procédé donc à une analyse générale du non linéarité des cristaux photoniques. L'effet Kerr non linéaire joue un rôle important dans la réalisation de nombreux dispositifs optiques en influant sur l'indice de réfraction non linéaire. Enfin, nous avons présenté des travaux basés sur les cristaux photoniques non linéaires, tels que les modulateurs, les

limiteurs et les commutateurs tout optiques, qui constituent la plateforme de conception de plusieurs dispositifs photoniques tel que, des décodeurs, les ports logiques, les encodeurs, etc.

References:

- [1] H. M. Gibbs, *Optical bistability: Controlling light with light* (Academic Press, Orlando, 1985).
- [2] R. E. Slusher and B. J. Eggleton, *Nonlinear Photonic Crystals* (Springer Verlag, Berlin, 2003).
- [3] B.Y. Soon, W. Haus, M. Scalora, C. Sibilia, "One-dimensional photonic crystal optical limiter", *Opt. Express* 11, 2007 (2003).
- [4] N.I. Koroteev, S.A. Magnitskii, A.V. Tarasishin, A.M. Zheltikov, "Compression of ultrashort light pulses in photonic crystals: when envelopes cease to be slow", *Opt. Commun.* 159, 191 (1999).
- [5] M.D. Tocci, M.J. Bloemer, M. Scalora, J.P. Dowling, C.M. Bowden, "Thin-film nonlinear optical diode", *Appl. Phys. Lett.* 66, 2324 (1995).
- [6] M. Scalora, J.P. Dowling, C.M. Bowden, M.J. Bloemer, "Optical limiting and switching of ultrashort pulses in nonlinear photonic band gap materials", *Phys. Rev. Lett.* 73, 1368 (1994).
- [7] L. Mokhtari, H. A. Badaoui, M. Abri, M. Abdelbasset, F. Lallam, and B. Rahmi, "Proposal of a New Efficient or/Xor Logic Gates and All-Optical Nonlinear Switch in 2D Photonic Crystal Lattices," *Progress In Electromagnetics Research C*, Vol. 106, 187-197, 2020
- [8] Dexian Yan, Jiusheng Li¹, and Yi Wang, Photonic crystal terahertz wave logic AND-XOR gate, *ab5805Laser Phys.* 30 (2020) 016208 (5pp), 3 December 2019
- [9] Askarian, A., Akbarizadeh, G. A novel proposal for all optical 2×4 decoder based on photonic crystal and threshold switching method. *Opt Quant Electron* 54, 84 (2022)
- [10] Saeid Salimzadeh, Hamed Alipour-Banaei, A novel proposal for all optical 3 to 8 decoder based on nonlinear ring resonators, *Journal of Modern Optics*, Volume 65, Issue 17, Pages 2017-2024, 2018
- [11] F. Mehdizadeh, M. Soroosh, H. Alipour-Banaei and E. Farshidi, "A Novel Proposal for All Optical Analog-to-Digital Converter Based on Photonic Crystal Structures," in *IEEE Photonics Journal*, vol. 9, no. 2, pp. 1-11, April 2017, Art no. 4700311

- [12] Chen, J., Mehdizadeh, F., Soroosh, M. et al. A proposal for 5-bit all optical analog to digital converter using nonlinear photonic crystal based ring resonators. *Opt Quant Electron* 53, 510 (2021).
- [13] Cassagne D., Jouanin C. and Bertho D., ‘Photonic bandgaps in a two-dimensional graphite structure’, *Phys. Rev. B*, 52(4), R2217–R2220, (1995).
- [14] Viktorovitch P., ‘Physics of Slow Bloch Modes and Their Applications’, book : C. Sibilica · T.M. Benson · M. Marciniak · T. Szoplik Editors, *Photonic Crystals: Physics and Technology*, Chapter 2.
- [15] Krauss T.F., De La Rue R.M. and Brand, S.: ‘Two-dimensional photonic bandgap structures at near infra-red wavelength’, *Nature*, 383, 699–702, 24th Oct (1996).
- [16] Coquillat D., Ribayrol A., De La Rue R.M., Le Vassor D’Yerville M., Cassagne D., Jouanin C., ‘First Observations of 2D Photonic Crystal Band Structure In GaN-Sapphire Epitaxial Material’, *Physica Status Solidi A-Applied Research*, 183(1), 135–138, Jan (2001).
- [17] Krauss T.F. and De La Rue R.M., ‘Photonic crystals in the optical regime – past, present and future’, *Progress in Quantum Electronics*, 23(2), 51–96, March (1999).
- [18] R. D. Dupuis, “The diode laser – the first thirty days forty years ago”, *LEOS Newsletter*, vol. 17, no. 1, Feb. 2003.
- [19] T. Schneider, *Nonlinear optics in Telecommunications* (Springer-Verlag, Berlin, 2004).
- [20] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, Boston, 1992).
- [21] R. L. Sutherland, *Handbook of nonlinear optics* (Marcel Dekker, New York, 1996).
- [22] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics* (Academic Press, 1989).
- [23] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications* (Oxford University Press, New York, 1997).
- [24] A. Melloni, F. Morichetti and M. Martinelli, “Linear and nonlinear pulse propagation in coupled resonator slow-wave optical structures”, *Opt. Quantum. Electron.* 35, 365 (2003).
- [25] S. Mookherjea and A. Yariv, “Coupled resonator optical waveguides”, *IEEE J. Select. Quant. Electron.* 8, 448 (2002).

- [26] J. E. Heebner and R. W. Boyd, “‘Slow’ and ‘fast’ light in resonator-coupled waveguides”, R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, Boston, 1992). *J. Modern Opt.* 49, 2629 (2002).
- [27] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications* (Oxford University Press, New York, 1997).
- [28] Y. Tanaka, Y. Sugimoto, N. Ikeda, H. Nakamura, K. Kanamoto and K. Asakawa, “Design, fabrication, and characterization of a two-dimensional photonic-crystal symmetric Mach-Zehnder interferometer for optical integrated circuits”, *Appl. Phys. Lett.* 86, 141104 (2005).
- [29] H. Nakamura, Y. Sugimoto, K. Kanamoto, N. Ikeda, Y. Tanaka, Y. Nakamura, S. Ohkouchi, Y. Watanabe, K. Inoue, H. Ishikawa and K. Asakawa, “Ultra-fast photonic crystal/quantum dot alloptical switch for future photonic networks”, *Opt. Express.* 12, 6606 (2004).
- [30] Salmanpour, A., Mohammadnejad, S. & Omran, P.T. All-optical photonic crystal NOT and OR logic gates using nonlinear Kerr effect and ring resonators. *Opt Quant Electron* 47, 3689–3703 (2015)
- [31] Daghooghi T, Soroosh M, Ansari-Asl K, A Low-Power All Optical Decoder Based on Photonic Crystal Nonlinear Ring Resonators, *Optik*, Volume 174, December 2018, Pages 400-408.
- [32] G. Fibich, A. L. Gaeta, Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides, *Optics Letters* 25 (2000) 335-337.
- [33] Bachir, R., Hadjira, B. & Mehadji, A. Design of a 8-channel demultiplexer with ultra highly quality factor and low crosstalk for DWDM applications. *Opt Quant Electron* 53, 363 (2021).
- [34] Rahmi, B., Badaoui, H. & Abri, M. Original architecture of an efficient all-optical 2×4 photonic crystals decoder based on nonlinear ring resonators. *Opt Quant Electron* 54, 676 (2022).
- [35] Rahmi, B., Badaoui, H., Abri, M. et al. High-performance all-optical 3×8 photonic crystal decoder using nonlinear micro-ring resonators. *Appl. Phys. B* 129, 35 (2023).

Chapitre III :

**Conception d'un démultiplexeur à 8 canaux avec un facteur de
qualité très élevé et une faible diaphonie
pour les applications DWDM**

III.1 Introduction :

La technologie WDM (WAVELENGTH-DIVISION-MULTIPLEXING) permet la transmission simultanée de plusieurs canaux optiques de différentes longueurs d'onde dans une seule fibre, ce qui est un moyen efficace pour utiliser pleinement les caractéristiques de faible perte des fibres dans la région des grandes longueurs d'onde. Les progrès du multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM) [1-2], qui divisent la bande passante disponible en plusieurs canaux plus petits et plus faciles à gérer, ce qui en fait une technologie clé pour le déploiement dans les futurs environnements de réseau. Le développement des réseaux optiques basés sur le DWDM suscite une grande activité de recherche.

Dans ce chapitre, nous présenterons d'abord la technologie de démultiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM). Ensuite, nous discuterons quelques applications du DWDM à base de cristaux photoniques. Ensuite, nous décrirons le processus de conception d'un démultiplexeur à 8 canaux qui fonctionne autour de $1,55 \mu\text{m}$. Nous discuterons ensuite des résultats de simulation tels que le facteur de qualité (Q), le coefficient de transmission, l'espacement des canaux et la diaphonie. Enfin, nous comparons nos résultats avec des travaux antérieurs.

III.2 Démultiplexage et multiplexage en longueur d'onde WDM :

La technologie WDM joue un rôle majeur dans les communications futures. Ceci est principalement dû à l'excellente applicabilité de la technologie WDM, qui est basée sur l'utilisation d'une large gamme de régions spectrales à faible perte dans les fibres optiques.

Il y a deux configurations de base du système de transmission WDM, à savoir la transmission unidirectionnelle et la transmission bidirectionnelle, comme le montre la figure III-1. L'une et l'autre nécessitent une seule fibre optique, plusieurs sources de lumière et photodétecteurs, ainsi que des dispositifs de multiplexage/démultiplexage optique. Le système de transmission unidirectionnelle nécessite un multiplexeur (MUX) et un démultiplexeur (DEMUX), tandis que le système de transmission bidirectionnelle nécessite un multi/démultiplexeur (MUX/ DEMUX) à chaque extrémité.

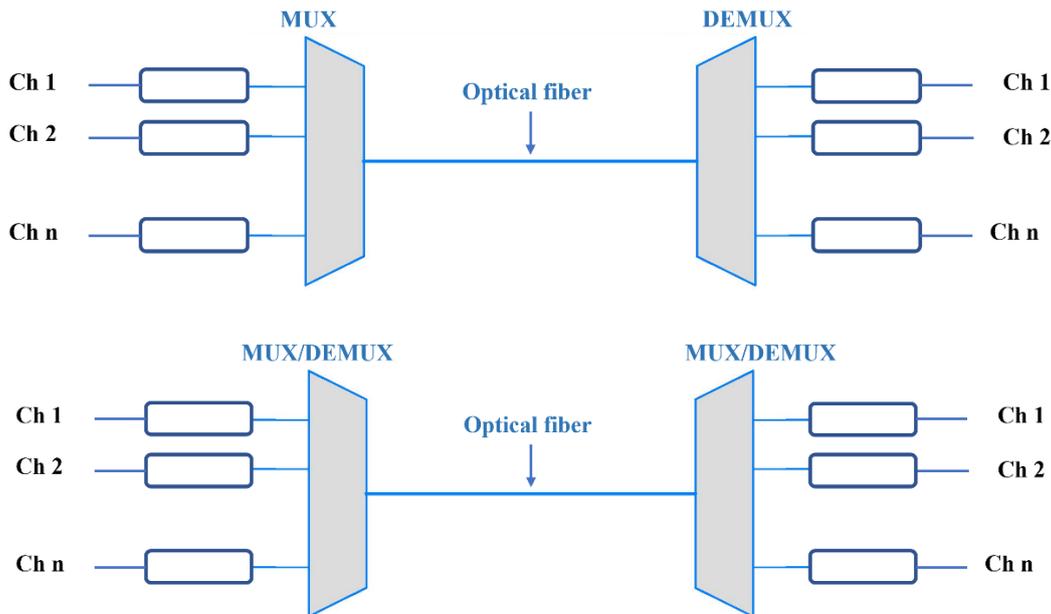


Figure III-1 : Configuration fondamentale pour la transmission WDM.

Les avantages du système WDM sont les suivants : augmenter la capacité de transmission de la fibre optique, réduire le coût du système, transmettre différents signaux de modulation en même temps et étendre le canal de service après l'installation de la fibre optique. Ce sont les raisons pour laquelle la technologie WDM devrait être largement appliquée aux systèmes dans divers domaines des communications [3].

Dans la conception d'un système WDM, la performance des multi/démultiplexeurs optiques (MUX, DEMUX et MUX/DEMUX) doit être la première considération, avec les fibres, les sources de lumière et les photodétecteurs.

III.3 Multiplexage par répartition des longueurs d'ondes dense dans les cristaux photoniques :

Les démultiplexeurs optiques jouent un rôle crucial dans les technologies WDM et DWDM ; ils sont utilisés pour séparer les canaux optiques adjacents selon leur longueur d'onde centrale. Aujourd'hui, La conception de dispositifs optiques à haut rendement à l'échelle nanométrique est l'un des défis technologiques de système de traitement de l'information dans le domaine de communication optique. En réseau de leurs tailles nanométriques et leurs sensibilités longitudinales élevées des vitesses térahertz, Les cristaux photoniques (CPs) conviennent parfaitement aux systèmes de multiplexage en longueur d'onde.

A cause de l'importance des démultiplexeurs optiques, de nombreux travaux ont été consacrés récemment à la conception de démultiplexeurs à base de CPs. Leurs caractéristiques

les plus importantes sont : le nombre de canaux de sortie, coefficient de transmission, le facteur de qualité (Q), la diaphonie et l'espacement des canaux.

III.3.1 Démultiplexeurs optiques à base des cavités résonantes :

Le travail proposé dans [4], un démultiplexeur à cristaux photoniques à huit canaux est conçu à l'aide des cavités résonantes défectueuses. Le démultiplexeur proposé est un réseau de 40×40 de tiges diélectriques à maille carrée. L'indice de réfraction effectif de tige diélectrique est de 3,48 et le rapport r/a (rayon de la tige par rapport à la constante du réseau) est de 0,2.

Dans cette structure, les auteurs ont utilisé une cavité résonante défectueuse à haut facteur de qualité comme partie de choix de longueur d'onde de résonance du démultiplexeur. Comme le montre la figure III-2, la cavité de résonance se compose de trois tiges diélectriques centrales qui sont des tiges à rayon réduit ; le rayon des tiges centrales est R_0 . Les tiges centrales sont représentées en vert afin de les distinguer des autres tiges. Aux cotés supérieurs et inférieurs des tiges centrales, il existe trois autres tiges qui construisent les parois supérieures et inférieures de la cavité. Afin de contrôler la largeur de la cavité résonante ces tiges ont été décalées vers les tiges centrales d'une longueur L . Ces tiges de parois latérales sont représentées en bleu. La longueur d'onde de résonance de la cavité proposée dépende des paramètres R_0 et L . La structure finale du DEMUX se compose d'un guide d'onde d'entrée et de huit guides d'onde de sortie situées aux extrémités du DEMUX qui sont couplées par des cavités résonantes, comme illustré sur la Figure III-2. La valeur de R_0 est égale à 54 nm pour toutes les cavités défectueuses et la valeur de L est différente pour chaque cavité défectueuse.

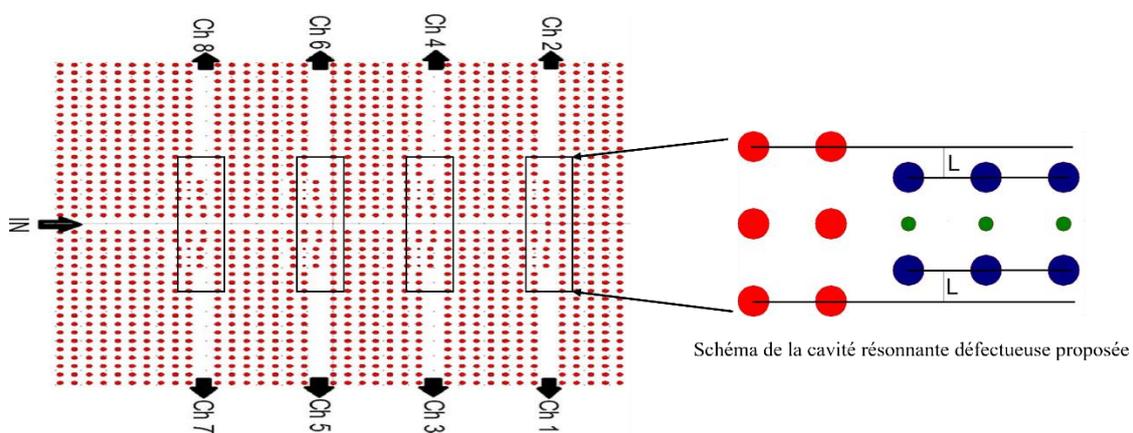


Figure III-2 : la structure finale du démultiplexeur proposé [4].

Sur la figure III-3, présentons le spectre du démultiplexeur proposé. Ce dernier possède huit canaux dont les longueurs d'onde centrales sont égales à $\lambda_1 = 1551,4$ nm, $\lambda_2 = 1549,3$ nm, $\lambda_3 = 1547,6$ nm, $\lambda_4 = 1545,6$ nm, $\lambda_5 = 1543,9$ nm, $\lambda_6 = 1541,6$ nm, $\lambda_7 = 1539,4$ nm and $\lambda_8 = 1536,9$ nm.

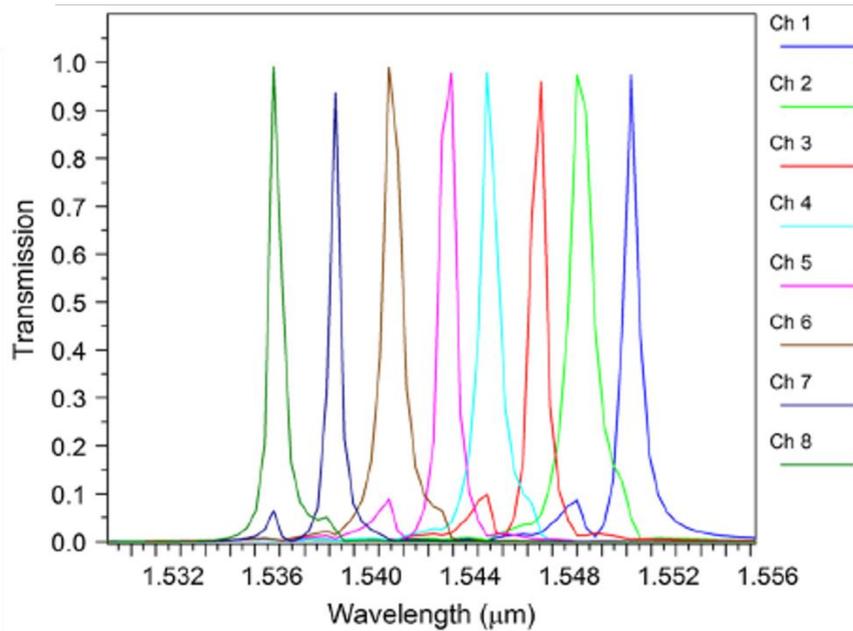


Figure III-3 : Représentation graphique du spectre e sortie du démultiplexeur proposé [4].

Le tableau 1 présente les spécifications du démultiplexeur proposé, tel que les coefficients de transmission entre 94% et 99%, la largeur de la bande passante de chaque canal varie entre 0,4 et 1 nm. Par conséquent, les facteurs de qualité seront calculés à partir de l'expression $Q = \frac{\lambda_i}{\Delta\lambda_i}$. Tel que, λ_i et $\Delta\lambda_i$ sont respectivement la longueur d'onde de résonance de chaque canal et la largeur de bande passante. Les facteurs de qualité calculés varient entre 1549 et 3842.

Tableau III-1 : Les paramètres physiques et optique de démultiplexeur.

canaux	L(nm)	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	T.E(%)
1	2	1551.4	0.6	1723	98
2	7	1549.3	1	1549	98
3	12	1547.6	0.7	2210	96
4	17	1545.6	0.8	1931	98
5	22	1543.9	0.5	3086	98
6	27	1541.6	0.9	1712	99
7	32	1539.4	0.5	3072	94
8	37	1536.9	0.4	3848	99

Les valeurs de la diaphonie sont présentées dans le tableau 3-2. On conclut qu'il existe une forte influence du canal 1 sur le canal 2 avec une valeur de -11.2 dB. En revanche, l'influence est faible de canal 8 sur les canaux 1 et 2.

Tableau III-2 : Les valeurs de diaphonie de démultiplexeur proposé.

X_{ij}	1	2	3	4	5	6	7	8
1	--	-11.2	-18	-30	-25	-28	-27	-26
2	-16	--	-14	-24	-23	-25	-25	-26
3	-16	-19	--	-13	-17	-21	-23	-22
4	-29	-27	-17	--	-15	-25	-24	-25
5	-29	-28	-17	-18	--	-18	-20	-23
6	-35	-34	-29	-27	-16	--	-18	-23
7	-37	-37	-33	-31	-26	-24	--	-28
8	-40	-40	-36	-34	-31	-26	-18	--

III.3.2 Démultiplexeur à base des résonateurs en anneau :

Pour effectuer l'opération de démultiplexage des longueurs d'ondes, les résonateurs en anneaux sont les structures de base pour la réalisation des démultiplexeurs tout optique. Rakhshani et Birjandi [5] ont proposé un démultiplexeur à 4 canaux en combinant 3 CPRRs avec des constants diélectriques différents. Talebzadeh et al [6-8] ont proposé différents types de démultiplexeurs optiques à 6 et 8 canaux en utilisant des cavités résonnantes et des résonateurs en anneau.

Le travail réalisé dans [9] Mounzar et al, ont proposé un démultiplexeur dual bande à 16 canaux qui fonctionne autour de l'onde 1.55 μm et 1.31 μm . L'auteur a utilisé deux sous structure de base pour finaliser la conception de structure finale de démultiplexeur.

La première sous structure est le démultiplexeur large bande. Ce dernier est un séparateur en forme T comme illustre la figure III-4. La sous-structure est un réseau carré composé de tiges de GaAs immergées dans l'air avec une constante de réseau $a=0,53 \mu\text{m}$ et un rayon $r=0,21*a$. Dans le guide horizontal, il garde trois tiges de chaque côté et modifie le rayon r pour obtenir une séparation de longueur d'onde, comme illustré sur Fig. 3-4 (a)

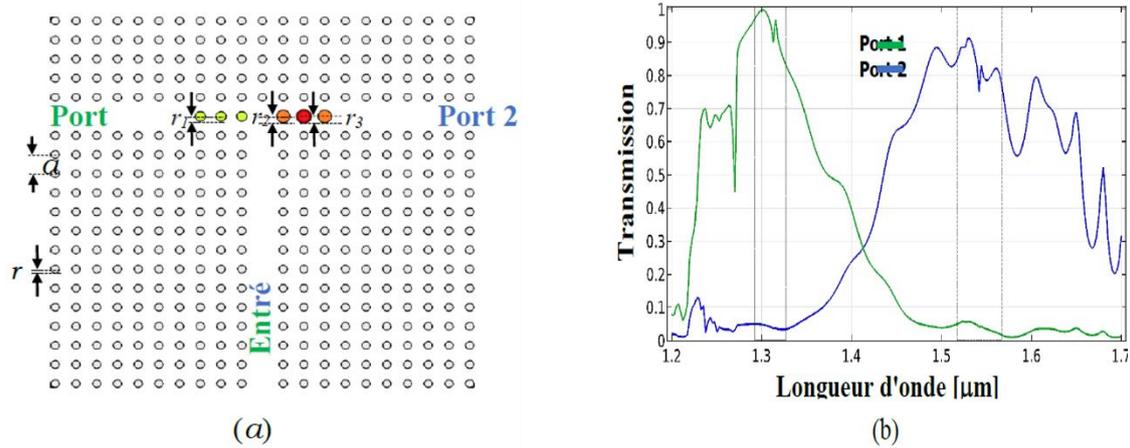


Figure III-4 : (a) Schéma du séparateur large bande.
(b) Représente le résultat de simulation de séparateur large bande [9].

Les longueurs d'ondes de résonances centrale obtenus sont $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 1.523 \mu\text{m}$ avec des coefficients de transmission normalisés égaux aux 95% et 80 % respectivement. Voir la figure III-4 (b).

La deuxième sous structure est un résonateur en anneau constitué d'un cœur en diamant. Il est formé de deux guides d'ondes perpendiculaires couplées par un résonateur annulaire. Ce dernier est conçu en supprimant un réseau 5×5 de tiges diélectriques pour créer une cavité résonnante, qui est ensuite remplie d'un réseau carré 3×3 de tiges diélectriques en forme de losange avec une constante de réseau interne $a_{in} = 0,3747 \mu\text{m}$. Cependant, le rayon relatif interne variable « r_{in} » est introduit à l'aide de la fonction : $r_{in} = s \cdot a$. a est la constante du réseau de fond et s est un ensemble de valeurs pour la variation de résonance aux longueurs d'onde correspondantes tel que $s \in [0,18 \ 0,19 \ 0,20 \ 0,21 \ 0,225 \ 0,24 \ 0,255 \ 0,27]$ correspond à $\lambda_r \in [1,523 \ 1,531 \ 1,536 \ 1,541 \ 1,547 \ 1,551 \ 1,555 \ 1,561]$. La transmission normalisée de différentes longueurs d'onde est représentée sur la figure III-5(a), et la figure III-5(b) représente la distribution du champ électrique à une longueur d'onde de $1,523 \mu\text{m}$.

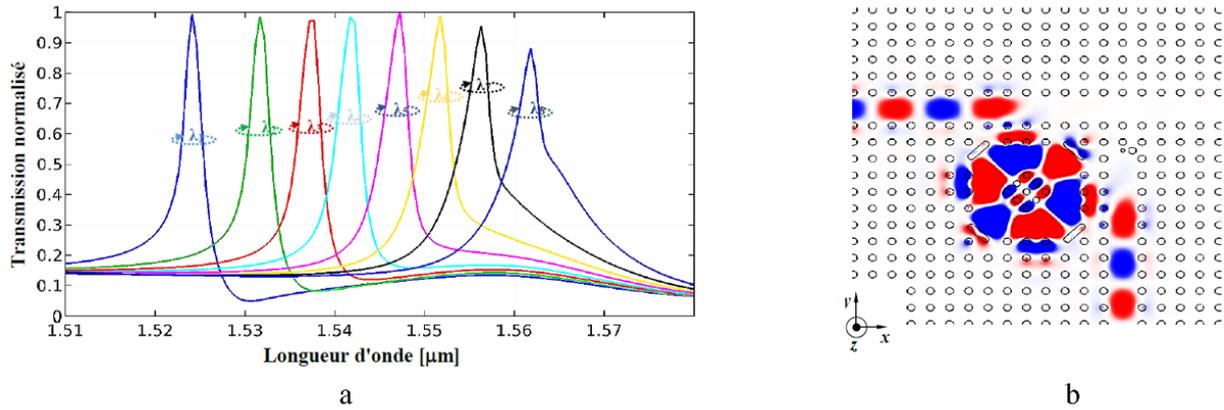


Figure III-5 : (a) Résultats de la simulation RAQC pour différents rayons. (b) Répartition du champ électrique de la longueur d'onde de résonance : $1,523 \mu m$ [9].

Et pour avoir une résonance au voisinage de $1.31 \mu m$, des modifications a été appliqué sur le résonateur, dont la constante de réseau $a_{1.31} = 0.45 \mu m$, la constante de réseau de noyau de résonateur a été fixé à $a_{in 1.31} = 0.3181 \mu m$ et l'espacement entre les tiges de miroir réfléchissants devient $a_{tige1.31} = 0.619 \mu m$. les longueurs d'ondes de résonance obtenus sont $\lambda_r \in [1,296 1,304 1,308 1,312 1,316 1,320 1,324, 1,328] \mu m$ comme représente le tracé de la figure III-6.

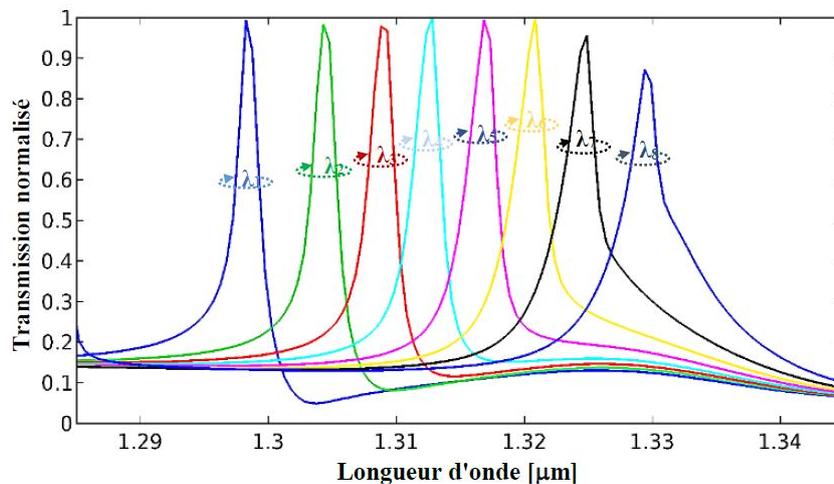


Figure III-6 : Résultats de la simulation du résonateur pour tous les rayons internes donnés, pour $a = 0,45 \mu m$ et $a_{in} = 0,3181 \mu m$ [9].

Comme le montre la figure III-7, la topologie finale de démultiplexeur à 16 canaux obtenue est composée d'un démultiplexeur large bande situé au centre du circuit avec une période du réseau a égale à $0.53 \mu m$, et d'un démultiplexeur à 8 canaux fonctionne autour de $1.55 \mu m$ avec la même constante du réseau à droite. Aussi, la structure finale est constituée d'un autre démultiplexeur à 8 canaux fonctionne autour de $1.31 \mu m$ situé au côté gauche avec une constante de réseau égal à $0.45 \mu m$.

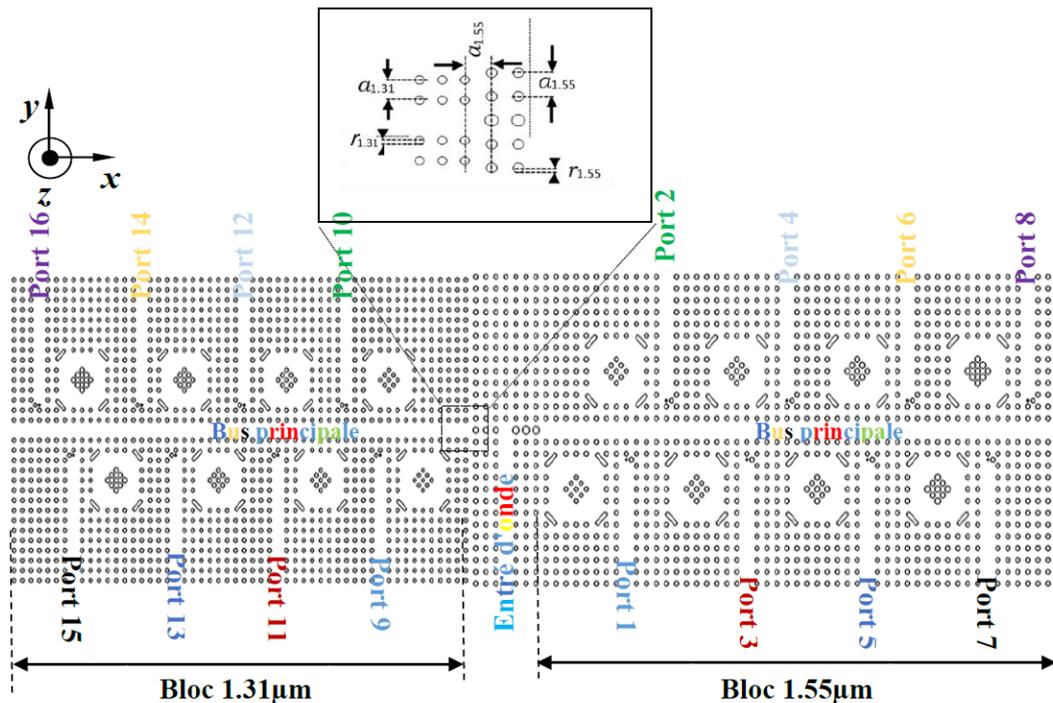


Figure III-7 : La structure finale de démultiplexeur dual bande [9].

III.4 Conception d'un démultiplexeur à 8 canaux à base des résonateurs en anneau :

Dans cette section nous allons présenter un démultiplexeur à 8 canaux à base des cristaux photoniques en réseau carré, le diélectrique utilisé est le GaAs avec un indice de réfraction de 3.37 [9]. La structure a été simulée sous COMSOL Multiphysics basée sur la méthode des éléments finis (FEM). La conception structurelle finale passe par la création de la structure de base (le résonateur en anneau), que nous modifierons pour avoir différentes longueurs d'onde de résonance. On va les détailler dans le reste de ce chapitre.

III.4.1 Diagramme de bande interdite photonique :

Le calcul de diagramme de bande interdite est une étape nécessaire pour fixer les caractéristiques physiques et géométriques des structures photoniques. Pour tracer les diagrammes de bande d'énergie dans COMSOL Multiphysics, nous utilisons la méthode de décomposition d'onde plane (méthode d'expansion d'onde plane PWEM) pour normaliser la fréquence a/λ en fonction du vecteur d'onde K. Notre structure possède un indice de réfraction $n = 3,37$, un rayon de tige diélectrique de l'ordre de 122 nm et une constante de réseau $a = 610$ nm.

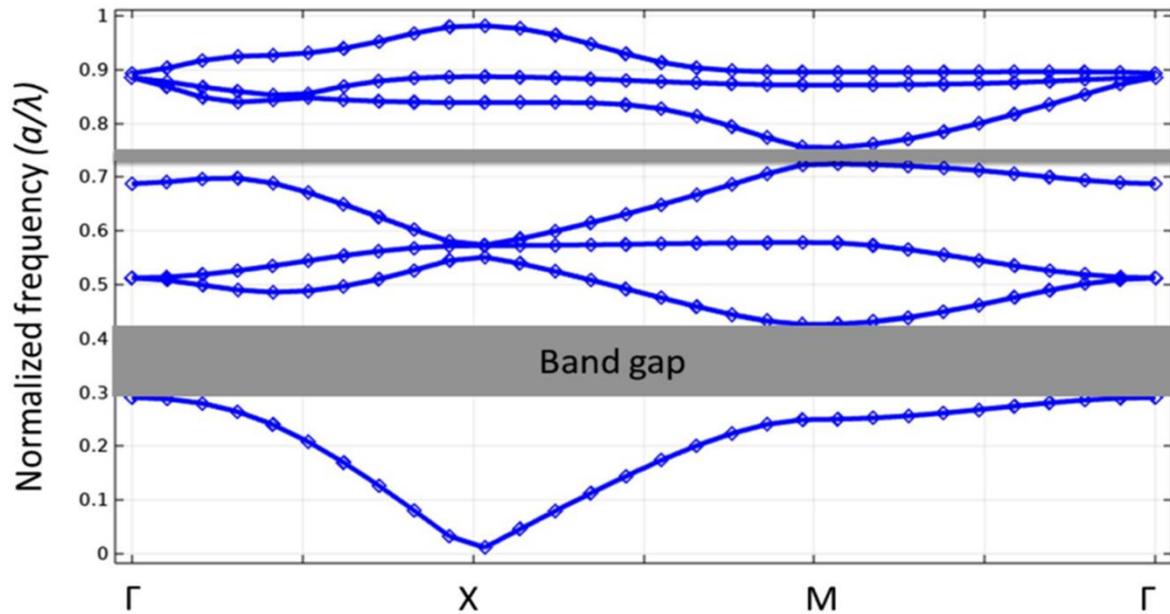


Figure III-8 : Diagramme de bande interdite photonique.

Le diagramme de bande photonique de notre structure en mode TE est présenté sur la figure III-7. On peut remarquer qu'il existe deux bandes interdites photoniques : la première est comprise entre $0,3 < a/\lambda < 0,425$ et la seconde entre $0,725 < a/\lambda < 0,75$, qui correspondent respectivement à $1435,3 \text{ nm} < \lambda < 2033,33 \text{ nm}$ et $813,33 \text{ nm} < \lambda < 841,37 \text{ nm}$. La gamme de longueurs d'onde de la structure couvre une large gamme de communications optiques.

III.4.2 Conception du résonateur en anneau

La conception du démultiplexeur proposé est basée sur des résonateurs qui sont la base de l'opération de démultiplexage optique, car ils sont la partie la plus importante pour filtrer et guider chaque longueur d'onde vers le canal souhaité.

Le résonateur en anneau utilisé pour notre structure est un réseau composé de 15×15 de tiges diélectriques dans une dalle de la surface d'un réseau carré. Le diélectrique utilisé est GaAs et nous fixons la valeur de l'indice de réfraction à 3,37 ($n = 3,37$). La constante de réseau de la structure photonique a est de 610 nm et le rayon de la tige est de 122 nm ($R = a \times 0,2$).

La partie résonante de ce résonateur en anneau a été obtenue en omettant un réseau 6×6 de tiges pour créer une cavité résonante. Puis cette cavité a été remplie par un noyau formé par une grande tige placée au centre du résonateur qui apparaît avec la couleur rouge sur la figure III-8, avec un rayon R_c égal à 366 nm ($3 \times R$). Cette tige est entourée de 8 tiges de rayon $R_s = 129,32 \text{ nm}$ comme le montre la figure III-8. Et en modifiant le rayon de ces tiges, nous

obtiendrons un décalage des longueurs d'onde. Nous verrons l'explication de cette opération dans la suite de ce chapitre.

La section résonnante couple deux guides d'ondes perpendiculaires l'un à l'autre. Le premier guide d'ondes **BUS**, créé en supprimant toutes les tiges de la 12^{ème} rangée. Le deuxième guide d'onde **DROP**, obtenu en retirant 10 tiges de la 12^{ème} colonne et en ajoutant une tige réfléchissante qui a un rayon identique à celui de la structure de base pour finalement avoir à la sortie une énergie maximale. Nous avons aussi placé quatre tiges aux coins du résonateur avec le même rayon R pour obtenir une puissance maximale de la résonance.

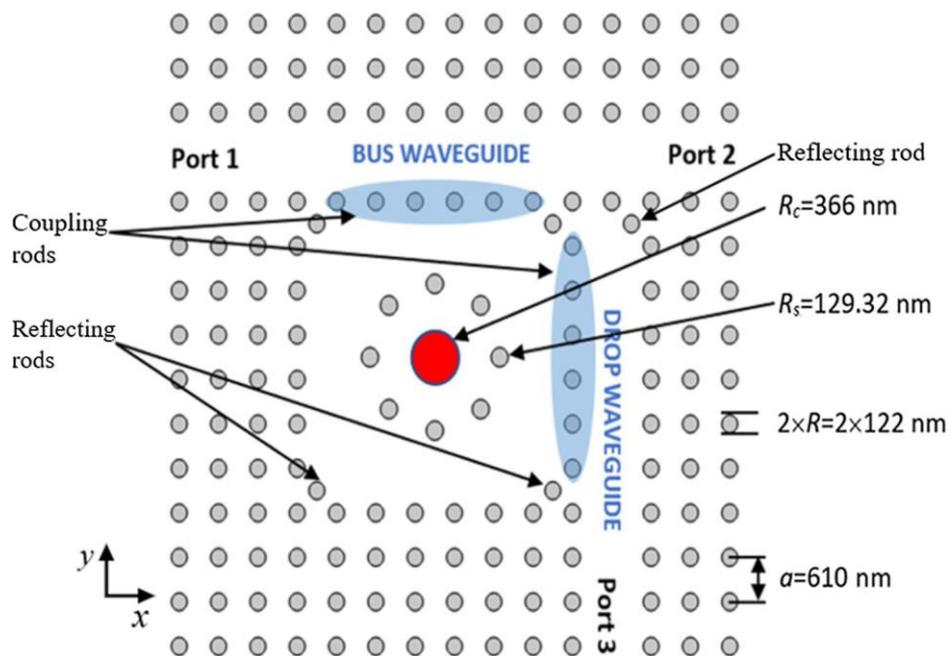


Figure III-9 : La structure proposée de résonateur en anneau.

La figure III-9(a) montre la distribution du champ électrique de l'onde centrale 1550,5 nm dans le résonateur. La figure III-9(b) montre que toutes les ondes lumineuses se propagent dans les guides d'ondes **BUS** vers le port 2, sauf qu'à 1 550,5 nm, les ondes lumineuses sortent du port 3 provenant du guide d'onde **DROP**. L'efficacité de transmission du port 2 est indiquée en bleu sur la Figure III-9(b) et l'efficacité de transmission vers le port 3 est indiquée en vert ; avec une efficacité de transmission enregistrée de l'ordre de 95% à 1550,5 nm. Ce filtre a une bande passante de $\Delta\lambda = 0,34$ nm, résultant un facteur de qualité élevé $Q = 4560.3$.

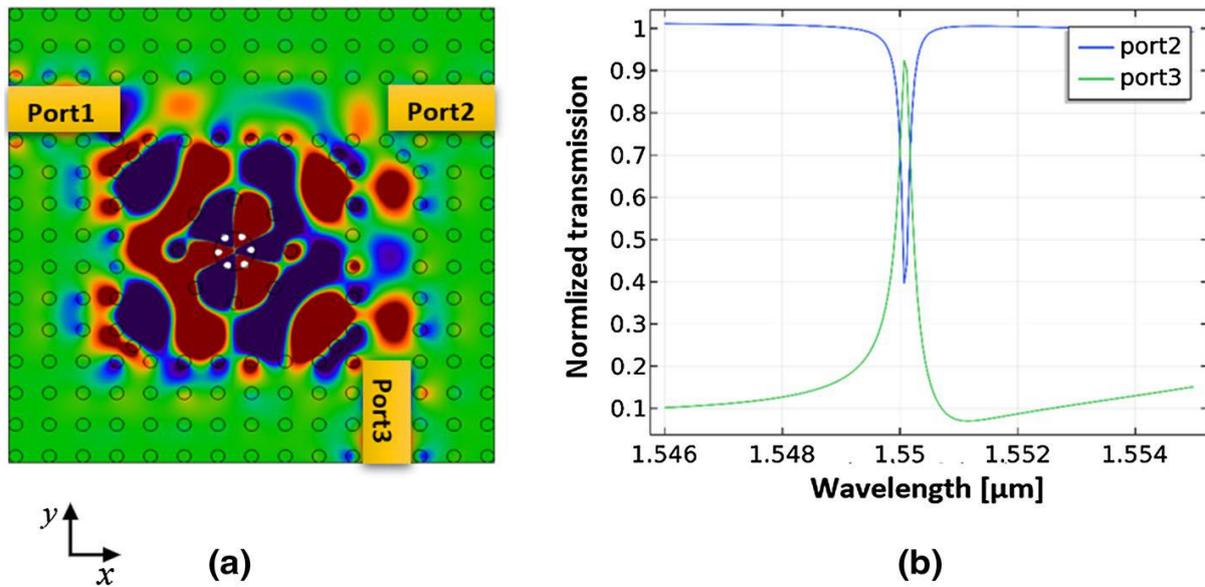


Figure III-10 : (a) Distribution du champ électrique à l'intérieur du résonateur.
(b) Le spectre de sortie du résonateur.

III.4.3 Conception du démultiplexeur

Dans cette section, nous proposons un démultiplexeur optique dans un réseau CP à maille carré opérant autour de $1,55 \mu\text{m}$, tout en gardant les mêmes paramètres géométriques et physiques de la structure du résonateur précédente. La structure photonique utilisée est une structure déconnectée constituée de 56×23 de bâtonnets diélectriques de GaAs dans un réseau à maille carrée de section $461,76 \mu\text{m}^2$. Dans la conception du démultiplexeur optique nous avons utilisé huit résonateurs en anneau afin de sélectionner les ondes lumineuses souhaitées. Nous avons également utilisé un guide d'ondes **BUS** et huit guides d'ondes de sortie **DROP**, qui sont couplés au guide d'ondes **BUS** via ces résonateurs, comme illustré sur la figure III-10.

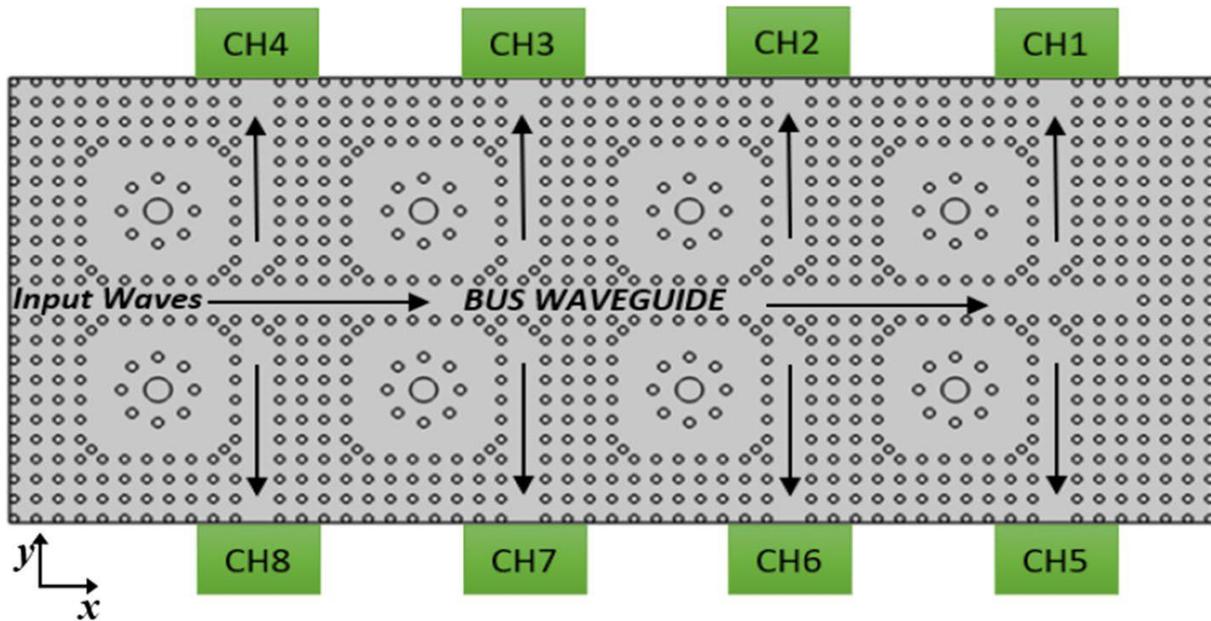


Figure III-11 : La structure finale du démultiplexeur proposé.

Le rôle du guide d'ondes **BUS** (**BUS waveguide**) est de guider les ondes lumineuses qui entrent dans notre structure, chaque onde sera filtrée à l'aide d'un résonateur, et enfin, elle sera guidée vers le canal approprié à l'aide de guides d'ondes de sortie (**DROP-waveguide**).

Le guide d'onde d'entrée **BUS** a été conçu en supprimant 51 tiges diélectriques horizontalement et 10 tiges verticalement pour créer le guide d'onde de sortie (**DROP-waveguide**).

Pour avoir une séparation des longueurs d'onde dans notre structure, nous avons effectué une variation au niveau des rayons des tiges diélectriques (R_{si}) qui entourent la grande tige placée au centre de chaque résonateur, tel que "i" est le numéro du canal. Les valeurs des rayons (R_s) choisies pour les huit résonateurs sont données respectivement: $R_{s1} = 129.32$ nm, $R_{s2} = 135.42$ nm, $R_{s3} = 137.86$ nm, $R_{s4} = 139.08$ nm, $R_{s5} = 140.3$ nm, $R_{s6} = 141.52$ nm, $R_{s7} = 142.374$ nm, $R_{s8} = 143.05$ nm, résultent les longueurs d'ondes suivantes : $\lambda_1 = 1550.5$ nm, $\lambda_2 = 1551.5$ nm, $\lambda_3 = 1552.5$ nm, $\lambda_4 = 1553.4$ nm, $\lambda_5 = 1554.5$ nm, $\lambda_6 = 1555.5$ nm, $\lambda_7 = 1556.5$ nm, $\lambda_8 = 1557.5$ nm.

III.4.4 Résultats des simulations :

Dans ce travail, nous avons simulé notre structure en mode TE à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics basé sur l'utilisation de la méthode des éléments finis FEM pour effectuer les calculs nécessaires. Les résultats de la simulation, sont représentés sur la figure

III-11. Nous observons que la longueur d'onde de résonance change chaque fois que nous modifions le rayon R_s .

La figure III-11 montre les longueurs d'onde appropriées pour chaque canal, tels que $\lambda_1 = 1550,5$ nm, $\lambda_2 = 1551,5$ nm, $\lambda_3 = 1552,5$ nm, $\lambda_4 = 1553,4$ nm, $\lambda_5 = 1554,5$ nm, $\lambda_6 = 1555,5$ nm, $\lambda_7 = 1556,5$ nm, $\lambda_8 = 1557,5$ nm. Pour la gamme de longueurs d'onde comprise entre 1550,5 nm et 1557,5 nm. La largeur de bande passante moyenne, le facteur de qualité moyen et le coefficient de transmission normalisé moyen de notre démultiplexeur sont respectivement égaux à : $\Delta\lambda = 0,239$ nm, 7051,45, 94,31 %, et l'espacement moyen des canaux est de 1 nm.

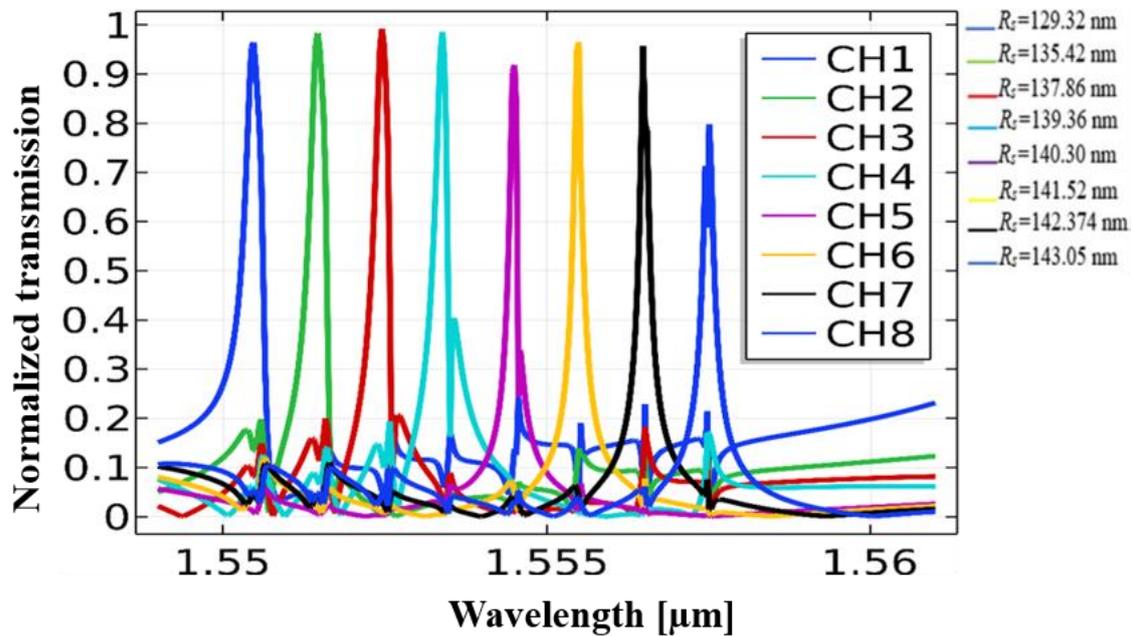


Figure III-12 : Spectres de sortie du démultiplexeur optique proposé.

Tous les résultats de notre démultiplexeur correspondant à chaque variation de rayon R_s sont répertoriés dans le tableau III-3.

Tableau III-3 : Résultats de simulation de démultiplexeur à 8 canaux.

Canaux	R_s (nm)	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	TR (%)	Q
CH 1	129.32	1550.5	0.34	96.4	4560.3
CH 2	135.42	1551.5	0.32	98.25	4848.43
CH 3	137.86	1552.5	0.28	99.1	5544.6
CH 4	139.36	1553.4	0.24	97.75	6472.9
CH 5	140.3	1554.5	0.15	91.6	10363.33
CH 6	141.52	1555.5	0.19	96.5	8186.84

<i>CH 7</i>	142.375	1556.5	0.2	95	7782.5
<i>CH 8</i>	143.05	1557.5	0.18	79.9	8652.77

Le tableau III-3 montre un facteur de très haute qualité avec une valeur minimale de 4560,3 et une valeur maximale de 10363,33. Comme la largeur de bande étroite des canaux est clairement la cause de l'augmentation du facteur de qualité, ce dernier augmentera à mesure que la largeur de bande des canaux diminuera. Nous avons obtenu une efficacité de transmission très élevée après la simulation structurelle, avec les valeurs les plus faibles et les plus élevées de 79,9 % et 99,1 %, respectivement.

La structure fonctionne dans une petite largeur de bande $B W=7$ nm, comme le montrent la figure III-11 et le tableau III-3. Cette petite bande passante résulte de l'espacement étroit entre les canaux. Ce dernier est uniforme et égal à 1 nm, à l'exception qu'il y a une séparation de 0,9 nm et 1,1 nm entre le troisième et quatrième canal, le quatrième et cinquième canal, respectivement. On peut en déduire que si l'on diminue la largeur de bande des canaux, on diminue également la largeur de bande totale en plus de diminuer la distance entre les canaux.

Comme le montre la figure III-12, nous avons excité la structure avec différentes ondes lumineuses $\lambda_1, \lambda_2 \dots \lambda_8$. Nous pouvons observer le fonctionnement de la séparation de ces ondes par les résonateurs, ainsi nous pouvons confirmer l'importance de ces dispositifs dans le démultiplexage optique. En raison des spécifications géométriques de chaque résonateur, il peut absorber sa propre longueur d'onde, et la transférer au port souhaité via le guide d'onde de sortie (**DROP-waveguide**).

Lorsque l'onde optique entre dans le DEMUX via le port d'entrée, on constate que la majorité de la puissance de cette onde va tomber dans le canal approprié, et une petite puissance influence les autres canaux voisins, c'est ce qu'on appelle la diaphonie.

La diaphonie joue un rôle important pour la conception du démultiplexeur à utiliser dans les systèmes WDM (Fallahi 2019). Dans notre simulation, nous avons travaillé sur l'amélioration de ce paramètre. Après simulation, nous obtenons des valeurs de diaphonie faibles, la valeur de diaphonie maximale est de -18 dB et la valeur minimale est de -65,5 dB, ce qui indique que l'influence mutuelle entre les canaux est faible. Le tableau III-4 donne les valeurs de diaphonie pour notre structure.

La figure III-13 montre la transmission du démultiplexeur en échelle dB, ce qui nous permet de dessiner et tirer plus facilement les valeurs de diaphonie.

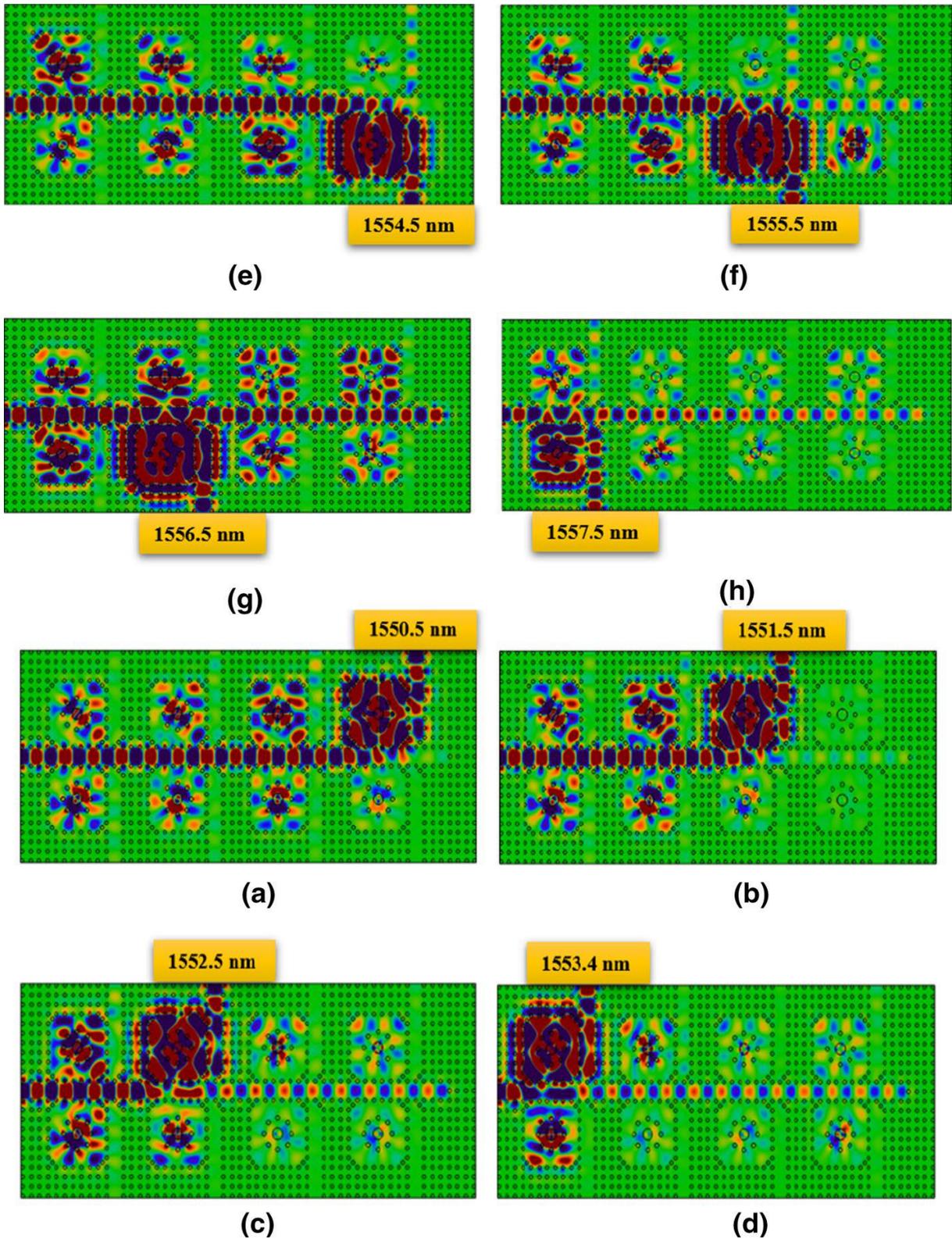


Figure III-13 : Distribution du champ optique dans les 8 canaux du DEMUX.

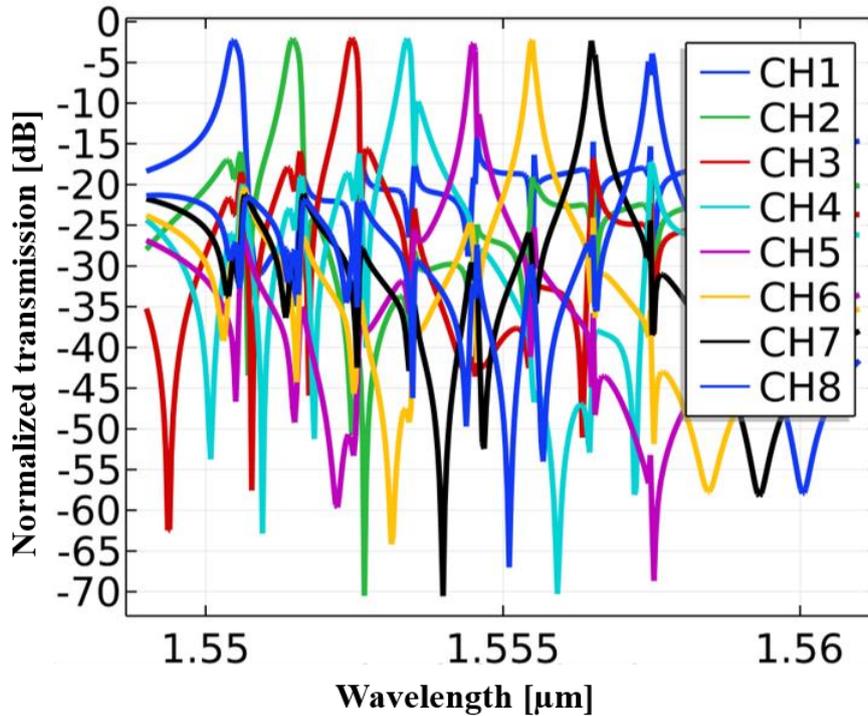


Figure III-14 : La transmission normalisée de la structure proposée en échelle dB.

Tableau III-4 : Les valeurs de diaphonie entre les canaux de DEMUX.

	<i>C_1</i>	<i>C_2</i>	<i>C_3</i>	<i>C_4</i>	<i>C_5</i>	<i>C_6</i>	<i>C_7</i>	<i>C_8</i>
<i>C_1</i>	---	-20	-25	-29.9	-50	-31.8	-31.35	-29
<i>C_2</i>	-37.8	---	-21.85	-27.1	-54	-43.8	-32	-30.5
<i>C_3</i>	-31.7	-54.7	---	-22.5	-58	-50	-39	31
<i>C_4</i>	-18	-30.9	-24.7	---	-27.6	-41.9	38.2	-34
<i>C_5</i>	-21	-31.5	-46	-30.2	---	29.4	-33.2	-34.9
<i>C_6</i>	-36.6	-20	-37.1	-50	-38	---	-32.9	-33
<i>C_7</i>	-21.9	-25.6	-21.3	-48.3	-45	-32.5	---	-29.9
<i>C_8</i>	-22	-26.5	-30	-18.3	-65.5	-45.2	-36	---

III.4.5 Comparaison de notre résultat avec les résultats des travaux précédent :

Maintenant, nous allons comparer les résultats obtenus après la simulation de notre DEMUX avec les résultats obtenus dans des autres travaux effectués précédemment dans le tableau III-5. Nous nous intéressons plus aux paramètres qui sont : le facteur de qualité (Q), l'efficacité de transmission, l'espacement des canaux et la diaphonie.

Tableau III-5 : Une comparaison des résultats des travaux publiés avec notre résultats dans en fonction du coefficient de transmission, le facteur de qualité, nombre des canaux, la largeur spectral, l'espacement entre les canaux, et la diaphonie.

Réf	N ^o canaux	$\Delta \lambda$ (nm)	Espacement des canaux (nm)	TR (%)		Q		Diaphonie	
				Min	Max	Min	Max	Min	Max
[10]	4	0.217	2.2	98	100	5118	9017	-46.68	-9.79
[11]	8	0.615	1.97	87	97.4	1716.6	4206.2	-40.6	-8.2
	8	1.2	4	91	98.9	489	1969	-48.3	-8
[12]	3	0.32	4.2	95.25	99	4440	5170	-34.6	-18.6
[13]	4	0.375	---	90	98	2593	5213	-40.4	-19.6
[14]	16	0.3	< 3	98	100	4417	5286	-90	-8
[15]	5	1.5	< 4.2	90	94	1034	1044	-24	-13
[16]	4	0.82	2	93	100	1763.5	2261.5	-27	-14
Notre travail	8	0.239	1	79.9	99.1	4560.3	10363.3	-65.5	-18

Selon le tableau III-5, la structure proposée présente un meilleur espacement des canaux, de très bonnes valeurs de diaphonie et un facteur de qualité plus élevé par rapport aux autres travaux. En ce qui concerne l'efficacité de transmission, elle est bonne et acceptable.

III.5 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous définissons brièvement WDM. Les résonateurs déflectueux et les résonateurs en anneau sont les structures de base les plus couramment utilisées dans les conceptions de démultiplexeurs tout optique.

Un nouveau DEMUX à 8 canaux et à haute performance avec des cristaux photoniques 2D a été proposé et présenté dans ce chapitre. Le DEMUX est composé de 8 résonateurs en anneau en cascade, d'un guide d'onde **BUS** et de 8 guides d'onde **DROP**. D'après les simulations, les valeurs moyennes de l'efficacité de transmission et de l'espacement des canaux sont respectivement de 94,31 % et de 1 nm. Les valeurs du facteur de qualité sont très élevées et se situent entre 4560.3 et 10363.33. Les valeurs de diaphonie sont faibles et sont entre - 65,5 dB et - 18 dB, ce qui prouve que l'influence de chaque canal sur les canaux voisins est faible. La variation du rayon intérieur des tiges entourant la tige centrale de chaque résonateur en anneau nous permet de choisir les 8 longueurs d'onde du DEMUX, qui sont : 1550,5 nm, 1551,5 nm, 1552,5 nm, 1553,4 nm, 1554,5 nm, 1555,5 nm, 1556,5 nm, 1557,5 nm. Le DEMUX proposé a une petite taille de 461,76 μm^2 et possède de très bonnes caractéristiques pour une utilisation dans les systèmes DWDM.

References:

- [1] P. Green, "Progress in optical networking," *IEEE Communications Magazine*, vol. 39, pp. 54–61, Jan. 2001.
- [2] K. Sivalingam and S. Subramaniam, eds., *Optical WDM Networks: Principles and Practice*. Boston, MA: Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [3] HIDEKI ISHIO, JUNICHIRO MINOWA, KIYOSHI NOUS, Review and Status of WaveLength-Division- Multiplexing Technology and Its Application, *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, VOL. LT-2, NO. 4, AUGUST 1984.
- [4] Mehdizadeh, F., Soroosh, M. A new proposal for eight-channel optical demultiplexer based on photonic crystal resonant cavities. *Photon Netw Commun* 31, 65–70 (2016).
- [5] M. R. Rakhshani and M. A. Mansouri-Birjandi. "Realization of tunable optical filter by photonic crystal ring resonators." *Opt. Int. J. Light Electron. Opt.*, vol. 124, pp. 5377–5380. 2013.
- [6] R. Talebzadeh, M. Soroosh, and F. Mehdizadeh. "Improved low channel spacing high quality factor four-channel demultiplexer based on photonic crystal ring resonators." *Opt. Appl.*, vol. 46, pp. 553–564. 2016.
- [7] R. Talebzadeh, M. Soroosh, Y. S. Kavian, and F. Mehdizadeh. "All-optical 6- and 8-channel demultiplexers based on photonic crystal multilayer ring resonators in Si/C rods." *Photonic Netw. Commun.*, 2017.
- [8] R. Talebzadeh, M. Soroosh, Y. S. Kavian, and F. Mehdizadeh. "Eight-channel all-optical demultiplexer based on photonic crystal resonant cavities." *Opt. Int. J. Light Electron. Opt.*, vol. 140, pp. 331–337. 2017.
- [9] Mounzar, A., Badaoui, H., Abri, M.: 16-channels wavelength efficient demultiplexing around 1.31/1.55 μm in 2D photonic crystal slab. *Optik* **193**, 162685 (2019).
- [10] Mohammadi, M., Seifouri, M : A new proposal for a high performance 4 channel demultiplexer based on 2D photonic crystal using three cascaded ring resonators for applications in advanced optical systems. *Opt. Quant. Electron.* **51**, 350 (2019b).

- [11] Fallahi, V., Mohammadi, M., Seifouri, M : Design of two 8-channel optical demultiplexers using 2D photonic crystal homogeneous ring resonators. *Fiber Integr. Opt.* **38**(5), 271–284 (2019).
- [12] Mohammadi, M., Seifouri, M.: Numerical simulation of all optical demultiplexer based on pillar photonic crystal ring resonators. *Int. J. Numer. Model* **32**(2), 2527 (2019).
- [13] Delphi, G., Olyae, S., Seifouri, M., Mohebzadeh- Bahabady, A : Design of low cross talk and high quality factor 2 channel and 4 channel optical demultiplexers based on photonic crystal nano ring resonator. *Photon. Netw. Commun.* **38**(2), 250–257 (2019).
- [14] Naghizade, S., Sattari-Esfahlan, S.M : Tunable high performance 16-channel demultiplexer on 2D photonic crystal ring resonator operating at telecom wavelength. *J. Opt. Commun.* (2018).
- [15] Naghizade, S., Sattari-Esfahlan, S.M : An optical five channel demultiplexer-based simple photonic crystal ring resonator for WDM applications. *J. Opt. Commun.* **41**(1), 37–43 (2019).
- [16] Fallahi, V., Seifouri, M., Olyae, S., Alipour-Banaei, H : Four-channel optical demultiplexer based on hexagonal photonic crystal ring resonators. *Opt. Rev.* **24**(10), 605–610 (2017).

Chapitre IV :

**Conception des décodeurs à cristaux photoniques
à haute performance utilisant des résonateurs
en anneau non linéaires**

IV.1 Introduction :

Dans les systèmes optiques, le nombre d'utilisateurs partageant un **BUS** commun n'a cessé d'augmenter et, par conséquent, le récepteur doit être capable de choisir les données appropriées. La numérisation des circuits optiques a obligé les chercheurs à concevoir des portes logiques optiques capables de contrôler les ports de sortie en fonction de l'état des entrées, ce qui est appelé décodeur. Le décodeur est un composant numérique qui possède plusieurs ports d'entrée-sortie, et les états de sortie dépendent fortement des états d'entrée. De plus, il existe un port de polarisation qui permet le fonctionnement du décodage. Plusieurs approches ont été réalisées et divers décodeurs tout-optique ont récemment été proposés [1-2]. L'élément fondamental des décodeurs tout-optique est un commutateur optique car il est capable de contrôler le signal de sortie via ses signaux d'entrée et de polarisation. L'opération de commutation est réalisée en utilisant l'effet Kerr non linéaire dans les cristaux photoniques [3-4].

Dans ce chapitre, nous présenterons un décodeur tout optique basé sur des cristaux photoniques à réseau carré. Les résonateurs en anneau non linéaire sont des structures de base pour la réalisation des décodeurs. Au début nous allons introduire un décodeur 1×2 . Après nous allons présenter les procédures de conception du décodeur 2×4 . Finalement, nous présenterons les étapes de conception d'un décodeur 3×8 .

IV.2 Décodeur 1×2 photonique à base d'un résonateur non linéaire :

IV.2.1 Résonateur en anneau non linéaire :

La réalisation du résonateur en anneau est une étape très importante pour mettre en œuvre des dispositifs optiques. Le résonateur créé est un réseau 19×19 de tiges diélectriques, où la constante de réseau est 610,54 nm et le rayon est 128,29 nm avec un indice de réfraction est d'environ 3,37. La méthode PWE (Plane Wave Expansion) est utilisée pour tracer les diagrammes de bandes d'énergie sous le logiciel COMSOL Multiphysics. La fréquence normalisée en termes de vecteur K (Γ - X- M- Γ) [5]. Selon le diagramme de bande présenté sur la figure IV-1, deux bandes interdites photoniques sont obtenues en mode TE appartenant respectivement aux intervalles : $0,34 < a/\lambda < 0,55$ et $0,87 < a/\lambda < 0,92$.

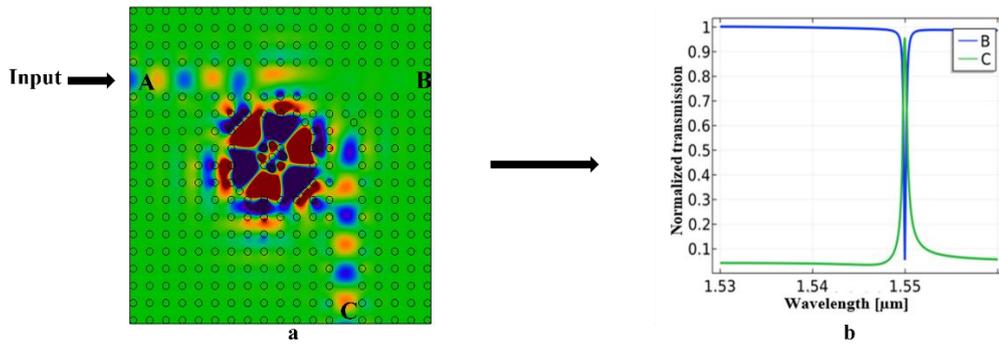


Figure IV-3 : Résultat de simulation de résonateur en anneau, a) distribution de champ, b) les spectres de sorties.

IV.2.2 Conception de démultiplexeur non-linéaire à 2 canaux :

Le démultiplexeur non linéaire est un réseau carré constitué de 19×29 tiges diélectriques immergées dans l'air. Il est composé de deux résonateurs séparés par un guide d'onde d'entrée. Comme illustre la figure IV-4, les résonateurs sont identiques avec un petit changement au niveau des rayons des tiges internes des noyaux des résonateurs, tel que $R_C = 124.44$ nm et $R_B = 128$ nm. Ce changement est effectué dans le but d'avoir une séparation des longueurs d'onde et pour attribuer à chaque port de sortie sa propre longueur d'onde de résonance.

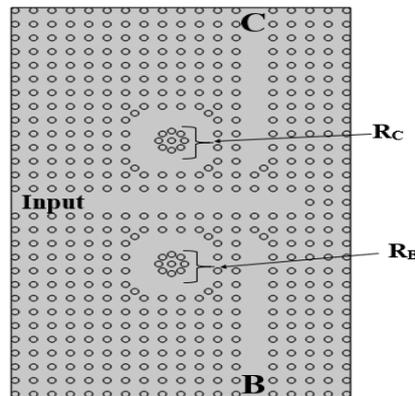


Figure IV-4 : Démultiplexeur non linéaire proposé.

Le démultiplexeur joue le rôle d'un commutateur optique fonctionne en fonction de la quantité d'intensité qui lui est appliquée. Il est conçu à base de tiges diélectriques non linéaires possédant un indice de réfraction qui dépend de l'intensité d'excitation connu sous le nom d'effet Kerr. Ce dernier est défini par l'expression $n = n_1 + n_2 I$, où n_1, n_2 sont respectivement l'indice de réfraction linéaire et le coefficient Kerr non-linéaire. I est l'intensité de puissance optique [3-6]. Les résultats de la simulation du démultiplexeur sont reportés sur la figure IV-5.

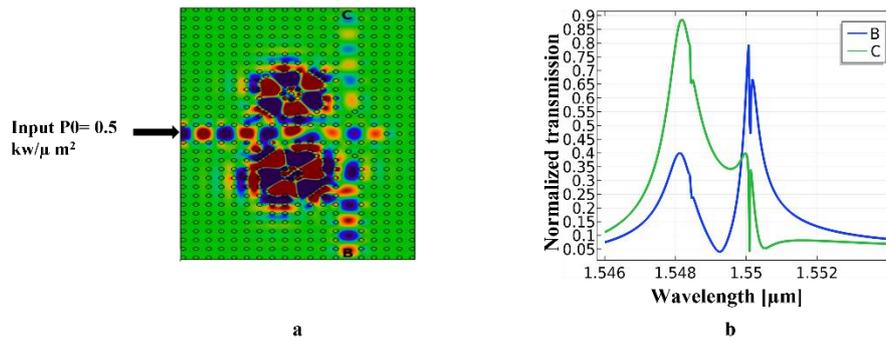


Figure IV-5 : Résultat de DEMUX avec $P_0 = 0.5 \text{ kW}/\mu \text{m}^2$,
a) distribution de champ, b) les spectres de sorties.

Le démultiplexeur a été excité par une intensité de $P_0 = 0.5 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$. Nous avons obtenu deux longueurs d'onde de résonance ; 1.55 μm au niveau du port B et 1.5481 μm qui apparaît au port C avec des coefficients de transmission 83.5% et 90.5% respectivement.

Dans le deuxième cas, nous avons excité le démultiplexeur par une autre intensité $P = 2 * P_0 = 1 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$. A partir du tracé illustré sur la figure 6, on voit l'apparition d'un décalage spectral qui est dû à la non-linéarité et aux effets Kerr, tel que $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ se propage vers le port C et une autre longueur d'onde $\lambda = 1.552 \mu\text{m}$ apparaît dans le port B.

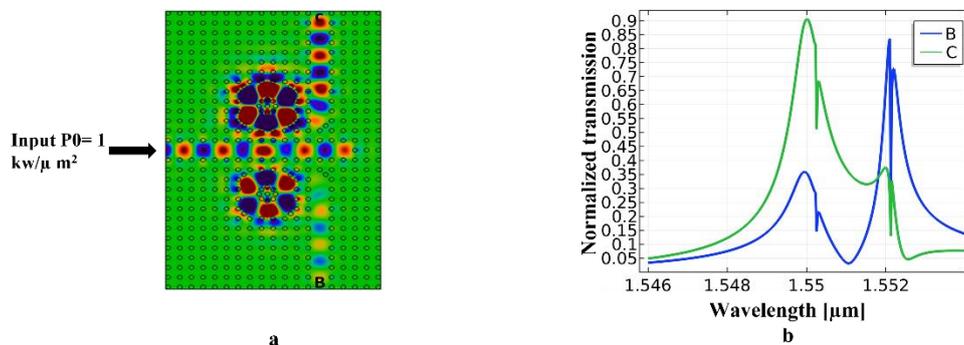


Figure IV-6 : Résultat de DEMUX avec $P_0 = 1 \text{ kW}/\mu \text{m}^2$,
a) distribution de champ, b) les spectres de sorties.

IV.2.3 Conception de structure finale de décodeur 1×2 :

Le décodeur proposé est un réseau constitué de $26 * 21$ tiges diélectriques dans un réseau à maille carré à base de CPs-2D. Comme il est illustré sur la figure IV-7, le décodeur est composé de deux sous structures : un mélangeur constitué d'un port d'entrée I et d'un port d'excitation E conçu pour activer notre structure, et la deuxième sous structure est un démultiplexeur déjà décrit dans la section précédente.

Le fonctionnement de décodeur proposé se fait autour de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ et le seuil de commutation est de l'ordre de $1 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$.

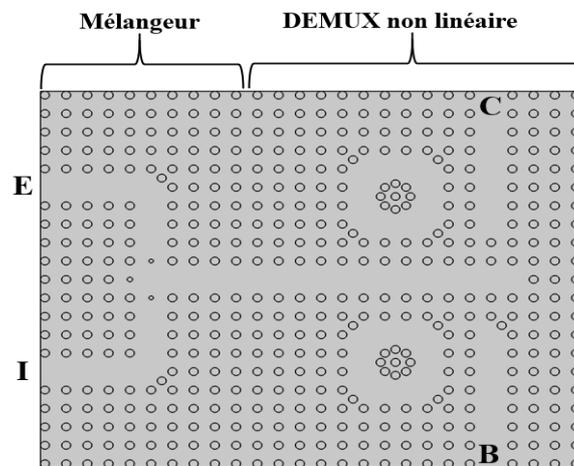


Figure IV-7 : La structure finale de décodeur 1*2 proposé.

Comme nous l'avons mentionné, la structure proposée possède deux ports de sortie qui peuvent être contrôlés via le port I, et possède donc deux états de fonctionnement, dans les deux états le port E doit être activé, sinon l'état de fonctionnement de la structure ne sera pas valide. On prend l'état logique des ports égal 1 pour les ports activés et 0 pour les ports désactivés

Dans le premier état, le port I est désactivé et le port E est activé. Dans ce cas, le faisceau optique provenant du port E se déplace vers le démultiplexeur non linéaire. L'intensité de la puissance optique près du commutateur est inférieure au seuil de commutation, de sorte que le mode résonant du résonateur coïncide avec la longueur d'onde centrale des ondes optiques et que le résonateur (1) guide le faisceau optique vers le port B. Par conséquent, le port B sera allumé, mais le port C sera éteint. On peut donc résumer que lorsque I est éteint, B est activé et C est désactivé. La figure IV-8(a) représente la distribution du champ électrique dans le décodeur et la figure IV-8(b) donne les spectres de sortie.

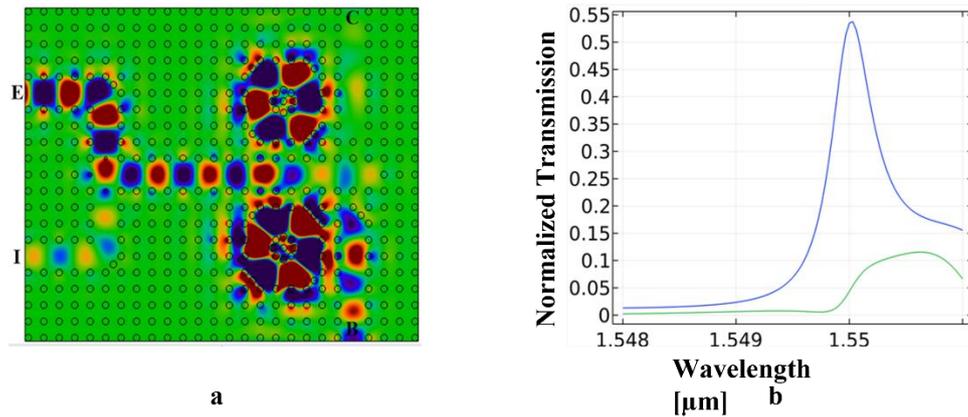


Figure IV-8 : Résultat de décodeur pour $I = 0$,
 (a) distribution de champ, (b) les spectres de sortie.

D'après la figure 8 (b) le taux de transmission enregistré au niveau du port B égale à 54% et au niveau de port C égal 5%. On peut donc conclure que lorsque $I=0 \Rightarrow B=1$ et $C=0$.

Dans le deuxième état, les ports d'entrée I et E sont activés et excités par deux faisceaux en phase et de puissances identiques $1 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$. Au niveau du point de rencontre de mélangeur l'intensité augmente. Dans ce cas, l'intensité de la puissance optique près du démultiplexeur atteindra le seuil de commutation et provoquera ainsi un décalage de longueur d'onde à cause de la non-linéarité. Le résonateur (2) correspondant au port C, mène l'onde lumineuse vers le guide d'ondes de sortie C, et on peut constater sur la figure b) que l'efficacité de transmission normalisée du port C est égale à 97,5 %. Par conséquent, lorsque E et I sont activés, le port C sera activé, et nous concluons donc que lorsque $I=1 \Rightarrow B=0$ et $C=1$. Le résultat de cet état apparaît bien sur la figure IV-9.

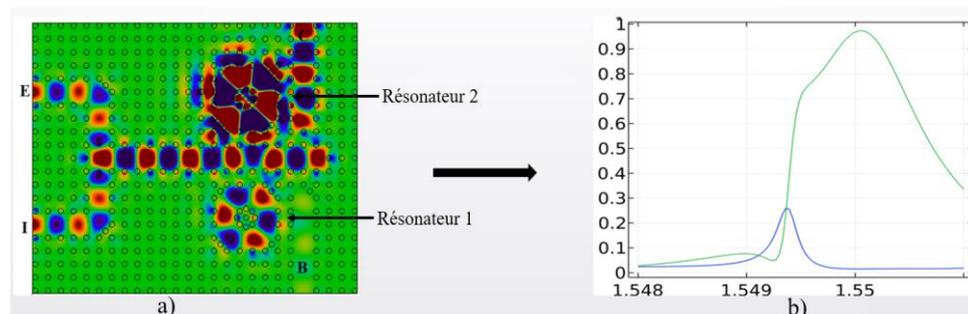


Figure IV-9 : Résultat de décodeur pour $I = 1$,
 a) distribution de champ, b) les spectres de sortie.

Les tableaux IV-1 et IV-2 présentent respectivement les états de fonctionnement ou le tableau de vérité et les caractéristiques calculées du décodeur.

Tableau IV-1 : Tableau de vérité de décodeur.

I	B	C
0	1	0
1	0	1

Tableau IV-2 : Les caractéristiques calculées de la structure proposée.

Output	Insertion loss (dB)	Maximum cross talk (dB)
B	-3,37	-10,33
C	-16,02	-16,87

Nous pouvons noter également dans le tableau IV-2 les caractéristiques de la structure, telles que la diaphonie maximale des ports B et C qui est de l'ordre de -10.33 dB et -16.87 dB respectivement. Les pertes d'insertion pour les ports de sortie sont respectivement : -3.37 dB, et -16.02 dB. La diaphonie maximale est calculée à partir de la formule suivante : $10\log\left(\frac{P_{low}}{P_{high}}\right)$ et les pertes d'insertion à partir l'expression : $10\log\left(\frac{P_{in} - P_{out}}{P_{in}}\right)$.

IV.3 Décodeur 2×4 tout optique à base des résonateurs en anneau non linéaire :

Dans cette réalisation nous avons utilisé le même résonateur en anneau utilisé dans la partie précédente, en gardant les mêmes caractéristiques géométriques. Nous utilisons GaAs comme matériau structural de base, qui a un indice de réfraction égal à 3,37. Dans la conception du noyau de résonateur, nous avons utilisé des tiges de verre chalcogénure avec un indice de réfraction linéaire égal à 3,1 et un coefficient de Kerr non linéaire de $9 \times 10^{-17} \text{m}^2/\text{W}$.

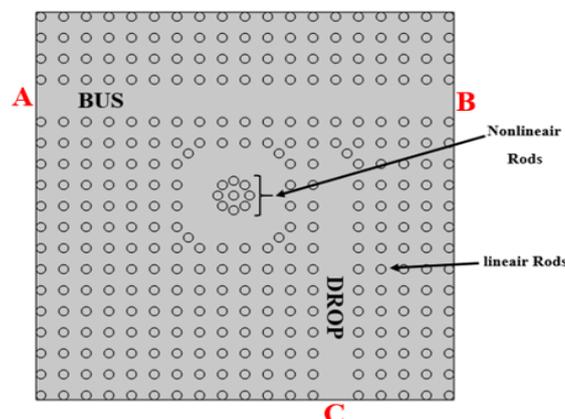


Figure IV-10 : Le Résonateur en anneau non linéaire.

IV.3.1 Procédur de conception de décodeur 2×4 :

Le décodeur optique 2×4 proposé est constitué de 45×29 tiges diélectriques dans un réseau carré. Il est composé de deux étages : un combineur avec deux ports d'entrée A_1 et A_2 et un port d'excitation E pour exciter notre structure. Le rôle de ce dispositif est de combiner les différentes intensités provenant des différents ports d'entrée. Le deuxième étage est un commutateur optique à quatre ports de sortie, qui fonctionne en fonction de l'intensité de puissance qui lui est appliquée [3-6]. Ainsi, l'un de ces ports sera actif et les autres seront inactifs et nous pouvons changer l'état des ports (actif - inactif) en modifiant la quantité de courant appliquée au commutateur. La structure finale du décodeur est représentée sur la figure IV-11.

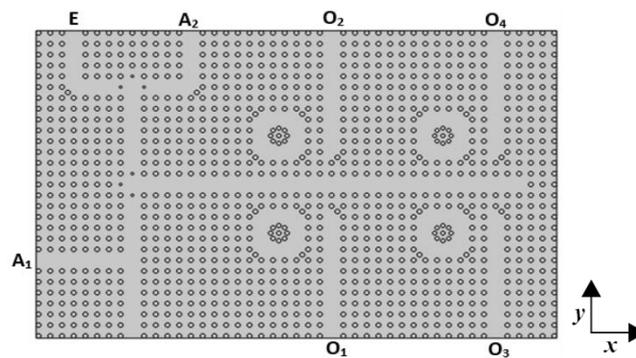


Figure IV-11 : Structure du décodeur final proposé.

Pour créer le premier étage (combineur), nous avons combiné un diviseur avec un port logique OU en plaçant 3 tiges de GaAs au point de rencontre des sorties du port logique OU et du diviseur de telle sorte que leur rayon soit " $R_p = 73,13 \text{ nm}$ ", comme le montre la figure IV-12

Le port logique OR est composé de deux branches "port d'entrée A_2 et port d'excitation E " ayant des longueurs d'onde optiques identiques pour éviter la différence de phase entre elles au point de rencontre [7], et nous avons placé 3 tiges de GaAs de rayon $R_p=73.13 \text{ nm}$ à ce point pour guider la partie maximale des longueurs d'onde optiques vers la sortie du port logique. Le port logique OR est illustré sur la figure IV-12.

Le rôle du diviseur de puissance est très important pour le bon fonctionnement du décodeur, et pour mieu expliquer, nous imaginons que notre décodeur fonctionne sans diviseur, nous obtenons ainsi deux cas similaires, c'est-à-dire que dans les deux cas nous avons la même puissance qui arrive à l'entrée du commutateur, et ces deux cas sont : ($E=A_1=1$ et $A_2=0$), ($E=A_2=1$ et $A_1=0$) car les puissances injectées à l'intérieur des ports sont égales, et $P=P_0=1 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$. Ainsi, avec l'utilisation d'un diviseur, nous obtenons deux niveaux de puissance différents. Dans le cas : ($E=A_1=1$ et $A_2=0$), le diviseur divise la puissance injectée au port A_1

par 2 c'est à dire ($P_0/2$), et nous obtenons la moitié de la puissance qui se combinera avec la puissance qui provient du port logique OR. Comme le montre la figure IV-12.

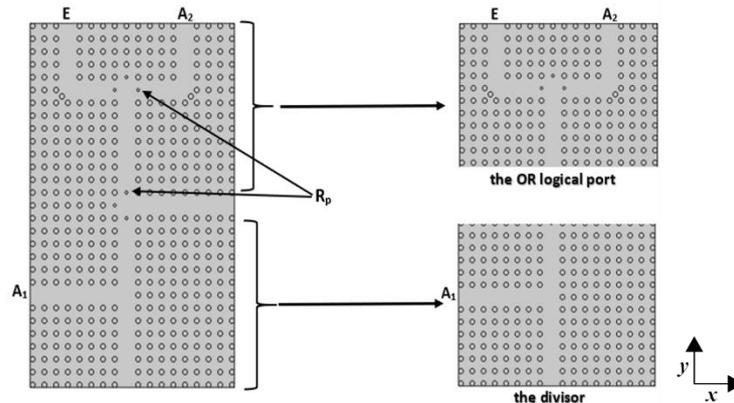


Figure IV-12 : Le combineur optique.

Dans la deuxième étape et comme le montre la figure IV-12, nous avons réalisé un démultiplexeur à quatre ports de sortie conçu à base de résonateurs en anneau non-linéaires qui agit comme un commutateur optique. Le rayon de la tige intérieure varie dans chaque anneau pour spécifier la longueur d'onde de résonance de ce démultiplexeur tels que les rayons de la tige intérieure sont: $r_1 = 12.29$ nm, $r_2 = 124$ nm, $r_3 = 120$ nm, $r_4 = 116$ nm, correspondant respectivement aux ports de sortie O1, O2, O3, O4.

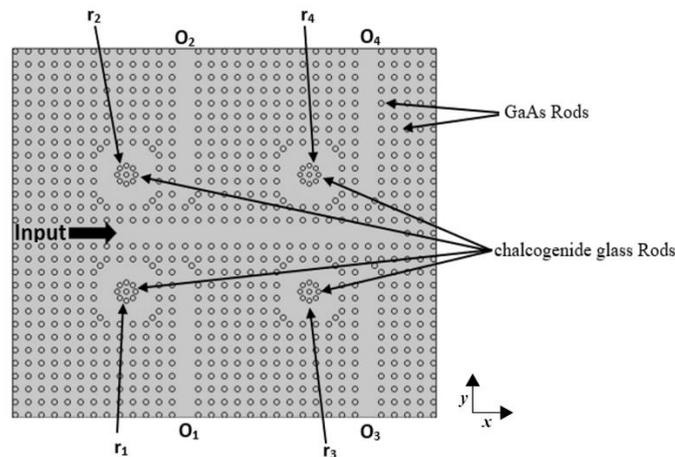


Figure IV-13 : Le commutateur optique proposé.

IV.3.2 Résultats de simulation de décodeur :

Le décodeur proposé a été simulé en mode TE en utilisant la méthode des éléments finis FEM sous le logiciel COMSOL Multiphysics. Au début, nous avons testé le bon fonctionnement du démultiplexeur (commutateur) en excitant la structure par un signal optique d'entrée d'intensité $1 \text{ kW} / \mu\text{m}^2$ (P_0), nous avons obtenu quatre longueurs d'onde de résonance:

1550 nm, 1546.6 nm, 1543.2 nm, 1539.8 nm qui correspondent respectivement aux ports de sortie O₁, O₂, O₃, O₄ avec des efficacités de transmission égales respectivement à 98.8%, 97.2%, 98%, 94.1%. Ces résultats sont bien illustrés sur le tracé graphique de la figure 13.

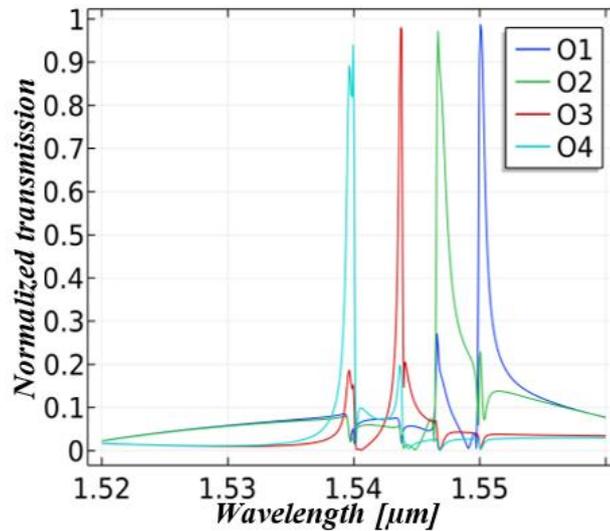


Figure IV-14 : Spectres de sortie du commutateur optique.

Après avoir testé le commutateur proposé nous l'avons injecté par quatre signaux optiques admettant la même longueur d'onde centrale 1550 nm mais d'intensités différentes qui sont les suivantes: 1 kW/μm², 1,5 kW/μm², 2 kW/μm², 2,5 kW/μm².

Les résultats de simulation montrent qu'un seul port de sortie sera actif et aboutit à une longueur d'onde de résonance égale à 1550 nm, tandis que les autres ports seront inactifs comme indiqué sur les figures IV- (15, 16, 17, 18).

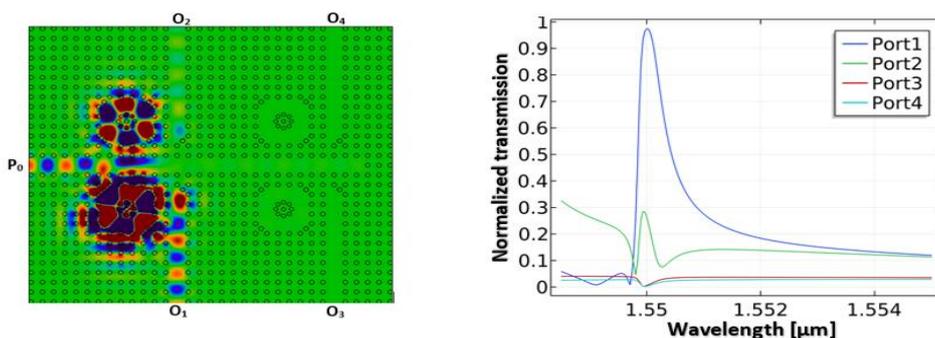


Figure IV-15 : (a) Distribution de champ,
(b) Spectre de sortie de commutation avec intensité P0.

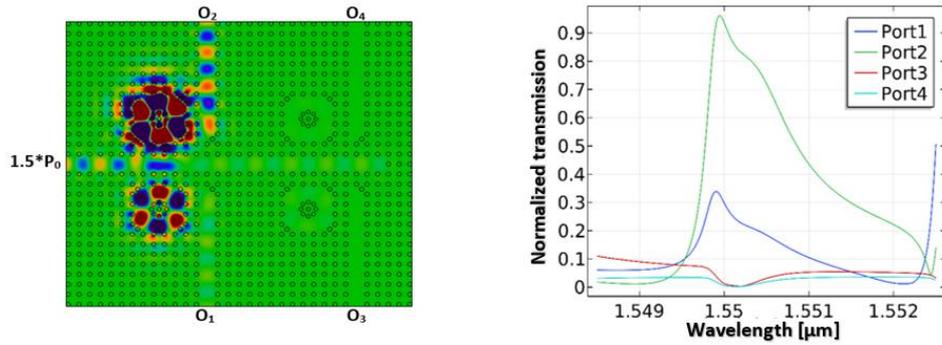


Figure IV-16 : (a) distribution du champ,
(b) spectres de sortie du commutateur avec une intensité de $1,5 \times P_0$.

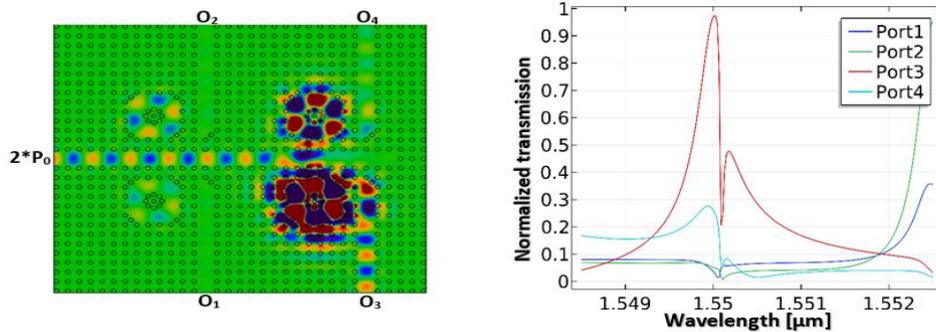


Figure IV-17 : (a) distribution du champ,
(b) spectres de sortie du commutateur avec une intensité de $2 \times P_0$.

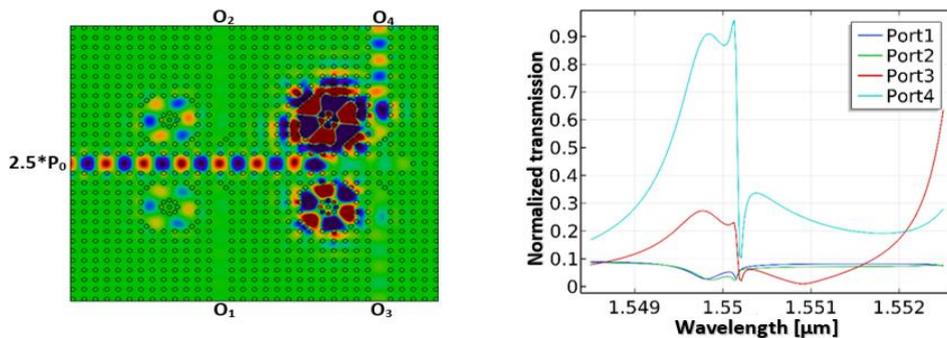


Figure IV-18 : (a) distribution du champ,
(b) spectres de sortie du commutateur avec une intensité de $2,5 \times P_0$.

Nous simulons ensuite la structure finale du décodeur proposé, nous excitions donc les trois ports d'entrée par une longueur d'onde centrale égale à 1550 nm avec des intensités de puissance identiques égales à $P_0 = 1 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$. Tout d'abord, tous les ports sont inactifs, c'est-à-dire qu'aucune quantité de signal n'atteint le commutateur, c'est l'état où le décodeur est inactif, autrement dit tous les ports de sortie sont inactifs.

Dans le premier cas, nous avons activé le port d'excitation E, les ports A_1 , A_2 sont inactifs. Nous avons donc injecté une intensité P_0 à l'intérieur de E qui arrivera par la suite au commutateur. Le résonateur correspondant à O_1 couplera le signal optique au port de sortie O_1 . Par conséquent, lorsque E est actif et que A_1 , A_2 sont inactifs, le port O_1 sera actif et vaut l'état

logique 1. Les ports O_2 , O_3 , O_4 seront inactifs et prennent l'état logique 0. Dans ce cas, la puissance normalisée au niveau du port O_1 est de 38% ; alors que pour les ports O_2 , O_3 , O_4 elle est de 2,5%, 1 et, 0,9% respectivement. Généralement le décodeur est activé lorsque E est activé sans tenir en compte les états des autres ports. Cette situation est illustrée à la figure 19.

Dans le second cas, le port E reste actif, le port A_2 est inactif et le port A_1 est activé. Le signal optique provenant du port A_1 sera divisé par deux, et nous obtenons la moitié de l'intensité du signal optique ($0,5 \times P_0$) qui sera combinée avec l'intensité optique provenant du port E, ce qui donnera une intensité globale à l'entrée du commutateur égale à $1,5 \times P_0$. Dans ce cas, l'anneau résonnant correspondant à O_2 fera tomber les ondes optiques dans le guide d'onde de sortie O_2 . Ainsi, lorsque E, A_1 sont actifs et A_2 est inactif, le port O_2 sera activé et prendra l'état logique 1, les ports O_1 , O_3 , O_4 seront désactivés et prennent l'état logique 0. Le coefficient de transmission enregistré au niveau du port O_2 est de l'ordre de 39%. Pour les ports O_1 , O_3 et O_4 il vaut 5%, 1% , et 1% respectivement.comme indiqué sur la figure 20.

Dans le troisième cas, E, A_2 sont actifs, A_1 est inactif, toute l'intensité injectée dans le port A_2 (P_0) sera combinée avec l'intensité optique provenant du port d'excitation E, de sorte que l'intensité globale atteignant l'entrée du commutateur est $2 \times P_0$. Dans ce cas, le résonateur correspondant au port O_3 va guider les ondes optiques vers la sortie O_3 , de sorte que la puissance normalisée dans ce port est de 37% et dans O_1 , O_2 , O_4 sont respectivement égales à 0,8%, 0,4%, 2,1%. Ainsi, lorsque E, A_2 sont actifs et A_1 est inactif, O_3 sera allumé et prend l'état logique 1. O_1 , O_2 et O_4 seront verrouillés et passent à l'état logique 0, comme illustré à la figure IV-21.

Dans le dernier cas, tous les ports d'entrée sont actifs, l'intensité lumineuse qui atteindra l'entrée du commutateur est de $2,5 \times P_0$. Le résonateur qui correspond au port O_4 va guider le faisceau optique vers le port de sortie O_4 et le transforme en état ON. La figure montre les niveaux de puissance des ports de sortie qui sont 0,4%, 0,6%, 5%, 65% correspondant respectivement à O_1 , O_2 , O_3 , O_4 . Lorsque les deux ports d'entrée sont actifs, O_4 sera ON et prendra l'état logique 1, les autres ports seront OFF et prendront l'état logique 0, comme le montre la figure IV-22. Les tableaux IV-3 et IV-4 résument les cas de fonctionnement du décodeur proposé.

Tableau IV-3 : Table de vérité pour le décodeur proposé.

Input ports	Output ports (%)
-------------	------------------

A ₁	A ₂	O ₁	O ₂	O ₃	O ₄
0	0	1	0	0	0
1	0	0	1	0	0
0	1	0	0	1	0
1	1	0	0	0	1

Tableau IV-4 : Niveaux de puissance de sortie normalisés du décodeur proposé.

Input ports		Output ports (%)			
A ₁	A ₂	O ₁	O ₂	O ₃	O ₄
0	0	38	2.5	1	0.9
1	0	5	39	1	1
0	1	0.8	0.4	37	2.1
1	1	0.4	0.6	5	65

On peut remarquer dans tous les cas où le décodeur a été activé une chute de puissance, comme le montrent les figures IV-19, IV-20, IV-21 et IV-22. Une petite quantité de puissance apparaît dans les ports de commutation non désirés, et une grande quantité est perdue dans la partie combinée au niveau du diviseur et du mélangeur avant d'arriver à l'entrée du commutateur.

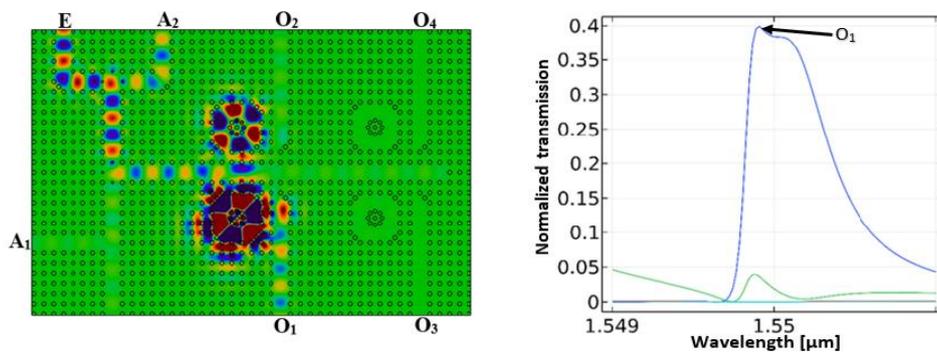


Figure IV-19 : (a) Schéma de transmission du décodeur proposé
(b) Puissance de sortie de (1000).

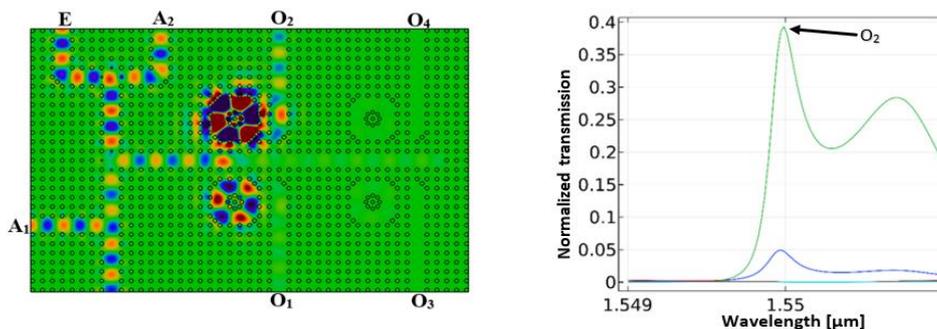


Figure IV-20 : (a) Schéma de transmission du décodeur proposé

(b) Puissance de sortie de (0100).

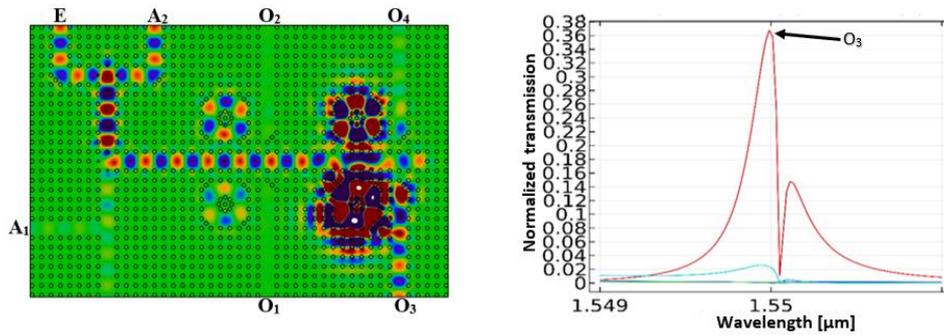


Figure IV-21 : (a) Schéma de transmission du décodeur proposé

(b) Puissance de sortie de (0010).

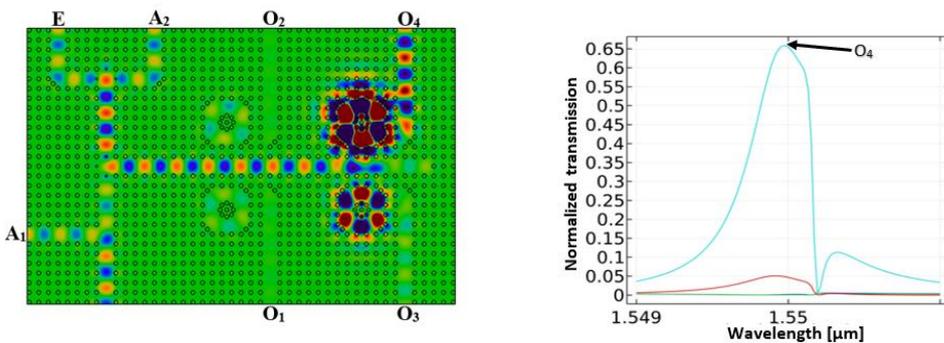


Figure IV-22 : (a) Schéma de transmission du décodeur proposé

(b) Puissance de sortie de (0001).

Nous avons présenté dans le tableau IV-5 les caractéristiques de la structure, telles que la diaphonie maximale des ports O_1 , O_2 , O_3 , O_4 qui prennent respectivement les valeurs -16.25 dB, -15.9 dB, -16.77 dB, -13 dB. Les pertes d'insertion pour les ports de sortie sont respectivement : -2,07 dB, -2,14 dB, -2 dB, -4,5 d dB. La diaphonie maximale peut être calculée par la relation: $10 \times \log ((P_{low}) / P_{high})$, et les pertes d'insertion par la relation: $10 \times \log ((P_{in} - P_{out}) / P_{in})$ [7]. On peut calculer le rapport de contraste ON-OFF par la formule suivante: $CR = 10 \times \log ((P_{on}) / P_{off})$, telle que P_{on} est la valeur de puissance normalisée à l'état ON des ports de sortie, et P_{off} est la valeur de puissance normalisée à l'état OFF des ports de sortie. Les valeurs du rapport de contraste pour O_1 , O_2 , O_3 , O_4 sont respectivement : 8,8 dB, 11,93 dB, 8,7 dB, 39,16 dB.

Tableau IV-5 : Les caractéristiques calculées de la structure proposée.

Output ports	Insertion loss (dB)	Maximum cross talk (dB)	contrast ratio (dB)
O_1	-2.7	-16.25	8.8
O_2	-2.14	-15.9	11.93

O ₃	-2	-19.66	8.7
O ₄	-4.5	-22.1	39.16

IV.3.3 Comparaison des résultats obtenu avec les travaux précédent :

Tableau IV-6 : Comparaison de nos résultats obtenus avec d'autres résultats précédents.

References	Insertion loss (dB)	cross talk (dB)	contrast ratio (dB)	Footprint (μm^2)
[8]	-4.31	-17.53	9	512
[7]	-2.76	-15.58	4.3	512
[9]	—	—	7.73	420
Our work	-2	-15.9	8.7	487.07

Le tableau IV-6 présente une comparaison des résultats de la structure que nous avons proposé avec les travaux précédents. Par conséquent, nous nous concentrons sur certains paramètres de base de la conception d'un décodeur tout optique, tels que : la perte d'insertion, la diaphonie, le rapport de contraste et la taille de la structure. Il apparait bien sur le tableau que le décodeur proposé donne de bons résultats. La perte d'insertion de notre travail est élevée par rapport aux résultats de [8] et [7] mais reste acceptable. La diaphonie est inférieure à la valeur obtenue dans [7] et supérieure à celle obtenue dans [8]. En ce qui concerne le rapport de contraste, notre valeur est élevée par rapport aux résultats de [7] et [9] et proche de la valeur obtenue dans [8]. Notre décodeur a une petite taille qui est inférieure à la taille du décodeur proposé dans [8], [7], et un peu plus grande que la taille du décodeur proposé dans [9].

IV.4 Décodeur 3×8 tout optique à haute performance utilisant des résonateurs non linéaires :

Dans cette section, nous allons présenter un décodeur tout optique à cristaux photoniques 3×8 basé sur des résonateurs annulaires non linéaires. La structure proposée est composée d'un démultiplexeur non linéaire et d'un combineur pour combiner les intensités des différents ports d'entrée. Dans notre travail, nous avons utilisé Comsol Multiphysics pour effectuer les simulations nécessaires, en basant sur la méthode des éléments finis FEM [5].

IV.4.1 Processus de conception du décodeur :

IV.4.1.1 Conception de commutateur optique :

Pour la conception du décodeur 3×8 nous avons utilisé le résonateur en anneau utilisé dans l'article [10] et qui est décrit dans le chapitre précédent. Ce dernier est utilisé pour construire un démultiplexeur non linéaire possède la même forme de démultiplexeur proposé et décrit dans [10] qui joue le rôle d'un commutateur pour effectuer le routage et la commutation des signaux entre les différents canaux. Dans ce travail nous avons appliqué des modifications sur la partie résonante, ainsi nous avons fait un changement sur le rayon de la tige qui est située au centre du résonateur r_{ci} . Le commutateur est un réseau constitué de 54×23 tiges de GaAs immergés dans l'air avec une constante de réseau $a = 610$ nm, le rayon de tiges $r = 120$ nm, l'indice de réfraction linéaire $n_0 = 3,37$, et le coefficient de Kerr non linéaire égal à $1,6 \times 10^{-17}$ m^2/w .

Comme le montre la figure IV-23, le commutateur se compose d'un port d'entrée A, de 8 ports de sortie S_i , d'un guide d'ondes BUS et de 8 guides d'ondes DROP, qui sont couplés par huit résonateurs en anneaux R_i , chacun comporte un rayon de tige interne spécifique r_{ci} , qui a une relation avec l'intensité de puissance appliquée au commutateur. Sachant que $r_{c1} = 366,105$ nm ; $r_{c2} = 365,86$ nm ; $r_{c3} = 365,58$ nm ; $r_{c4} = 365,37$ nm ; $r_{c5} = 365,1$ nm ; $r_{c6} = 364,86$ nm ; $r_{c7} = 364,62$ nm ; $r_{c8} = 364,37$ nm correspondent aux ports de sortie S_i , avec $i = 1 \dots 8$.

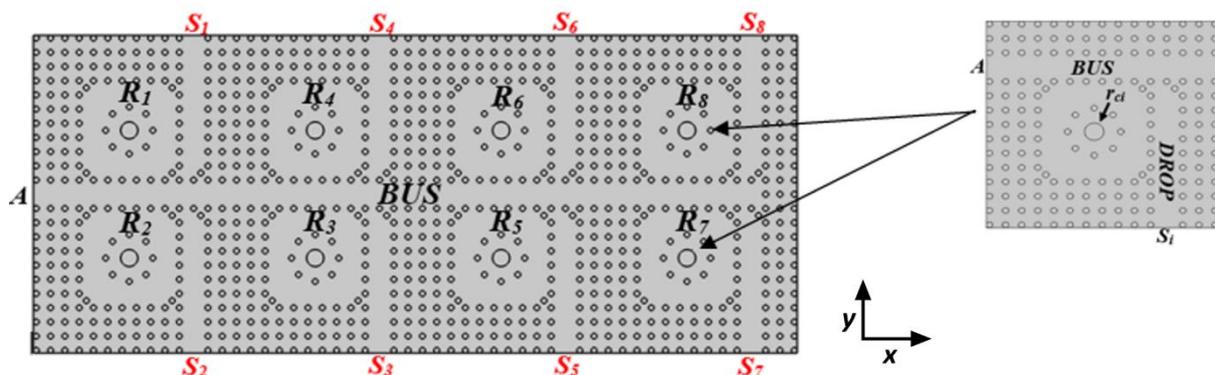


Figure IV-23 : Structure de commutateur optique basée sur des résonateurs en anneau non linéaires.

Les résonateurs $R_1 \dots R_8$ résonnent en fonction de la quantité d'intensité appliquée à l'entrée du commutateur, c'est-à-dire que chaque fois que nous changeons l'intensité d'entrée, Nous faisons varier la longueur d'onde de sortie, en raison de la non-linéarité de diélectrique utilisé.

IV.4.1.2 Conception de combineur optique :

Avant de finaliser la structure finale du décodeur, une structure très importante pour le bon fonctionnement du décodeur est le combineur. Ce dernier est conçu à base de tiges diélectriques linéaires en GaAs avec les mêmes paramètres géométriques de la commutation. Le combineur possède un port d'excitation E et trois ports d'entrée A_1 , A_2 , A_3 . au port A_1 . Nous avons utilisé 2 splitters pour diviser le courant d'entrée sur 4, et au port A_2 , nous avons utilisé un seul splitter pour diviser le courant sur 2. Nous utilisons les splitters pour éviter la similitude des niveaux de puissance à la sortie du combineur, car en absence de ce dispositif, nous aurons les cas : $(E=1, A_1=1, A_2=0, A_3=0)$ $(E=1, A_1=0, A_2=1, A_3=0)$ $(E=1, A_1=1, A_2=0, A_3=1)$. Dans les régions D_1 , D_2 , D_3 , nous avons préalablement placé trois tiges de rayon $r_r = 42,7$ nm pour diriger la plus grande partie de la puissance de l'onde lumineuse vers la sortie. Figure IV-24.

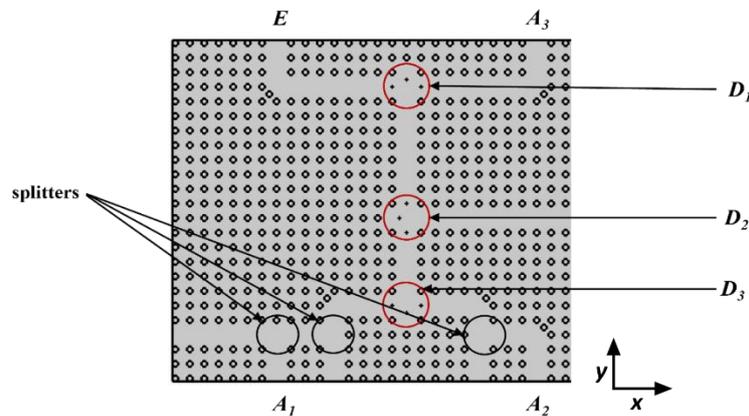


Figure IV-24 : Combineur optique utilisé dans le décodeur proposé.

La figure IV-25 montre le schéma final du décodeur 3×8 proposé. On peut remarquer que la structure finale est une fusion d'un commutateur et d'un mélangeur pour obtenir un décodeur avec 3 entrées et 8 sorties.

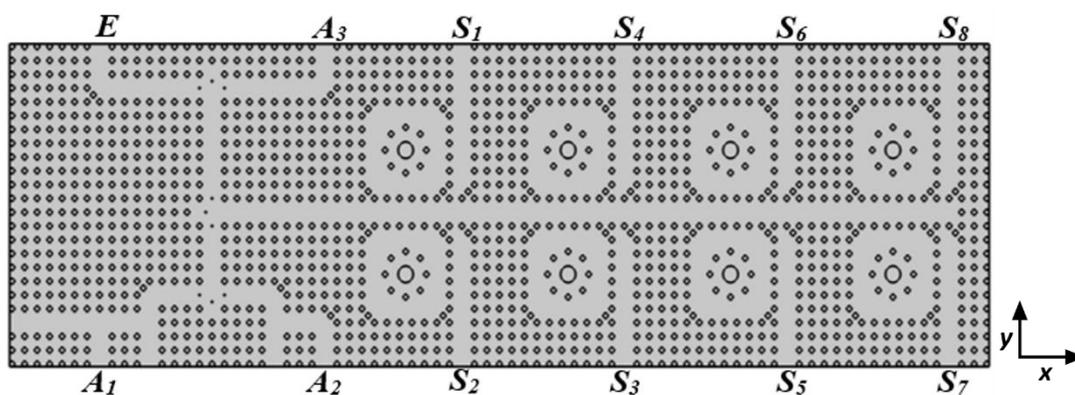


Figure IV-25 : La structure finale du décodeur 3×8 proposé.

IV.4.2 Discussion des résultats de la simulation de décodeur proposé:

La structure finale du décodeur proposé a été simulée en mode TE à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics, qui est basé sur la méthode des éléments finis FEM. Nous avons d'abord commencé par la simulation d'un démultiplexeur non linéaire, en injectant une gamme de longueurs d'onde [1,5422-1,5525 μm] sur l'entrée de ce dernier avec une intensité de 100 $\text{w}/\mu\text{m}^2$. La figure IV-26 montre les résultats de simulation du DEMUX non linéaire. On obtient huit longueurs d'onde de résonance $\lambda_1=1.55 \mu\text{m}$, $\lambda_2=1.549 \mu\text{m}$, $\lambda_3=1.548 \mu\text{m}$, $\lambda_4=1.547 \mu\text{m}$, $\lambda_5=1.546 \mu\text{m}$, $\lambda_6=1.545 \mu\text{m}$, $\lambda_7=1.544 \mu\text{m}$, $\lambda_8=1.543 \mu\text{m}$. Les efficacités de transmission normalisées sont : 97,5%, 96%, 93%, 90,5%, 88%, 99%, 96,5%, 99% correspondants respectivement aux ports de sortie $S_1 \dots S_8$, ce qui confirme la bonne performance des résonateurs à la séparation des longueurs d'onde. Le tableau IV-7 résume les résultats du démultiplexeur.

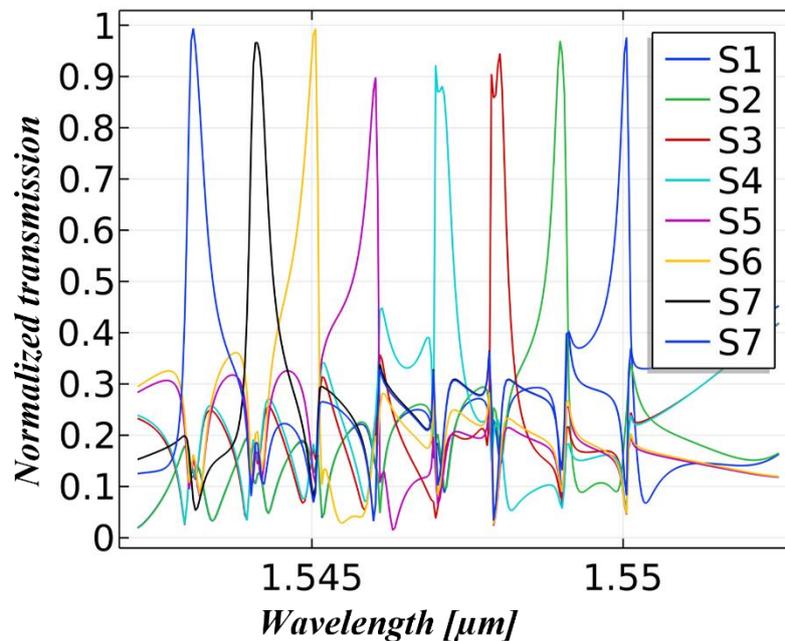


Figure IV-26 : Spectres de sortie du démultiplexeur non-linéaire.

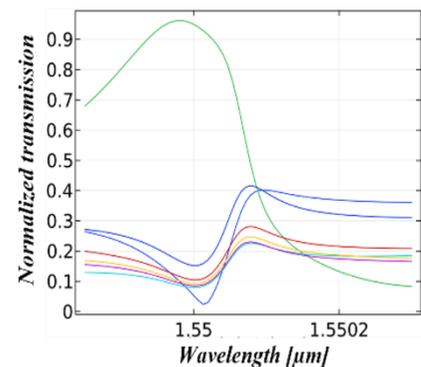
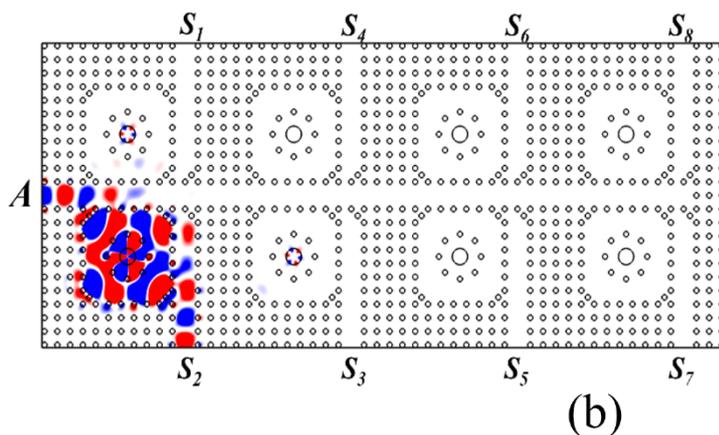
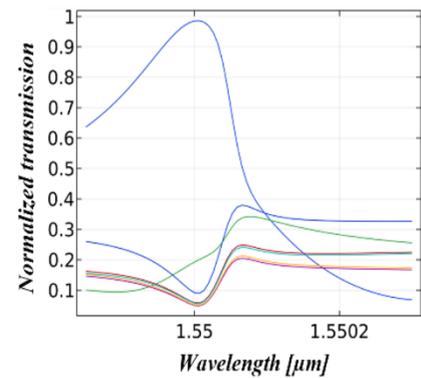
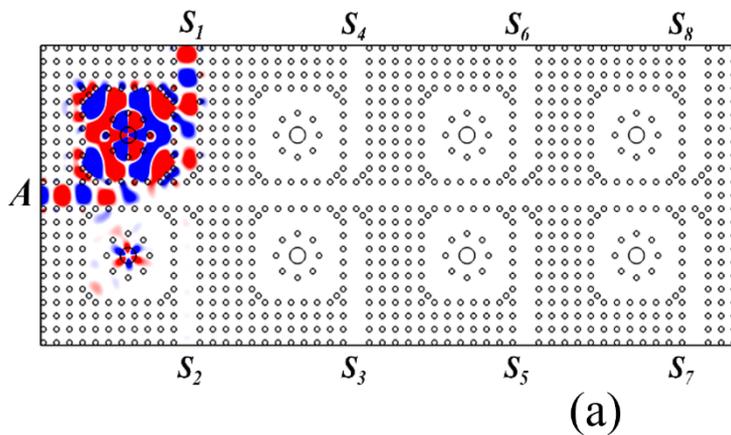
Tableau IV-7 : les résultats obtenus du démultiplexeur non-linéaire proposé.

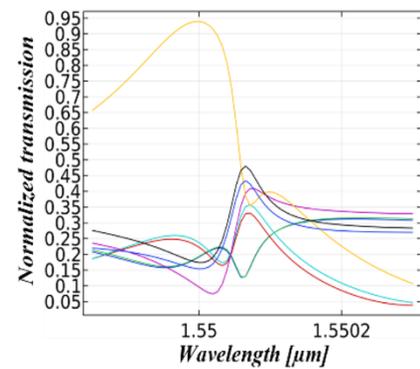
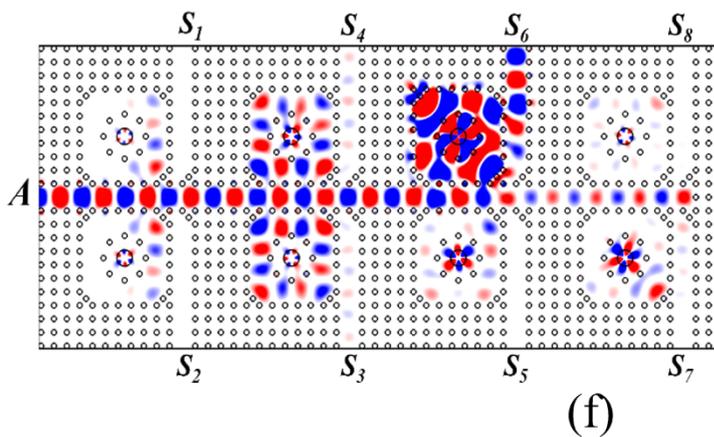
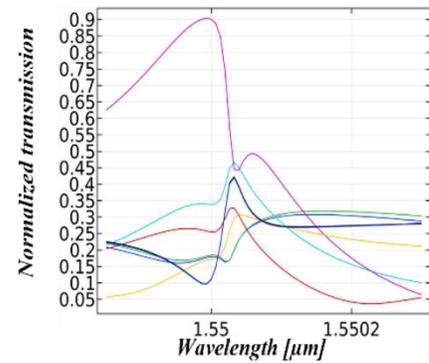
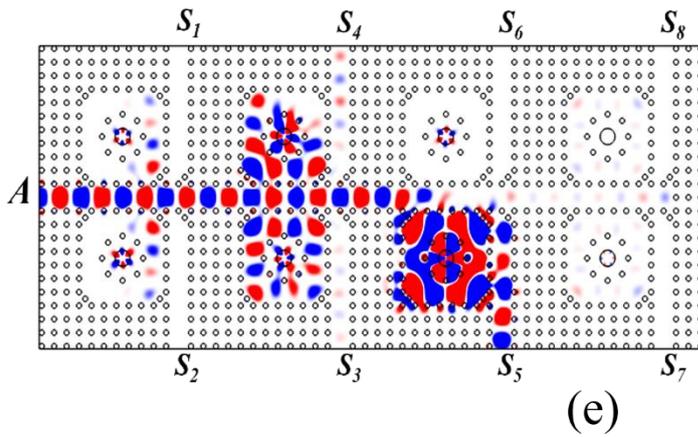
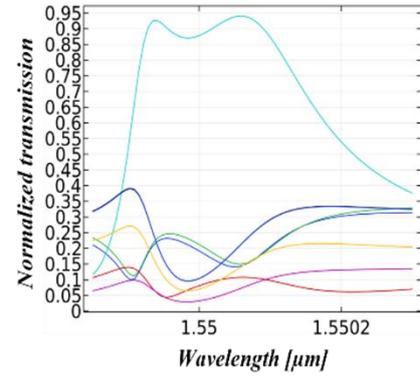
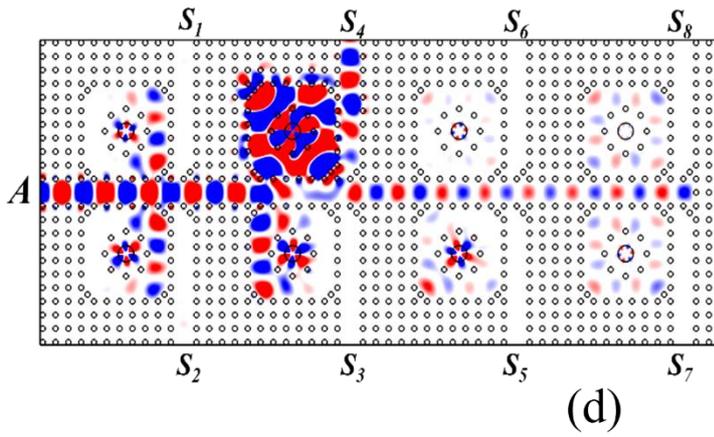
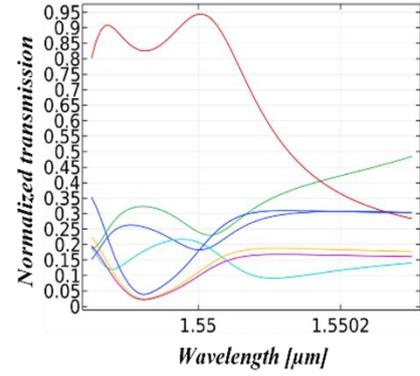
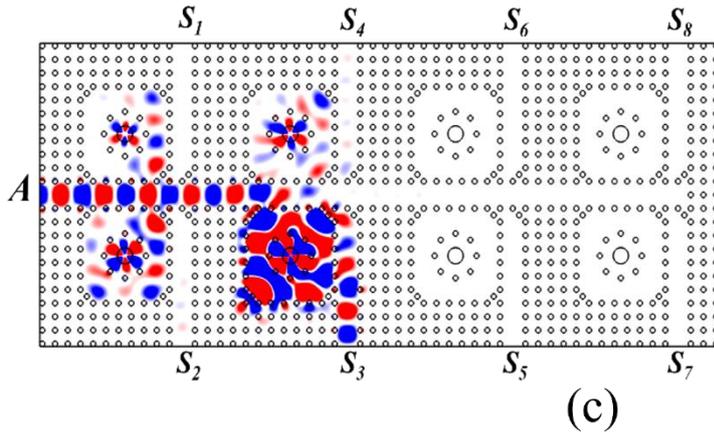
	S_1	S_2	S_3	S_4	S_5	S_6	S_7	S_8
$r_{ci} \text{ (mm)}$	366.105	365.86	365.58	365.37	365.1	364.86	364.62	364.37
$\lambda_i \text{ (}\mu\text{m)}$	1.55	1.549	1.548	1.547	1.546	1.545	1.544	1.543
$Eff \text{ (%)}$	97.5	96	93	90.5	88	99	96.5	99

À partir du tableau IV-7 et de la figure IV-26, nous pouvons constater que le démultiplexeur fonctionne parfaitement et présente de très bons résultats, tels que : l'efficacité

de transmission élevée et elle se situe entre 88% et 99%, et l'espace entre les canaux ou entre les spectres de sortie étant uniforme; sa valeur est de 1 nm, ce qui répond à la la variation de puissance appliquée au démultiplexeur non linéaire, et au cours d'un test de commutation, nous changerons l'intensité par étape de $150 \text{ w}/\mu\text{m}^2$.

Dans la deuxième étape, nous testons le commutateur par la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$, et nous remarquons qu'il y a une variation d'intensité dans le port d'entrée du commutateur. Nous avons donc $100 \text{ w}/\mu\text{m}^2$ injectés dans le commutateur lorsque tous les ports d'entrée du combineur sont tous désactivés, et lorsque les ports d'entrée du combineur sont $(A1 = 1, A2 = 0, A3 = 0)$, $(A1 = 0, A2 = 1, A3 = 0)$, $(A1 = 1, A2 = 1, A3 = 0)$, $(A1 = 0, A2 = 0, A3 = 1)$, $(A1 = 1, A2 = 0, A3 = 1)$, $(A1 = 0, A2 = 1, A3 = 1)$, $(A1 = 1, A2 = 1, A3 = 1)$, la puissance injectée dans le commutateur est respectivement de $250 \text{ w}/\mu\text{m}^2$, $400 \text{ w}/\mu\text{m}^2$, $550 \text{ w}/\mu\text{m}^2$, $700 \text{ w}/\mu\text{m}^2$, $850 \text{ w}/\mu\text{m}^2$, $1000 \text{ w}/\mu\text{m}^2$ et $1150 \text{ w}/\mu\text{m}^2$.





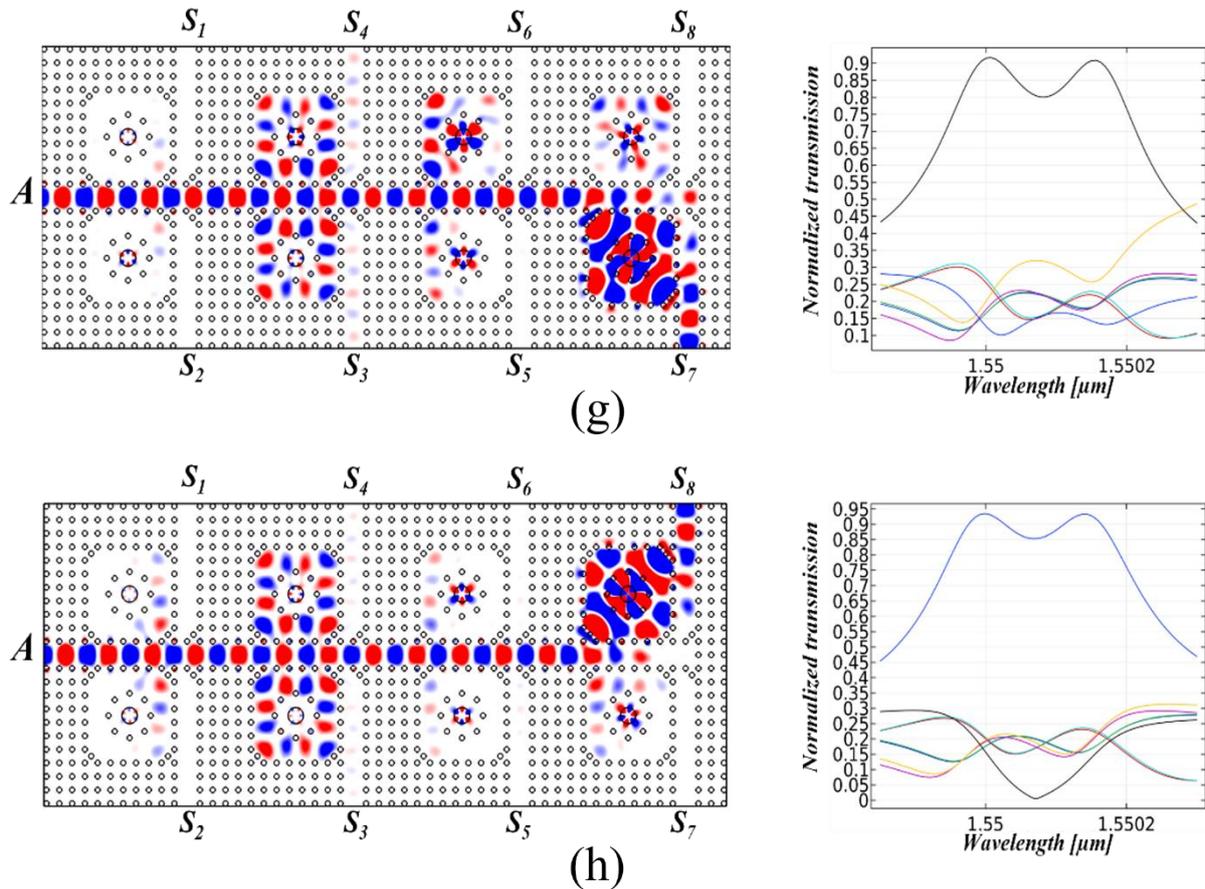


Figure IV-27 : Distribution des ondes optiques à l'intérieur du démultiplexeur non linéaire avec différentes intensités d'entrée.

- (a) $I=100 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, (b) $I=250 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, (c) $I=400 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, (d) $I=550 \text{ W}/\mu\text{m}^2$,
 (e) $I=700 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, (f) $I=850 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, (g) $I=1000 \text{ W}/\mu\text{m}^2$, (h) $I=1150 \text{ W}/\mu\text{m}^2$.

A partir des figures IV-27(a)-(h), on peut voir qu'à chaque fois que l'intensité d'entrée est modifiée, un seul port de sortie est actif, et l'onde se déplace d'un port à l'autre en raison de la non-linéarité du matériau, de sorte que l'indice de réfraction dépend de l'intensité et dépend de la formule suivante : $n = n_0 + n_1 I$. Les coefficients de transmission correspondant aux ports $S_1 \dots S_8$ sont respectivement 99%, 94,7%, 94,9%, 87%, 90%, 94%, 92%, et 93,9%. La perte d'insertion et la diaphonie maximale des ports de sortie sont calculées à l'aide des formules déjà décrites dans la section IV.3.2 données respectivement par $(10 \log (P_{in}/P_{out}))$, et $10 \log ((P_{low})/P_{high})$. Les valeurs de perte d'insertion sont comprises entre - 0,043 et - 0,6 dB, et la diaphonie maximale est comprise entre - 7,96 et - 14,62 dB. Les résultats de la simulation du commutateur sont présentés dans le tableau IV-8.

Tableau IV-8 : Résultats de simulation du commutateur proposé.

Ports	S_1	S_2	S_3	S_4	S_5	S_6	S_7	S_8
-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------

$I(w/\mu m^2)$	100	250	400	550	700	850	1000	1150
E_{ff} (%)	99	94.7	94.9	87	90	94	92	93.9
Insertion loss (dB)	-8	-12.76	-12.9	-8.86	-10	-12.2	-10.97	-12.15
Max cross talk (dB)	-13.94	-12.77	-9.77	-14.62	-9.54	-9.73	-8.67	-7.96

Enfin, nous simulons la structure finale du décodeur 3×8 . La longueur d'onde $1,55 \mu m$ a été injectée dans les ports d'entrée pour que notre structure soit activée. Nous avons excité le port E par une intensité de $100 w/\mu m^2$ et les autres ports d'entrée par une intensité de $600 w/\mu m^2$. Le test de ce décodeur passe par 8 cas avec des niveaux de puissance différents afin de ne pas entrer en conflit avec des cas similaires. Dans chaque cas, le port d'excitation est activé, et le niveau de puissance qui atteint le port de commutation est modifié proportionnellement aux changements d'état du port d'entrée. Par conséquent, nous pouvons observer que l'onde change le port de sortie qui la prend en raison de l'effet de non-linéarité.

L'onde appliquée sur le décodeur se couple avec un seul résonateur et sera guidée vers le guide d'onde **DROP** qui est connecté avec ce résonateur pour activer le port souhaité S_i . Notre dispositif sera activé lorsque nous activerons le port d'excitation E, même si les autres ports d'entrée sont désactivés (un port actif est à l'état logique 1, et un port désactivé est à l'état logique 0). Les figures 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13 et 14 représentent les résultats de simulation de notre structure.

Dans le premier cas, le port E est activé tandis que les autres ports A_1 , A_2 et A_3 sont désactivés, ce qui donne une intensité de $100 w/\mu m^2$ à l'entrée du commutateur. L'onde optique se propage et est couplée avec le résonateur R_1 , puis sort vers le port S_1 , qui sera activé et les autres ports de sortie seront désactivés. Par conséquent, lorsque $(E = 1, A_1 = A_2 = A_3 = 0) \Rightarrow (S_1 = 1, S_{2..8} = 0)$.

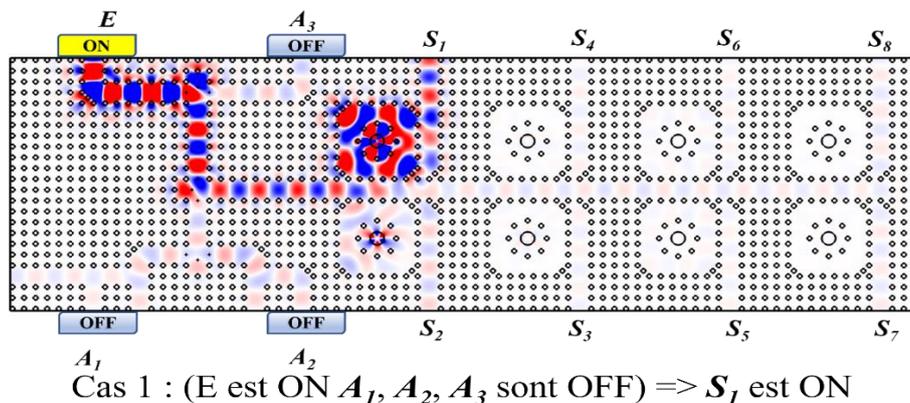
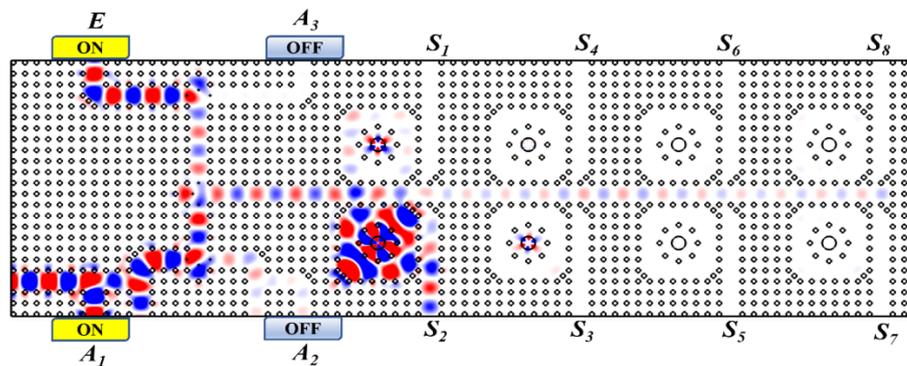


Figure IV-28 : (a) distribution du champ électrique de l'onde optique pour $E=1$, $A_1=A_2=A_3=0$.

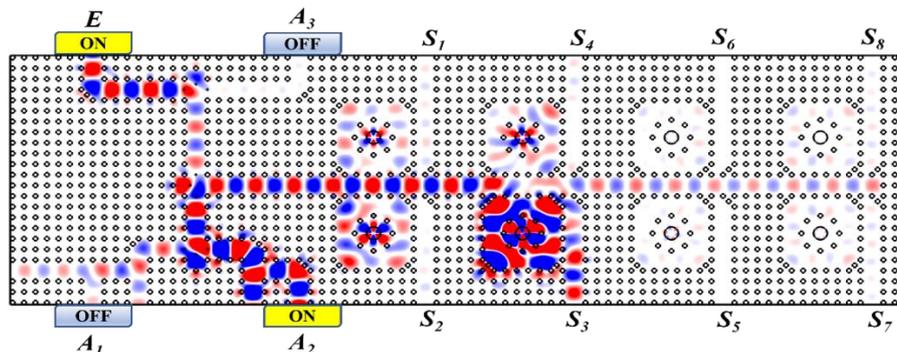
Dans le deuxième cas, nous activerons le port A_1 et laisserons A_2 et A_3 éteints, l'intensité qui est injectée dans A_1 sera divisée sur 2, deux fois successivement, pour donner une puissance d'environ $150 \text{ w}/\mu\text{m}^2$ qui se combinera avec l'intensité du port E ($100 \text{ w}/\mu\text{m}^2$). Par conséquent, nous obtenons une intensité de $250 \text{ w}/\mu\text{m}^2$ à l'entrée du commutateur. Dans ce cas, le résonateur R_2 sera mis en résonance et le port S_2 sera activé. Lorsque $(E = A_1 = 1, A_2 = A_3 = 0) \Rightarrow (S_2 = 1, S_1 = S_{3\dots 8} = 0)$.



Cas 2 : $(E, A_1 \text{ sont ON } A_2, A_3 \text{ sont OFF}) \Rightarrow S_2 \text{ est ON}$

Figure IV-28 : (b) distribution du champ électrique de l'onde optique pour $E=A_1=1, A_2=A_3=0$.

Dans le troisième cas, le port A_2 est allumé et les ports A_1 et A_3 restent éteints, cette fois l'intensité est divisée par 2. Nous allons donc combiner un niveau d'intensité égal à $300 \text{ w}/\mu\text{m}^2$ avec l'intensité provenant du port E, ce qui donne une intensité de $400 \text{ w}/\mu\text{m}^2$ au niveau du commutateur. Le résonateur R_3 sera mis en résonance, et le port S_3 passera à l'état activé. En d'autres termes, lorsque $(E = A_2 = 1, A_1 = A_3 = 0) \Rightarrow (S_3 = 1, S_1 = S_2 = S_{4\dots 8} = 0)$.



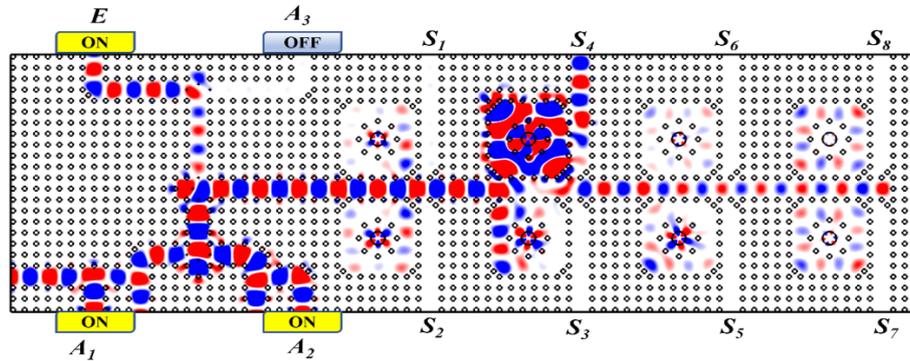
Case 3 : $(E, A_2 \text{ sont ON } A_1, A_3 \text{ sont OFF}) \Rightarrow S_3 \text{ est ON}$

Figure IV-28 : (c) distribution du champ électrique de l'onde optique pour $E=A_2=1, A_1=A_3=0$.

Dans le quatrième cas, nous activons A_1, A_2 , et le port A_3 est désactivé. L'intensité atteignant l'entrée du commutateur est de $550 \text{ w}/\mu\text{m}^2$ ($100 \text{ w}/\mu\text{m}^2 + 150 \text{ w}/\mu\text{m}^2 + 300 \text{ w}/\mu\text{m}^2$).

L'onde optique va donc atteindre le résonateur R_4 puis se propager vers le port S_4 pour l'activer.

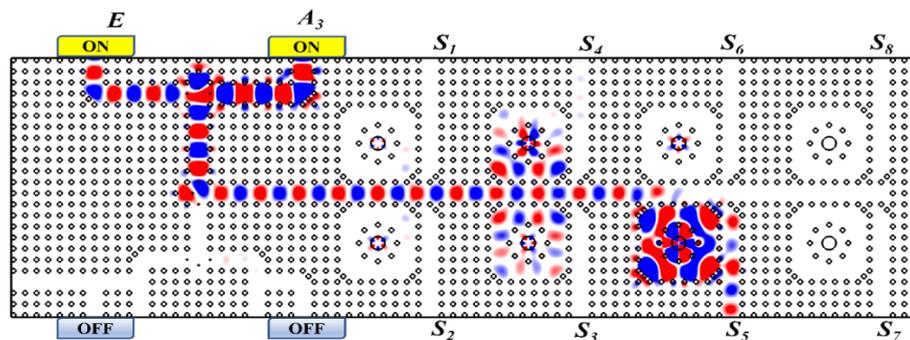
$$(E = A_1 = A_2 = 1, A_3 = 0) \Rightarrow (S_4 = 1, S_{1,2,3} = S_{5..8} = 0).$$



Case 4: $(E, A_1, A_2 \text{ sont ON } \quad A_3 \text{ est OFF}) \Rightarrow S_4 \text{ est ON}$

Figure IV-28 : (d) distribution du champ électrique de l'onde optique pour $E=A_1=A_2=1$, $A_3=0$.

Dans le cinquième cas, nous activons le port A_3 et désactivons les ports A_1 et A_2 . L'intensité injectée au port A_3 ne sera pas divisée et se combinera avec l'intensité injectée au port E , nous obtenons donc une puissance de $700 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ à l'entrée du commutateur. Le résonateur R_5 va résonner et diriger l'onde lumineuse vers le port S_5 , par conséquent ce dernier sera activé tandis que les autres seront désactivés. $(E = A_3 = 1, A_1 = A_2 = 0) \Rightarrow (S_5 = 1, S_{1..4} = S_{6,7,8} = 0)$.



Case 5: $(E, A_3 \text{ sont ON } \quad A_1, A_2 \text{ sont OFF}) \Rightarrow S_5 \text{ est ON}$

Figure IV-28 : (e) distribution du champ électrique de l'onde optique pour $E=A_3=1$, $A_1=A_2=0$.

Dans le sixième cas, les ports A_1 et A_3 sont activés, A_2 est désactivé. L'intensité de la puissance qui arrivera à l'entrée du commutateur est de $850 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ ($100 \text{ W}/\mu\text{m}^2 + 150 \text{ W}/\mu\text{m}^2 + 600 \text{ W}/\mu\text{m}^2$). L'onde va tomber au niveau de résonateur R_6 , donc le port S_6 sera activé. $(E = A_1 = A_3 = 1, A_2 = 0) \Rightarrow (S_6 = 1, S_{1..5} = S_{7,8} = 0)$.

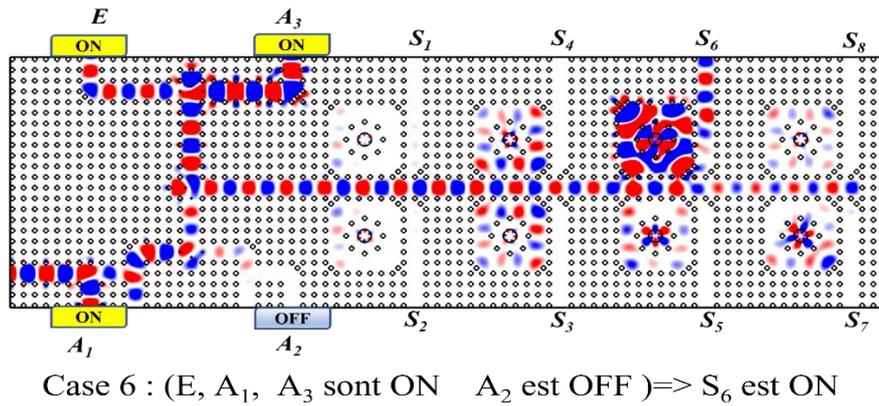


Figure IV-28 : (f) distribution du champ électrique de l'onde optique pour $E=A_1=A_3=1$, $A_2=0$.

Dans le septième cas, les ports A_2 et A_3 sont allumés, et A_1 est éteint, nous obtenons une intensité au niveau du commutateur égale à $1000 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ ($100 \text{ W}/\mu\text{m}^2 + 300 \text{ W}/\mu\text{m}^2 + 600 \text{ W}/\mu\text{m}^2$). Dans ce cas, le résonateur R_7 va guider l'onde lumineuse vers le port S_7 pour l'activer. ($E=A_2=A_3=1, A_1=0$) => ($S_7=1, S_{1...6}=S_8=0$).

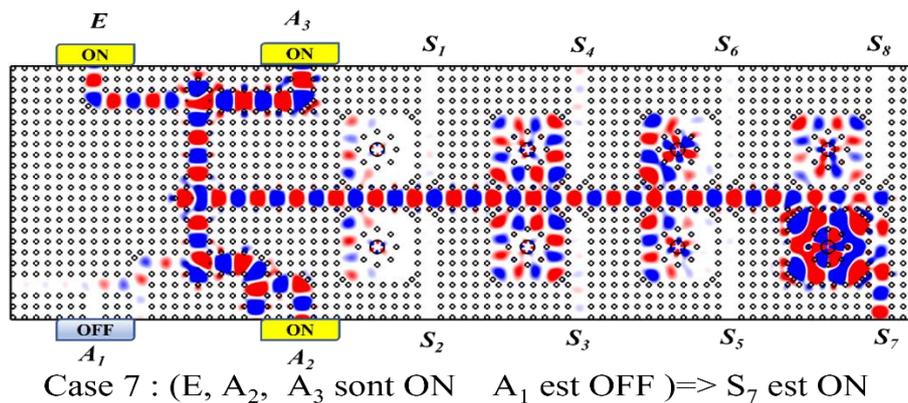
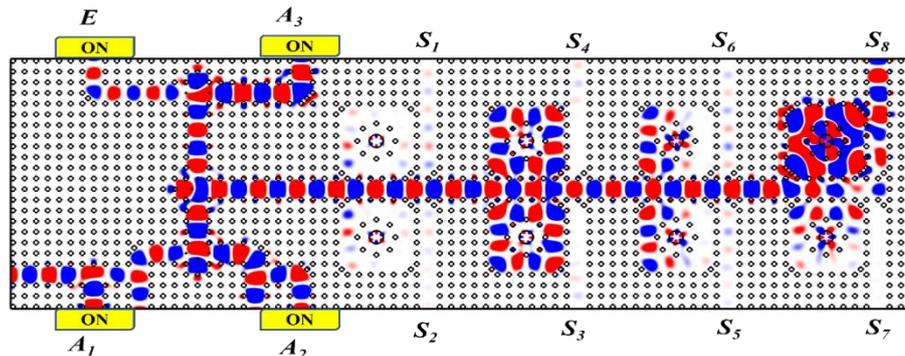


Figure IV-28 : (g) distribution du champ électrique de l'onde optique pour $E=A_2=A_3=1$, $A_1=0$.

Dans le dernier test, nous activons tous les ports d'entrée (A_1, A_2, A_3). La puissance qui va arriver à l'entrée du commutateur est de $1150 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ ($100 \text{ W}/\mu\text{m}^2 + 150 \text{ W}/\mu\text{m}^2 + 300 \text{ W}/\mu\text{m}^2 + 600 \text{ W}/\mu\text{m}^2$). L'onde lumineuse va se propager vers le port S_8 via le résonateur R_8 . ($E=A_1=A_2=A_3=1$) => ($S_8=1, S_{1...7}=0$).



Case 8 : (E, A₁, A₂, A₃ sont ON)=> S₈ est ON

Figure IV-28 : (h) distribution du champ électrique de l'onde optique pour E=A₁=A₂=A₃=1.

Le tableau IV-9 montre l'état logique du décodeur. Le tableau IV-10 présente une comparaison du décodeur proposé avec d'autres décodeurs proposés précédemment.

Tableau IV-9 : Table de vérité du décodeur 3×8.

A ₁	A ₂	A ₃	S ₁	S ₂	S ₃	S ₄	S ₅	S ₆	S ₇	S ₈
0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
1	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0
0	1	0	0	0	1	0	0	0	0	0
1	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0
0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0
1	0	1	0	0	0	0	0	1	0	0
0	1	1	0	0	0	0	0	0	1	0
1	1	1	0	0	0	0	0	0	0	1

IV.4.3 Comparaison des résultats obtenu avec les travaux précédent

Tableau IV-10 : Comparaison du décodeur proposé avec d'autres décodeurs proposés précédemment.

works	Ports	Footprint (μm ²)	Operating wavelength (μm)	Intensity (w/μm ²)
[11]	4	420	1.571	20
[12]	4	–	1.55	20
[13]	4	561	1.55	15
[14]	8	–	–	–
[15]	8	1696	1.55	15
Our work	8	682.64	1.55	600

Dans la littérature, de nombreux décodeurs 2×4 ont été réalisés [12], [13], [11], et peu de travaux ont été effectués pour la conception d'un décodeur 3×8. Le tableau IV-10 montre

que dans [31, 34], les auteurs ont conçu un décodeur 3×8 basé sur des cristaux photoniques fonctionnant autour de $1,55 \mu\text{m}$. Notre décodeur 3×8 d' environ $682,64 \mu\text{m}^2$ est plus petit que la taille du décodeur proposé dans [15], fonctionne à la troisième fenêtre de télécommunication ($1,55 \mu\text{m}$), il peut être donc utilisé dans la prochaine application tout-optique.

IV.5 Conclusion :

Dans ce chapitre, trois décodeurs tout optique basés sur des résonateurs en anneaux non linéaire ont été conçus et simulés. Les commutateurs ou les démultiplexeurs non linéaires sont des sous structures importantes pour la finalisation de conception de décodeurs. Au début un décodeur 1×2 a été conçu, nous avons obtenu une diaphonie maximale et des pertes d'insertion des ports B et C de valeurs : -10.33 , -16.87 dB et -3.37 , -16.02 dB respectivement. Puis, un décodeur 2×4 a été conçu avec une intensité de commutation égale à $1 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$ et résulte une diaphonie maximale au niveau des ports O_1 , O_2 , O_3 et O_4 égale respectivement à : -16.25 dB, -15.9 dB, -16.77 dB, -13 dB. Les pertes d'insertion pour les ports de sortie sont respectivement : $-2,07$ dB, $-2,14$ dB, -2 dB, $-4,5$ dB. Et les valeurs du rapport de contraste pour O_1 , O_2 , O_3 , O_4 sont respectivement : $8,8$ dB, $11,93$ dB, $8,7$ dB, $39,16$ dB. En fin nous avons conçu un décodeur 3×8 sur la base d'un démultiplexeur non-linéaire qui joue le rôle d'un commutateur tout optique, tel que la commutation de longueur d'onde se fait en changeant l'intensité de puissance excitée par un pas de $150 \text{ W}/\mu\text{m}^2$. Les pertes d'insertion obtenue sont entre 0.043 et 0.6 dB, et la diaphonie maximale entre -7.96 et -14.62 dB. Les structures proposées dans cette thèse présentent des très bons résultats et un bon potentiel d'utilisation dans les systèmes de communication optique.

Références:

- [1] H. Alipour-Banaei, F. Mehdizadeh, S. Serajmohammadi, M. Hassangholizadeh-Kashtiban, A 2*4 all optical decoder switch based on photonic crystal ring resonators, *Journal of Modern Optics* 62 (2014) 430-434.
- [2] Khosravi Sh., Zavvari M. (2017). Design and analysis of integrated all-optical 2×4 decoder based on 2D photonic crystals, *Photon Netw. Commun.* <https://doi.org/10.1007/s11107-017-0724-x>
- [3] M. Tajaldini, M. Jafri, An optimum multimode interference coupler as an all-optical switch based on nonlinear modal propagation analysis, *Optik* 126 (2015) 436-441.
- [4] S. Serajmohammadi, H. Alipour-Banaei, F. Mehdizadeh, All optical decoder switch based on photonic crystal ring resonators, *Optical and Quantum Electronics* 47 (2015) 1109-1115.
- [5] Moungar A, Badaoui H, Abri M, 16-Channels Wavelength Efficient Demultiplexing around 1.31/1.55μm in 2D Photonic Crystal Slab, *Optik*, volume 193, 162685, September 2019.
- [6] G. Fibich, A. L. Gaeta, Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides, *Optics Letters* 25 (2000) 335-337.
- [7] T. Daghooghi, M. Soroosh, K. Ansari-Asl, A Low-Power All Optical Decoder Based on Photonic Crystal Nonlinear Ring Resonators, *Optik*, Volume 174, Pages 400-408, December 2018.
- [8] Farhad Mehdizadeh, Hamed Alipour-Banaei, Somaye Serajmohammadi, All optical 1 to 2 decoder based on photonic crystal ring resonator, *Journal of Optoelectrical Nanostructures*, Vol. 2, No. 2, 2017.
- [9] Tina Daghooghi, Mohammad Soroosh, Karim Ansari-Asl, A novel proposal for all-optical decoder based on photonic crystals, *Photon Netw Commun*, 35, pages335–341, 2018.
- [10] Bachir, R., Hadjira, B. & Mehadji, A. Design of a 8-channel demultiplexer with ultra highly quality factor and low crosstalk for DWDM applications. *Opt Quant Electron* 53, 363 (2021).

- [11] Askarian, A. Design and analysis of all optical 2×4 decoder based on kerr effect and beams interference procedure. *Opt Quant Electron* 53, 291 (2021).
- [12] Gadi Fibich and Alexander L. Gaeta, Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides, *OPTICS LETTERS*, Vol. 25, No. 5, pp-335-337, March 1, 2000
- [13] Farhad Mehdizadeh, Hamed Alipour-Banaei and Somaye Serajmohammadi, Study the role of non-linear resonant cavities in photonic crystal-based decoder switches, *Journal of Modern Optics*, Volume 64, Issue 13, Pages 1233-1239, 2017
- [14] Askarian, A., Akbarizadeh, G. A novel proposal for all optical 2×4 decoder based on photonic crystal and threshold switching method. *Opt Quant Electron* 54, 84 (2022)
- [15] Saeid Salimzadeh, Hamed Alipour-Banaei, A novel proposal for all optical 3 to 8 decoder based on nonlinear ring resonators, *Journal of Modern Optics*, Volume 65, Issue 17, Pages 2017-2024, 2018
- [16] Rostamizadeh, Alidoost, Taghizadeh, Mehdi, Jamali, Jasem and Andalib, Alireza. "Application of photonic crystal based nonlinear ring resonators for realizing all optical 3-to-8 decoder" *Journal of Optical Communications*, vol. , no. , 2020, pp. 000010151520200094.

Conclusion Générale :

Les travaux effectués au cours de cette thèse sont consacrés à étudier, concevoir par simulation et optimiser un démultiplexeur qui répond au besoin des applications DWDM, à base des cristaux photoniques en 2D. Et de concevoir aussi et optimiser des décodeurs utilisant des démultiplexeurs fonctionnant comme des commutateurs optiques à base de cristaux photoniques non-linéaires bidimensionnels. Au début, il fallait essayer de dessiner les briques de base pour qu'elles soient bien situées. A cet effet une recherche bibliographique approfondie à été menée pour comprendre les concepts de base des cristaux photoniques et de l'optique non linéaire qui lui appliquer afin de déterminer l'effet qui répond le mieux à exigences de conception dans ces matériaux.

C'est pourquoi le premier chapitre de cette thèse est consacré à rappeler les principes de base liés aux cristaux photoniques, Donc nous avons présenté brièvement les cristaux photoniques et leurs concepts de base. Nous avons commencé par la présentation de la recherche théorique sur les cristaux photoniques qui est basée sur les équations de Maxwell. Puis le calcul de la bande interdite qui est l'élément important des cristaux photoniques pour contrôler la lumière. Et en fin les méthodes de modélisation et de simulation sont présentées et expliquées, telles que la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) qui est utilisée pour calculer les caractéristiques de dispersion dans les régimes linéaire et non linéaire des cristaux photoniques, la méthode de décomposition en onde plane (PWEM: «Plane-Wave Expansion Method»), qui a été utilisée pour calculer la structure de bande des structures périodiques et la méthode des élément fini FEM qui a été utilisée pour résoudre les problèmes d'ingénierie et les modèles mathématiques de propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux avec différents indices de réfraction.

Dans le deuxième chapitre nous avons introduit les notions de base de la non-linéarité, en particulier l'analyse générale d'un cristal photonique non linéaire 2D, les propriétés de l'effet Kerr non linéaire et son influence sur l'indice de réfraction d'un matériau par la présence de la lumière, et en fin nous avons présenté quelques dispositifs tout optique de base conçues à base des cristaux photoniques non linéaires.

Le démultiplexage par répartition en longueur d'onde WDM a été présenté dans le chapitre III. Pour la conception des démultiplexeurs à base de cristaux photoniques, Les cavités résonnantes défectueuses et les résonateurs en anneaux sont des structures de bases les plus

Conclusion Générale:

utilisés. Ce chapitre a été concentré aussi sur la conception d'un nouveau DEMUX à huit canaux à haute performance à base de cristaux photoniques en utilisant les résonateurs en anneau comme brique de base. Le DEMUX est composé de 8 résonateurs en anneau montés en cascade, d'un guide d'onde **BUS** et de 8 guides d'onde **DROP**. Les résultats de simulation ont donné les valeurs moyennes de l'efficacité de transmission et de l'espacement des canaux qui sont respectivement de 94,31 % et de 1 nm. Les valeurs du facteur de qualité sont très élevées et varient entre 4560.3 et 10363.33. Les valeurs de la diaphonie sont faibles et prennent les valeurs entre - 65,5 dB et - 18 dB, ce qui démontre la faible influence de chaque canal sur les canaux voisins. La modification du rayon interne des tiges entourant la tige centrale de chaque résonateur en anneau nous a permis de sélectionner les 8 longueurs d'onde de notre DEMUX, données comme suit : 1550.5 nm, 1551.5 nm, 1552.5 nm, 1553.4 nm, 1554.5 nm, 1555.5 nm, 1556.5 nm, 1557.5 nm. Le DEMUX proposé est de très petite taille qui est de l'ordre de 461,76 μm^2 , il présente de très bonnes caractéristiques pour être utilisé dans les systèmes DWDM.

Dans le quatrième chapitre, trois décodeurs tout optique basés sur des résonateurs en anneau non linéaires ont été conçus et simulés. Au début un décodeur 1×2 a été conçu. Nous avons obtenu une diaphonie maximale et des pertes d'insertion des ports de sorties B et C : -10.33, -16.87 dB et -3.37, -16.02 dB respectivement. Puis, un décodeur 2×4 a été créé et résulte des valeurs de diaphonie maximale des ports O₁, O₂, O₃, O₄ : -16.25 dB, -15.9 dB, -16.77 dB, -13 dB respectivement. Les pertes d'insertion pour les ports de sortie sont respectivement : -2,07 dB, -2,14 dB, -2 dB, -4,5 dB. Et les valeurs du rapport de contraste pour O₁, O₂, O₃, O₄ sont respectivement : 8,8 dB, 11,93 dB, 8,7 dB, 39,16 dB. En fin, nous avons obtenu des bons résultats après simulation d'un décodeur 3×8 tels que les pertes d'insertion sont comprises entre 0.043 et 0.6 dB et la diaphonie maximale entre -7.96 et -14.62 dB. Dans ce décodeur nous avons diminué l'intensité de puissance de commutation à la valeur de 150 w/ μm^2 . Les commutateurs ou les démultiplexeurs non linéaire sont des sous structures importantes pour la finalisation de conception de décodeurs.

Résultats scientifiques :

1. Bachir, R., Hadjira, B. & Mehadji, A. Design of a 8-channel demultiplexer with ultra highly quality factor and low crosstalk for DWDM applications. Opt Quant Electron 53, 363 (2021). <https://doi.org/10.1007/s11082-021-03018-3>
2. Rahmi, B., Badaoui, H. & Abri, M. Original architecture of an efficient all-optical 2×4 photonic crystals decoder based on nonlinear ring resonators. Opt Quant Electron 54, 676 (2022). <https://doi.org/10.1007/s11082-022-04110-y>
3. Rahmi, B., Badaoui, H., Abri, M. et al. High-performance all-optical 3×8 photonic crystal decoder using nonlinear micro-ring resonators. Appl. Phys. B 129, 35 (2023). <https://doi.org/10.1007/s00340-023-07981-5>



Design of a 8-channel demultiplexer with ultra highly quality factor and low crosstalk for DWDM applications

Rahmi Bachir¹ · Badaoui Hadjira¹ · Abri Mehadji¹

Received: 16 October 2020 / Accepted: 6 June 2021

© The Author(s), under exclusive licence to Springer Science+Business Media, LLC, part of Springer Nature 2021

Abstract

In this paper an 8-channel demultiplexer has been proposed and simulated based on 2D photonic crystals for WDM and DWDM applications. The obtained quality factors are the best according to litterator until now and are between 4430 and 10363.33. The average transmission efficiency and average bandwidth are 94.31% and 0.239 nm respectively. Crosstalk values are low and range from -18 dB to -65.5 dB. Ring resonators as the basic structure for the design of the final demultiplexer structure are used to separate the optical waves. The proposed demultiplexer is a square array of dielectric rods of gallium arsenic GaAs with a refractive index of 3.37, operates around 1.55 μm . The designed device has a lattice constant equal to 610 nm and a fill factor equal to 0.2. To simulate our structure, we used COMSOL Multiphysics based on the finite element method. The proposed demultiplexer has a narrow average spacing of 1 nm with a small footprint of 461.76 μm^2 that can be exploited in optical integrated circuits.

Keywords 8-channels demultiplexer · Photonic crystal · Ring resonator · Cross-talk · Quality factor

1 Introduction

The remarkable development of optoelectronics makes it possible to use light as a data carrier and to transport it over very long distances. On the other hand, the challenge is the processing of this information, which is only done electronically and requires optical-to-electrical conversion, it produces energy losses, and limits the speed of optical communication networks (Moniem 2015). The appearance of photonic crystals has responded to this challenge and gives us an opportunity to create ultra-fast, low-power, all-optical integrated circuits.

Thanks to the PBG photonic bandgap of photonic crystals, they can be used to guide optical waves within photonic crystal waveguides. Recently, a wide variety of optical devices can be realized using these artificial structures such as filters (Badaoui et al. 2011; Farah et al. 2016), logic gates (Alipour-Banaei et al. 2014a; Yan et al. 2020),

✉ Badaoui Hadjira
elnbh@yahoo.fr

¹ STIC Laboratory, Faculty of Technology, University of Tlemcen, Tlemcen, Algeria



Original architecture of an efficient all-optical 2×4 photonic crystals decoder based on nonlinear ring resonators

Bachir Rahmi¹ · Hadjira Badaoui¹ · Mehadj Abri¹

Received: 18 March 2022 / Accepted: 15 August 2022

© The Author(s), under exclusive licence to Springer Science+Business Media, LLC, part of Springer Nature 2022

Abstract

In this paper, we have presented an efficient original architecture of all-optical 2×4 photonic crystal decoder based on non-linear ring resonators. The fundamental structure is a square lattice of 2D GaAs rods, operating around the wavelength $1.55 \mu\text{m}$. The proposed decoder is composed of a combiner with three input ports, where the port E is used for excitation and A_1 , A_2 are the control ports, and an optical switch with four output ports, and it is a nonlinear DMEX. For the creation of a switch at the wavelength of $1.55 \mu\text{m}$, we used nonlinear chalcogenide glass rods with a nonlinear Kerr coefficient equal to $9 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{w}$. The switching intensity and structure size are $1 \text{ Kw}/\mu\text{m}^2$, $27.12 \mu\text{m} \times 17.96 \mu\text{m}$, respectively. The contrast ratio is about 8.7. The maximum crosstalk and insertion losses are calculated to be about -22.1 and -4.5 dB. The maximum and minimum power levels for logic states 0 and 1 are $0.05 \times P_0$ and $0.37 \times P_0$ where P_0 is the input power. The finite element method was used to perform the necessary calculations.

Keywords Photonic crystal · Ring resonator · 2×4 decoder · Nonlinear optic · Kerr effect

1 Introduction

The use of light as a transmission medium in fiber optic communication systems, responds to several obstacles that hinder the development of today's telecommunications such as: transmission lines saturation, increase in data rates and noise elimination... etc. In recent years, science has been working to achieve all-optical communication that requires integrated optical networks based on optical devices for optical signal processing (Raghuwanshi and Kumar 2013; Kumar et al. 2017; Raghuwanshi et al. 2012), and which offer better noise immunity, higher data rates and high bandwidth processing capability (Mehdizadeh et al. 2017a; Serajmohammadi et al. 2015). The appearance of photonic crystals has created potential opportunities for the realization of all-optical devices that give potential solutions to speed limitations, power consumption, immunity to electromagnetic interference (Daghooghi et al. 2018a), and give the possibility to eliminate optical-to-electrical conversion and thus the information processing will become optical.

✉ Hadjira Badaoui
elnbh@yahoo.fr

¹ STIC Laboratory, Faculty of Technology, University of Tlemcen, Tlemcen, Algeria



High-performance all-optical 3×8 photonic crystal decoder using nonlinear micro-ring resonators

Bachir Rahmi¹ · Hadjira Badaoui¹ · Mehadjji Abri¹ · Abderrahmane Imam¹

Received: 11 April 2022 / Accepted: 24 January 2023

© The Author(s), under exclusive licence to Springer-Verlag GmbH Germany, part of Springer Nature 2023

Abstract

In this paper, we proposed that a 3×8 all-optical decoder operates around $1.55 \mu\text{m}$. We combined a 3-input port mixer (A1, A2, and A3) with an excitation port (E) and an 8-output port switch to create the proposed structure. The mixer is a square array of GaAs dielectric rods with a refractive index of 3.37. The switch is a square network of GaAs with a linear refractive index equal to 3.37 and a nonlinear Kerr coefficient equal to $1.6 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{w}$. We controlled the switch's optical behavior via the applied optical power intensity. The switch insertion loss values are between -0.043 and -0.6 dB , and the maximum cross talk is between -7.96 and -14.62 dB . The intensity applied to the combiner input ports is 600 w/m^2 . In order to activate the decoder, we excited it to a power of 100 w/m^2 . To perform the necessary simulations, we used the finite-element method implemented in COMSOL Multiphysics software. The proposed structure works completely in the optical domain without any electronics.

1 Introduction

Today's advanced technology requires high-resolution information transfer to meet many needs in modern life. All-optical devices play an important role in communication networks due to their high speed of operation, low losses, low signal distortions, and small size [1, 2]. Bandgap photonic crystals block the propagation of electromagnetic waves inside them. The photonic bandgap opens up new possibilities for manipulating the electromagnetic field and building high-speed integrated circuits [3]. Photonic crystals with two-dimensional 2D or three-dimensional 3D spatial periodic variations of the dielectric constant on the order of one optical wavelength are very interesting for controlling field radiation characteristics and light propagation.

Photonic crystals can be used to realize many optical components, such as filters [4–7], demultiplexers [8–11], logic gates [12–14], encoders [15, 16], adders [17, 18], decoders [19–23] and analog/digital converters [24, 25], unidirectional absorption (1D) PPCs [26], (1D) GPCs [27], (1D) superconducting photonic crystals (SPCs) [27], and (3D) nonlinear plasma photonic crystals (PPCs) [28].

Optical decoders are necessary components in optical logic circuits and optical signal processing systems for their ability to control the output ports based on the state of the input ports. Recently, several all-optical decoders have been realized, and the optical switch is a critical component to control the output signal via the input signals using the nonlinear Kerr effect in photonic crystals [2, 3, 21]. Farhad Mehdizadeh et al. [29] proposed a new structure for an all-optical decoder. They used a nonlinear switch with 4 output ports and a power divider, and the optical intensity applied to the structure to ensure proper operation is around $20 \text{ w}/\mu\text{m}^2$. Various decoders have been designed using nonlinear ring resonators [1, 2, 30, 31]. T-Daghooghi and Al [2] proposed a 2×4 decoder based on nonlinear resonators with a switching intensity threshold of $13 \text{ w}/\mu\text{m}^2$. In another work, Alidoost Rostamizadeh and Al [1] have cascaded 3 nonlinear optical switches to realize a 2×4 decoder with a switching threshold of $15 \text{ w}/\mu\text{m}^2$. Saeid Salimzadeh and Hamed Alipour-Banaei [31] used nonlinear ring resonators to realize a 3×8 decoder. In [20], the authors designed an all-optical 1×2 decoder based on triangular lattice photonic crystals. They used linear and point defects to control the light.

In this paper, we propose a 3×8 all-optical photonic crystal decoder based on nonlinear ring resonators. The proposed structure is composed of a nonlinear demultiplexer and a combiner to combine the intensities of the different input ports. In our work, we used Comsol Multiphysics to perform

✉ Hadjira Badaoui
elnbh@yahoo.fr

¹ STIC Laboratory, Faculty of Technology, University of Tlemcen, Tlemcen, Algeria

Résumé

La fibre optique est considérée comme révolutionnaire dans le domaine des télécommunications. L'utilisation de fibres optiques et de composants optiques pour remplacer les composants électroniques dans les systèmes de communication optique est désormais considérée comme une condition nécessaire pour augmenter la vitesse de transmission des informations ainsi que la bande passante des réseaux optiques. Les dispositifs optiques à base de cristaux photoniques (CPs) sont devenus extrêmement populaires dans les circuits intégrés optiques et les systèmes de communication par fibre optique en raison de leur taille ultra-compacte, de leur conception adaptable, de leur consommation d'énergie extrêmement faible, de leur réponse rapide, de leur meilleure durée de vie, de leur vitesse de groupe, etc. et candidats extraordinairement résistants à la température. Les cristaux photoniques (CPs) sont des structures avec des indices de réfraction périodiques qui ont des propriétés applicables telles que les bandes interdites photoniques (BIP). En créant des défauts dans le cristal photonique, certains modes apparaissent dans la région PBG, et ces modes sont localisés dans de petites zones autour du défaut. Grâce à cette caractéristique, plusieurs éléments plénoptiques intégrés peuvent être conçus. L'objectif principal de cette thèse est de concevoir des nouvelles microstructures photoniques en optique non-linéaire à base des cavités résonnantes pour la conversion numériques du signal. Nous sommes focalisés en premier lieu sur la proposition des démultiplexeurs à hautes performances. Ce dernier est un composant important pour la séparation des longueurs d'onde dans le système de démultiplexage DWDM. En second lieu, nous sommes passé à un deuxième élément clé dans l'opération de conversion numérique du signal, qui est le décodeur. Ce dernier permet de contrôler le port de sortie en fonction de l'état du port d'entrée. Ces travaux de recherche ont permis de concevoir un DEMUX à 4 et à 8 canaux basés sur des résonateurs fonctionnant autour de 1.55 μm par simulation qui Possède de très bonnes caractéristiques, telles qu'un facteur de qualité et un coefficient de transmission très élevés, et de faibles valeurs de diaphonie. Et aussi, en exploitant la non-linéarité pour la conception des décodeurs (1×2), (2×4), (3×8) basés sur les DEMUXs qui fonctionnent comme des commutateurs optiques.

Mots clé : Cristaux photoniques, résonateurs en anneau, démultiplexeur, non-linéarité, effet Kerr, décodeur.

ملخص

تعتبر الألياف الضوئية ثورية في مجال الاتصالات. أصبح استخدام الألياف الضوئية والأجهزة البصرية بدلاً من الأجهزة الإلكترونية في أنظمة الاتصالات الضوئية ضرورة لزيادة جاذبية للغاية ومرشحة بشكل استثنائي للدوائر (PC) سرعة نقل المعلومات ، فضلاً عن عرض النطاق الترددي للشبكات الضوئية. تعد الأجهزة الضوئية القائمة على الكريستال الضوئي المتكاملة الضوئية وأنظمة اتصالات الألياف البصرية ، نظرًا لحجمها الصغير للغاية ، وتصميمها القابل للتكيف ، والطاقة المنخفضة للغاية ، والاستجابة السريعة ، والعمر الأفضل ، وسرعة من (PBG) هي هياكل ذات مؤشرات انكسار دورية ، ولها خصائص قابلة للتطبيق مثل فجوة الحزمة الضوئية (PhCs) المجموعة والمزيد. مقاومة درجات الحرارة. البلورات الضوئية ويتم تحديد هذه الأوضاع في منطقة صغيرة حول العيب. بسبب هذه الخاصية ، يمكن تصميم عدة مكونات PBG خلال إنشاء عيب في البلورات الضوئية ، تظهر أوضاع معينة في منطقة لفصل الطول الموجي. وأجهزة فك التشفير القادرة على التحكم في منافذ الإخراج DWDM بصرية متكاملة. تعد مميزات تعدد الإرسال الضوئية مكونات مهمة في أنظمة إزالة تعدد الإرسال ذي 8 قنوات استناداً إلى الرنانات التي تعمل حول 1.55 ميكرومتر. تتمتع بخصائص جيدة DEMUX حسب حالة منافذ الإدخال. الهدف من هذه الأطروحة هو التصميم عن طريق محاكاة والتي تعمل كمفاتيح ضوئية من خلال استغلال DEMUX جداً مثل عوامل الجودة العالية جداً ومعاملات الإرسال وقيم تداخل منخفضة. وأيضاً لتصميم وحدات فك الشفرة على أساس اللاخطية.

الكلمات المفتاحية : البلورات الضوئية ، الرنانات الحلقية ، مزيل تعدد الإرسال ، اللاخطية ، تأثير كبير ، مفك التشفير.

Abstract

Optical fiber is considered revolutionary in the field of telecommunications. The use of optical fibers and optical components to replace electronic components in optical communication systems is now considered a necessary condition to increase the speed of information transmission and the bandwidth of optical networks. Photonic crystal (PC)-based optical devices are very popular in optical integrated circuits and optical fiber communication systems due to their ultra-compact size, adaptable design, ultra-low power consumption, fast response, longer lifetime, group speed, etc. Popularity. is a special temperature resistant candidate. Photonic crystals (PhCs) are structures with periodic refractive indices with applicable properties such as photonic band gaps (PBGs). Due to the creation of defects in photonic crystals, certain modes appear in the PBG region, and these modes are confined to a small area around the defect. Due to this feature, multiple integrated plenoptic elements can be designed. All-optical demultiplexer is an important part of wavelength separation in DWDM demultiplexing system. And a decoder that can control the output port based on the state of the input port. The purpose of this document is to design an 8-channel DEMUX based on a resonator operating around 1.55 μm by simulation. Has very good properties, such as very high quality and transmission coefficients, and low crosstalk values. Furthermore, a DEMUX-based decoder is designed using nonlinearity, which acts as an optical switch.

Keywords: Photonic crystals, ring resonators, demultiplexer, nonlinearity, Kerr effect, decoder.