

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

Université Mohamed Boudiaf - M'sila
Faculté de Technologie
Département d'Electronique



THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de
Doctorat en Sciences en Electronique

Présentée par:

BOULEGHLIMAT Oussama

THÈME

**Etude des cristaux photoniques anisotropes pour
l'application dans l'optique intégrée**

Soutenue publiquement le 23/11/2016

Devant le jury:

BOUAMAR Mohamed	Président	Professeur	Univ. M'sila
HOCINI Abdesselam	Rapporteur	Professeur	Univ. M'sila
BENSLAMA Malek	Examineur	Professeur	Univ. Constantine1
BOUCHEMAT Mohamed	Examineur	Professeur	Univ. Constantine1
BOUZOUAD Mouloud	Examineur	Professeur	Univ. Laghouat
KHEDROUCHE Djamel	Examineur	Maître de conférences	Univ. M'sila

Dédicace

Je dédie ce travail A tous ceux qui me sont chers

A mes chers parents

A ma chère femme

A mes chers frères et sœurs.

A ma famille.

A mes chers amis.

A la mémoire de mon Frère Diabi Abdelali

Oussama

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier et à exprimer toute ma gratitude envers mon directeur de thèse, Monsieur **Abdesselam HOCINI**, Professeur à l'Université Mohamed Boudiaf de M'sila. Je le remercie infiniment de m'avoir accueilli au sein de son équipe, de m'avoir prodigué ses précieux conseils, ses encouragements, sa confiance, sa disponibilité, sa patience et aussi pour ses qualités humaines.

En second lieu, je tiens à remercier le chef de département Monsieur **Mohamed Ladjal**, pour m'avoir accueilli.

Mes profonds remerciements vont aux membres du Jury qui m'ont honoré de leur participation à mon jury de thèse et pour avoir accepté d'évaluer ce travail.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur **Mohamed BOUAMAR** Professeur à l'université Mohamed Boudiaf de M'Sila, pour l'honneur qu'il nous fait en présidant le jury de cette thèse.

Je remercie Monsieur **Mohamed BOUCHEMAT**, Professeur à l'Université Constantine 1, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.

Mes remerciements vont également à Monsieur **Malek BENSLAMA**, Professeur à l'Université Constantine1, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.

Je remercie également Monsieur **Mouloud BOUZOUAD**, Professeur à l'Université de Laghout, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.

Je tiens également à remercier Monsieur **Djamel KHEDROUCHE**, Maître de conférence à l'université Mohamed Boudiaf de M'Sila, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'être examinateur de cette thèse.

Je souhaite adresser mes sincères remerciements à **Ahlem BENMERKHI**, Enseignante à l'Université Constantine 1 pour son aide précieuse concernant l'utilisation du logiciel Rsoft.

C'est avec beaucoup de plaisir que je tiens à remercier les membres de l'équipe de recherche du Monsieur Hocini Abdesselam :**KHAHLOUCHE Ahmed**, **BOURAS Mounir**, **OUANAGHI Asma**, **MAZHOUD Mouad**, **DIABI Abdelali**, **MOKHTARI Riad**, **LOUNIS Ahmed**, **HARHOuze Ahlem**, **BOUKRZAZA Loubna**, **ARAFa Sofia** pour leur soutien constant durant mon travail de thèse, leurs encouragements et leur sympathie.

Enfin, je remercie tous ceux qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de ce travail.

Liste des acronymes

Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisée quelques abréviations dont nous rappelons la signification ci-dessous :

λ : Longueur d'onde.

a : Période du cristal photonique.

r : Rayon du cristal photonique.

r/a : Facteur de remplissage.

n_o : Indice de réfraction ordinaire.

n_e : Indice de réfraction ordinaire

\vec{k} : Vecteur d'onde.

\vec{G} : Vecteur du réseau réciproque

v_g : Vitesse de groupe.

c : Célérité de la lumière dans le vide.

ϵ : Permittivité diélectrique.

BIP : Bande Interdite Photonique.

CP : Cristal Photonique.

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

PML : Perfectly Matched Layer.

PWE : Plane Wave Expansion

PhC : Photonic Crystal.

TE : Transverse Electric.

TM : Transverse Magnetic.

H1 : Cavité obtenue par la suppression d'un seul trou au milieu de la structure périodique.

L3 : Cavité obtenue par la suppression de trois trous au même ligne de la structure périodique

W1 : guides d'ondes obtenues par la suppression d'une rangée de trous

W2 : guides d'ondes obtenues par la suppression de deux rangées de trous.

WDM: Wavelength division multiplexing.

Liste des figures

Chapitre I : Aspect théorique sur les cristaux photoniques et leurs applications

- Figure I-1** : Représentation schématique de cristaux photoniques : a) unidimensionnels (1D), b) bidimensionnels (2D) et c) tridimensionnels (3D).
- Figure I-2** : Les périodes d'un cristal photonique unidimensionnel.
- Figure I-3** : Structure unidimensionnelle.
- Figure I-4** : Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré.
- Figure I-5** : Structures de bandes photoniques pour des réseaux de Bragg de pas a avec :
a) des couches de permittivité $\epsilon = 13$ et 12 et b) de permittivité $\epsilon = 13$ et 1 .
- Figure I-6** : Illustration des modes associés à la première structure de bande photonique de la figure I.4. Le réseau est de période a . (a) Champ électrique dans la bande 1, le maximum d'amplitude dans les zones de permittivité élevée; (b) Champ électrique dans la bande 2 : le maximum d'amplitude dans les zones de permittivité faible; (c) Energie locale de la bande 1, concentrée dans les zones de permittivité élevée; (d) Energie locale de la bande 2, concentrée dans les zones de permittivité faible.
- Figure I-7** : Représentation schématique du décalage de la fréquence centrale en fonction de la localisation du champ électrique dans le réseau. (a) le champ électrique à son maximum d'amplitude dans les zones de permittivité élevée. (b) le champ électrique à son maximum d'amplitude dans les zones de permittivité faible.
- Figure I-8** : Structure périodique 2D déconnectée.
- Figure I-9** : Structure périodique 2D connectée.
- Figure I-10** : Les zones de Brillouin du réseau réciproque d'une structure carrée.
- Figure I-11** : Représentation a) d'un réseau carré b) de son réseau réciproque et c) de sa zone de Brillouin
- Figure I-12** : Représentation a) d'un réseau triangulaire b) de son réseau réciproque c) et de sa zone de Brillouin.
- Figure I-13** : Structure graphite.
- Figure I-14**: Nitrure de Bore.
- Figure I-15** : Décomposition du champ électromagnétique dans ses deux polarisations Transverse Électrique (TE) et Transverse Magnétique (TM).
- Figure I-16** : Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air pour un facteur de remplissage $r/a=0.46$.
- Figure I-17** : Carte des bandes réseau triangulaire de trous d'air.
- Figure I-18** : Image MEB d'un CP3D « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium
- Figure I-19** : (a) : Les sphères de silicium sont assemblées directement sur le wafer de Si pour former l'opale, (b) : La structure opale est infiltrée avec du silicium puis les sphères de SiO₂ sont enlevées par gravure mouillée (opale inverse).
- Figure I-20** : microcavités résonnantes obtenu par l'omission d'un trou au milieu du cristal photonique

- Figure I-21** : Différents composants à base de défauts linéaires : guide droit et virage.
- Figure I-22** : (a) Défaut de distance entre motifs élémentaires, (b) Défaut de dimensions des motifs élémentaires, (c) Défaut sur la permittivité relative, (d) Défaut par vacuité.
- Figure I-23** : Représentation graphique de guide planaire à couches diélectriques.
- Figure I-24** : Différents types de Guide (a) Guide Plan (b) Guide Canal.
- Figure I-25**: Guide en Relief et Guide Enterré.
- Figure I-26** : Représentation géométrique d'un mode guidé suivant la direction z d'un guide d'onde plan.
- Figure I-27**: illustration des différents types de mode en fonction de l'angle d'incidence (a) mode radiatifs (b) mode substrat, (c) mode guidés.
- Figure I-28**: Propagation d'une onde dans un guide à saut d'indice (a) ou à gradient d'indice (b).
- Figure I-29**: Exemple de guide W1 à cristal photonique. Ce guide est adressé par un guide ruban classique.
- Figure I-30**: Différents Types de cavités à cristaux photoniques.

Chapitre II : Etude de la BIP des cristaux photoniques anisotrope (Tellerium, Niobate de Lithium) à base de la méthode numérique PWE

- Figure II-1** : Le réseau périodique du Cristal.
- Figure II-2** : Les Milieux uniaxes positif et négatif
- Figure II-3** : Milieu Biaxe
- Figure II-4** : Structure cristallographique de LiNbO_3
- Figure II-5** : Structure cristalline du Tellerium.
- Figure II-6** : Indice de réfraction Ordinaire et Extraordinaire du matériau LiNbO_3
- Figure II-7** : (a) Structure triangulaire déconnectée (Tige dans l'air), (b) structure carrée connectée (Trous d'aire).
- Figure II-8** : La carte des Bandes Interdites photoniques (a) Structure triangulaire déconnectée, (b) Structure triangulaire connectée.
- Figure II-9** : Variation de la largeur de la BIP en fonction du facteur de remplissage pour une structure Triangulaire.
- Figure II-10** : La carte des Bandes Interdites photoniques (a) Structure carrée déconnectée, (b) Structure carrée connectée.
- Figure II-11** : Variation de la largeur de la BIP en fonction du facteur de remplissage pour une structure Carrée.
- Figure II-12** : Indice de réfraction Ordinaire et Extraordinaire du matériau Tellerium.
- Figure II-13** : La carte des Bandes Interdites photoniques (a) Structure triangulaire déconnectée, (b) Structure triangulaire connectée.
- Figure II-14** : Variation de la largeur de la BIP en fonction du facteur de remplissage pour une structure Triangulaire.
- Figure II-15** : La carte des Bandes Interdites photoniques (a) Structure carrée déconnectée, (b) Structure carrée connectée.
- Figure II-16** : Variation de la largeur de la BIP en fonction du facteur de remplissage pour une structure Carrée.
- Figure II-17** : La Carte des bande interdite photonique (a) résultats obtenus par R.Farha, (b) résultats obtenus par le simulateur Bandsolve.

Chapitre III : L'amélioration du facteur de qualité des cavités H1 et L3

Figure III-1 : Calcul de la dérivée $f(x)$ en u_0

Figure III-2 : Position des composantes de champs électriques et magnétiques dans l'espace discrétisé selon la méthode de Yee.

Figure III-3 : Cellule de Yee

Figure III-4: (a) Réseau réel pour un motif triangulaire de trous d'air de période a , (b) Réseau réciproque montrant la première zone de Brillouin et les deux directions de plus haute symétrie ΓK et ΓM .

Figure III-5 : Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air (a) par la méthode PWE, (b) par la méthode FDTD.

Figure III-6 : Transmission d'une cavité H1 dans un réseau triangulaire.

Figure III-7 : Variation du facteur de qualité en fonction du facteur de remplissage r/a

Figure III-8 : Variation de la longueur d'onde en fonction du facteur de remplissage r/a .

Figure III-9 : Structure des cristaux photoniques triangulaires des trous d'air.

Figure III-10 : Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air.

Figure III-11 : Spectre de la transmission dans la cavité L3.

Figure III-12 : Variation du facteur de qualité en fonction du facteur de remplissage r/a .

Figure III-13 : Variation de la longueur d'onde en fonction du facteur de remplissage r/a .

Figure III-14 : Représentation de la cavité L3. Les pointillés indiquent l'emplacement initial des trous des deux extrémités et la flèche noire le sens du décalage.

Figure III-15 : Influence du décalage des trous sur le facteur de qualité du mode M_1 de la cavité L3.

Figure III-16 : Influence du décalage des trous sur la longueur d'onde du mode M_1 de la cavité L3.

Figure III-17 : Structure des cristaux photoniques triangulaires des trous d'air

Figure III-18 : Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air (a) par la méthode PWE, (b) par la méthode FDTD.

Figure III-19 : Spectre de la transmission dans la cavité L3

Figure III-20 : Variation du facteur de qualité en fonction du facteur de remplissage r/a

Figure III-21 : Variation du facteur de qualité en fonction du facteur de remplissage r/a .

Figure III-22 : Amélioration du facteur de qualité aux longueurs d'onde de la télécommunication par le déplacement des deux trous qui sont à côté de la cavité H1

Figure III-23 : Amélioration du facteur de qualité aux longueurs d'onde de la télécommunication par le nombre des trous manquants au milieu de la structure périodique

Chapitre IV : Les effets du couplage Guide-Cavité

Figure IV-1 : Structure des cristaux photoniques triangulaires des trous d'air.

Figure IV-2 : Bande interdite photonique : (a) à base de la méthode des ondes Plans, (b) à base de la méthode FDTD.

Figure IV-3 : Guide d'onde W1 à base d'un cristal photonique triangulaire des trous d'air pour un facteur de remplissage $r/a=0.41$

Figure IV-4 : Spectre de transmission calculé à l'aide de la méthode FDTD en polarisation TE d'un guide W1 de 17 rangées.

- Figure IV-5** : Distribution spatiale du champ à la suite d'une simulation de type FDTD et une excitation de type CW du guide droit référence W1, pour une polarisation TE à $\lambda=1.55\mu\text{m}$.
- Figure IV-6** : Spectre de Transmission des Guides W1 pour : (a) $r/a=0.41$, (b) $r/a=0.3$, (c) $r/a=0.27$.
- Figure IV-7**: Spectre de transmission dans un guide d'onde W2
- Figure IV-8**: Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage (insertion ou extraction d'une certaine longueur d'onde) .
- Figure IV-9** : Couplage axial d'une cavité résonnante insérée dans un guide. Les notations sont celles utilisées dans la théorie des modes couplés.
- Figure IV-10** : Couplage latéral d'une cavité résonnante avec un guide. Les notations sont celles utilisées dans la théorie des modes couplés
- Figure IV-11** : Evolution du coefficient de transmission (T), de réflexion (R) et des pertes (I) dans le cas d'un couplage latéral guide-cavité en fonction du rapport entre les taux de décroissance dans le guide et dans le continuum radiatif.
- Figure IV-12** : Représentation schématique du fonctionnement d'un add-drop
- Figure IV-13** : Processus de couplage entre un résonateur supportant deux modes dégénérés et deux guides d'onde situés de part et d'autre du résonateur. (a) Les deux modes dégénérés sont symétriques par rapport à un plan parallèle aux guides d'onde et anti symétriques par rapport à un plan de symétrie transverse aux guides d'onde. (b) Les deux modes dégénérés sont antisymétriques par rapport à un plan parallèle aux guides d'onde et transverse aux guides d'onde
- Figure IV-14** : Structure de bandes en polarisation TE d'un cristal photonique 2D membranaire constitué d'un réseau graphite de trous d'air dans une membrane d'Arséniure de Gallium. Le facteur de remplissage d'air est de 38% et l'épaisseur de membrane est de 130nm. On présente les modes sous et au dessus du cône de lumière.
- Figure IV-15** : a) Spectre de la transmission du système couplé Guide W1 en série avec une Cavité H1, (b) Représentation schématique du système couplé.
- Figure IV-16**: (a) Spectre de la transmission du système couplé Guide W1-Cavité H1 avec une ligne de séparation,(b) Représentation schématique du système couplé
- Figure IV-17**: (a) Spectre de la transmission du système couplé Guide W1-Cavité H1 avec deux lignes de séparations, (b) Représentation schématique du système couplé
- Figure IV-18**: Spectre de la transmission du système couplé Guide W1-Cavité H1, (Bleu) : Spectre de transmission dans le guide d'onde W1 sans couplage, (Vert) : spectre de transmission du système couplé avec une ligne de séparation,(Rouge) : spectre de transmission du système couplée avec deux lignes de séparation.
- Figure IV-19**: a) Spectre de la transmission du système couplé Guide W1 en série avec une Cavité L3, (b) Représentation schématique du système couplé.
- Figure IV-20** : (a) Spectre de la transmission du système couplé Guide W1-Cavité L3 avec une ligne de séparation, (b) Représentation schématique du système couplé.
- Figure IV-21** : Spectre de la transmission dans la cavité L3.
- Figure IV-22**: (a) Spectre de la transmission du système couplé Guide W1- deux Cavités L3 avec une ligne de séparation, (b) Représentation schématique du système couplé

- Figure IV-23:** (a) Spectre de la transmission du système couplé Cavités L3-Deux Guides W1 avec une ligne de séparation, (b) Représentation schématique du système couplé.
- Figure IV-24 :** Spectre de la transmission du système couplé Cavités L3-02 Guides W.
- Figure IV-25 :** (a) Spectre de la transmission du système couplé cavités L3-deux guides W1 avec deux lignes de séparation, (b) Représentation schématique du système couplé.
- Figure IV-26 :** Spectre de transmission d'un système couplé guide W1-cavité H1 (a) pour un facteur de remplissage $r/a=0.4$, (b) pour un facteur de remplissage $r/a=0.3$, (c) pour un facteur de remplissage $r/a=0.27$.
- Figure IV-27 :** Spectre de transmission d'un système couplé guide W1-cavité L3 (a) pour un facteur de remplissage $r/a=0.4$, (b) pour un facteur de remplissage $r/a=0.3$, (c) pour un facteur de remplissage $r/a=0.27$.
- Figure IV-28 :** Spectre de transmission d'un système couplé guide W1-deux cavités L3 (a) pour un facteur de remplissage $r/a=0.4$, (b) pour un facteur de remplissage $r/a=0.3$, (c) pour un facteur de remplissage $r/a=0.27$.
- Figure IV-29 :** Spectre de la transmission d'un système couplé deux guides W1-cavité L3 (a) pour un facteur de remplissage $r/a=0.4$, (b) pour un facteur de remplissage $r/a=0.3$, (c) pour un facteur de remplissage $r/a=0.27$.

Sommaire

Introduction Générale.....	- 5 -
Chapitre I : Aspect théorique sur les cristaux photoniques et leurs applications.....	- 5 -
I-1-Introduction.....	- 5 -
I-2-Les cristaux photoniques.....	- 6 -
I-2-1-Définition.....	- 6 -
I-2-2-Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique.....	- 6 -
I-2-2-1-Le contraste d'indice δ	- 7 -
I-2-2-2-Les périodes.....	- 7 -
I-2-2-3-Le facteur de remplissage.....	- 7 -
I-2-3-Inventaire des matériaux à Bande interdites photoniques (BIP).....	- 8 -
I-2-3-1-la structure périodique unidimensionnelle.....	- 8 -
a-Propagation des ondes sur les réseaux de Bragg.....	- 8 -
b -La largeur et la fréquence centrale du gap.....	- 9 -
I-2-3-2-Cristaux photoniques Bidimensionnels.....	- 11 -
a-Réseau Réciproque.....	- 12 -
b-Zone de Brillouin.....	- 13 -
c-Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels.....	- 14 -
d-Diagramme des Bandes.....	- 17 -
e-Carte des Bandes.....	- 19 -
I-2-3-3-Cristaux photoniques tridimensionnels.....	- 20 -
I-2-3-4-Utilisations de la bande interdite bidimensionnelle.....	- 21 -
I-3-Application des Cristaux Photoniques.....	- 23 -
I-3-1- Guide D'Onde.....	- 23 -
I-3-1-1-Propagation de la lumière dans un guide.....	- 24 -
a-Approche d'optique géométrique.....	- 24 -
b- Approche d'optique ondulatoire.....	- 26 -
I-3-1-2- Les différents types de propagation.....	- 28 -
I-3-1-3-Guides à cristaux photoniques.....	- 28 -
I-4-Cavité à Cristaux Photoniques.....	- 29 -
I-5-Conclusion.....	- 30 -
I-6-Références Bibliographiques.....	- 31 -

Chapitre II : Etude de la BIP des cristaux photoniques anisotrope (Tellerium, Niobate de Lithium) à base de la méthode numérique PWE.....	- 33 -
II-1-Introduction.....	- 33 -
II.2-Motif et réseau.....	- 34 -
II-3-Symétries et Classification.....	- 34 -
II-4-Milieu Anisotrope	- 36 -
II-4-1-Définition	- 36 -
II-4-2-Tenseur de permittivité diélectrique $[\epsilon_r]$	- 36 -
II-4-3-Milieus uniaxes.....	- 37 -
II-4-4-Milieus biaxes.....	- 38 -
II-4-5-Système cristallin des matériaux anisotrope	- 39 -
II-5-Les Matériaux anisotropes utilisés dans notre étude.....	- 40 -
II-5-1- Niobate de lithium LiNbO_3	- 40 -
II-5-2-Tellerium.....	- 41 -
II-5-2-1-Propriétés physiques du Tellerium.....	- 42 -
II-6-Outil de Simulation	- 43 -
II-6-1-Méthode de décompositions en ondes planes	- 43 -
II-7-Etude de la bande interdite photonique.....	- 45 -
II-7-1-Etude de la bande interdite photonique des cristaux photoniques à base du matériau Niobate de lithium	- 45 -
II-7-1-1- Structure triangulaire	- 46 -
II-7-1-2-Structure carrée	- 47 -
II-7-2-Etude de la bande interdite photonique des cristaux photoniques à base du matériau Tellurium	- 49 -
II-7-2-1-Structure triangulaire	- 49 -
II-7-2-2-Structure carrée	- 51 -
II-8-Validation.....	- 52 -
II-9-Conclusion	- 53 -
II-10-Références Bibliographiques	- 55 -

Chapitre III : L'amélioration du facteur de qualité des cavités H1 et L3	- 57 -
III-1-Introduction	- 57 -
III-2-Outil de la simulation	- 58 -
III-2-1-Simulateur Fullwave.....	- 58 -
III-2-2-Méthode numérique FDTD	- 58 -
III-2-2-1-Principe de la méthode.....	- 58 -
III-2-2-2-Développement limité de Taylor	- 60 -
III-2-2-3-Discretisation des équations et algorithme de Yee	- 61 -
III-2-2-4-Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee.....	- 63 -
III-3-Etudes des cavités à Cristaux Photoniques.....	- 63 -
III-3-1-Etude des cavités H1 à base des matériaux anisotrope Tellerium	- 63 -
III-3-1-1-Description de la structure étudiée	- 63 -
III-3-1-2-Bande Interdite Photonique	- 64 -
III-3-1-3-Spectre de la transmission dans la Cavité H1	- 65 -
III-3-1-4-Influence du facteur de remplissage r/a sur le facteur de qualité des cavités H1	- 66 -
III-3-2-Etude des cavités L3 à base des matériaux anisotropes Tellerium.....	- 67 -
III-3-2-1-Description de la structure étudiée	- 67 -
III-3-2-2-Bande Interdite Photonique	- 68 -
III-3-2-3-Spectre de la transmission dans la Cavité L3	- 69 -
III-3-2-4-Influence du facteur de remplissage r/a sur le facteur de qualité des cavités L3	- 69 -
III-3-2-5-Amélioration du facteur de qualité des cavités L3	- 70 -
III-3-3-Amélioration du facteur de qualité des cavités à cristaux photoniques à base des matériaux Niobates de lithium à la longueur d'onde λ de la télécommunication = 1.55 μ m	- 72 -
III-3-3-1-Description de la structure étudiée	- 72 -
III-3-3-2-Spectre de la transmission dans la Cavité H1	- 73 -
III-3-3-3-Variation du facteur de qualité en fonction du facteur de remplissage	- 74 -
III-3-3-4-Amélioration du facteur de qualité à la longueur d'ondes de la Télécommunication.....	- 75 -
III-4-Conclusion	- 76 -
III-5-Références Bibliographiques	- 78 -

Chapitre IV : Les effets du couplage Guide-Cavité	- 80 -
IV-1-Introduction :	- 80 -
IV-2-Description de la structure étudiée	- 80 -
IV-3-Etude de la transmission dans les guide à cristaux photoniques	- 82 -
IV3-1-Guide d'onde (W1) à base des cristaux photoniques.....	- 82 -
IV-3-1-1-Influence du facteur de remplissage sur la transmission dans les guides W1 à base des cristaux photoniques	- 83 -
IV-3-2-Transmission dans les guides d'onde W2 à deux rangées manquantes	- 84 -
IV-3-Les effets du couplage entre un guide et une cavité.....	- 85 -
IV-3-1-Aspect théorique du couplage entre un guide et une cavité à cristaux photoniques	- 85 -
IV-3-1-1-Couplage entre un guide W1 et une cavité H1	- 85 -
a-Modélisation d'une cavité insérée dans un guide, par la théorie des modes couplés	- 86 -
b-Couplage latéral entre un guide et une cavité résonnante.....	- 87 -
IV-3-1-2-Filtre directif vertical (ou filtre “add-drop”)	- 89 -
IV-3-1-3-Conditions de couplage entre un guide et une cavité à cristal photonique... - 91 -	
Mode de Bloch lents.....	- 92 -
IV-3-2-Résultats de Simulation	- 92 -
IV-3-2-1-Couplage entre un guideW1 et une cavité H1	- 92 -
a-Couplage entre un guide droit W1 et une cavité H1 en Série	- 92 -
b-Couplage entre un guide W1 et une cavité H1 avec une ligne de séparation	- 93 -
c-Couplage entre un guide W1 et une cavité H1 avec deux lignes de séparation....	- 94 -
IV-3-2-2-Couplage entre un guide droit W1 et une cavité L3	- 95 -
a-Couplage entre un guide droit W1 et une cavité L3 en série	- 95 -
b- Couplage entre un guide W1 et une cavité L3	- 96 -
c- Couplage entre un guide W1 et deux cavités L3.....	- 97 -
IV-3-2-3-Couplage entre deux guides W1 et une cavité L3	- 98 -
IV-3-2-4-Influence du facteur de remplissage sur la transmission des systèmes couplés guide-cavité.....	- 100 -
a-Couplage entre un guide W1 et une cavité H1	- 100 -
b-Couplage entre un guide W1 et une cavité L3	- 101 -
c-Couplage entre un guide W1 et deux cavités L3.....	- 101 -

d-Couplage entre deux guides W1 et une cavité L3.....	- 102 -
IV-4-Conclusion.....	- 103 -
IV-6-Références Bibliographiques.....	- 106 -
Conclusion Générale	-108 -

Introduction Générale

Introduction Générale

Depuis leur découverte en 1987 [1, 2], les cristaux photoniques n'ont cessé de susciter un intérêt croissant en raison des nombreuses applications innovantes auxquelles ils peuvent donner lieu en optoélectronique et en optique intégrée. L'idée part d'une analogie avec les propriétés d'un électron soumis à un potentiel périodique cristallin. La structuration périodique de la constante diélectrique de façon analogue au potentiel électronique cristallin, permet de décrire les états d'énergie des photons en bandes permises et interdites. Il en découle alors des propriétés de confinement et de guidage dans des structures 1D, 2D et 3D qui ouvrent la voie à de nouveaux composants en optique intégrée autrement plus intéressants que les composants traditionnels [3]. Le progrès rapide de la technologie autorise maintenant le développement des dispositifs reposant sur les propriétés des cristaux photoniques qui sont des structures dont l'indice diélectrique varie périodiquement selon une ou plusieurs directions de l'espace, cette variation périodique de l'indice optique entraîne l'apparition de gamme de fréquences pour laquelle la lumière ne peut alors plus se propager, ses propriétés rendent les cristaux photoniques intéressants pour de nombreuses applications dans l'optique intégrée. Ce travail s'appuie sur l'étude des cristaux photoniques à base des matériaux anisotropes, pour l'application dans l'optique intégrée. Dans notre étude nous avons choisi le Tellerium et le Niobate de Lithium comme matériaux anisotropes. Dans un milieu anisotrope appelé aussi milieu biréfringent, l'indice de réfraction est un tenseur, dont les composantes dépendent des directions de propagation et de polarisation du rayon lumineux [4].

Si on introduit des défauts dans le cristal photonique, de nouveaux états permis apparaissent dans la bande interdite photonique. La lumière peut être confinée en plusieurs dimensions selon le défaut et la dimensionnalité du cristal photonique. Par exemple, si on introduit un défaut unidimensionnel dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée en deux dimensions, une cavité bidimensionnelle est créée [5].

Si on introduit un défaut linéaire dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée dans une dimension et elle est libre de se propager dans l'autre dimension, ce qui constitue un guide d'onde. En utilisant ces concepts de base, il est alors possible de concevoir des dispositifs pour l'optique intégrée avec ces cavités et ces guides d'ondes [5]: la réalisation de microlaser à faible seuil [6, 7], des éléments optiques non linéaires [8]. Le rapprochement

de guides d'onde et de défauts ou cavités résonnantes dans un cristal photonique conduisent à des possibilités de filtrage et de multiplexage en longueur d'onde dans le cadre de l'optique intégrée. L'utilisation de ces structures rend possible la miniaturisation des composants d'optique intégrée et améliore leurs performances. Le confinement de la lumière sur des dimensions submicroniques peut mener à la réalisation des filtres sélectifs [9, 10].

Les meilleurs facteurs de qualité obtenus sont à l'ordre de 10^4 pour des cavités à base du matériau isotrope Si [11], et à l'ordre de 10^7 à base du matériau INP [12]. Pour les cavités à base du matériau anisotrope Tellerium, le meilleur facteur de qualité est de l'ordre de 10^4 [13]

L'objectif principal de nos travaux repose sur:

- L'amélioration du facteur de qualité des cavités H1 et L3 qui s'y forment par l'omission d'un et de trois trous respectivement au milieu d'un réseau périodique en configuration triangulaire, à base des matériaux anisotropes Tellerium et Niobate de Lithium.
- L'étude numérique de la transmission dans les guides d'onde linéaires.
- Etudier l'influence de l'introduction d'une cavité H1 ou L3 sur la transmission dans les guides d'onde linéaires.

Cette thèse s'articule autour de quatre chapitres suivants :

Le premier chapitre est consacré à l'étude des cristaux photoniques. En premier lieu nous énumérons les différents types de cristaux photoniques 1D, 2D et 3D, ensuite nous allons rappeler le concept de base des cristaux photoniques et nous citons leurs propriétés physiques ainsi que les différentes applications optiques qui peuvent en découler de ces matériaux. Nous présentons également le principe d'ouverture de bandes interdites photoniques et la carte de dispersion. Nous achèverons ce chapitre par les différents défauts ponctuels qui existent aux niveaux des CPs.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons en premier lieu les réseaux cristallins et les milieux anisotropes. Ensuite nous citerons deux matériaux anisotropes uniaxes positifs, le Tellerium et le Niobate de Lithium. Après, nous donnerons une brève étude théorique sur la méthode des ondes planes, et nous terminerons ce chapitre par l'étude de la bande interdite photonique des cristaux photoniques à base de matériaux anisotropes (Tellerium, Niobate de Lithium) en fonction du facteur de remplissage r/a , en utilisant la méthode numérique PWE intégré dans le module BandSolve du logiciel commercialisé RSoft.

Dans le troisième chapitre nous présenterons en détail la méthode des différences finies dans le domaine temporel en deux dimensions FDTD-2D basée sur l'algorithme de Yee. Cette méthode permet de résoudre les équations de Maxwell avec précision et simuler la

propagation de la lumière dans les structures bidimensionnelles, ensuite nous étudierons le facteur de qualité des cavités H1 et L3, et l'amélioration du facteur de qualité de la longueur d'onde de la télécommunication $\lambda=1.55\mu\text{m}$ pour les structures périodiques en configuration triangulaire à base du matériau anisotrope Niobat de Lithium, en utilisant le module Fulwave du logiciel commercialisé RSoft.

Le quatrième chapitre sera consacré à l'étude de la transmission dans les guides d'onde à cristaux photoniques constitués d'une rangée et deux rangées de trous manquants (appelés respectivement W1 et W2) de la structure périodique triangulaire des trous d'air à base du matériau anisotrope uniaxe Niobat de lithium (LiNbO_3). Par la suite nous étudierons le comportement de la transmission aux différents cas du couplage entre guide W1 et cavité H1. Nous terminerons cette étude par une conclusion générale, englobant les principaux résultats obtenus.

Références Bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics," *Phys. Rev. Lett*, vol. 58, 1987.
- [2] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," *Phys. Rev. Lett*, vol. 58, pp. 2486-2489, 1987.
- [3] J. D. Joannopoulos, R.D. Meade et J. N . Winn, "Photonic Crystals : Molding the Flow of Light " *University Press*, vol. NJ, 1995.
- [4] S. Kilburger, "Réalisation et caractérisations d'hétérostructures à base de couches minces de LiNbO3 pour des applications en optique intégrée," Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2008.
- [5] H. A. Badaoui, "Etude et conception des micro composants à base des cristaux photoniques bidimensionnels," Thèse de Doctorat, Université de Tlemcen, Algérie, 2012
- [6] J.L. Jewell , J.D.Haliso, A.Scherer , Y.H.Lee et L.T.Florez, "Vertical-cavity surface-emitting lasers: design, growth, fabrication, characterization," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. 27, pp. 1332-1346, 1991.
- [7] S.L.McCall , A.F.J.Levi, R.E. Slusher , S.J.Pearnton et R.A.Logan "Whispering-gallery mode lasers," *Appl.Phys. Lett*, vol. 60, pp. 289-291, 1992.
- [8] S.M.Spillane, T.J.Kippenberg, et K.J.Vahala, "Ultralowthreshold Raman laser using spherical dielectric microcavity," *Nature*, vol. 415, pp. 621-623, 2002.
- [9] B.E.Little , S.T. Chu, W. Pan , D.Ripin ,T. Kaneko , Y.Kokubun et E. Ippen "Vertically coupled glass microring resonator channel dropping filters," *IEEE Photon.Technol. Lett*, vol. 11, pp. 215-217, 1999.
- [10] S. Fan, P.R. Villeneuve, et P.R. Joannopoulos, "Channel drop filters in photonic crystals," *Optics. Express*, vol. 3, pp. 4-11, 1998.
- [11] M. El Kurdi, X. Checoury, S. David, T. P. Ngo, N. Zerounian, P. Boucaud, O. Kermarrec, Y. Campidelli, et D. Bensahel "Quality factor of Si-based photonic crystal L3 nanocavities probed with an internal source," *Optics. Express*, vol.16 N° 12, pp. 8780-8791, 2008.
- [12] A. Benmerkhi A,M. Bouchemat et T. Bouchemat "Ultrahigh-Q of the L3 photonic crystal microcavity " *Optik*, Vol. 24, PP 5719-5741, 2013.
- [13] T.Fathollahi Khalkhali, B.Rezaei, A.Soltani Vala et M.Kalafi, "Design of high Q polystyrene nonlinear cavity for ultrafast all-optical switching in mid-infrared photonic crystal slabs with cavity waveguide structure Channel drop filters in photonic crystals," *Optics. Communication*, vol. 326, pp. 43-47, 2014.

Chapitre I

Chapitre I : Aspect théorique sur les cristaux photoniques et leurs applications

I-1-Introduction

En 1987, Les cristaux photoniques sont apparus à travers des idées de E.Yablonovitch [1] et S.John [2]. Ce sont de nouveaux matériaux dont les propriétés optiques permettent de manipuler la lumière à l'échelle de la longueur d'onde dans une, deux ou trois directions de l'espace. D'un point de vue théorique, l'étude et le développement des propriétés des matériaux à bande interdite photonique reposent sur la forte similitude qui existe entre les équations de Schrödinger et de Maxwell. Ils ont été présentés comme analogues pour l'optique intégrée des semi-conducteurs [1]. Dans les solides, le potentiel périodique du réseau ionique crée des bandes d'énergie pour la propagation des électrons. Certaines bandes d'énergie peuvent être complètement interdites aux électrons. De la même façon, dans une structure de permittivité diélectrique périodique, l'énergie des photons dans le cristal peut se décrire par des bandes photoniques, dont certaines peuvent être interdites. Une radiation lumineuse, qui a son énergie dans la bande interdite photonique, ne pourra pas pénétrer dans le matériau quel que soit son angle d'incidence ou sa polarisation [3].

L'objet de ce premier chapitre est la présentation d'une brève synthèse bibliographique sur les cristaux photoniques unidimensionnels, bidimensionnels et tridimensionnels. En insistant sur la notion de la bande interdite photonique.

Ce chapitre est partagé en deux parties :

- dans la première partie nous présenterons quelques généralités sur les cristaux photoniques, nous rappellerons les différents paramètres géométriques mis en jeu pour trouver une large bande interdite photonique tel que le contraste d'indice, les périodes et le facteur de remplissage

- dans la deuxième partie, nous nous intéresserons aux applications des cristaux photoniques tels que les cavités résonnantes et les guides d'ondes

I-2-Les cristaux photoniques

I-2-1-Définition

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont les constantes (indices) diélectriques varient d'une manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde ; la périodicité peut être unidimensionnelle (miroir du Bragg) bidimensionnelle ou encore tridimensionnelle [4]. Cette périodicité provoque un changement important des propriétés de dispersion optiques d'un milieu, générant des bandes interdites de propagation multidirectionnelle lorsque l'indice de réfraction est modulé d'une manière suffisante. Leurs propriétés de réflexion et de dispersion peuvent être utilisées pour réaliser des fonctions optiques intégrées compactes et originales. C'est le cas pour les fameux miroirs de Bragg qui symbolisent les cristaux photoniques 1D. Dans le cadre de l'optique guidée planaire, on met en profit les propriétés des cristaux photoniques 2D pour contrôler latéralement et à l'échelle de la longueur d'onde la propagation de la lumière.[5].

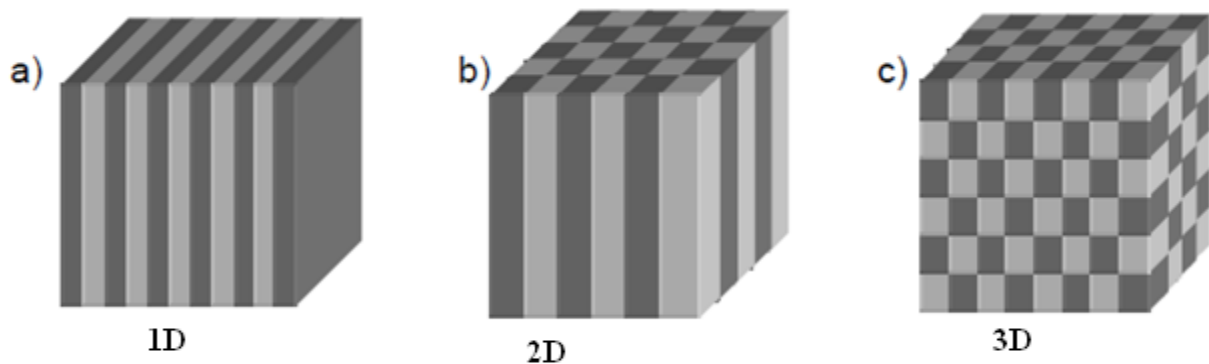


Figure I-1 : Représentation schématique de cristaux photoniques : a) unidimensionnels (1D), b) bidimensionnels (2D) et c) tridimensionnels (3D) [5].

I-2-2-Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique

Les cristaux photoniques sont caractérisés essentiellement par les différents matériaux qui composent le système cristallin, selon lequel ces matériaux sont organisés et les volumes relatifs qu'ils occupent dans la cellule élémentaire du cristal [3]. Les quantités représentatives de ses différentes caractéristiques sont :

I-2-2-1-Le contraste d'indice δ

Le contraste d'indice δ est le rapport entre l'indice de réfraction du matériau haut indice et du matériau bas indice [6]. Pour une structure unidimensionnelle, le contraste d'indice est donné par [7] :

$$\delta = \frac{n_H}{n_L}$$

n_H : l'indice de réfraction de la couche diélectrique de haut indice.

n_L : l'indice de réfraction de la couche diélectrique de bas indice.

Pour une structure bidimensionnelle, le contraste d'indice est la différence entre les indices du milieu et des motifs [7].

I-2-2-2-Les périodes

Le paramètre de la période joue un rôle très important sur les caractéristiques de la bande interdite photonique, par exemple pour un cristal photonique unidimensionnel la période du système est égale à la somme des deux épaisseurs des matériaux qui constitue le cristal photonique $A=a_1+a_2$ avec a_1 l'épaisseur de la couche de la permittivité ϵ_1 et a_2 celle de la permittivité ϵ_2

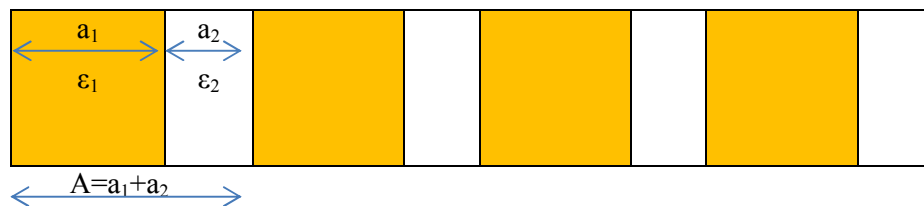


Figure I-2: Les périodes d'un cristal photonique unidimensionnel

I-2-2-3-Le facteur de remplissage

Le facteur de remplissage pour un réseau bidimensionnel désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un disque de rayon r : $A = \pi.r^2$) et l'air de la cellule élémentaire du réseau .

L'influence de ses différents paramètres sur le comportement d'une structure photonique peut être comprise par analogie avec un potentiel périodique induit par l'arrangement des atomes dans un semi-conducteur [3].

I-2-3-Inventaire des matériaux à Bande interdites photoniques (BIP)

Selon le nombre de direction, ces structures sont désignées par l'appellation de cristaux photoniques à une, deux ou trois dimensions

I-2-3-1-la structure périodique unidimensionnelle

Cette structure symbolise le dispositif le plus simple est couramment utilisé sous le nom de réseau de Bragg, ces structures unidimensionnelles possèdent une permittivité électrique périodique dans une direction et uniforme dans les deux autres directions [8], il consiste en une alternance de couches planes de diélectrique ayant les constants ϵ_1 et ϵ_2 et d'épaisseur $\lambda/4$, λ étant la longueur d'ondes guidée autour de laquelle le matériau interdire la propagation des ondes électromagnétique sous une incidence normale [3].

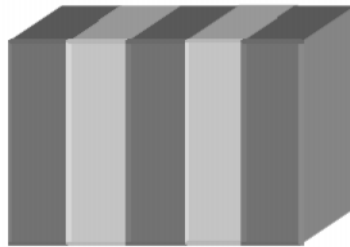


Figure I-3 : Structure unidimensionnelle [9].

a-Propagation des ondes sur les réseaux de Bragg

Les réseaux de Bragg sont des successions de couches d'indice de réfractifs différentes, empilées de manière périodiques. Le comportement du réflecteur de Bragg est expliqué à partir du processus d'interférences multiples. Comme le montre la figure I.4, une onde qui se propage dans la succession de couches, subit une réflexion à chaque interface. Cette réflexion s'accompagne d'un changement de phase π si l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice. Elle s'effectue sans changement de phase dans le cas contraire. Lorsque l'épaisseur optique totale des alternances est de $\lambda/2$, l'onde réfléchi par l'interface (1) est en phase avec celles réfléchies par les interfaces (3), (5), (7)...Par suite de ces interférences constructives, on finit ainsi par aboutir à une réflexion totale, ce qui revient à dire que l'onde ne peut se propager et que l'on est en présence d'une bande interdite photonique. Dans le cas particulier où les deux couches de chaque alternance ont même épaisseur optique $\lambda/4$, on observe que les ondes réfléchies par toutes les interfaces (1), (2), (3)(4) sont en phase [9].

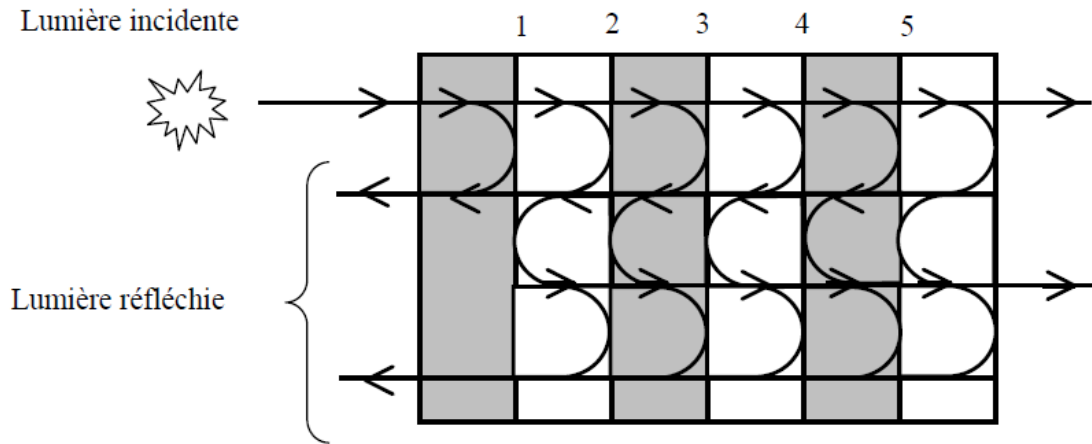


Figure I-4 : Représentation schématique de l’interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré [9].

Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications : convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres sélectifs de longueurs d’onde, multiplexeurs, miroirs de cavités lasers [3].

b -La largeur et la fréquence centrale du gap

La largeur du gap dépend du contraste d’indice des deux milieux : lorsque ce contraste est faible, la largeur du gap est faible (Figure I.5 a) et lorsqu’il est élevé, elle augmente considérablement (Figure I.5 b).

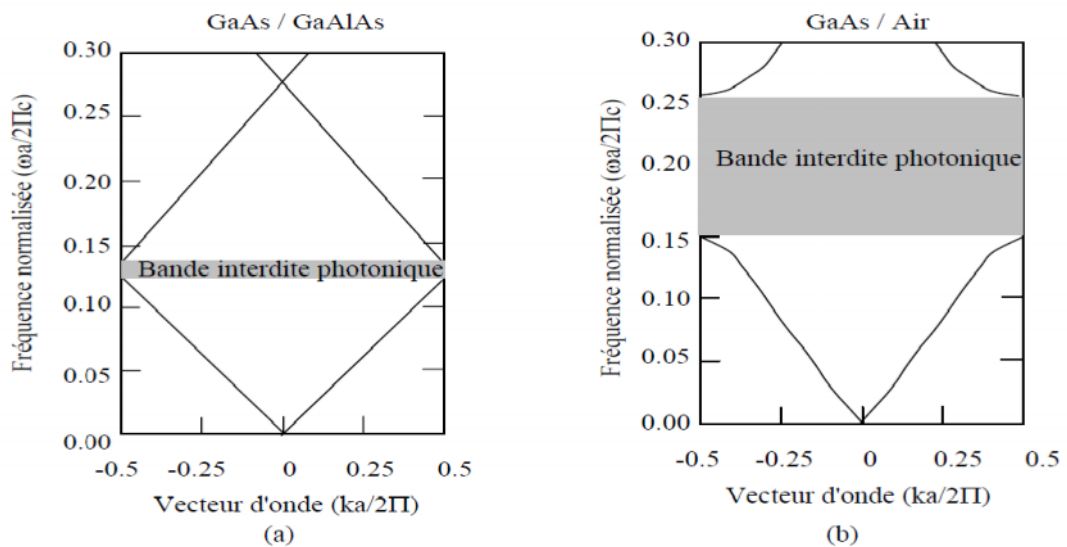


Figure I-5 : Structures de bandes photoniques pour des réseaux de Bragg de pas a avec : a) des couches de permittivité $\epsilon = 13$ et 12 et b) de permittivité $\epsilon = 13$ et 1 [9].

La fréquence centrale du gap dépend de la localisation de l'onde dans le réseau. En effet, il y a deux localisations possibles d'une onde stationnaire dans un réseau unidimensionnel : le champ électrique à son maximum d'énergie soit dans les zones de permittivité élevée, soit dans les zones de permittivité faible (figure a et b). Toute autre position violerait la symétrie de la structure. Les modes ayant une fréquence basse (respectivement élevée) concentrent leur énergie dans les régions de permittivité élevées (respectivement faibles). Si le champ électrique à son maximum d'amplitude dans les zones de permittivités élevées (respectivement faibles), les modes concentrent leur énergie dans la bande 1 (respectivement bande 2), donc la fréquence centrale du gap augmente (respectivement diminue) [9].

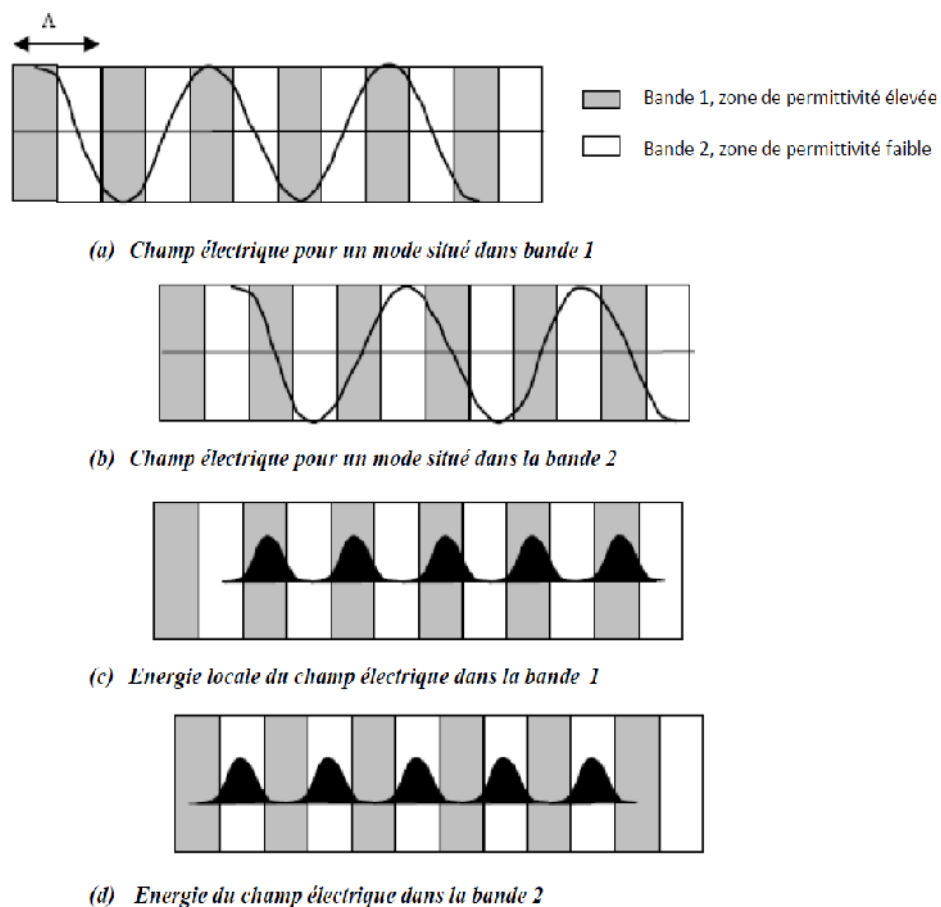


Figure I-6 : Illustration des modes associés à la première structure de bande photonique de la figure I.4. Le réseau est de période Λ . (a) Champ électrique dans la bande 1, le maximum d'amplitude dans les zones de permittivité élevée; (b) Champ électrique dans la bande 2 : le maximum d'amplitude dans les zones de permittivité faible; (c) Energie locale de la bande 1, concentrée dans les zones de permittivité élevée; (d) Energie locale de la bande 2, concentrée dans les zones de permittivité faible [9].

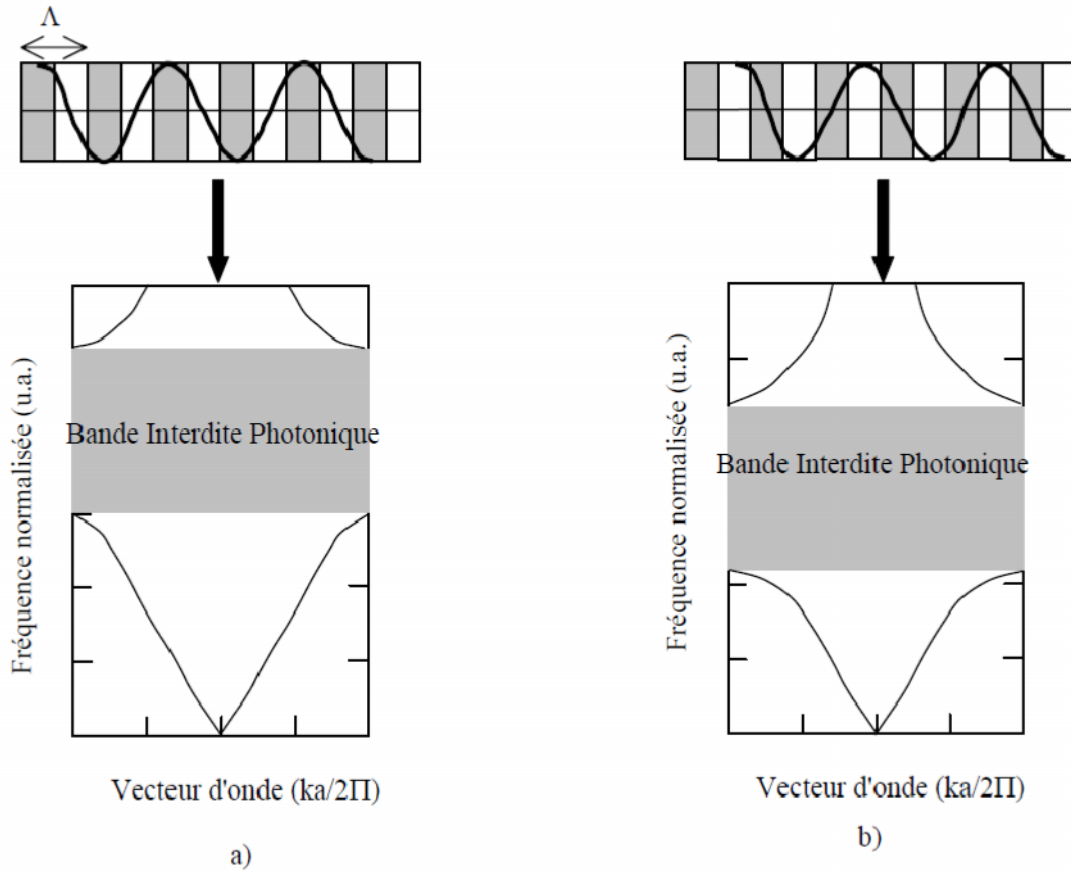


Figure I-7 : Représentation schématique du décalage de la fréquence centrale en fonction de la localisation du champ électrique dans le réseau. (a) le champ électrique à son maximum d'amplitude dans les zones de permittivité élevée. (b) le champ électrique a son maximum d'amplitude dans les zones de permittivité faible [9].

I-2-3-2-Cristaux photoniques Bidimensionnels

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace et homogène dans la troisième direction, les propriétés optiques des structures bidimensionnelles sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. Pour réaliser ces structures bidimensionnelles on peut placer des tiges diélectriques dans l'air (structure déconnectée) ou encore dans un autre diélectrique afin de créer des bandes interdites larges il faut un contraste d'indice (Différence entre les indices du milieu et des tiges) [8].

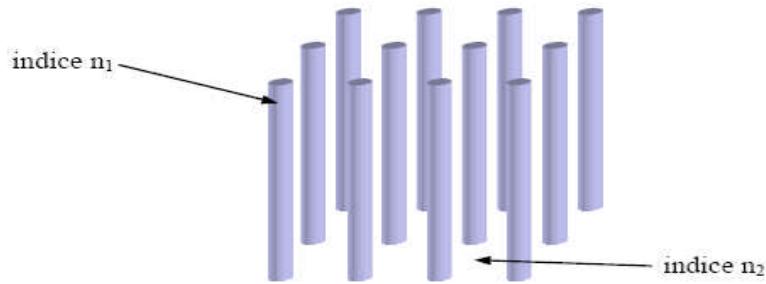


Figure I-8 : Structure périodique 2D déconnectée [11].

Une BIP bidimensionnelle peut aussi être constituée d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique (structure connectée) [8].

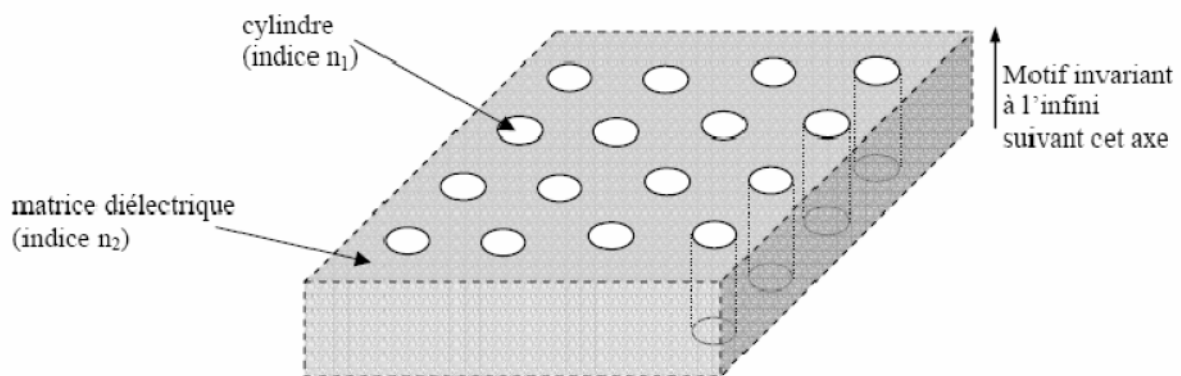


Figure I-9 : Structure périodique 2D connectée [11].

a-Réseau Réciproque

Dans toutes les structures cristallines il existe deux réseaux : le réseau direct et le réseau réciproque. Le réseau direct est déterminé par la cellule unitaire. La plus unitaire est appelée primitive. elle est sous-tendue par les trois vecteurs fondamentaux a_1, a_2, a_3 , de telle façon que chaque vecteur de transition du réseau peut être mis sous la forme d'une combinaison linéaire des vecteurs de base [10] :

$$\vec{R} = p_1 \vec{a}_1 + p_2 \vec{a}_2 + p_3 \vec{a}_3 \quad \text{Avec } p_1, p_2, p_3 \in \mathbb{Z}$$

En cristallographie géométrique, on introduit la notion de réseau réciproque qui s'avère bien pratique pour décrire les propriétés des réseaux. Le réseau réciproque est un réseau de l'espace de Fourier lié au cristal dans lequel le vecteur G appelé vecteur du réseau réciproque, est un vecteur de translation par lequel l'ensemble du réseau réciproque est construit G est défini par [10] :

$$\vec{G} = m_1 \vec{b}_1 + m_2 \vec{b}_2 + m_3 \vec{b}_3 \quad \text{Avec } m_1, m_2, m_3 \in \mathbb{Z}$$

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)} \quad \vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)} \quad \vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}$$

La définition de cette dernière relation implique que tout vecteur \vec{b}_i du réseau réciproque est normal au plan formé par les vecteurs \vec{a}_i et \vec{a}_k ; $i \neq j$ et $i \neq k$ du réseau direct et que le produit scalaire $\vec{a}_i \cdot \vec{b}_i = 2\pi$. On peut donc écrire, en utilisant le delta de Kronecker [10] :

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi \delta_{ij}$$

Cette relation est sous forme d'un produit scalaire, met en évidence l'intérêt d'utiliser le réseau réciproque comme base des vecteurs d'ondes dans l'étude des milieux cristallins

b-Zone de Brillouin

L'énoncé le plus important de la condition de diffraction pour la physique de l'état solide fut donné par Brillouin. C'est la seule construction utilisée dans la théorie des bandes d'énergie pour les électrons d'un cristal et dans l'expression des excitations élémentaires des cristaux. Par raison de symétrie. La zone de Brillouin et par définition la maille de Wigner-Seitz du réseau réciproque, on représente les vecteurs joignant un site du réseau réciproque à tous les sites voisins, puis on dessine les plans bissecteurs perpendiculaires à ces vecteurs. Le volume le plus petit autour du site choisi limité par ses plans est appelé zone de Brillouin, irréductible qui contient l'ensemble des vecteurs d'ondes du photon qui permettent de décrire de façon complète le diagramme de bandes.

On peut construire les zones supérieures de Brillouin de la même manière la $i^{\text{ème}}$ zone de Brillouin est l'espace limité d'une part par les plans bissecteurs perpendiculaires aux vecteurs joignant le site à l'origine aux $i^{\text{ème}}$ sites voisins et d'autre part les plans bissecteurs des zones de Brillouin inférieures. La figure I-10 montre les zones de Brillouin du réseau réciproque d'une structure carrée

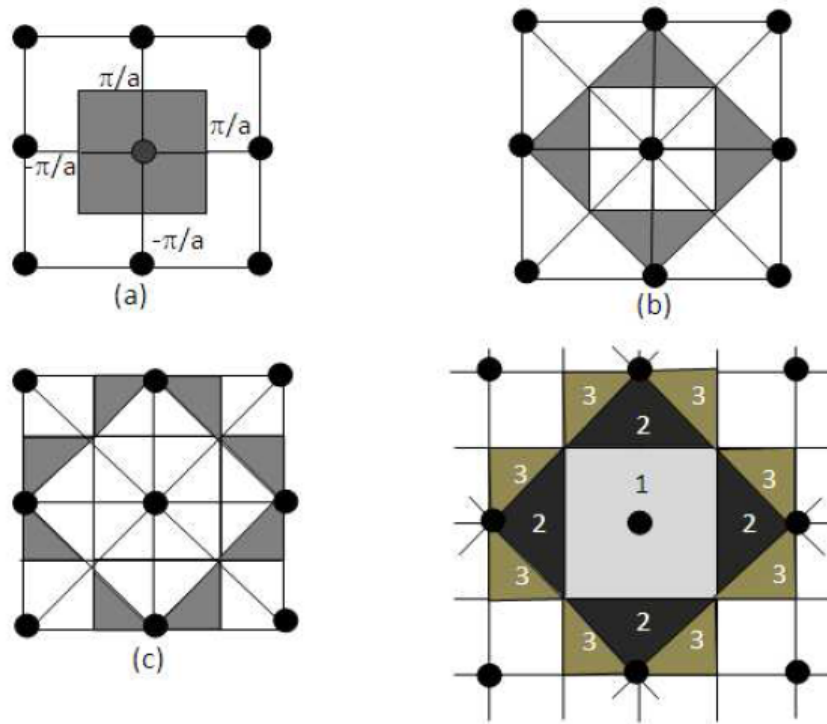


Figure I-10 : Les zones de Brillouin du réseau réciproque d'une structure carrée

c-Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels

Selon la symétrie envisagée (carrée, rectangulaire, oblique et hexagonale) il existe quatre principaux type de cristal photonique bidimensionnel :

- **Le réseau carré** : les nœuds du réseau sont situés sur un carré de côté « a » (Figure I.11). Cette structure réalisée à partir de trous d'air supposés infinis comporte quatre axes de symétrie qui se déduisent les uns des autres par des rotations de 45° , Il a été montré que ce type de réseau est très sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde électromagnétique[11], Il est ainsi difficile de former une bande interdite complète, c'est-à-dire une bande interdite qui interdit la propagation dans toutes les directions et pour toutes les polarisations [5] . Sa zone de Brillouin est un triangle isocèle rectangle ΓXM [9].

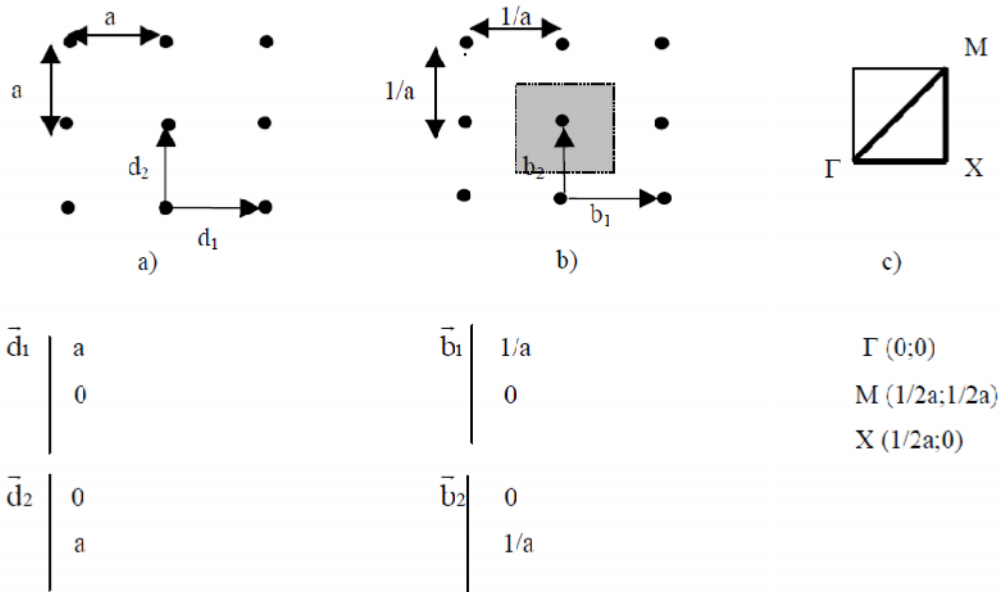


Figure I-11 : Représentation a) d'un réseau carré b) de son réseau réciproque et c) de sa zone de Brillouin [9].

-Dans le cas d'une structure déconnectée les bandes interdites TM sont nettement plus large que celle en polarisation TE qui s'est très étroite et inversement juste sur le cas d'une structure connectée.

- **Le réseau triangulaire** : chaque nœud du réseau est espacé de son proche voisin d'une même distance « a » (Figure I-12). Cette structure possède six axes de symétrie qui se déduisent les uns des autres par des rotations de 30° [5], ce qui la rend moins sensible à l'angle d'incidence, mais la bande interdite complète reste difficile à obtenir, d'autre part la structure « connectée » de trous dans le diélectrique offre un bon compromis lorsque le diamètre des trous est proche de la période du réseau (fort facteur de remplissage). Dans ce cas, les parois deviennent si fines que les zones de haute permittivité diélectrique deviennent déconnectées [9]. Dans le cas du réseau triangulaire, les vecteurs du réseau réel ne sont plus colinéaires à ceux du réseau réciproque. La première zone de Brillouin est un hexagone et sa zone de Brillouin irréductible est un triangle (Γ PQ) dont la surface est $1/12$ de celle de la première zone de Brillouin [7].

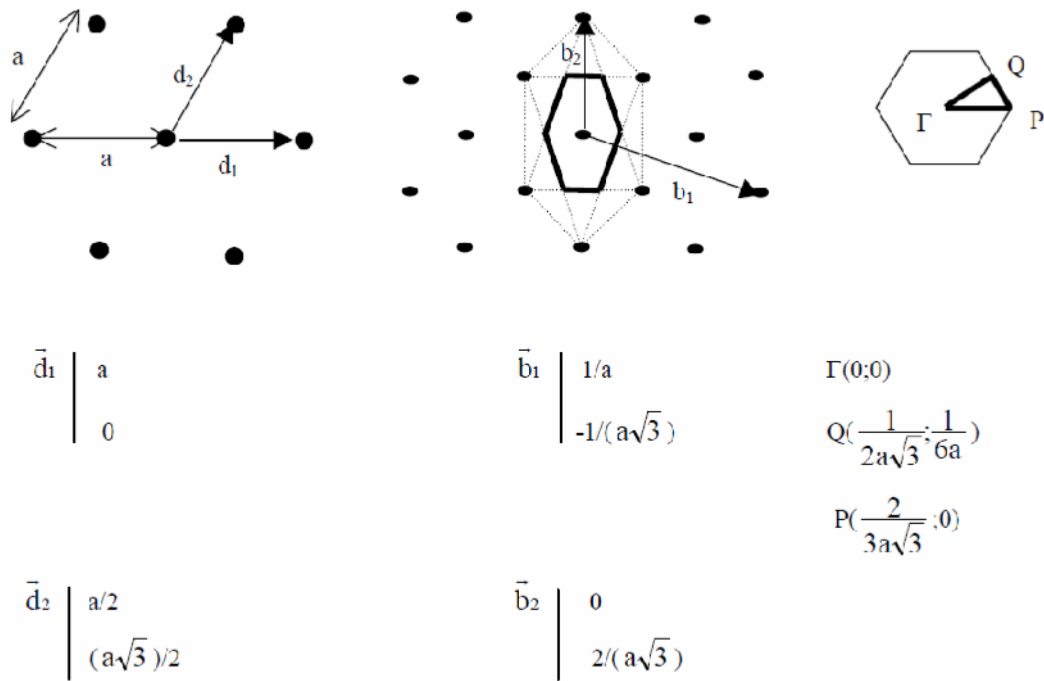


Figure I-12 : Représentation a) d'un réseau triangulaire b) de son réseau réciproque c) et de sa zone de Brillouin [9].

- **Le réseau hexagonal** : dans un réseau hexagonal on trouve deux structures, la structure graphite et la structure nitrure de Bore.
- **Structure graphite** : sur un réseau hexagonal, si tous les nœuds sont identiques et espacés de « a », alors on appelle cette structure « graphite » car elle est similaire à la structure cristalline du graphite. À la différence du réseau triangulaire, il s'agit d'un réseau à deux « atomes » par maille. Le réseau réciproque est aussi un réseau hexagonal et la zone de Brillouin irréductible est la même que pour le réseau triangulaire avec les directions principales notées ΓK et ΓM . La possibilité d'une bande interdite complète avait été prédite pour la première fois dans le cas d'un réseau de tiges diélectriques cylindriques.

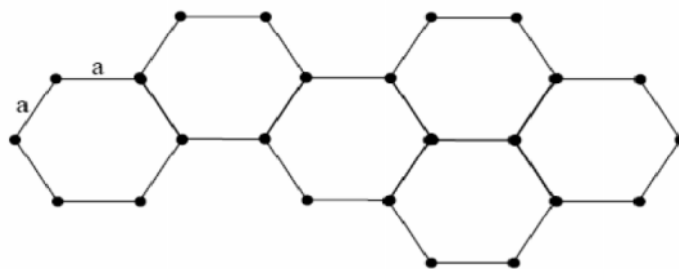


Figure I-13 : Structure graphite.

- **Structure nitrure de Bore :** si un nœud diffère de son suivant par sa nature ou sa dimension, on obtient ainsi la structure cristalline du Nitrure de Bore (Figure I-14). Celle-ci permet d'obtenir de larges bandes interdites.

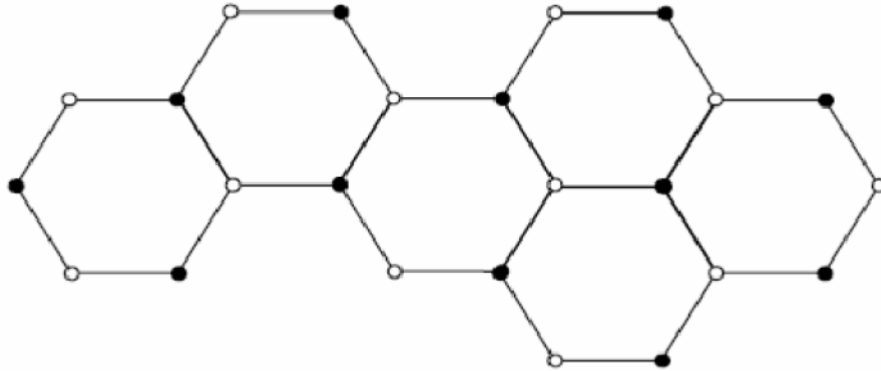


Figure I-14: Nitrure de Bore.

d-Diagramme des Bandes

Dans les réseaux bidimensionnels, il faut considérer deux directions de propagation au lieu d'une seule pour les unidimensionnelles. La polarisation TM (respectivement TE) est définie lorsque le vecteur champ électrique (respectivement champ magnétique) est perpendiculaire aux deux axes de symétries (x et y) du réseau considéré.

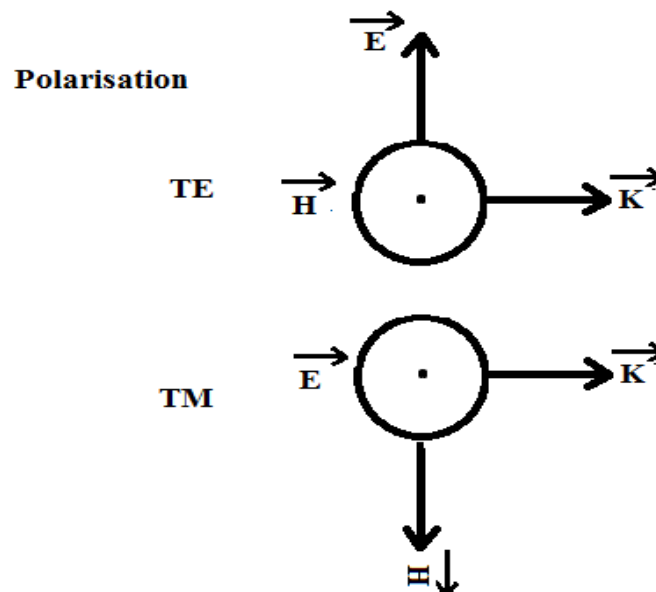


Figure I-15 : Décomposition du champ électromagnétique dans ses deux polarisations Transverse Électrique (TE) et Transverse Magnétique (TM).

Suivant la polarisation des ondes, les caractéristiques électromagnétiques d'une structure à BIP seront différentes. Il existe donc une bande interdite TE et une bande interdite TM. La bande interdite absolue sera la zone commune aux deux bandes interdites [9].

Un exemple de diagramme des bandes interdites d'un cristal photonique 2D triangulaire, à base d'un matériau anisotrope uniaxe (Tellurium) avec un facteur de remplissage $r/a=0.45$, est représenté sur la figure I-16, le calcul est fait le long des axes de haute symétrie de la première zone de Brillouin, sur le parcours de Γ -K-M- Γ en utilisant la méthode des ondes plans incluse dans le module Bandsolve du logiciel commercialisé Rsoft [12]

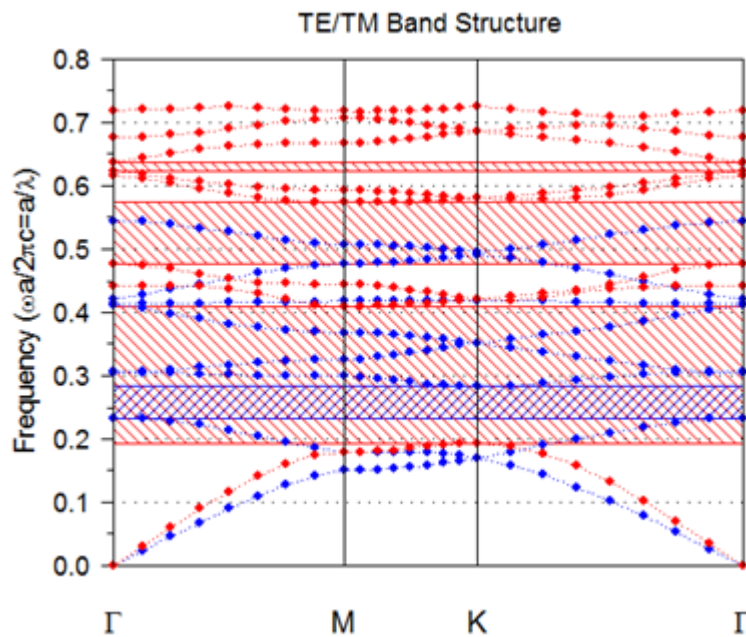


Figure I-16 : Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air pour un facteur de remplissage $r/a=0.46$ [12].

Le diagramme de bande représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui-ci. Le diagramme est représenté en unités réduites. En effet, la loi d'échelle permet de transposer les propriétés des cristaux photoniques à tous les domaines de fréquences pourvu que la période et la longueur d'onde soient modifiées dans les mêmes proportions [7].

Nous remarquons l'existence de trois bandes interdites photoniques en polarisation TE et une bande interdite photonique en polarisation TM, la bande la plus étendue a une largeur de $0.218 a/\lambda$, elle est située autour de la fréquence normalisée a/λ $[0.192 - 0.410]$ et correspond à la gamme des longueurs d'onde s'étalant de 974 nm à 2079 nm, la bande étroite est située entre les fréquences normalisées $0.62 a/\lambda$ et $0.637 a/\lambda$, elle correspond à la gamme des longueurs d'onde

s'étalant de 627 nm à 644 nm, et entre ces bandes interdites photoniques il existe une autre bande moyenne à une largeur de $0.095 a/\lambda$, située entre la fréquence normalisée $0.476 a/\lambda$ et $0.572 a/\lambda$, elle correspond à la gamme des longueurs d'onde s'étalant de 699 nm à 839 nm, la Bande en polarisation TM situé autour de la fréquence normalisée a/λ [0.230 -0.283], elle correspond à la gamme des longueurs d'onde s'étalant de 1410 nm à 1730nm.

Dans la plupart des cas l'intérêt d'un cristal photonique provient de sa capacité à interdire la propagation de la lumière. Il est donc hautement désirable de travailler avec un cristal qui présente la bande interdite la plus complète possible [7].

e-Carte des Bandes

La carte des bandes d'un cristal photonique montre la position et la largeur de la bande interdite pour les deux polarisations TE et TM en fonction du facteur de remplissage r/a . La figure suivante représente la carte des bandes d'un cristal photonique 2D en configuration triangulaire à base d'un matériau anisotrope uniaxe (Tellerium), nous remarquons que pour des faibles facteurs de remplissage il n'y a pas de bande interdite. Il faut atteindre la valeur $r/a = 0,18$ pour voir apparaître le début de la bande interdite en polarisation TE. Pour les deux polarisations TE et TM, une large bande interdite apparaitre pour un facteur de remplissage $r/a = 0.4$. Donc pour les deux polarisations, l'augmentation du facteur de remplissage engendre un élargissement important de la bande interdite et un décalage vers les basses longueurs d'onde [12].

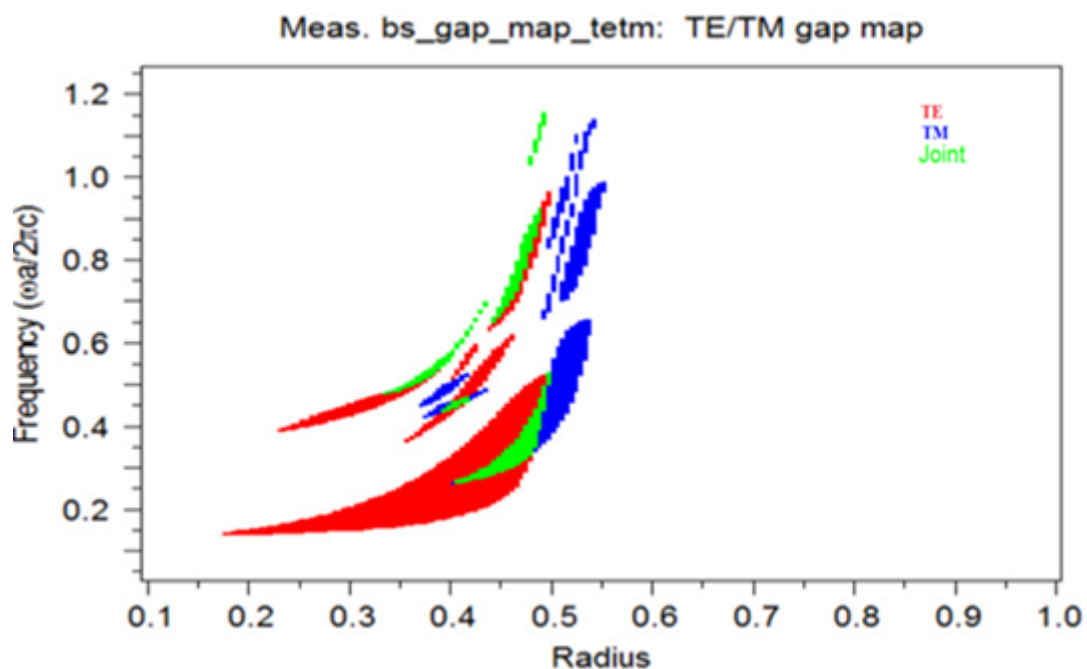


Figure I-17 : Carte des bandes réseau triangulaire de trous d'air [12].

I-2-3-3-Cristaux photoniques tridimensionnels

les structures périodiques tridimensionnelles sont périodiques suivant les trois directions de l'espace. L'utilisation des structures tridimensionnelles est nécessaire pour obtenir une bande interdite omnidirectionnelle [13] :

- **structures "tas de bois"**: la structure périodique de ces cristaux photoniques tridimensionnels est bâtie en déposant par couches successives des rubans de silicium poly cristallin dans des tranchées de silice. Cette fabrication, très longue, se fait plane sur plane. Après avoir construit la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique tridimensionnel Si/air dont le contraste d'indice est suffisant pour ouvrir une bande d'énergie interdite omnidirectionnelle

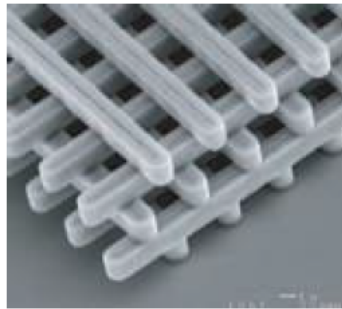


Figure I-18 Image MEB d'un CP3D « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium [14].

- **Opales artificiels**: des opales sont obtenues chimiquement par auto-organisation. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice en solution: par sédimentation, ces sphères s'arrangent selon un réseau cubique à faces centrées [21]. La plupart de ces cristaux colloïdaux ne présentent pas de bandes d'énergie interdites, à cause du faible contraste d'indice. Cependant, ces structures servent d'empreinte pour la réalisation d'opales inverses à partir de l'infiltration d'un matériau de haut indice dans les interstices qui séparent les sphères. Ces dernières sont ensuite dissoutes pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice [11].

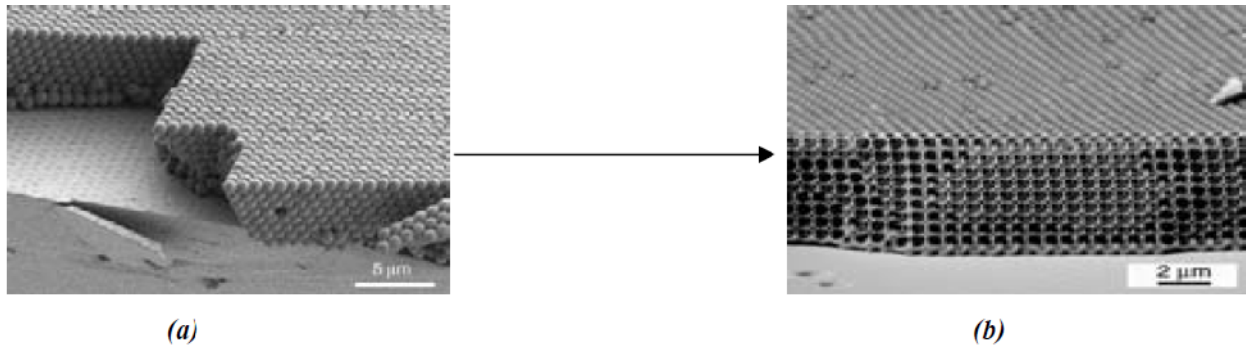


Figure I-19 : (a) : Les sphères de silicium sont assemblées directement sur le wafer de Si pour former l'opale, (b) : La structure opale est infiltrée avec du silicium puis les sphères de SiO₂ sont enlevées par gravure mouillée (opale inverse) [22].

I-2-3-4-Utilisations de la bande interdite bidimensionnelle

La majorité des applications des cristaux photoniques reposent sur leurs bandes interdites photoniques. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence permise à l'intérieur d'une bande, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Ces défauts sont réalisés en modifiant localement la géométrie du cristal. Alors, des énergies permises peuvent apparaître dans le gap et les champs associés à ces modes sont localisés sur les défauts [13]. Dans la pratique deux types de défauts sont fréquemment réalisés :

- L'omission localisée de trous, grâce à laquelle on obtient des microcavités résonnantes [15]. Par exemple, si un défaut est introduit dans un réseau triangulaire de trous et si l'on excite un mode avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du réseau, la lumière ne pourra pas "s'échapper", elle sera piégée. Bien sûr, la structure ne confiner la lumière que dans le plan de périodicité. Pour l'empêcher de fuir dans la troisième direction, on pourra placer la structure entre deux plans métalliques. Un défaut dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonnante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite. Une simple modification d'une des propriétés du matériau (par application d'un champ électrique par exemple) permettra de « libérer » la lumière [9].

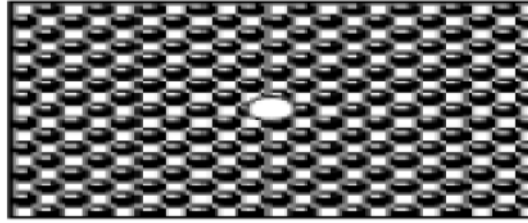


Figure I-20 : microcavités résonnantes obtenu par l'omission d'un trou au milieu du cristal photonique [9].

- La suppression d'une ou plusieurs rangées de trous engendrant des corridors de lumière dans lesquels la notion même de guidage semble plus robuste car basée sur des processus de diffraction et non sur la réflexion totale interne.

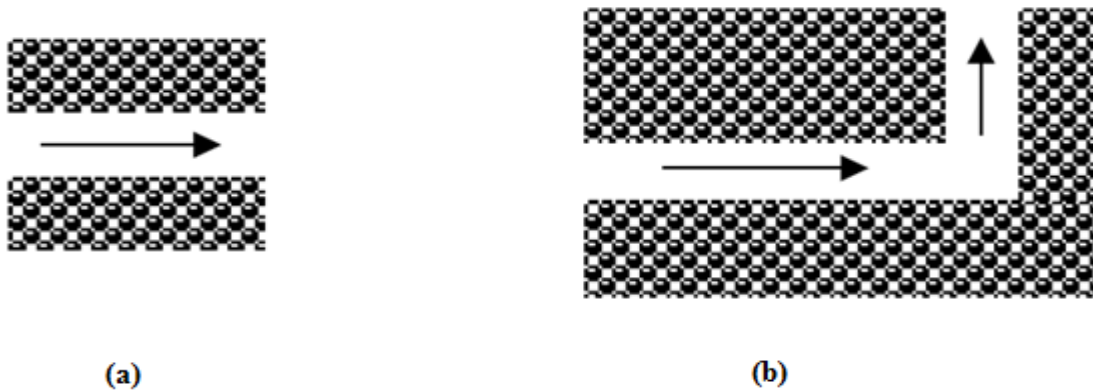


Figure I-21 : Différents composants à base de défauts linéaires : (a) guide droit et (b) virage [9].

Aussi on peut créer des défauts en changeant :

- La distance entre motifs élémentaires ;
- Les dimensions des motifs élémentaires ;
- La valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires ;
- Les défauts par vacuité.

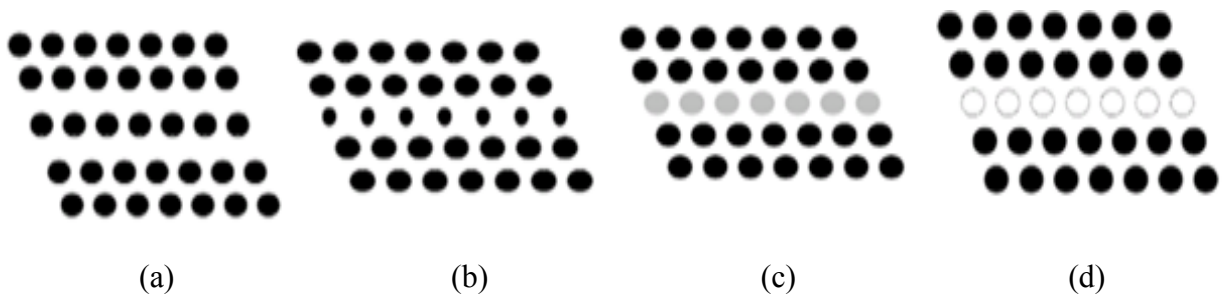


Figure I-22 : (a) Défaut de distance entre motifs élémentaires, (b) Défaut de dimensions des motifs élémentaires, (c) Défaut crée par variation de la permittivité relative, (d) Défaut par vacuité.

I-3-Application des Cristaux Photoniques

I-3-1- Guide D'Onde

Un guide d'ondes optique est défini comme une structure permettant de confiner et de guider la lumière [16], il est généralement constitué d'une couche guidante (appelée le cœur) d'indice de réfraction élevé et d'épaisseur faible par rapport aux couches qui l'entourent (appelées gaines) [17].

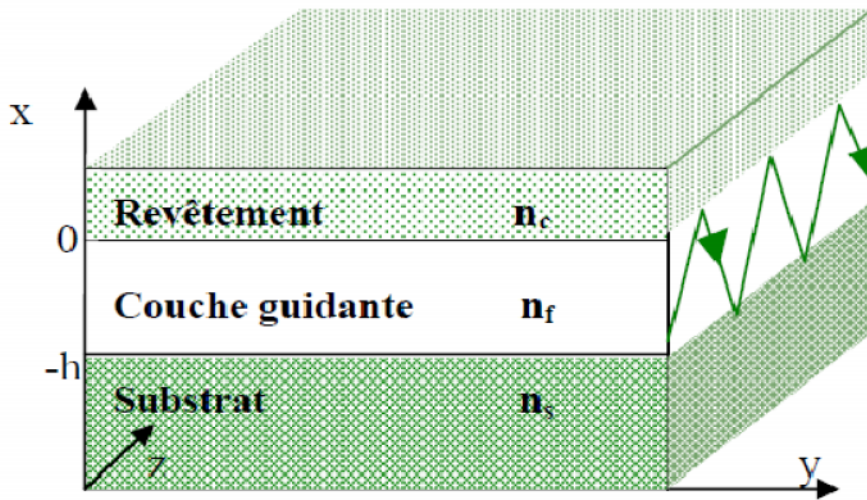


Figure I-23 : Représentation graphique de guide planaire à couches diélectriques [17].

Les guides planaires se déclinent en guides plans, bidimensionnels, ou en guides canalisés, monodimensionnels. Les deux types de géométrie sont présentés schématiquement sur la figure I.24 :

- Les guides plans permettent le confinement de la lumière uniquement dans une direction, suivant l'axe x.
- Les guides canalisés permettent le confinement de la lumière dans les deux directions de l'espace (x,y) [18].

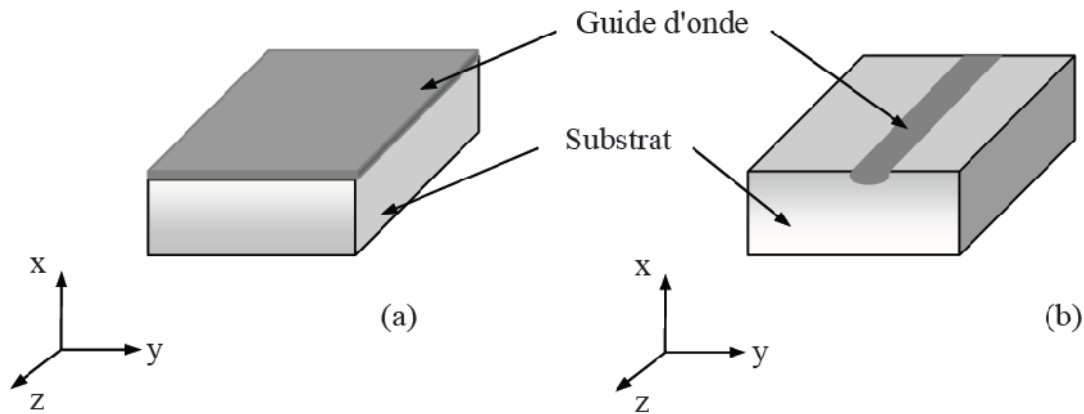


Figure I-24 : Différents types de Guide (a) Guide Plan (b) Guide Canal.

Il existe d'autres géométries de guides optiques, elles sont présentées schématiquement dans la figure I.25 [16].

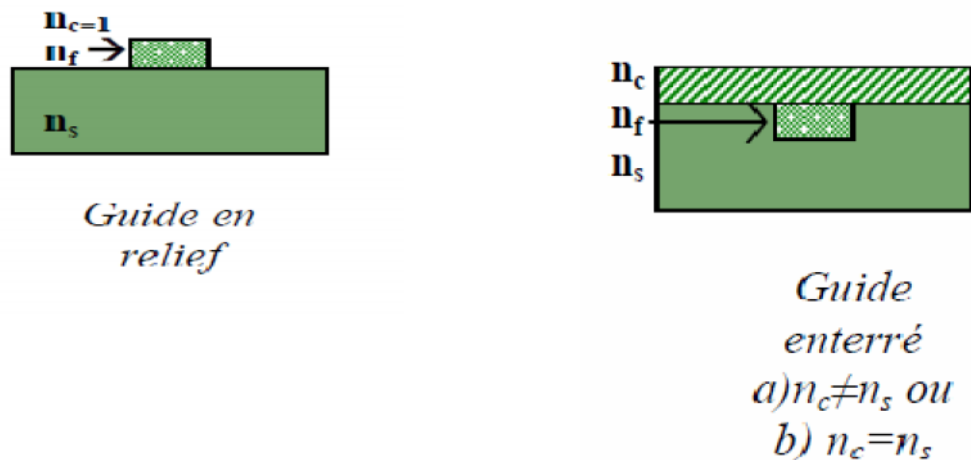


Figure I-25: Guide en Relief et Guide Enterré [16].

I-3-1-1-Propagation de la lumière dans un guide

Le principe de la propagation de la lumière dans des guides peut être traité dans une première approche par la théorie des rayons, issue de l'optique géométrique, et dans une seconde approche, par l'optique ondulatoire décrite par les équations de Maxwell [18].

a-Approche d'optique géométrique

L'optique géométrique permet déjà de se faire bonne idée des propriétés des guides optiques en représentant les rayons optiques se propageant dans un milieu. La description de l'optique géométrique, bien qu'approximative, est valide quand les dimensions d'un guide sont

beaucoup plus larges que la longueur d'onde λ considérée. Dans la forme la plus simple un guide diélectrique planaire est constitué d'une couche mince d'indice de réfraction n_f entourée par un substrat d'indice $n_s < n_f$ et un revêtement supérieur d'indice $n_c < n_f$ [16].

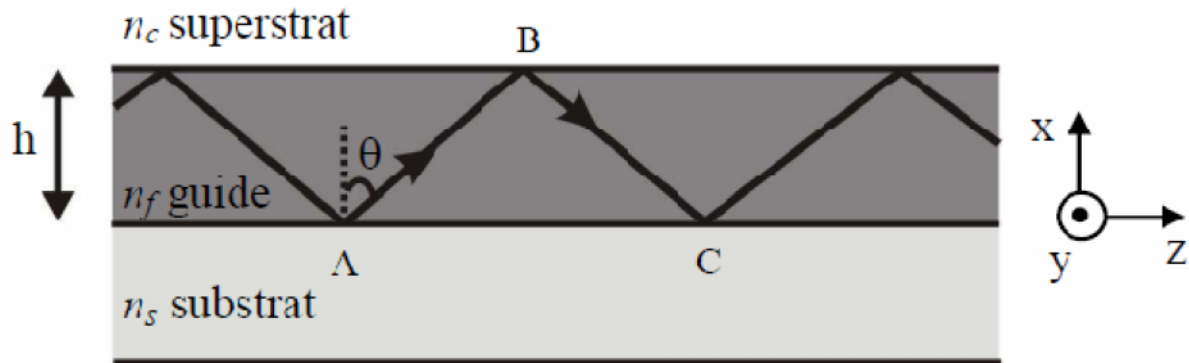


Figure I-26 : Représentation géométrique d'un mode guidé suivant la direction z d'un guide d'onde plan.

La réflexion totale du signal n'est possible que si l'angle de propagation de l'onde (θ) est supérieur aux angles critiques θ_{sp} et θ_s définis par : [18].

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_c}{n_f}\right) \quad \theta_s = \arcsin\left(\frac{n_s}{n_f}\right)$$

Etant donné qu'en général $n_s > n_c$ on a $\theta_s < \theta_c$ l'angle d'incidence θ peut se trouver dans trois gammes de valeurs, comme c'est présenté dans la figure I-27:

- $0 < \theta < \theta_1^{\text{Superstrat}}$: les conditions de réflexion totales ne sont vérifiées à aucune interface. L'onde est transmise à la fois vers le substrat et vers le superstrat.

- $\theta_1^{\text{Superstrat}} < \theta < \theta_1^{\text{Substrat}}$: il y a réflexion totale seulement à l'interface guide/superstrat. L'onde correspondante peut se propager dans le substrat.

- $\theta_1^{\text{Substrat}} < \theta < \pi/2$: les conditions de réflexion totales sont vérifiées aux deux interfaces et l'onde est confinée dans la couche guidante. [17].

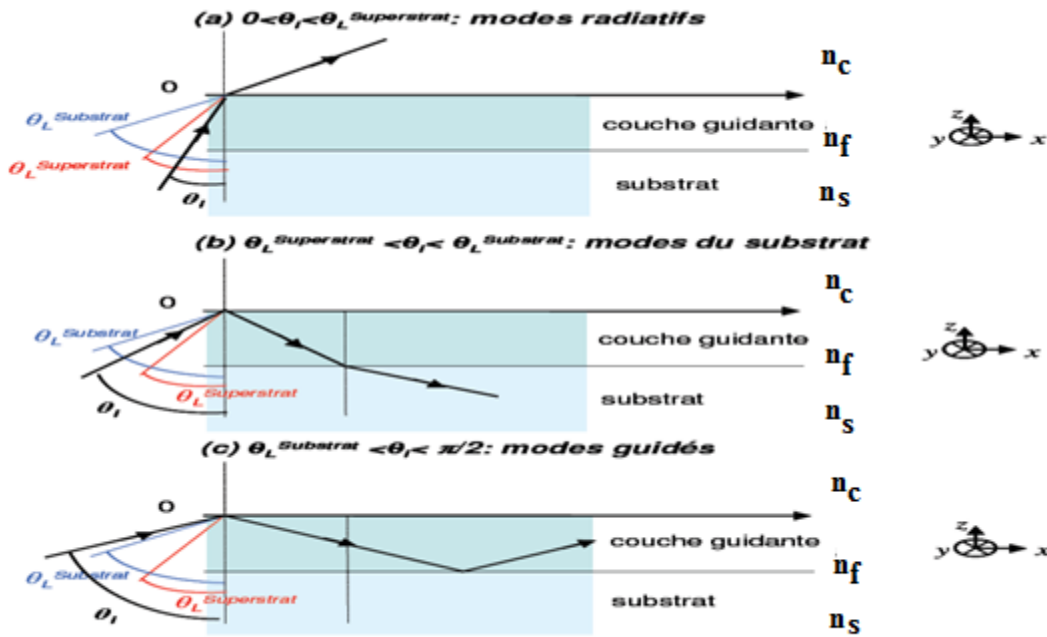


Figure I-27: illustration des différents types de mode en fonction de l'angle d'incidence (a) mode radiatifs (b) mode substrat, (c) mode guidés [17].

b- Approche d'optique ondulatoire

Contrairement à la théorie des rayons, cette approche prend en compte les déphasages induits lors des réflexions aux interfaces du guide ainsi que les effets liés à la longueur d'onde du signal. Le rayon lumineux, se déplaçant selon la direction z du guide, correspond à une onde électromagnétique plane composée d'un vecteur champ électrique E et d'un vecteur champ magnétique H. Ces deux vecteurs sont perpendiculaires entre eux et à la direction z. Les champs sont liés par les équations de Maxwell qui, dans un diélectrique isotrope et sans perte, s'expriment comme suit :

$$\begin{aligned}
 \text{rot}\vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} & \text{div}\vec{E} &= \mathbf{0} \\
 \text{rot}\vec{H} &= \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} & \text{div}\vec{H} &= \mathbf{0}
 \end{aligned}$$

Les solutions générales de ces équations sont des combinaisons linéaires de deux types de solutions :

- les modes transverses électriques TE (pas de champ électrique longitudinal, solution en E_y, H_x et H_z seulement)

- les modes transverses magnétiques TM, dont les polarisations sont orthogonales.

Les faisceaux polarisés rectilignement, TE ou TM, sont les seuls faisceaux qui conservent leur polarisation lors d'une réflexion totale ou partielle dans un guide. Un mode guidé sera donc forcément polarisé rectilignement sur l'une ou l'autre de ces deux polarisations. Chaque mode guidé d'ordre m , composé à la fois d'un mode TE et d'un mode TM, doit vérifier les équations de dispersion du guide plan exprimées ci-dessous :

Pour la polarisation TE

$$m = \frac{2d}{\lambda} (n_f^2 - n_m^2)^{1/2} - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \left(\frac{n_m^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_c^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \left(\frac{n_m^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_m^2} \right)^{1/2}$$

pour la polarisation TM :

$$m = \frac{2d}{\lambda} (n_g^2 - n_m^2)^{1/2} - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \left[\frac{n_g^2 (n_m^2 - n_s^2)^{1/2}}{n_s^2 (n_g^2 - n_{sp}^2)} \right] - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \left[\frac{n_g^2 (n_m^2 - n_{sp}^2)^{1/2}}{n_{sp}^2 (n_g^2 - n_m^2)} \right]$$

Avec: m est le numéro du mode et n_m est l'indice effectif.

Ces équations de dispersion des modes montrent que la propagation dans le guide plan, en polarisation TE ou TM, ne peut se faire que pour des valeurs discrètes de la constante de propagation $\beta_m (=n_m K_0)$ de plus, les courbes de dispersion $n_m = f(x)$ permettent de déterminer l'épaisseur minimale du guide nécessaire pour l'observation d'un mode donné. Inversement, à partir de ces courbes, le nombre de modes guidés pour une épaisseur de guide donnée peut être déterminé [17].

Pour un guide défini par les paramètres (n_s , n_f , n_c , et h) dans lequel on veut propager un signal de longueur d'onde λ , on distingue deux cas :

- le guide est multimode : il admet plusieurs modes guidés. Les équations de dispersions précédentes conduisent à des solutions pour chaque valeur de m .
- le guide est monomode : il n'admet qu'un seul mode guidé. Les équations de dispersion précédentes conduisent à une solution unique pour $m = 0$.

A chaque guide correspond une longueur d'onde de coupure λ_c pour laquelle, les équations de dispersion précédentes n'admettent aucune solution. En effet, la longueur d'onde est dans ce cas trop grande par rapport à l'épaisseur du guide.

I-3-1-2- Les différents types de propagation

La propagation d'une onde dans un guide planaire dépend de son profil d'indice et donc de son mode de fabrication. On distingue les guides à saut d'indice (pour lequel n_f est constant sur toute l'épaisseur du guide) et les guides à gradient d'indice (pour lequel n_f varie à l'intérieur de la couche guidante).

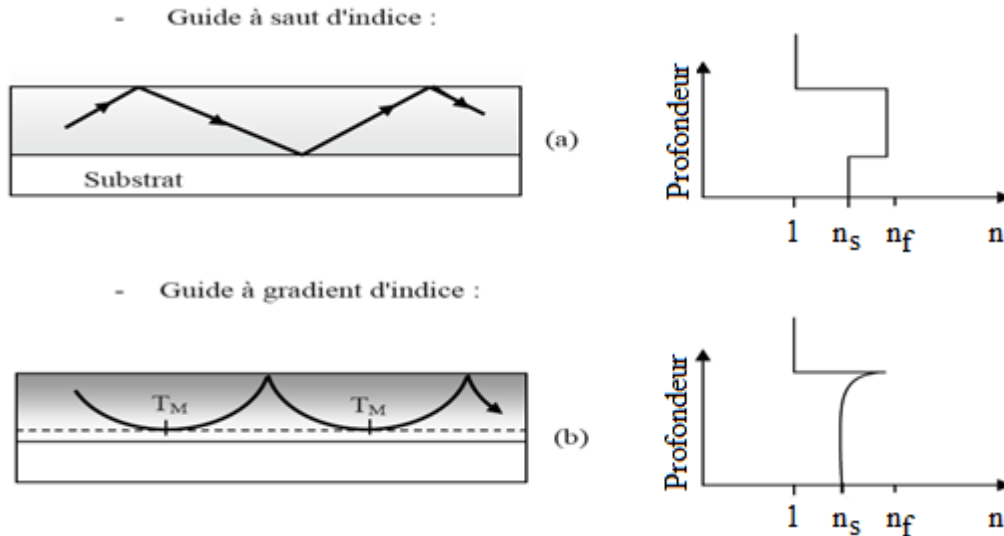


Figure I-28 : Propagation d'une onde dans un guide à saut d'indice (a) ou à gradient d'indice (b).

I-3-1-3-Guides à cristaux photoniques

On définit un guide nommé W_i en omettant un nombre entier i de rangées de trous dans un cristal photonique de maille carrée ou triangulaire de trous d'air. Ici, le défaut n'est plus ponctuel : c'est par exemple toute une ligne de trous qui a été omise, formant un défaut linéique (Fig I-29). Ce guide est appelé guide W_1 , car il est formé par l'omission de la gravure d'une ligne de trous. Les guides formés de l'omission de deux lignes de trous sont appelés W_2 , ceux de trois rangées de trous W_3 , etc.

Il est important de souligner le fait que le mécanisme de guidage est complètement différent de celui existant dans les guides optiques classiques, puisque ce n'est pas la réflexion totale due à la différence d'indice de réfraction qui assure le guidage, mais l'existence d'une bande interdite. La conséquence immédiate est que l'on peut envisager de fabriquer des guides optiques présentant des courbures importantes, chose impossible dans un guide basé sur la réflexion totale. Toutefois, une limitation importante provient de la difficulté d'adresser de tels guides. Dans le cas où l'adressage se fait par un guide ruban, comme c'est le cas dans l'exemple de la Figure I-29, l'adaptation de mode provoque des pertes importantes à la jonction entre le guide ruban et le guide à cristal photonique [19].

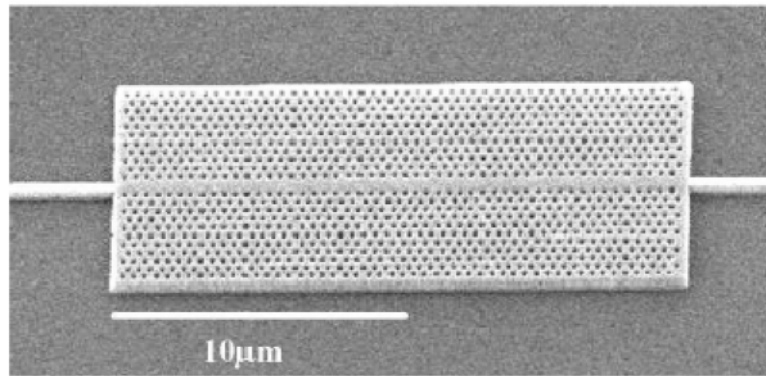


Figure I-29 : Exemple de guide W1 à cristal photonique. Ce guide est adressé par un guide ruban classique [6].

I-4-Cavité à Cristaux Photoniques

La bande interdite photonique peut être utilisée pour confiner la lumière dans un volume réduit. Si on inclut un défaut dans un CPh, en enlevant quelques trous dans le réseau par exemple, et si ce défaut à la taille appropriée pour soutenir un mode se trouvant dans le gap photonique, la lumière est alors piégée dans ce défaut. Par conséquent, une cavité optique est donc obtenue. Ces cavités peuvent avoir de très faibles volumes et de grands facteurs de qualité (Q), où Q représente la durée de vie du photon dans la cavité. Ce facteur est donné par :

$$Q = \frac{\tau\omega}{2} = \frac{\omega}{\Delta\omega}$$

avec τ le temps de vie du photon dans la cavité, ω la fréquence de résonance de la cavité et $\Delta\omega$ la largeur à mi-hauteur de la résonance. Les nano cavités CPh peuvent être formées en enlevant et/ou en modifiant un ou plusieurs trous (plus précisément en changeant la taille ou la position des trous) dans la structure parfaitement périodique. Une telle rupture dans la périodicité du réseau introduit de nouveaux niveaux d'énergie au sein de la bande interdite photonique. Dans les CPh à deux dimensions, les défauts ponctuels sont usuellement appelés «cavités Hi». H pour hexagone et i pour la largeur exprimée en nombre de rangées manquantes sur un côté de l'hexagone de trous. La figure suivante regroupe quelques exemples de cavités Hi sur des CPh 2D. Cependant, il est à noter que d'autres types de cavités que celles hexagonales existent. Nous pouvons d'ailleurs citer entre autres les cavités types Li, avec L pour ligne, cas dans lequel i trous sont omis sur une même rangée [20] :

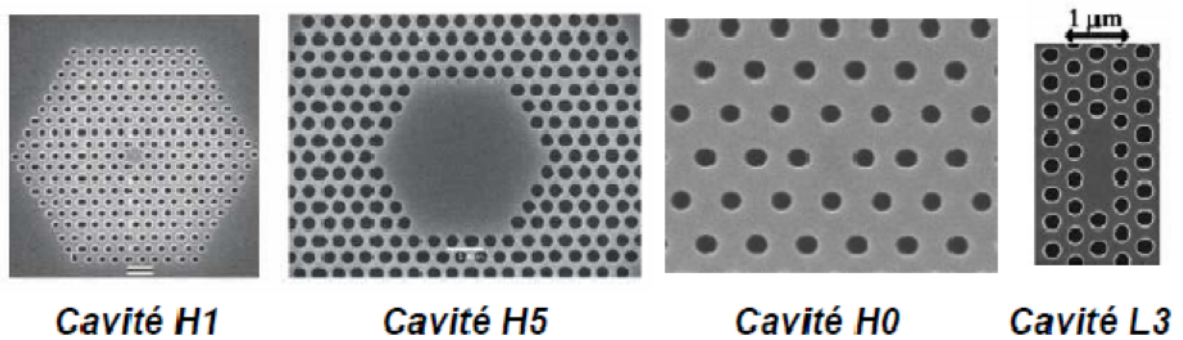


Figure I-30: Différents Types de cavités à cristaux photoniques [20].

I-5-Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé quelques notions sur les cristaux photoniques unidimensionnels, bidimensionnels et tridimensionnels, ensuite nous avons présenté quelque application réalisée à base de ces cristaux tels que les guides d'ondes et les cavités. Le rapprochement de guides d'ondes et des cavités résonnantes dans un cristal photonique conduit à des possibilités de filtrage et de multiplexage en longueur d'onde dans le cadre de l'optique intégrée.

Références Bibliographiques

I-6-Références Bibliographiques

- [1] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [2] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2486-2489, 1987.
- [3] A. B. Hadjira, "Etude et Conception des Micro Composants a Base des Cristaux Photoniques Bidimensionnels," Thèse de Doctorat, Tlemcen, Algérie, 2012.
- [4] B. Lombardet, "Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrées," Thèse de Doctorat, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2005.
- [5] R. M. Farhat, "Etude d'une Structure à Cristal Photonique 'LOM' gravée dans un guide Ti:LiNbO₃ dopé erbium pour l'émission de la lumière à 1.55µm," doctorat, Ecole Doctorale EDITE, Paris Sud, 2010.
- [6] M. Zelsamann, "Cristaux Photoniques en Silicium sur Isolant pour le Guidage, le Filtrage, l'émission et l'extraction de Lumière," Thèse de Doctorat, Joseph Fourier Grenoble 1, 2003.
- [7] A. Benmerkhi, "Optimisation du Confinement de la Lumière dans des Cavités à Cristaux Photoniques" Thèse de Doctorat, Constantine, Algérie, 2012.
- [8] S. Massaoudi, "Etude Théorique et Expérimentale des matériaux à Bandes Interdites Photoniques Bidimensionnels (BIP 2D) en Micro-Ondes: Application à l'ultraréfraction," Thèse de Doctorat, Paris XI 2005.
- [9] S. Massy, "Contribution à la Réalisation de Fonctions optiques à base de Cristaux Photoniques sur LiNbO₃," Thèse de doctorat en sciences Université de Limoge, 2004.
- [10] Q. Rolland, "Couplages Acousto-Optiques dans les Cristaux Photoniques et Phononiques," Thèse de doctorat, Université de Valenciennes, 2013.
- [11] F. Bougriou, "Etude Théorique des Matériaux à Bandes Interdites Photoniques Bidimensionnels: Applications dans le Domaine du Guidage Optique et la Détection," Thèse de Doctorat, Université de Constantine 1, 2013.
- [12] O. Bouleghimat, et A. Hocini, "Ultrahigh-Q modes in anisotropic 2D photonic crystal," *Physica Scripta*, vol. 89, pp. 105502-105506, 2014.
- [13] D. Bernier, "Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde," Thèse de Doctorat, Université Paris-Sud XI, 2008.
- [14] S.Y. Lin, G. Fleming, B.K. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K.M. Ho, M.M. Sigalas, W. Zubrycki, S.R. Kurtz, et J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths," vol. 394, pp. 251-253, 1998.
- [15] O. Bouchard, "Etude de Diodes Laser à Cavité pPlanaire entièrement définie par Cristal Photonique : nouvelle approche pour le contrôle de l'émission," Thèse de Doctorat, Université Toulouse III, 2008.
- [16] M. Szachowicz, "Réalisation et études Spectroscopiques de Guides d'ondes monocristallins de Y₃Al₅O₁₂ et YAlO₃ dopés terres rares pour la Conversion de Fréquence" Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1, 2006.
- [17] M. Bedu, "Développement de Guide d'onde planaires de TiO₂ Optiquement actifs pour biopuces à onde évanescentes" Thèse de doctorat, De l'Ecole Normale Supérieure de Cachan., 2009.
- [18] H. Haquin, "Verres et guide d'onde de Fluorozirconates dopés Er³⁺ ou Tm³⁺ -Application à l'amplification optiques" Thèse de Doctorat, Université de Rennes, 2003.
- [19] D. Gerard, "Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nanostructurés : Cristaux Photoniques et Tamis à Photons," Thèse de Coctorat, Université de Bourgogne, 2004.
- [20] K. Lenglé, "Traitement tout optique du signal à base de composants à Cristaux Photoniques en matériaux Semiconducteurs III-V," Thèse de Doctorat, Université de Rennes 1, 2013.

- [21] J.D. Joannopoulos "Photonics: Self-assembly lights up," Nature 414, pp.257-258 ,2001.
- [22] Y.A. Vlasov, X-Z. Bo, J.C Strum, et D.J Norris " On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals," Nature 414, pp. 289-293, 2001.

Chapitre II

Chapitre II : Etude de la BIP des cristaux photoniques anisotrope (Tellerium, Niobate de Lithium) à base de la méthode numérique PWE

II-1-Introduction

Un cristal est constitué d'un assemblage périodique de particules. Il peut être décrit par translation suivant les trois directions de référence d'une entité de base qu'on appelle la maille.

En physique du solide, le comportement des électrons dans un cristal est régi par un potentiel périodique qui autorise ou qui interdit la propagation des électrons dans certaines directions appelées bandes interdites. La périodicité du potentiel permet d'appliquer le théorème de Bloch aux solutions de l'équation de Schrödinger pour les électrons soumis à ce potentiel périodique (appelé aussi potentiel cristallin). Il en découle des propriétés essentielles pour la propagation des électrons. Les relations de dispersion ou structures de bandes, donnant les énergies en fonction du vecteur d'onde de l'espace réciproque sont ainsi constituées de bandes permises, où la propagation est autorisée, et de bandes interdites, qui peuvent être complètes (c'est-à-dire dans toutes les directions de l'espace réciproque) si le potentiel est important, où la propagation est impossible. Par analogie avec le comportement des électrons dans un potentiel cristallin, il est possible de décrire la propagation des photons dans un potentiel créé cette fois par la périodicité de l'indice optique. En effet, la périodicité de l'indice de réfraction joue ici le même rôle pour les photons que le potentiel périodique pour les électrons. Il sera alors possible de définir, en appliquant le théorème de Bloch pour un milieu diélectrique structuré sans perte, une structure de bandes pour les photons qui donnera la valeur de la fréquence pour chaque bande permise en fonction du vecteur d'onde de l'espace réciproque. On parlera alors de bandes interdites photoniques où la propagation des photons sera impossible pour certaines fréquences dans certaines directions. Les états permis, ou bandes permises, seront à l'inverse des lieux où la propagation des photons sera possible [1].

Dans ce chapitre, nous présenterons en premier lieu les réseaux cristallins et les milieux anisotropes. Ensuite nous citerons deux matériaux anisotropes uniaxes positifs le Tellerium et le Niobate de Lithium. Puis, nous exposerons une étude théorique sur la méthode des ondes planes. Et nous terminerons ce chapitre par l'étude de la bande interdite photonique des cristaux photoniques à base des matériaux anisotropes (Tellerium, Niobate de Lithium) en

fonction du facteur de remplissage r/a , par l'utilisation de la méthode numérique PWE intégrée dans le module BandSolve du logiciel commercialisé RSoft.

II.2-Motif et réseau

Un cristal se caractérise, d'une part par son réseau périodique (appelé réseau de Bravais) et d'autre part par le motif attaché à chaque nœud de ce réseau. Le réseau peut être décrit par une base formée de 3 vecteurs \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c} (2 vecteurs en dimension 2 et 1 en dimension 1). Chaque nœud du réseau est alors repéré par 3 entiers relatifs $p, q, r \in \mathbb{Z}$

$$\mathbf{t} = p\mathbf{a} + q\mathbf{b} + r\mathbf{c}$$

Il est à noter que la base \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c} n'est pas définie de manière univoque. Tout triplet de vecteur définissant le même volume convient comme illustré sur la figure suivante.

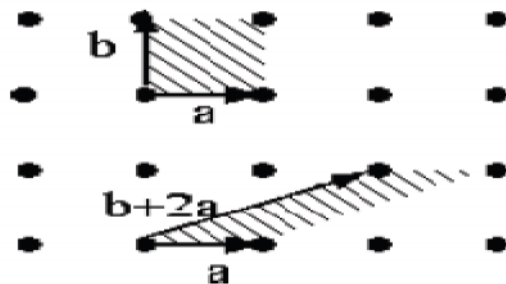


Figure II-1 : Le réseau périodique du Cristal

II-3-Symétries et Classification

En plus de la symétrie de translation les cristaux ont d'autres types de symétrie : rotation, inversion ou même plus compliqués comme la combinaison d'une rotation et d'une translation d'une fraction de vecteur du réseau de Bravais. La cristallographie consiste à classer les cristaux en fonction de leur symétrie. Si on considère toutes les symétries possibles d'un cristal formé de son réseau et de son motif on dénombre 230 groupes d'espace 2. En revanche si on ne considère que le réseau de Bravais (sans le motif, ou avec un motif sphérique) on distingue 14 réseaux de Bravais différents se classant en 7 systèmes cristallins: cubique (3 réseaux: simple, centré et faces centrées), tétragonal (2 réseaux: simple, centré), orthorombique (4 réseaux: simple, base centrée, centré, faces centrées), monoclinique (2 réseaux: simple, centré), triclinique (1 réseau), trigonal (1 réseau), hexagonal (1 réseau). La maille primitive (ou élémentaire) du réseau de Bravais est le volume qui répété périodiquement remplit tout l'espace sans recouvrement.

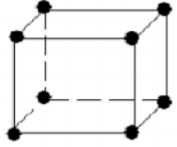
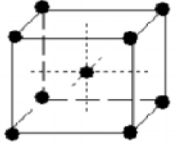
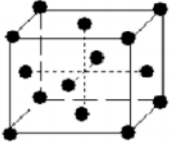
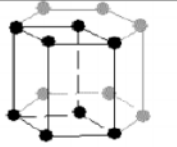
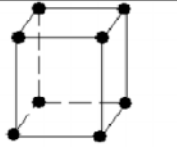
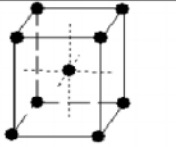

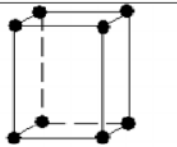
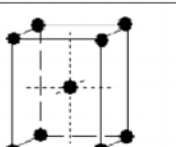
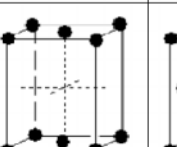
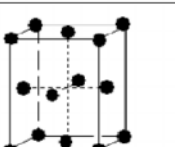
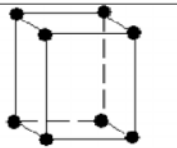
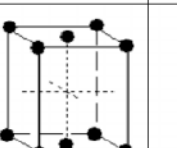
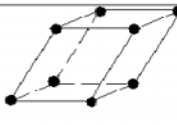
Système	Simple (P)	Centré (I)	À 2 faces centrées (C)	À faces centrées (F)	Structure rhomboédrique (R)
Cubique					
Hexagonal					
Quadratique					
Rhomboédrique					
Orthorhombique					
Monoclinique					
Triclinique					

Tableau II-1 : Les quatorze Réseaux du Bravais

II-4-Milieu Anisotrope

II-4-1-Définition

Un milieu anisotrope, appelé aussi milieu biréfringent, est un milieu dans lequel la polarisation induite dépend de la direction du champ électrique appliqué ; ces milieux possédants des caractéristiques optiques différentes dans les trois directions de l'espace, ce qui entraîne que la polarisation et le champ appliqué ne sont pas forcément parallèles. Dans un milieu biréfringent, l'indice de réfraction est un tenseur, il dépend des directions de

propagation et de polarisation du rayon lumineux [2]. La plupart des matériaux sont anisotropes, simplement parce que la structure microscopique (cristalline) n'a pas une symétrie cubique ou sphérique. La plupart des cristaux n'ont pas des propriétés électriques équivalentes dans différentes directions de l'espace, comme résultat de leur structure atomique. La polarisation électrique d'un milieu est caractérisé par sa permittivité epsilon et sa perméabilité mu (égale à un pour les milieu non magnétique), ces deux grandeurs dépendent de la structure atomique de ce milieu. Pour les cristaux, ces grandeurs peuvent varier selon la direction de l'espace: ce type de matériau est dit anisotrope [3]. La propriété de l'anisotropie peut être comprise en faisant appel au modèle de l'électron élastiquement lié. Dans ce modèle la polarisation d'un diélectrique est expliquée par le déplacement des électrons relativement aux charges positives qui est provoquée par l'application d'un champ électrique. Les électrons soumis à la force électrique due au champ et à une force de rappel élastique reliée à la structure de l'atome effectuent un déplacement proportionnel au champ électrique extérieur appliqué, de sorte que le matériau acquiert une polarisation proportionnelle à ce champ. Dans un cristal, l'atome ou la molécule subissent l'influence des atomes ou molécules voisins. La force de rappel élastique évoquée ci-dessus s'en trouve fortement modifiée. Comme l'environnement de la molécule considérée dépend de la direction, on comprend que l'intensité de la force de rappel puisse aussi en dépendre. En fait il existe en général trois constantes de rappel élastiques K_x ; K_y ; K_z correspondant aux trois axes principaux OX, OY, OZ. Ce qui explique trois composantes diélectriques principales. [4]. On distingue généralement deux types de milieux anisotropes :

- Les milieux anisotropes linéaires, dont les états propres de polarisation sont linéaires.
- Les milieux anisotropes circulaires, dont les états propres de polarisation sont circulaires.

II-4-2-Tenseur de permittivité diélectrique [ϵ_r]

Dans un milieu isotrope, homogène ($n^2 = \epsilon_r$, avec ϵ_r constante diélectrique relative du milieu), non charge et non magnétique, les équations de Maxwell

$$\text{rot}E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{div}D = 0$$

$$\text{rot}H = \frac{\partial D}{\partial t} \quad \text{div}B = 0$$

- la relation constitutive (ne tenant pas compte de l'activité optique)

$$D = \epsilon_0 [\epsilon_r] E$$

- une loi de conservation d'énergie, vérifiée par la densité d'énergie électromagnétique

$$w = w_e + w_m \quad \text{Où} \quad w_e = \frac{1}{2} E \cdot D \quad \text{et} \quad w_m = \frac{1}{2} B \cdot H$$

➤ Et le vecteur de Poynting :

$$S = E \times H$$

$$\frac{dw}{dt} + \text{div}S = 0$$

De cette loi de conservation, et du fait que le milieu considéré est non magnétique et parfaitement transparent, il découle que le tenseur ϵ est symétrique réel :

$$[\epsilon_r] = \begin{bmatrix} n_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_3^2 \end{bmatrix}$$

Où les n_i sont les indices propres du milieu [5].

II-4-3-Milieus uniaxes

Dans ce cas deux indices de réfraction principaux sont égaux et différents de la troisième tel que: $n_1 = n_2 \neq n_3$. L'axe principal ainsi distingué est l'axe optique z. L'indice de réfraction associé à l'axe optique est appelé indice de réfraction principal extraordinaire, et est noté par ($n_e = n_3$), les indices de réfractons associées aux axes principaux, y et x correspondant à l'indice de réfraction ordinaire noté par : $n_o = n_1 = n_2$. Le tenseur diélectrique d'un milieu uniaxe s'écrit donc [6] :

$$[\epsilon_r] = \begin{bmatrix} n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 \end{bmatrix}$$

Deux cas peuvent se présenter:

- Uniaxe positive, si $n_o < n_e$
- Uniaxe négatif, si $n_o > n_e$

L'équation de la surface des indices se factorise en deux équations :

$$\begin{aligned} x^2 + y^2 + z^2 &= n_o^2 \dots\dots\dots \text{surface ordinaire.} \\ \frac{x^2}{n_e^2} + \frac{y^2}{n_e^2} + \frac{z^2}{n_o^2} &= 1 \dots\dots\dots \text{surface extraordinaire.} \end{aligned}$$

La surface ordinaire est une sphère de rayon n_o et la surface extraordinaire un ellipsoïde de demi-axes n_e et n_o . L'ellipsoïde des indices est une ellipse de révolution de grand axe n_e selon Oz. Ainsi, l'intersection de tout plan d'onde avec l'ellipsoïde est une ellipse de petit axe

n_o , petit axe forcément dans le plan XOY, donc orthogonal à Oz et normal à l'ellipsoïde des indices.

La figure suivante représente les surfaces des indices dans les deux cas du milieu uniaxe (positif et négatif).

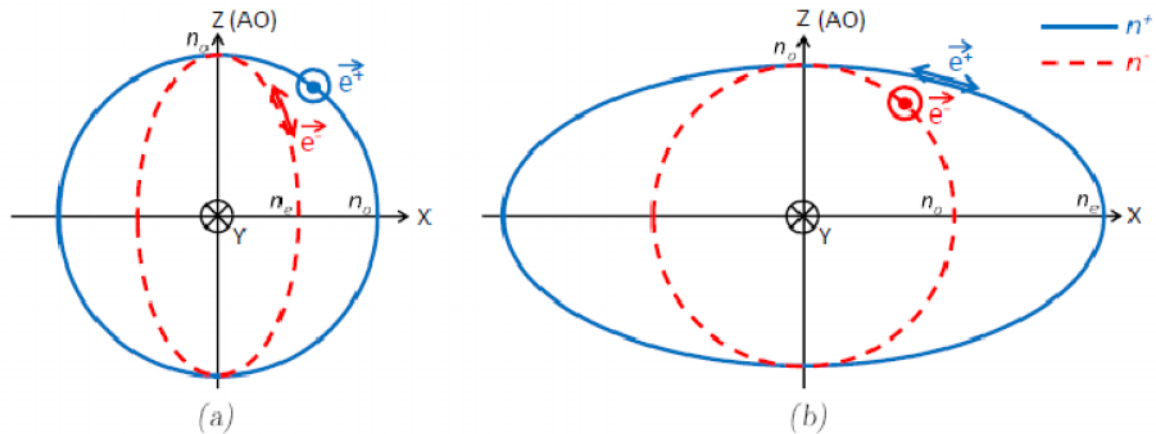


Figure II-2 : Surface des indices d'un milieu uniaxe : (a) négatif, (b) positif (b) [21].

II-4-4-Milieus biaxes

Dans un milieu biaxe, les deux nappes ne présentent pas de symétrie de révolution. La convention usuelle impose $n_x < n_y < n_z$. Il existe maintenant deux directions particulières, nommés axes optiques,. Ces deux directions sont situées dans le plan xz et sont symétriques par rapport à l'axe (oz). Elles sont caractérisées par l'angle V_z , qui dépend de la longueur d'onde. La figure suivante représente la structure des deux nappes pour un quart de l'espace ; elle montre clairement un axe optique et l'ombilic qu'il occasionne. Dans les plans principaux, la trace de la surface des indices est toujours composée d'un cercle et d'une ellipse.

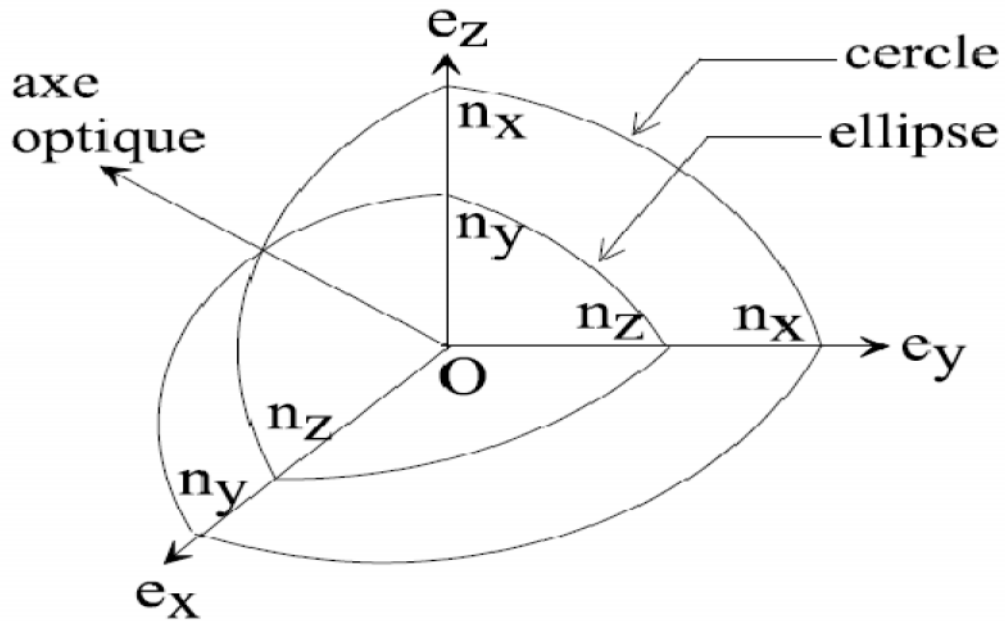


Figure II-3 : Milieu Biaxe [22]

II-4-5-Système cristallin des matériaux anisotrope

L'appartenance d'un cristal à une classe optique (isotrope, uniaxe ou biaxe) dépend de la classe de symétrie d'orientation de sa maille cristalline, comme le montre le tableau II-2

Système cristallin	Classe de symétrie d'orientation	Classe optique
Cubique	$23, m\bar{3}, \bar{4}3m, 432, m3m$	Isotrope
Hexagonal	$6, \bar{6}, \frac{6}{m}, 6mm, 62m, \bar{6}22, \frac{6}{m}mm$	Uniaxe
Trigonal	$3, \bar{3}, 3m, 32, \bar{3}m$	
Tétraogonal	$4, \bar{4}, \frac{4}{m}, 4mm, \bar{4}2m, 422, \frac{4}{m}mm$	
Orthorhombique	$mm2, 222, mmm$	Biaxe
Monoclinique	$m, 2, \frac{2}{m}$	
Triclinique	$1, \bar{1}$	

Tableau II-2 Système cristallin des matériaux isotrope et anisotrope uniaxe et biaxe

II-5-Les Matériaux anisotropes utilisés dans notre étude

II-5-1- Niobate de lithium LiNbO_3

Le Niobate de lithium (LiNbO_3) est un matériau ferroélectrique à température ambiante. Il possède une polarisation spontanée réversible. Il appartient au groupe d'espace $R3c$ et au groupe ponctuel $3m$. Sa structure cristallographique est rhomboédrique, mais il est plutôt décrit suivant une maille hexagonale comprenant 3 mailles rhomboédriques. Les atomes d'oxygène forment une structure hexagonale compacte distordue. Les sites interstitiels octaédriques formés par ces oxygènes sont occupés successivement par un atome de lithium, un atome de niobium et un site vacant, dans la direction de l'axe polaire C [7] (fig II-4).

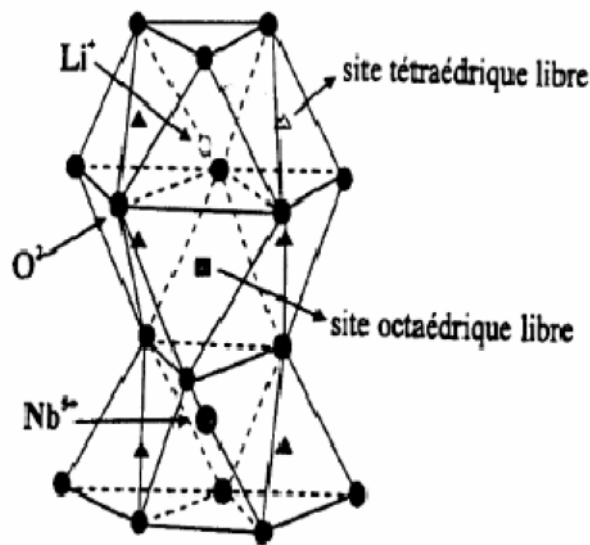


Figure II-4 : Structure cristallographique de LiNbO_3 [7]

Le Niobate de lithium possède des propriétés qui font de lui un des matériaux les plus utilisés en optique intégrée (modulateurs optiques en phase et amplitude, guides diélectriques,.....). Ses propriétés (transparence, non linéarité, dommage optique, effet Kerr,...) correspondent aux principaux critères requis pour la réalisation de composants non linéaires, en plus ce matériau est utilisé dans les technologies laser [8].

- transparence; LiNbO_3 présente un large domaine de transparence pour des longueurs d'onde comprises entre 0.4 et $4\mu\text{m}$.
- non linéarité optique élevée.
- facilité de réalisation de guide optique : ce qui permet de combiner les performances du guide avec celles des structures à BIP.

L'appartenance du Niobate de lithium à un système cristallin trigonal fait de lui un cristal uniaxial. Les milieux uniaxiaux ont deux indices de réfraction principaux : on les appelle indices ordinaire et extraordinaire. Ils sont en général notés respectivement n_o et n_e . Le cristal de niobate de lithium est un cristal biréfringent négatif, son indice ordinaire est supérieur à l'indice extraordinaire ($n_o < n_e$)

Le tenseur n associé au niobate de lithium est le suivant :

$$\begin{matrix} n_o & 0 & 0 \\ 0 & n_o & 0 \\ 0 & 0 & n_e \end{matrix}$$

Le tableau suivant présente les indices de réfraction calculés à partir d'une équation du type Sellmeier (Les relations de Sellmeier donnant les variations de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour le niobate de lithium sont [2] :

$$n(\lambda) = \sqrt{A_1 + \frac{A_2}{\lambda^2 + A_3} + A_4 \times \lambda^2}$$

Avec :

- $A_1=4.9048, A_2= 0.11768, A_3= -0.0475, A_4= -0.027169$ pour n_o .
- $A_1=4.5820, A_2=0.099169, A_3= -0.04443, A_4= -0.021950$ pour n_e .

Longueur d'onde (nm)	n_o	n_e
1550	2.2159	2.1370
1064	2.2323	2.1561
632.8	2.2863	2.2027
441.6	2.3910	2.2840

Tableau II-3 : Valeurs des indices de réfections n_o et n_e

II-5-2-Tellurium

Le deuxième matériau qui a fait l'objet de ce travail est le Tellurium. Ce matériau est utilisé dans une large gamme d'applications technologiques. Le Tellurium est un matériau anisotrope uniax positif d'indice de réfraction à la longueur d'onde $\lambda=10.6\mu m$ $n_o=4.8$ et $n_e=6.2$, Cela signifie que la biréfringence du cristal est grande $n = n_e - n_o = 1.45$ [9]. La structure cristalline du tellure pur à pression normale et à une température inférieure à la

température de fusion peut se voir comme un réseau de chaînes en forme de spirale, figure II-5-a. Les axes de ces spirales traversent orthogonalement les plans du cristal aux points vertex et au centre d'un hexagone régulier, figure II-5-b [10]. Donc le tellure appartient au système trigonal [9, 11]. La liaison entre les atomes d'une chaîne est de type covalente, par contre la force de liaison entre les différentes chaînes atomiques est relativement faible, de type Van der Walls. Ainsi cette particularité structurale se répercute sur les propriétés physiques du tellure qui sont elles aussi anisotropes [11].

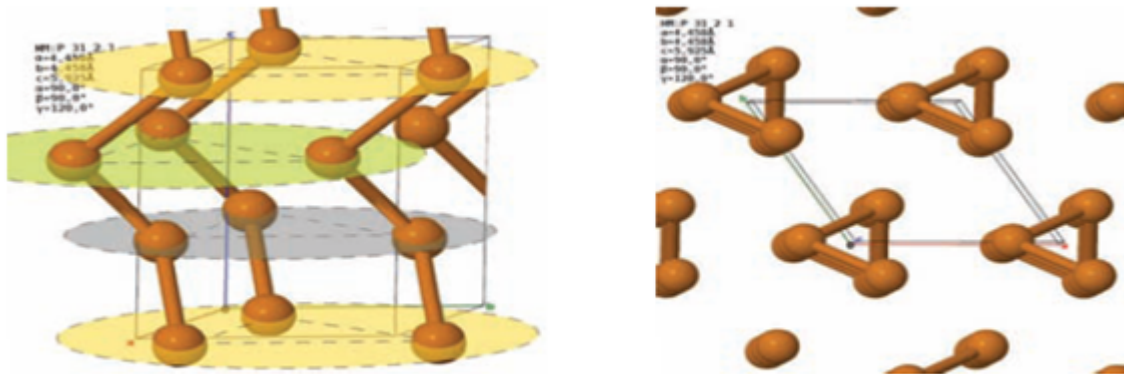


Figure II-5 : Structure cristalline du Tellerium [11].

II-5-2-1-Propriétés physiques du Tellerium

Le tableau suivant résume quelques propriétés physiques du matériau anisotrope Tellerium :

Propriété	Unité	Valeur
Nombre atomique		52
Poids atomique		127,6
Masse volumique à 25°C	[kgm ⁻³]	6245
	à Tf [kgm ⁻³]	5.7 × 10 ³
Point de fusion	°C	452
Point d'ébullition	°C	990
Point triple (s,l et v)	°C	450
Chaleur latente d'évaporation	[cal g ⁻¹]	106,7
Chaleur latente de fusion	[cal g ⁻¹]	20,5
Coefficient d'expansion thermique c	[deg ⁻¹]	-2,5
Coefficient d'expansion thermique c	[deg ⁻¹]	30
θ _D	[K]	145*
	[K]	245**
k _s ^{Te}	[W m ⁻¹ K ⁻¹]	2
k _l ^{Te}	[W m ⁻¹ K ⁻¹]	2-6***
c _p	[J mol ⁻¹ K ⁻¹]	25,73
σ (0 – 80) °C	[Ohm ⁻¹ m ⁻¹]	(6-7)*10 ²

Tableau II-3 : quelques propriétés physique.

II-6-Outil de Simulation

Pour obtenir le diagramme des bandes interdites photoniques des structures périodiques à base des cristaux photoniques, nous avons utilisé le module BandSolve du logiciel commercialisé Rsof, ce module est basé sur la méthode numérique de décompositions en ondes planes, idéal afin de produire des diagrammes de bande des structures à bandes interdites photoniques classiques tels que 2D et 3D et les guides à cristaux photoniques en utilisant une méthode supercellule type onde plane. A deux dimensions, il est nécessaire de considérer deux directions de propagation différentes : TE (avec le champ E perpendiculaire à l'axe des trous) et TM (où E est parallèle à l'axe des trous). Ces deux polarisations sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bandes indépendants. Il n'existe pas forcément une bande interdite dans les deux cas. En outre, il peut être appliqué à des structures comme les fibres à cristaux photoniques, qui sont complexes pour les autres techniques de simulation.

II-6-1-Méthode de décompositions en ondes planes

La méthode des ondes planes est parmi les premières méthode utilisée pour la modélisation des structures périodiques afin de calculer les bandes d'énergie des cristaux photoniques [12, 13] [14, 15]. La méthode des ondes planes consiste à développer le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. L'écriture des équations de Maxwell dans cette base conduit à une équation aux valeurs propres dont la résolution permet d'obtenir les relations de dispersion reliant la fréquence au vecteur d'onde [12, 16].

Les équations de Maxwell différentielles s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = j\omega\mu_0 \vec{H} \dots\dots\dots 2.1$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -j\omega\varepsilon_r(\vec{r})\varepsilon_0 \vec{E} \dots\dots\dots 2.2$$

μ_0 et ε_0 sont respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique du vide, $\varepsilon_r(\vec{r})$ étant la fonction diélectrique du cristal photonique.

A partir de ces équations on trouve l'équation d'ondes qui, dans un milieu linéaire, isotrope, non magnétique (perméabilité magnétique relative égal à 1) et en absence de sources, s'écrit (pour les champs électriques et magnétiques) de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \dots\dots\dots 2.3$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \dots\dots\dots 2.4$$

L'intérêt de la méthode des ondes planes est qu'elle facilite la résolution des équations d'onde de manière rigoureuse pour les structures périodiques supposées infinies. Elle permet

le calcul des bandes de fréquences autorisées ou interdites des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans la structure considérée [17, 18].

Il est possible de rechercher des solutions sous la forme d'ondes planes de la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots 2.5$$

$$H(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \dots\dots\dots 2.6$$

Avec la longueur d'onde dans le vide $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ et dont le vecteur d'onde \vec{k} est défini de telle sorte que le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$, soit direct. Après simplification des équations 2.1 et 2.2 on obtient :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \dots\dots\dots 2.7$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) = 0 \dots\dots\dots 2.8$$

Avec $k^2 = \frac{k^2}{\epsilon_r(\vec{r})} c^2$, c est la vitesse de la lumière dans le vide

Comme $\epsilon_r(\vec{r})$ est périodique, $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_k(\vec{r}) e^{jkr} \dots\dots\dots 2.9$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_k(\vec{r}) e^{jkr} \dots\dots\dots 2.10$$

Où les fonctions $u_k(\vec{r})$ et $v_k(\vec{r})$ possèdent la périodicité du milieu.

Donc, il est possible de développer $\epsilon_r(\vec{r})$, $u_k(\vec{r})$ et $v_k(\vec{r})$ en séries de Fourier :

$$\epsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \epsilon_r(\vec{G}) e^{j\vec{G}\vec{r}} \dots\dots\dots 2.11$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{jkr} = \left(\sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{j\vec{G}\vec{r}} \right) = \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{j(\vec{G}+\vec{r})\vec{r}} \dots\dots 2.12$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{jkr} = \left(\sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{j\vec{G}\vec{r}} \right) = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{j(\vec{G}+\vec{r})\vec{r}} \dots\dots 2.13$$

Avec \vec{G} : vecteur du réseau réciproque, $\epsilon_r(\vec{G})$, $u_{\vec{k}}(\vec{G})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{G})$: les composantes dans l'espace réciproque (que l'on peut déterminer par une intégral de Fourier).

Donc après l'utilisation de ces développements, l'équation 2.7 pour le champ électrique écrite par la manière suivante :

$$-(\vec{G} + \vec{k}) \times \{(\vec{G} + \vec{k}) \times u_{\vec{k}}(\vec{G})\} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} \epsilon_r(\vec{G} - \vec{G}) u_{\vec{k}}(\vec{G}) \dots\dots 2.14$$

Cette équation représente un système linéaire de dimension infinie car il y a une infinité de vecteur \vec{G} du réseau réciproque.

En théorie, le nombre d'ondes planes utilisé est infini. Dans la pratique ce nombre est fini. Les problèmes de convergence de cette méthode ont été analysés et des solutions ont été proposées pour améliorer la précision de la méthode. La théorie des ondes planes a été largement exposée dans plusieurs travaux [12, 16]. La méthode de la supercellule développée par S. Guo, et S.Albin [17] permet de calculer avec une bonne précision les modes, avec défaut ponctuel ou linéaire dans le cas des cavités et des guides, et sans défaut (périodique et homogène), dans les cristaux photoniques. Cette méthode permet de connaître le comportement optique du matériau infini à partir d'une étude effectuée seulement dans sa première zone de Brillouin car le comportement d'une cellule élémentaire devant une excitation explique le comportement global du matériau.

II-7-Etude de la bande interdite photonique

II-7-1-Etude de la bande interdite photonique des cristaux photoniques à base du matériau Niobate de lithium

Dans notre étude de la bande interdite photonique à base du matériau Niobate de lithium d'indice de réfractifs ordinaires de 2.21 et extraordinaires de 2.141 (Fig II-6), nous choisissons un cristal photonique 2D réparti selon un réseau triangulaire et carré, des trous d'air (structure connectée) et des tiges dans l'air (structure déconnectée), ces structures sont composées d'une matrice de 17*17 (Fig II-7) .

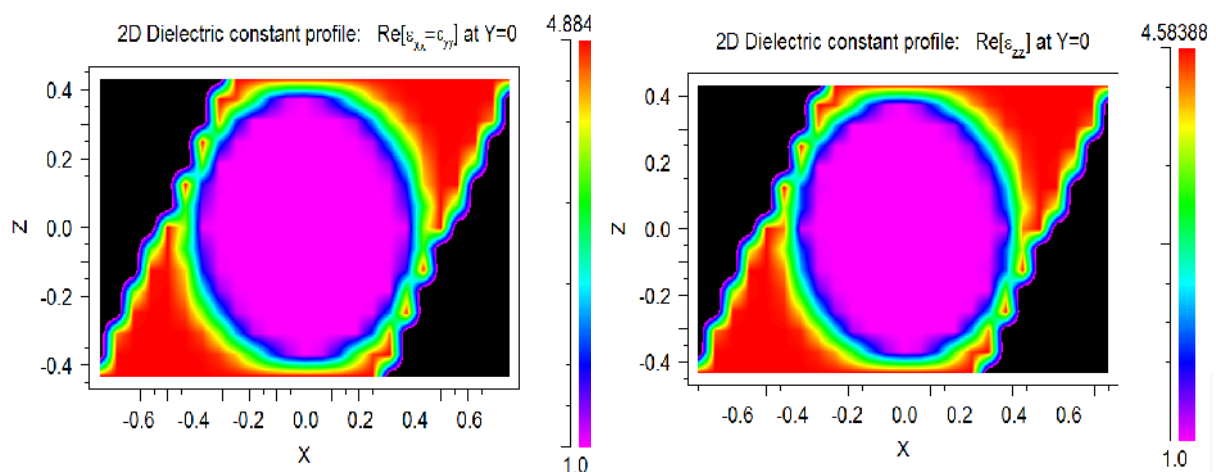


Figure II-6 : Indice de réfraction Ordinaire et Extraordinaire du matériau Linbo₃

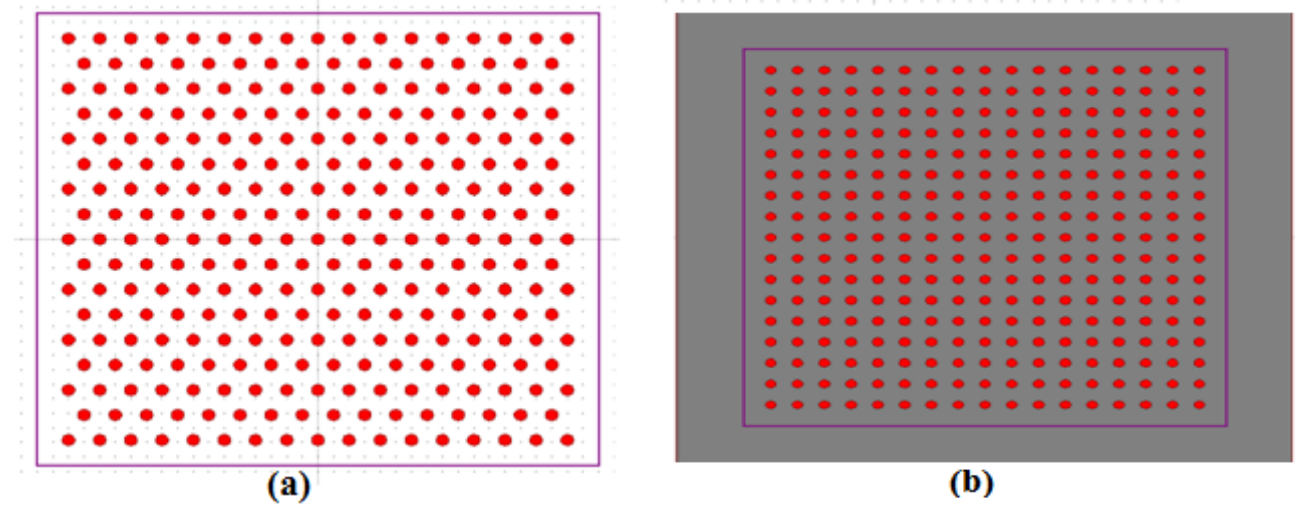


Figure II-7 : (a) Structure triangulaire déconnectée (Tige dans l'air), (b) structure carrée connectée (Trous d'aire)

II-7-1-1- Structure triangulaire

La figure suivante nous donne le tracé de la carte des bandes de notre structure de base (CP2D à réseau triangulaire). Pour une structure déconnectée la carte des bandes nous montre que l'augmentation du facteur de remplissage engendre un élargissement important de la bande interdite et un décalage vers les hautes longueurs d'onde, par contre pour une structure connectée l'augmentation du facteur de remplissage induit un élargissement de la bande interdite photonique mais un décalage vers les basses longueurs d'onde, la diminution du rapport r/a introduit une diminution de la largeur de la bande interdite photonique et un déplacement de la fréquence normalisée [19].

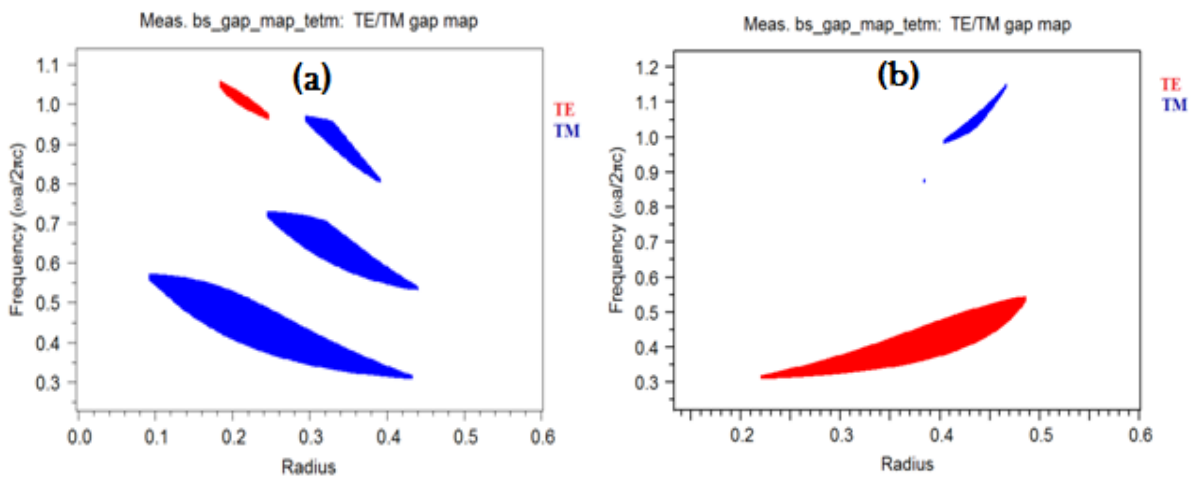


Figure II-8 : La carte des Bandes Interdites photoniques (a) Structure triangulaire déconnectée, (b) Structure triangulaire connectée

Sur cette figure nous avons présenté la variation de la largeur de la bande interdite photonique des structures triangulaires connectées et déconnectées qui concerne les deux types de polarisation TM et TE en fonction du rapport de remplissage r/a .

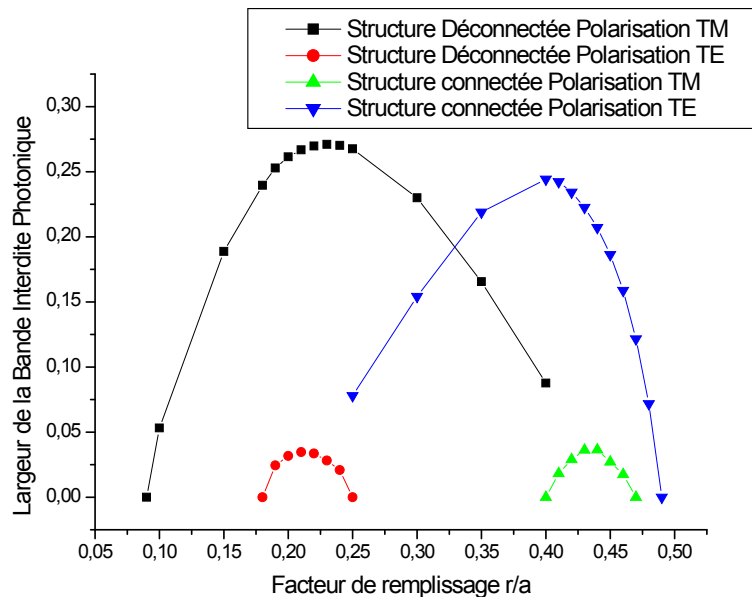


Figure II-9 : Variation de la largeur de la BIP en fonction du facteur de remplissage pour une structure Triangulaire

Nous remarquons que la largeur de la BIP augmente avec l'augmentation du facteur de remplissage jusqu'à atteindre une valeur maximale puis elle diminue jusqu'à la disparition de la bande interdite photonique, quelque soit le type de la polarisation TE, TM ou la nature de la structure connectée ou déconnectée. La valeur maximale de la BIP pour une structure déconnectée en polarisation TM est égale à 0.267 pour un facteur de remplissage est égale à 0.25 par contre en polarisation TE la bande interdite disparue pour le même facteur de remplissage. La valeur maximale de la BIP pour une structure connectée en polarisation TE est égale à 0.244 pour un facteur de remplissage est égale à 0.4 par contre en polarisation TM la bande interdite disparue pour le même facteur de remplissage, ainsi pour l'ensemble des courbes nous remarquons que la BIP d'une structure déconnectée existe lorsque le facteur de remplissage est faible et cela pour les deux types de polarisation TE et TM .Par contre l'apparition de la BIP des structures connectées est en fonction de l'augmentation du facteur de remplissage.

II-7-1-2-Structure carrée

Pour la carte des bandes d'un cristal photonique structuré en réseau carré des trous d'air (structure connectée), nous remarquons qu'il n'y a pas de bande interdite pour les deux types de polarisation TE et TM quand le facteur de remplissage est faible (Fig II-10 b)), il faut

atteindre un facteur de remplissage égal à 0,44 pour voir apparaître le début de la bande interdite, par contre pour un cristal 2D des tiges dans l'air (structure déconnectée), l'augmentation du facteur de remplissage engendre un élargissement de la bande interdite et un décalage vers les basses longueurs d'onde (Fig II-10 (a)).

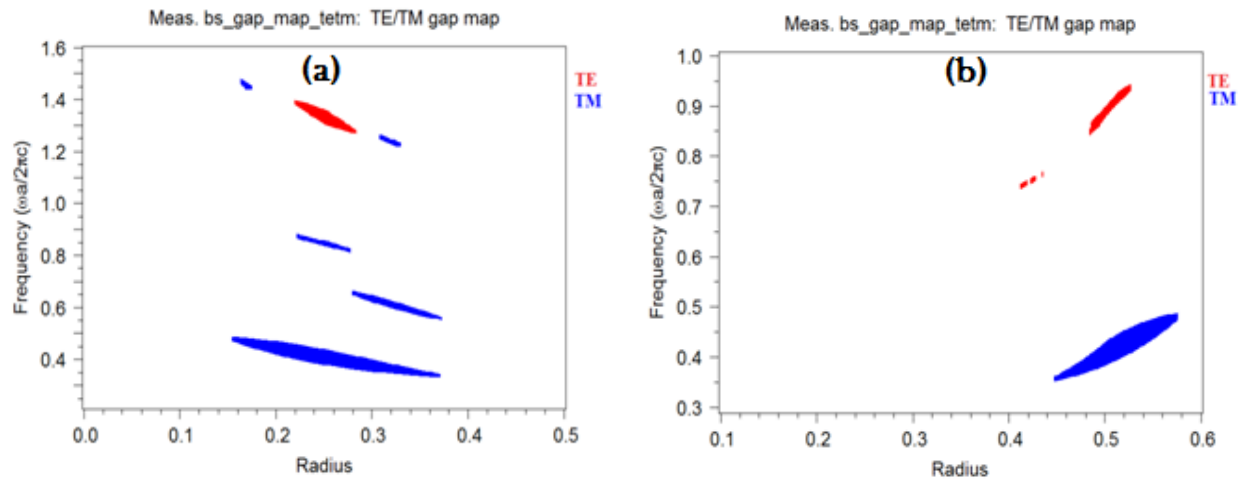


Figure II-10 : La carte des Bandes Interdites photoniques (a) Structure carrée déconnectée, (b) Structure carrée connectée.

La figure suivante présente la variation de la largeur de la bande interdite photonique des structures carrées connectées et déconnectées pour les deux types de polarisation TM et TE en fonction du rapport de remplissage r/a .

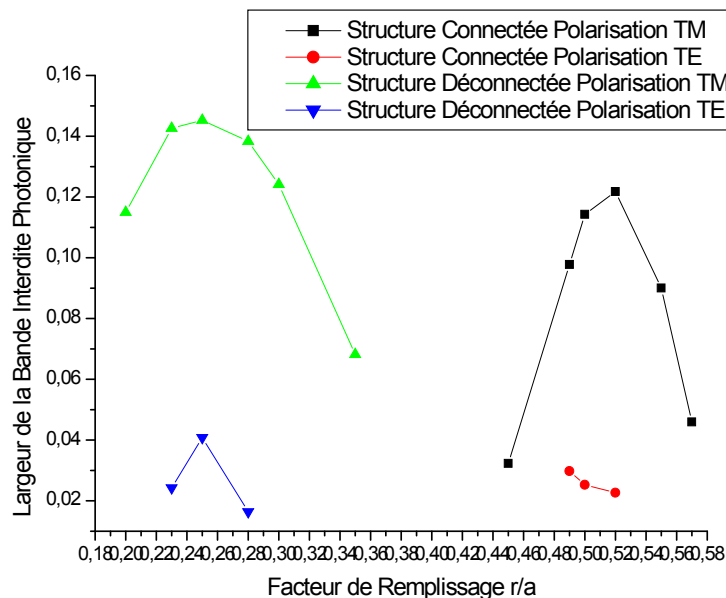


Figure II-11 : Variation de la largeur de la BIP en fonction du facteur de remplissage pour une structure Carrée

Nous remarquons que la largeur de la bande interdite photonique en polarisation TM et TE pour une structure déconnectée varie avec la variation du facteur de remplissage jusqu'à atteindre une valeur maximale respectivement pour une bande interdite photonique de polarisation TM et TE est égale à 0.145 et 0.04 pour un facteur de remplissage $r/a=0.25$ puis elle diminue jusqu'à sa disparition avec l'augmentation du facteur de remplissage. Pour une structure connectée nous remarquons que la largeur de la bande interdite photonique en polarisation TM et TE a atteint respectivement sa valeur maximale est égale à 0.114, 0.0298 a un facteur de remplissage $r/a=0.5,0.49$.

II-7-2-Etude de la bande interdite photonique des cristaux photoniques à base du matériau Tellurium

Les structures des cristaux photoniques considérés sont formées par des tiges diélectriques de section circulaire (structure déconnectée) et des trous d'air (structure connectée), répartis selon un réseau triangulaire et carré bidimensionnel, à base d'un matériau anisotrope uniaxe Tellurium, d'indice de réfraction ordinaire est égale à 4.8 et extraordinaire est égale à 6.2 (Fig II-12), ces structures sont composées d'une matrice de $17*17$.

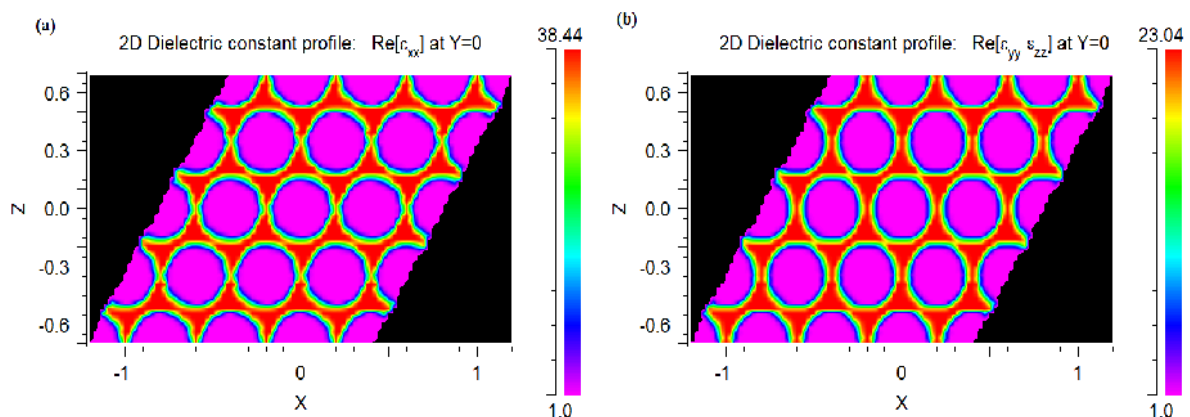


Figure II-12 : Indice de réfraction Ordinaire et Extraordinaire du matériau Tellurium

II-7-2-1-Structure triangulaire

La figure II-13 (a) montre la carte des bandes interdites (en polarisation TE et TM) d'un cristal photonique triangulaire formé par des tiges dans l'air, nous remarquons que les bandes interdites photoniques pour les deux polarisations TM et TE s'ouvrent respectivement pour un facteur de remplissage $r/a= 0.04$ et $r/a=0.14$, la largeur de la bande interdite augmente jusqu'à 0.2, où elle est maximale pour une polarisation TM, l'augmentation du facteur de remplissage engendre un décalage vers les hautes longueurs d'onde pour les deux types de polarisation.

La figure II-13 (b) montre que pour des faibles facteurs de remplissage, il n'y a pas de bande interdite photonique en polarisation TM jusqu'à atteindre une valeur de r/a est égale à

0.37, la région de la bande interdite complète correspond à l'interaction des bandes interdites photoniques en polarisation TE et TM et se situe entre les valeurs du facteur de remplissage [0.37-0.5].

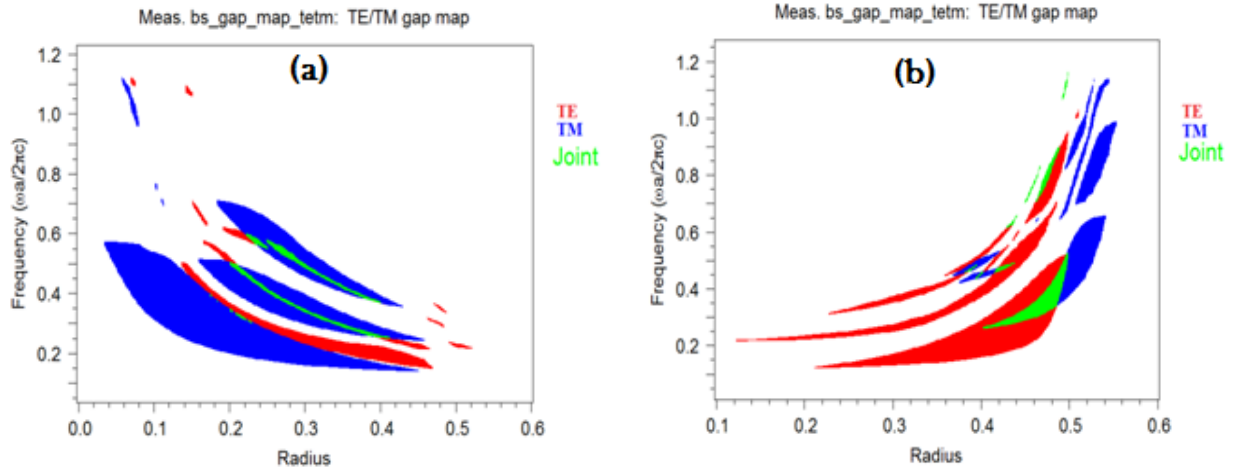


Figure II-13 : La carte des Bandes Interdites photoniques (a) Structure triangulaire déconnectée, (b) Structure triangulaire connectée

Cette figure représente la variation de la largeur des bandes interdites photoniques des cristaux photoniques déconnectés et connectés à base d'un matériau anisotrope uniaxe positif Tellerium en configuration triangulaire.

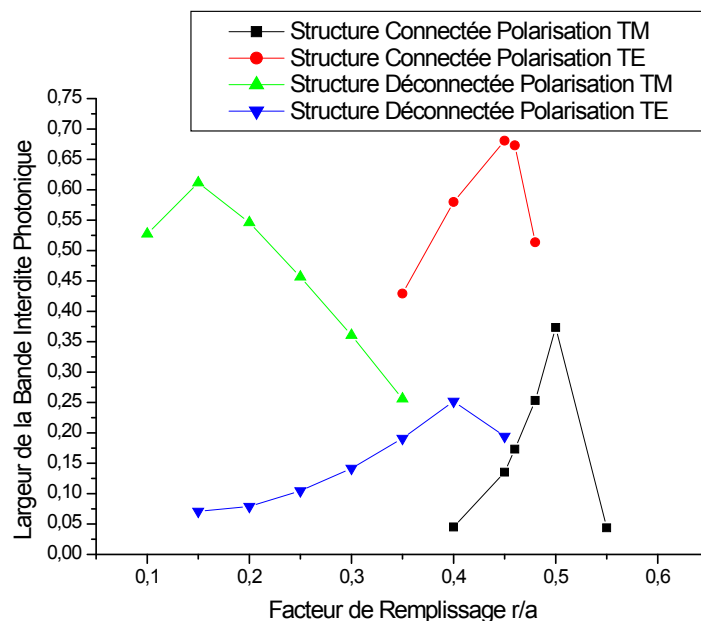


Figure II-14 : Variation de la largeur de la BIP en fonction du facteur de remplissage pour une structure Triangulaire.

Nous remarquons que la largeur de la bande interdite photonique en polarisation TM et TE respectivement pour une structure déconnectée atteint sa valeur maximale est égale à 0.611,0.251 à un facteur de remplissage est égale à 0.15, 0.4, puis elle diminue jusqu'à atteindre une valeur égale à 0.255,0.194 pour un facteur de r/a égal à 0.35, 0.45. Pour une structure connectée, nous remarquons que la largeur de la bande interdite augmente avec l'augmentation du facteur de remplissage jusqu'à atteindre une valeur maximale égale à 0.373 à un facteur $r/a=0.5$ pour la polarisation type TM et 0.680 à un facteur de remplissage est égale à 0.45 pour la polarisation TE.

II-7-2-2-Structure carrée

Sur cette figure nous avons présenté la carte des bandes interdites photoniques en polarisation TM et TE d'un cristal photonique carré formé par des tiges dans l'air (structure déconnectée) (Fig II-15 (a)) et des trous d'air (structure connectée) (fig II-15 (b)), nous remarquons que lesdites bandes varient avec la variation du facteur de remplissage, lorsque ce facteur augmente, la bande interdite photonique en polarisation TE et TM étroite est décalée vers les hautes valeurs des longueurs d'onde, ce phénomène existe pour le cas d'une structure déconnectée, par contre l'augmentation du facteur de remplissage pour une structure connectée induit un élargissement des bandes interdites photoniques en polarisation TM et TE et un décalage vers les hautes longueurs d'onde.

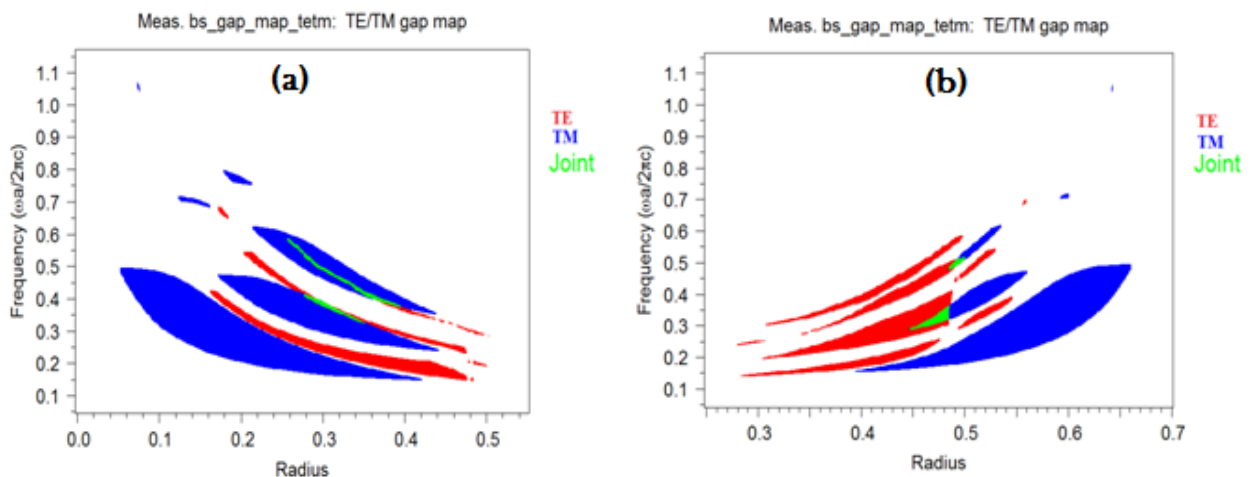


Figure II-15 : La carte des Bandes Interdites photoniques (a) Structure carrée déconnectée, (b) Structure carrée connectée

La figure suivante représente la variation de la largeur des bandes interdites photoniques des cristaux photoniques déconnectés et connectés à base d'un matériau anisotrope uniaxe positif Tellerium en configuration carrée.

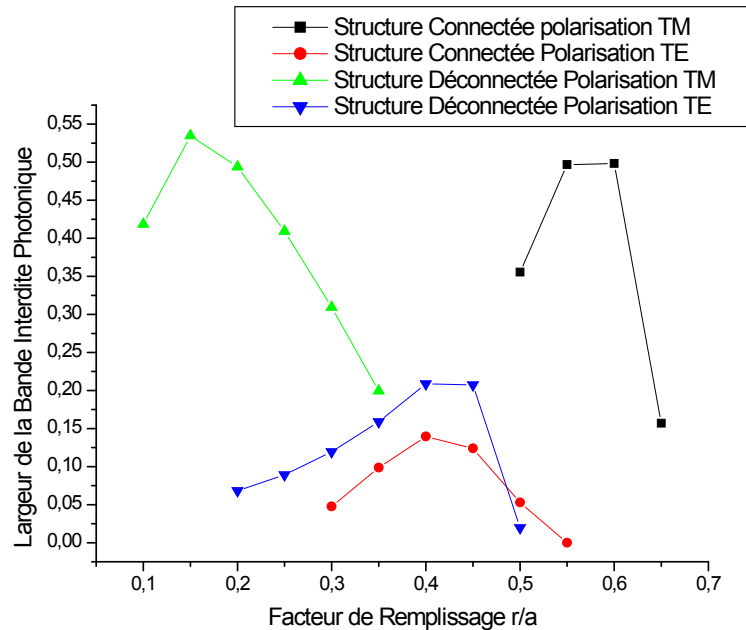


Figure II-16 : Variation de la largeur de la BIP en fonction du facteur de remplissage pour une structure Carrée

Nous remarquons que la largeur des bandes interdites photoniques en polarisation TM et TE augmente avec l'augmentation du facteur de remplissage pour les deux types de configuration connectée et déconnectée. Pour une structure déconnectée la bande interdite photonique en polarisation TM existe pour des faibles facteurs de remplissage par contre pour une structure connectée l'existence de ladite bande est pour des facteurs de remplissage plus élevés, pour une polarisation TE la largeur de la bande interdite photonique pour une structure déconnectée et connectée respectivement atteint sa valeur maximale est égale à 0,208, 0,139 à un facteur de remplissage est égale à 0,4.

II-8-Validation

Pour valider nos résultats de simulation, nous les avons comparés à ceux de Robert Farha et Al [20], qui ont utilisés la méthode des ondes planes (PWE), pour voir l'existence de la bande interdite photonique, d'un cristal photonique 2D triangulaire de trous d'air à base d'un matériau anisotrope uniaxe (Niobate de Lithium LiNbO_3), pour une gamme de facteur de remplissage r/a varie du 0,2 au 0,5.

Selon la figure II-17 (a) et (b), on observe une très bonne concordance entre nos résultats et ceux présentés dans la littérature [20].

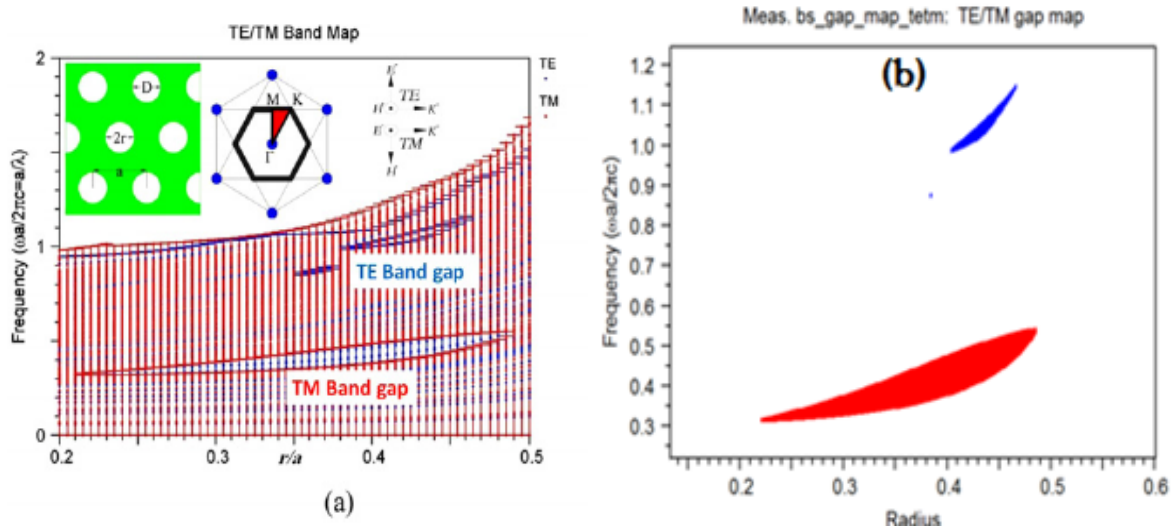


Figure II-17 : La Carte des bande interdite photonique (a) résultats obtenus par [20] , (b) résultats obtenus par le simulateur Bandsolve.

II-9-Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté quelques notions sur les réseaux cristallins et nous avons cité deux matériaux anisotropes uniaxes positifs : le Tellerium et le Niobate de Lithium, puis nous avons donné une brève étude théorique sur la méthode des ondes planes intégrées dans le module Bandsolve du logiciel Rsoft afin de calculer les bandes interdites photoniques des cristaux photoniques anisotropes :

- Dans le cas du matériau anisotrope Niobate de Lithium, la largeur de la bande interdite photonique augmente avec l'augmentation du facteur de remplissage jusqu' à atteindre une valeur maximale puis elle diminue jusqu'à la disparition de cette bande, quel que soit le type de la polarisation TE, TM ou la nature de la structure connectée ou déconnectée.

La bande interdite photonique des cristaux photoniques connectés en configuration carrée apparaît pour les grandes valeurs du facteur de remplissage, par contre pour le cas d'une structure déconnectée la bande interdite photonique apparaît pour des faibles facteurs de remplissage quelques soit le type de la polarisation TE ou TM.

- Dans le cas du matériau anisotrope Tellerium, la BIP des cristaux photoniques triangulaire connectés apparaît pour les grandes valeurs du facteur de remplissage, par contre pour le cas d'une structure déconnectée elle apparaît pour des faibles facteurs

de remplissage quel que soit le type de la polarisation TE ou TM. Pour une structure carrée connectée en polarisation TM, la BIP apparaît pour les grandes valeurs du facteur de remplissage, par contre pour une structure déconnectée cette bande apparaît pour les faibles valeurs du facteur de remplissage r/a . En polarisation TE la largeur de la BIP pour une structure déconnectée et connectée respectivement atteint sa valeur maximale est égale à 0.208, 0.139 à un facteur de remplissage égal à 0.4.

Références Bibliographiques

II-10-Références Bibliographiques

- [1] L. Ferrier, "Micro-nano structures à base de Cristaux Photoniques pour le controle 3D de la lumière," Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2008.
- [2] S. Kilburger, "Réalisation et caractérisations d'hétérostructures à base de couches minces de LiNbO₃ pour des applications en optique intégrée," Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2008.
- [3] V. Califano, "Étude structurale de verres d'oxydes pour l'optique non linéaire (croissance de nanostructures et effet d'un champ électrique ('poling'))," Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard, Lyon 2005.
- [4] S.Massaoudi, "Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels (BIP 2D) en Micro-Ondes: Application à l'ultraréfraction " Thèse de Doctorat, Université Paris XI 2005.
- [5] F. Treussart, "Cours d'optique anisotrope ", ed, Janvier 2008.
- [6] A.R.A. Chalcrafta,S.Lan D. O'Brien, T.F. Krauss, M. Sahin, D. Szymanski, D. Sanvitto, R. Oulton, M.S. Skolnick, A.M. Fox, D.M. Whittaker, H.-Y. Liu, M. Hopkinson, "Mode structure of the L3 photonic crystal cavity," *Appl. Phys. Lett*, vol. 90, 2007.
- [7] F. Meriche, "Structuration 1D et 2D de matériaux diélectriques par ablation laser nanoseconde : Applications aux couches minces et monocristaux de LiNbO₃ et couches minces de TiO₂," Thèse de Doctorat, Université de Constantine 1, 2008.
- [8] M. R. Beghoul, "Contribution à la réalisation de fonctions optoelectroniques à base de cristaux photoniques pour les télécommunications," Thèse de Doctorat, Université Constantine 1, 2008.
- [9] V. I. Balakshii,V.B.Voloshinov, G. A. Knyazev et L. A. Kulakova, "Investigation into the acoustooptic properties of Tellurium crystals by anisotropic diffraction of light," *Technical Physics*, vol. 53, pp. 1336-1343, 2008.
- [10] N. Bouad., "Neutron powder diffraction study of strain and crystallite size in mechanically alloyed PbTe," *Solid state Chemistry*, vol. 173, 2003.
- [11] A. Cappella, "Caractérisation thermique à haute température de couche minces pour mémoires à changement de phase depuis l'état solide jusqu'à l'état liquide," Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux, 2012.
- [12] K. M. Leung, et Y. F. Liu, "Photonic Band Structures : the Plane-Wave Method," *Phys. Rev. B*, vol. 41, p. 10188, 1990.
- [13] P. R. Villeneuve, et M. Piche, "Photonic band gap of transverse-electric modes in two dimensionally periodic media," *optical society of America* vol. A8, p. 1296, 1991.
- [14] M. Sigalas, C. M.Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, et K. M. Ho, "Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient," *Phys. Rev. B*, vol. 48, p. 14121, 1993.
- [15] R. D. Meade, Karl D .Brommer,M.R. Andrew M et J. D. Joannopoulos, "Photonic bound states in periodic dielectric materials," *Phs. Rev. B*, vol. 44, pp. 13772-13774, 1991.
- [16] K. M. Ho, C. T. Chan, et C. M. Soukoulis, "Existence of a Photonic Gap in Periodique Dielectric Structures," *Phy. Rev. Lett*, vol. 65, p. 3152, 1990.
- [17] S. Guo. et S.Albin, "Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations," *Optics Express*, vol. Vol.11, N°.2,, pp. 167-175, 2003.
- [18] S. Shi, C. Chen, et D.W. Prathe, "Revised plane wave method for dispersive material and its application to band structure calculations of photonic crystal slabs," *Appl. Phys. Lett*, vol. 86, pp. 043104-43104, 2005.
- [19] R. M. Farha, "Etude d'une structure à cristal photonique « LOM » gravée dans un guide Ti:LiNbO₃ dopé erbium pour l'émission de la lumière à 1,55µm," Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie Paris 2010.

- [20] R. Farha, K.Ghoumid, Q. Zou et Badr-Eddine Benkelfat, "Analysis of a novel photonic-crystal LOM structure engraved in a Ti:Er:LiNbO₃ waveguide for 1.55 μ m emission," *Journal of Optics*, vol. 14, pp. 75501-75508, 2012.
- [21] S. Joly, "Etude des distributions angulaires d'absorption et d'autodoublage de fréquence du cristal biaxe monoclinique Y Ca₄O(BO₃)₃ dopé avec des ions Nd³⁺" Thèse de Doctorat, l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 2009.
- [22] M. Gilliot, "Caractérisation de couches minces nanostructurées par ellipsométrie spectroscopique, Application aux propriétés optiques isotropes et anisotropes de nanoparticules sphériques et ovoïdes de cobalt" Thèse de Doctorat, Université Paul Verlaine Metz, 2006.

Chapitre III

Chapitre III : L'amélioration du facteur de qualité des cavités H1 et L3

III-1-Introduction

Les applications potentielles des cavités et des guides d'onde à cristaux photoniques sont multiples et variées [1, 2]: réalisation de microlaser à faible seuil [3, 4], des éléments optiques non linéaires [5], de filtres sélectifs [6, 7].

Ces dernières années, l'ingénierie de modes de défauts consistant à modifier les contours de la cavité (période, facteur de remplissage) a fait d'énormes progrès. Le but est d'obtenir de très forts facteurs de qualité tout en gardant un faible volume modal. Le mode de défaut étant localisé dans l'espace réel, il se trouve délocalisé dans l'espace des vecteurs d'onde appartenant au plan de périodicité ($k_{//}$). Le mode de défaut présente donc un large panel de vecteurs d'onde k à sa disposition, qu'il soit situé au dessous ou au dessus du cône de lumière [8]. La modification des contours de la cavité a mode de défaut permet de limiter les composantes du mode au dessus du cône de lumière, réduisant ainsi les fuites dans la direction verticale. le meilleur facteur de qualité est généralement obtenu à la suite d'une étude minutieuse de tous les paramètres géométriques de la cavité [9, 10]. Le but est de confiner les photons dans la cavité de la manière la plus douce possible en limitant les composantes au dessus du cône de lumière et les pertes diffractées à l'interface entre la cavité et les miroirs [11]. Des facteurs de qualité expérimentaux de près de 1 million ont été mesurés sur une cavité réalisée dans un cristal photonique membranaire à réseau triangulaire en omettant une rangée de trous et en modifiant les bords du guide d'onde ainsi créée [12]. Ces dernières années des facteurs de qualité de plusieurs millions ont été obtenus par simulation. .

Dans ce chapitre nous présentons en détail la méthode des différences finies dans le domaine temporel en deux dimensions FDTD-2D basée sur l'algorithme de Yee. Cette méthode permet de résoudre les équations de Maxwell avec précision et simuler la propagation de la lumière dans les structures bidimensionnelles. Elle permet notamment d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission des structures à géométries complexes, ainsi que l'étude du facteur de qualité des cavités H1 et L3 obtenu par l'omission d'un et trois trous respectivement au milieu d'un réseau périodique en configuration triangulaire à base d'un matériau anisotrope uniaxe positif Tellerium, puis l'amélioration de

ce facteur à la longueur d'onde de la télécommunication $\lambda=1.55\mu\text{m}$ pour les structures périodiques en configuration triangulaire à base du matériau anisotrope Niobat de Lithium.

III-2-Outil de la simulation

III-2-1-Simulateur Fullwave

Le simulateur Fullwave est un module intégré dans le logiciel développé par l'entreprise RSoft, basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), à l'aide de ce module on peut étudier la propagation de la lumière pour une grande variété de structures photoniques ainsi que le calcul du facteur de qualité de n'importe quelles cavités aux cristaux photoniques. Il est entièrement intégré dans l'environnement Rsoft CAD qui permet à l'utilisateur de définir les propriétés des matériaux et la géométrie de la structure de tout dispositif photonique. Le module Fullwave peut modéliser avec précision des matériaux diélectriques et magnétiques, aussi bien que les matériaux anisotropes, dispersifs, et non linéaires[13], l'utilisation de ce module nécessite de définir les matériaux qui composent la structure à l'aide de la permittivité électrique. Le module Fullwave utilise les conditions aux limites dites PML (Perfectly Matched Layer) [15] basée sur le modèle des couches absorbantes découverte par J.P. Béranger [14] et parfaitement adapté à la modélisation des frontières absorbantes en électromagnétisme.

III-2-2-Méthode numérique FDTD

Le premier qui a développé la méthode numérique des différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain, FDTD) c'est Yee en 1966 [16], c'est une méthode qui permet la résolution directe des équations de Maxwell.

III-2-2-1-Principe de la méthode

Le principe de cette méthode est de discrétiser les équations de Maxwell dans l'espace et dans le temps. Comme pour la méthode des matrices de transfert, un maillage de la cellule unité est réalisé, puis le champ électromagnétique aux différents points est calculé. Les conditions initiales fixent la valeur du champ électromagnétique à l'instant $t = 0$ et la discrétisation supplémentaire sur le temps permet de suivre l'évolution dans le temps du champ. Cette méthode est adaptée à l'étude d'un défaut ou d'une cavité [17].

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} = -\mu\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}\dots\dots\dots\text{III.1}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} = -\varepsilon\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \sigma\vec{E}\dots\dots\dots\text{III.2}$$

La projections de ces deux équations sur un repère cartésien (x,y.z) donne :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\
 \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \\
 \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\
 \frac{\partial E_x}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\
 \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\
 \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right)
 \end{aligned} \tag{III.3}$$

La résolution de ce système est plus facile si l'on se réduit au plan (x,y), dans le cas où les cristaux photoniques sont périodiques suivant deux directions (x et y par exemple) et invariant suivant la troisième direction (z), la propagation se fait dans le plan et la variation des champs s'annule suivant la troisième direction. Le système d'équation 3.10 se simplifie et se subdivise en deux sous système donnant naissance aux deux polarisations transverse électriques (TE) et transverse magnétique (TM). Pour illustrer ce cas, supposons que le cristal est périodique suivant les directions x et y et infini suivant z. les dérivées par rapport à z s'annulent. Les équations III.3 impliquent :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\
 \frac{\partial H_x}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y} \\
 \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x} \\
 \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \\
 \frac{\partial E_x}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial y} \\
 \frac{\partial E_y}{\partial t} &= -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial x}
 \end{aligned} \tag{III.4}$$

Sachant que les composants (E_x, E_y, H_z) décrivant la polarisation TM et les composants (H_x, H_y, E_z) décrivant la polarisation TE.

L'utilisation du développement limité de Taylor au second ordre permet d'obtenir les dérivées temporelles et spatiales des fonctions (E_x, E_y, H_z) et (H_x, H_y, E_z).

III-2-2-2-Développement limité de Taylor

On considère une fonction f continue et connue aux points $u_1 = u_0 - \alpha$ et $u_2 = u_0 + \alpha$ illustrée sur la figure III-1. L'évolution numérique de la dérivée de f au point v_0 est possible en utilisant le développement limité de Taylor aux points u_1 et u_2

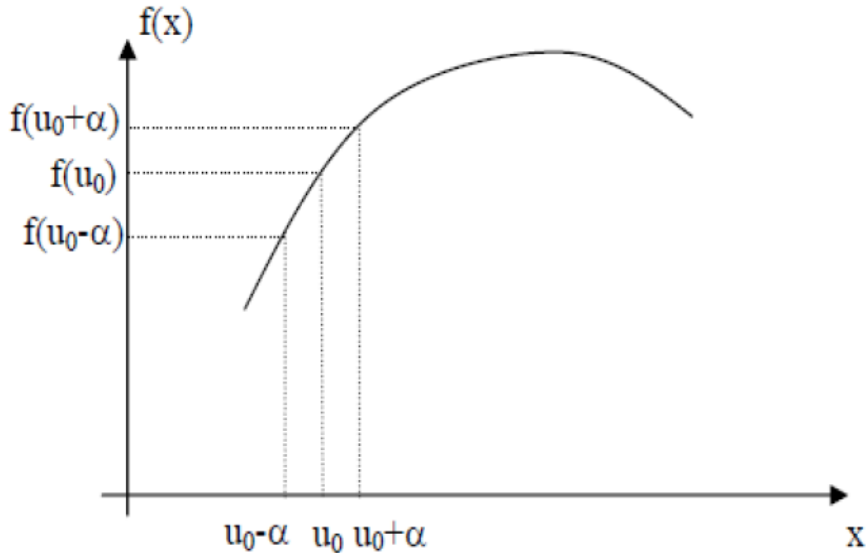


Figure III-1 : Calcul de la dérivée $f(x)$ en u_0

Donc :

$$f(u_0 - \alpha) = f(u_0) - \alpha \frac{\partial f}{\partial u}(u_0) + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial u^2}(u_0) - \dots + \frac{\alpha^i}{i!} \frac{\partial^i f}{\partial u^i}(u_0) \dots \text{III.5}$$

Et

$$f(u_0 + \alpha) = f(u_0) + \alpha \frac{\partial f}{\partial u}(u_0) + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial u^2}(u_0) + \dots + \frac{\alpha^i}{i!} \frac{\partial^i f}{\partial u^i}(u_0) \dots \text{III.6}$$

La dérivée de f au point u_0 est approchée de manière centrée en calculant la différence de l'équation (III.5) et de l'équation (III.6) à l'ordre 2. Elle est donnée sous la forme suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial u}(u_0) = \frac{f(u_0 + \alpha) - f(u_0 - \alpha)}{2\alpha} + \theta(\alpha^2) \dots \text{III.7}$$

L'erreur générée par cette solution est une erreur d'ordre 1 beaucoup plus intéressante qu'une erreur d'ordre 2 ($\theta(\alpha^2)$).

III-2-2-3-Discretisation des équations et algorithme de Yee

La résolution des équations de Maxwells repose sur une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies, l'espace 2D modélisé est ainsi discrétisé par un maillage fin et régulier de pas $\Delta x = \Delta y$, l'espace temporel est aussi discrétisé avec un pas Δt . chaque dérivée partielle (spatiale ou temporelle) des équations des champs est remplacée par un développement de Taylor au seconde ordre [18].

L'algorithme proposé de Yee propose une discrétisation des composants du champ électrique \vec{E} sur des grilles décalées par rapport à celle du champ magnétique \vec{H} , de manière à conserver une répartition des composants qui vérifient naturellement les équations de Maxwell sous leur forme intégrale. La grille des composants de champ E_x est décalée d'un demi pas spatial suivant l'axe y tandis que la grille des composants E_y est décalée d'un demi pas spatial suivant l'axe x , le décalage des champs E_x et E_y est fait par rapport au champ H_z [19, 20].

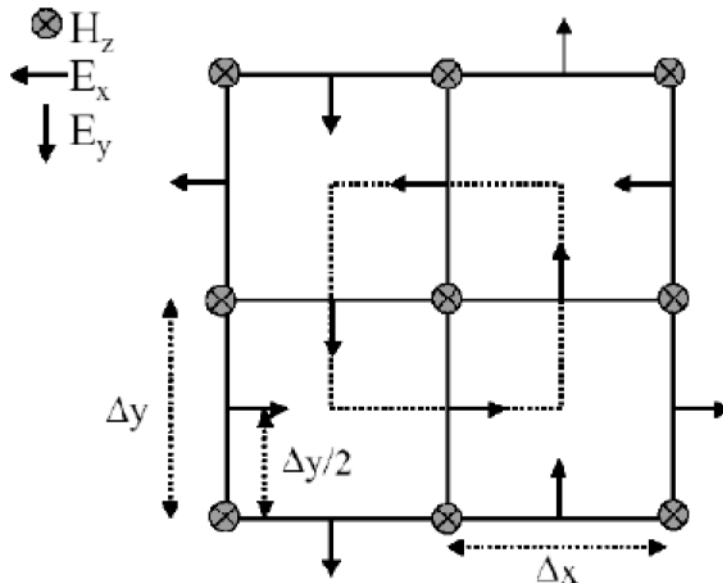


Figure III-2 : Position des composants de champs électriques et magnétiques dans l'espace discrétisé selon la méthode de Yee [19,20].

Les composantes électriques sont calculées en des points de la cellule de Yee appelés nœuds électriques qui sont toujours situés au milieu d'une arête. Les composantes magnétiques sont toujours calculées aux centres des faces de la cellule (nœuds magnétiques). Cette répartition des composantes permet au schéma de Yee de respecter la continuité des composantes tangentielle électrique et normale magnétique à l'interface de deux milieux différents. Les champs électriques et magnétiques seront évalués respectivement aux instants $n.\Delta t$ et $(n + 1/2).\Delta t$ avec n un entier naturel. Les discrétisations spatiales des composantes du champ électrique et magnétique seront décalées de $\Delta / 2$. Cette disposition assure un processus itératif entièrement explicite (pas d'inversion de matrice).

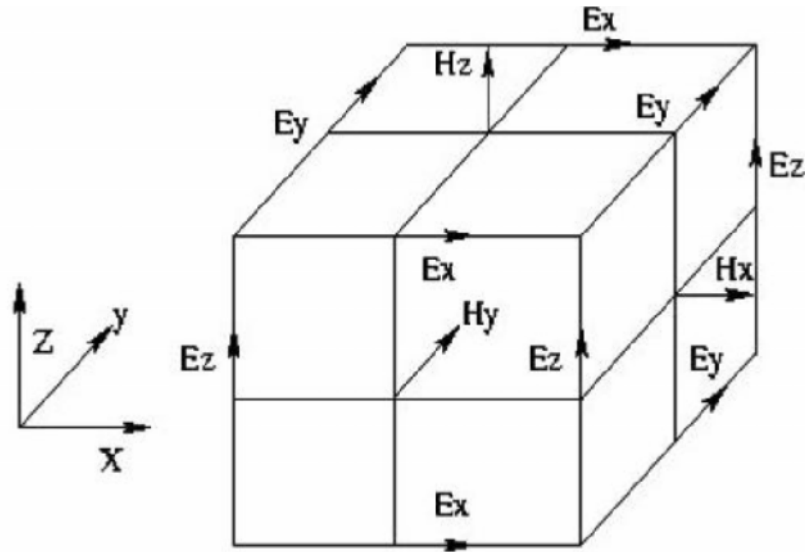


Figure III-3 : Cellule de Yee

A partir de l'équation (III.4) nous calculons la dérivée temporelle du champ : H_z

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right)$$

A l'aide des équations suivantes

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) - H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right)}{t}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j+1\right) - E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j\right)}{y}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{E_y^n\left(i+1, j+\frac{1}{2}\right) - E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}\right)}{x}$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) = H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\mu\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right)} \left[E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j+1\right) - E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j\right) + E_y^{n+1, j+1/2} - E_y^{n+1, j+1/2} \right]$$

Le calcul des deux composants de E se fera de la manière que précédemment, ce qui nous donne :

$$E_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2}, j\right) = E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j\right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon\left(i+\frac{1}{2}, j\right)} \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}\right) \right]$$

$$E_y^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) = E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j + \frac{1}{2})} \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) \right]$$

III-2-2-4-Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee

Cette méthode de discrétisation, inspirée de l'algorithme de Yee développée vers les années 70 est intrinsèquement stable à condition que le pas temporel Δt vérifie une relation mathématique le liant aux pas spatiaux. Cette relation dite de stabilité numérique s'écrit [18] :

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

Avec :

- c Est la vitesse de la lumière dans le vide.
- Δx , Δy : Les pas de discrétisation dans l'espace.
- Δt : Le pas d'échantillonnage temporel

Dans notre cas $\Delta x = \Delta y$ donc $\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{2}}$

Cette condition se comprend assez intuitivement : il faut que le pas temporel soit suffisant pour permettre de décrire la propagation de l'onde d'un nœud au nœud le plus proche, distant optiquement de Δ .

Plus le maillage spatial sera fin et plus le nombre d'itérations pour décrire un temps T de propagation sera important.

III-3-Etudes des cavités à Cristaux Photoniques

III-3-1-Etude des cavités H1 à base des matériaux anisotrope Tellerium

III-3-1-1-Description de la structure étudiée

Les structures des cristaux photoniques considérées dans notre étude des cavités H1 sont formées par des trous d'air (structure connectée), réparties selon un réseau triangulaire à base d'un matériau anisotrope uniaxe Tellerium, d'indice de réfraction ordinaire est égal à 4.8 et extraordinaire est égale à 6.2 (Voir figure II-12 du chapitre 2), ces structures sont composées d'une matrice de 11*11 Figure III-4 (a).

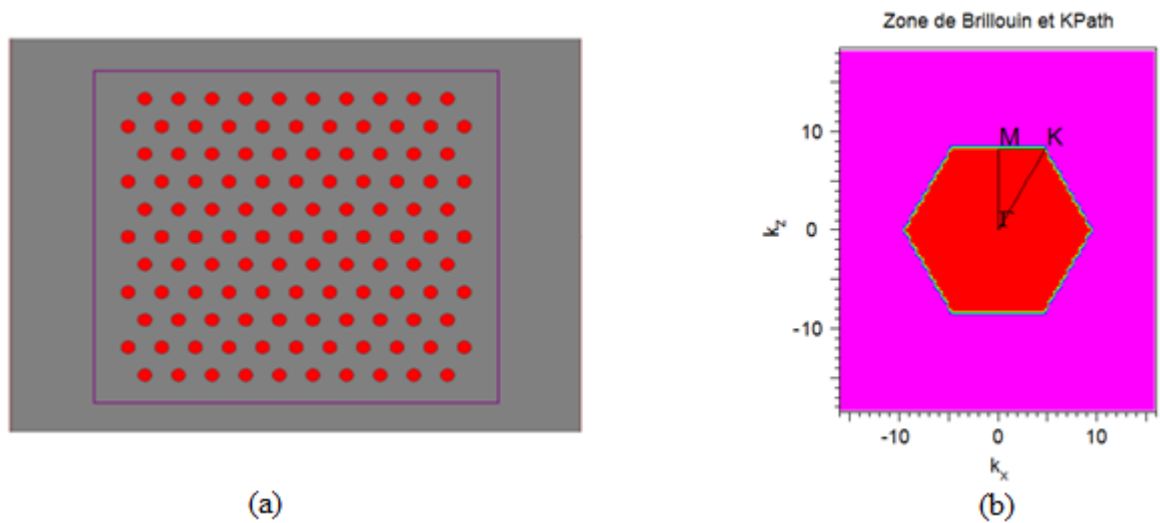


Figure III-4: (a) Réseau réel pour un motif triangulaire de trous d'air de période a , (b) Réseau réciproque montrant la première zone de Brillouin et les deux directions de plus haute symétrie Γ K et Γ M.

III-3-1-2-Bande Interdite Photonique

Les paramètres du réseau triangulaire de trous d'air sont choisis pour ouvrir une bande interdite aux alentours de la gamme de longueur d'onde souhaitée. Typiquement, nous désirons ouvrir une bande interdite pour le mode fondamental TE aux alentours des longueurs d'onde relatives aux fenêtres des télécommunications, donc suite à plusieurs simulations et calculs concernant notre structure finale, le choix optimal du facteur de remplissage r/a est fixé à 0,40 où (a) représente la période du réseau périodique,

Dans ce cas la première bande interdite apparaît autour d'une fréquence normalisée a/λ [0.14158 - 0.26913], elle correspond à la gamme des longueurs d'onde s'étalant de 1140 nm à 2070 nm, la deuxième bande interdite apparaît autour d'une fréquence normalisée a/λ [0.33418- 0.37372], elle correspond à la gamme des longueurs d'onde s'étalant de 836 nm à 926 nm et la troisième bande interdite apparaît autour d'une fréquence normalisée a/λ [0.44133 - 0.46684], elle correspond à la gamme des longueurs d'onde s'étalant de 688 nm à 712 nm pour une polarisation TE selon le parcours Γ -K-M- Γ figure III-4 (b) de la première zone de Brillouin en utilisant la méthode d'extension en ondes planes (PWE) et la méthode des différences finies temporelles (FDTD) figure III-5 (a) et (b).

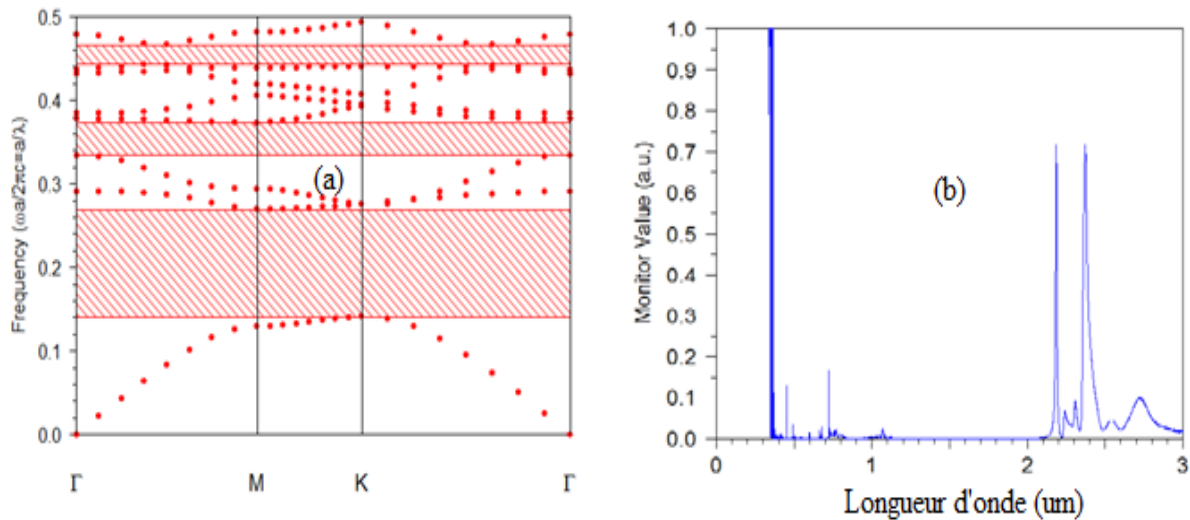


Figure III-5 : Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air (a) par la méthode PWE, (b) par la méthode FDTD.

III-3-1-3-Spectre de la transmission dans la Cavité H1

La figure suivante représente le spectre de la transmission pour une cavité H1 réalisée par l'omission d'un seul trou au milieu de la structure périodique décrite au paragraphe III-3-1-1 pour la gamme de fréquences associée à la Bande interdite photonique. On note l'apparition d'un pic qui présente la position d'un mode résonant M1 pour une longueur d'onde $\lambda_0=1.391\mu\text{m}$ qui était interdite avant d'enlever le trou, le facteur Q est défini comme $\lambda_0/\Delta\lambda$, où $\Delta\lambda$ est la largeur à mi-hauteur du pic (FWHM) et λ_0 est la longueur d'onde de résonance, dans notre cas, nous avons utilisé l'outil automatisé Q-Finder afin de calculer le facteur Q qui utilise la méthode des différences finies temporelle combinée à l'analyse harmonique rapide « Fast Analyse Harmonique » (FHA) du module Fullwave du logiciel commercialisé Rsoft. Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière et représente une mesure des pertes. À la résonance, le photon subit des réflexions multiples entre les deux miroirs définissant la cavité et ne sort de celle-ci qu'après un certain temps que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité [21], dans ce cas le facteur de qualité est de $Q = 3.26 \cdot 10^5$

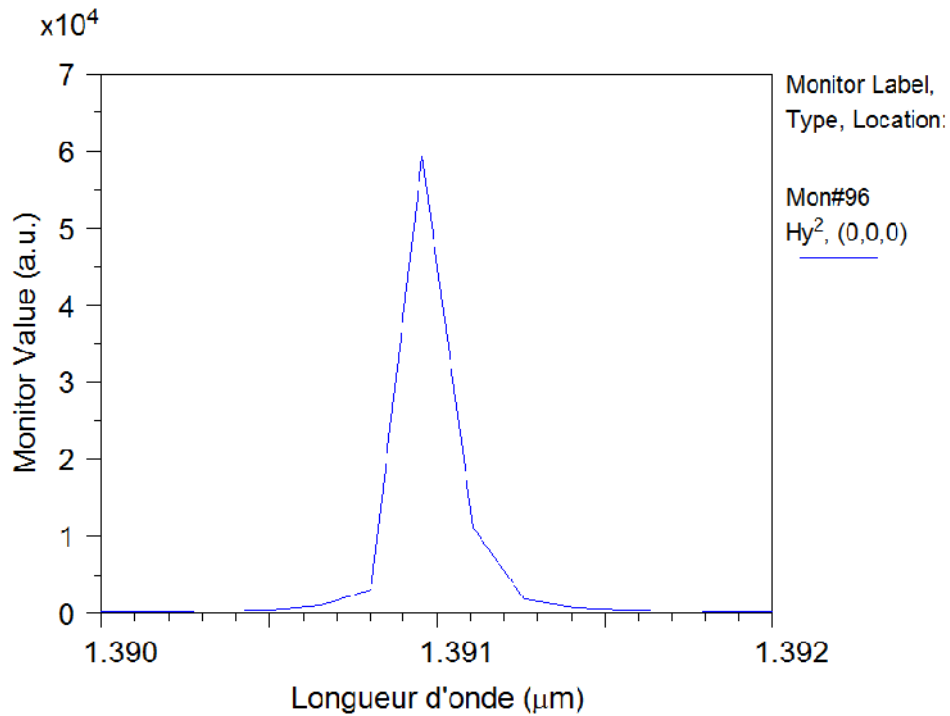


Figure III-6 : Transmission d'une cavité H1 dans un réseau triangulaire.

III-3-1-4-Influence du facteur de remplissage r/a sur le facteur de qualité des cavités H1

La figure suivante représente la variation du facteur de qualité des cavités H1 en fonction du facteur de remplissage des cristaux photoniques triangulaires à base du matériau Tellurium, nous remarquons que l'augmentation de rapport de remplissage r/a induit une augmentation des facteurs de qualité des cavités H1 jusqu'à atteindre une valeur maximale est égale à 1.23×10^6 pour un rapport de remplissage $r/a=0.44$ puis elle diminue jusqu'à atteindre une valeur est égale à 3.39×10^5 pour un facteur $r/a=0.47$. Nous remarquons aussi, que les longueurs d'onde de résonance des cavité sont progressivement décalées vers les basses valeurs, ceci est du à la diminution de la longueur de cavité quand le facteur de remplissage augmente.

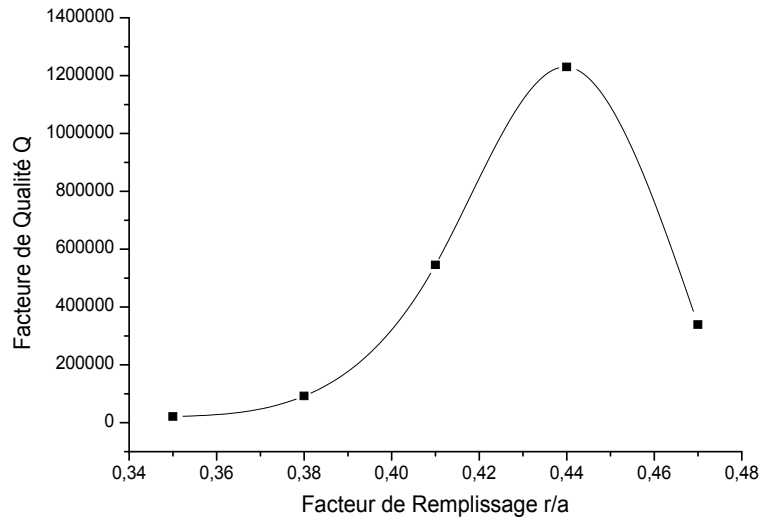


Figure III-7 :Variation du facteur de qualité en fonction du facteur de remplissage r/a

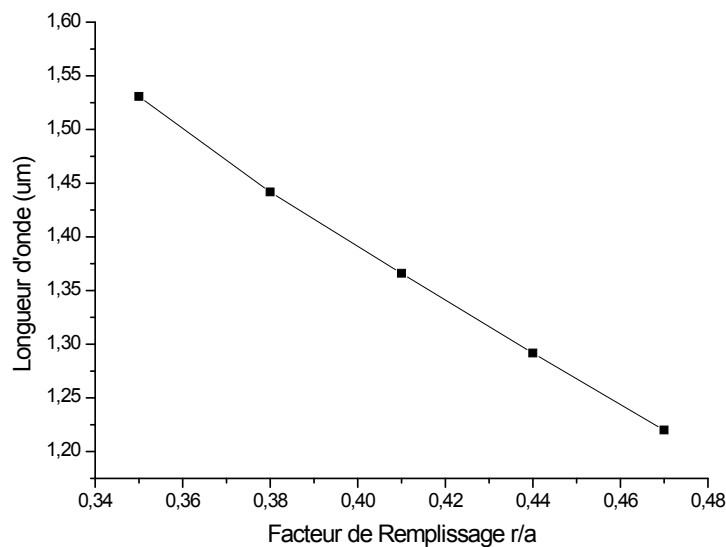


Figure III-8 :Variation de la longueur d'onde en fonction du facteur de remplissage r/a.

III-3-2-Etude des cavités L3 à base des matériaux anisotropes Tellerium

III-3-2-1-Description de la structure étudiée

Dans notre étude des cavités L3 nous avons choisi un cristal photonique 2D triangulaire de trous d'air à base d'un matériau anisotrope uniaxe (Tellerium), cette structure est composée d'une matrice de trous de 17*17 (Figure III-9).

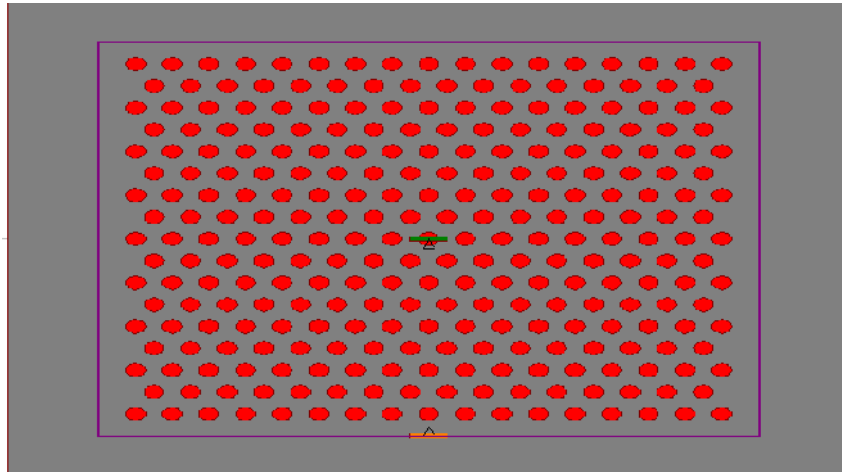


Figure III-9 : Structure des cristaux photoniques triangulaires des trous d'air

III-3-2-2-Bande Interdite Photonique

La figure suivante représente le diagramme de bande en polarisation TE calculé pour la structure périodique décrite dans le paragraphe précédent, pour un facteur de remplissage $r/a=0.46$, nous remarquons l'existence de trois bandes interdites photoniques en polarisation TE et une bande interdite photonique en polarisation TM, la bande la plus étendue a une largeur de $0.218 a/\lambda$, elle est située autour de la fréquence normalisé a/λ $[0.192 -0.410]$ et correspond à la gamme des longueurs d'onde s'étalant de 974 nm à 2079 nm, la bande étroite est située entre les fréquences normalisées $0.62 a/\lambda$ et $0.637 a/\lambda$, elle correspond à la gamme des longueurs d'onde s'étalant de 627 nm à 644 nm, et entre ces bandes interdites photoniques il existe une autre bande moyenne à une largeur de $0.095 a/\lambda$, située entre la fréquence normalisée $0.476 a/\lambda$ et $0.572 a/\lambda$, elle correspond à la gamme des longueurs d'onde s'étalant de 699 nm à 839 nm

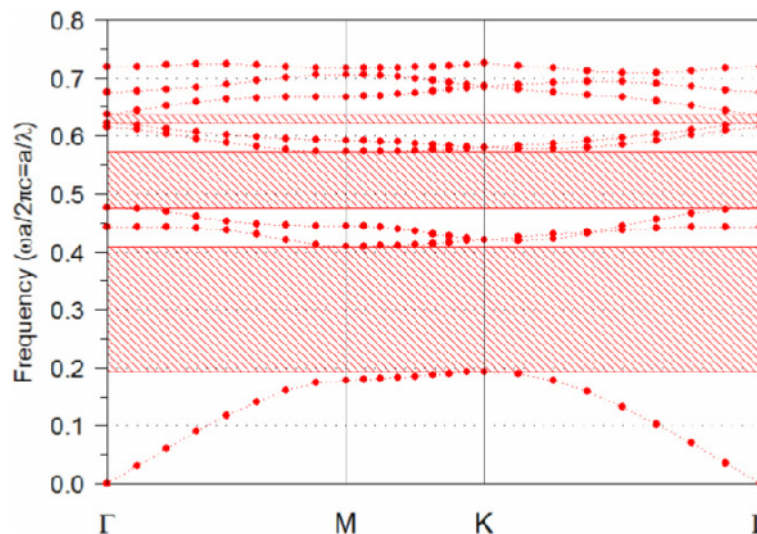


Figure III-10 : Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air

III-3-2-3-Spectre de la transmission dans la Cavité L3

Le spectre de la transmission dans la cavité L3 obtenue par la suppression de trois trous au milieu de la structure triangulaire des trous d'airs décrite dans le paragraphe III-3-2-1, est calculé pour un facteur de remplissage $r/a=0.45$ à l'aide du module Fullwave est représenté à la figure III-11. Nous remarquons l'existence de trois modes 1.3756 μm , 1.4308 μm , et 1.625 μm . Ces longueurs d'ondes appartiennent à la bande photonique photonique. Le premier mode de la cavité apparait à la longueur d'onde 1.3756 μm .

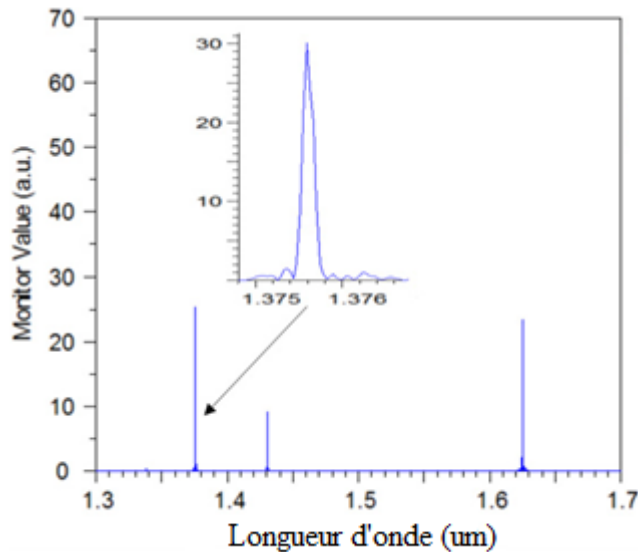


Figure III-11 : Spectre de la transmission dans la cavité L3

III-3-2-4-Influence du facteur de remplissage r/a sur le facteur de qualité des cavités L3

La figure III-12 représente la variation du facteur de qualité du mode M1 des cavités L3 en fonction du facteur de remplissage r/a , nous remarquons que le facteur de qualité augmente avec l'augmentation du facteur de remplissage, pour un facteur $r/a=0.45$, le facteur de qualité atteint sa valeur maximale $2.062 \cdot 10^{10}$, puis il diminue jusqu'à atteindre une valeur est égal à $1.97 \cdot 10^9$ pour un facteur de remplissage $r/a=0.48$. Nous avons aussi constaté que la longueur d'onde diminue de 1446,8 nm à 1317,8 nm lorsque le facteur de remplissage r/a augmente de 0,41 à 0,48.

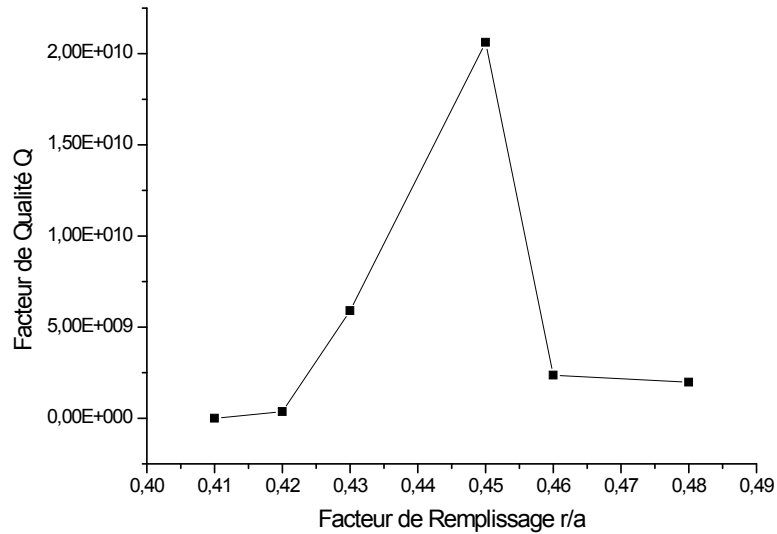


Figure III-12 : Variation du facteur de qualité en fonction du facteur de remplissage r/a

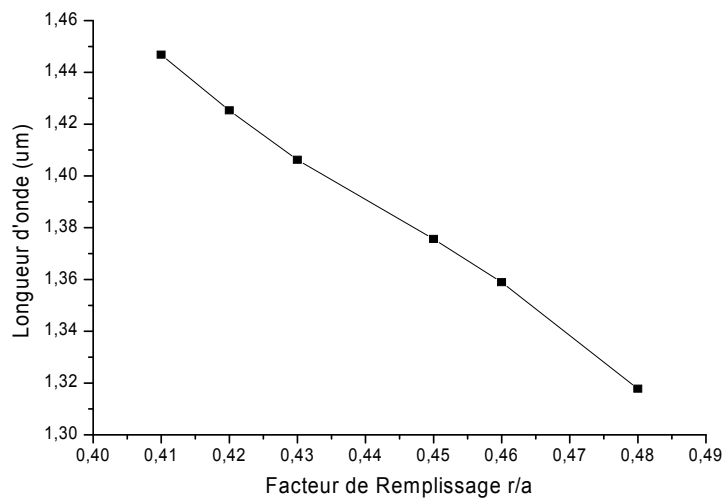


Figure III-13 : Variation de la longueur d'onde en fonction du facteur de remplissage r/a.

III-3-2-5-Amélioration du facteur de qualité des cavités L3

Afin d'améliorer les facteurs de qualité des cavités L3, on utilise l'idée présentée par Noda [22]: on fait varier la position des deux trous bordant la cavité L3. En effet, le déplacement de ces trous permet un changement plus graduel de la fonction enveloppée aux bords de la cavité et un meilleur confinement du mode.

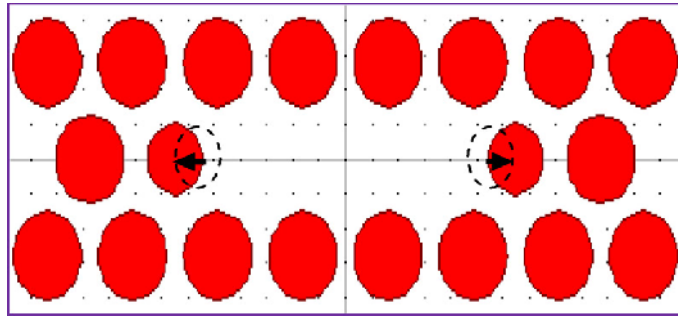


Figure III-14 : Représentation de la cavité L3. Les pointillés indiquent l'emplacement initial des trous des deux extrémités et la flèche noire le sens du décalage.

La figure III-15 montre la variation du facteur de qualité en fonction du déplacement des deux trous situés au bord de la cavité L3 pour le mode M1 caractérisé par sa longueur d'onde $1.3756 \mu\text{m}$ et son facteur de qualité $2.062 \cdot 10^{10}$ et obtenu avec un facteur de remplissage de 0.45. Quand le décalage augmente la longueur d'onde augmente et passera de $1.3756 \mu\text{m}$ à $1.4075 \mu\text{m}$ à un déplacement de 30nm, donc plus le décalage est important, plus la cavité est grande. Le facteur de qualité augmente et passe par un maximum et diminue quand on augmente le décalage des deux trous situés au bord de la cavité L3, pour un décalage de 10nm le facteur de qualité atteint sa valeur maximale est égale à $2.948 \cdot 10^{11}$, ce décalage permet l'optimisation maximum du mode à plus fort facteur de qualité, cette cavité modifiée par le déplacement des deux trous situés au bord de la cavité L3 permet de multiplier par 14.29 le facteur de qualité des cavités sans modifications.

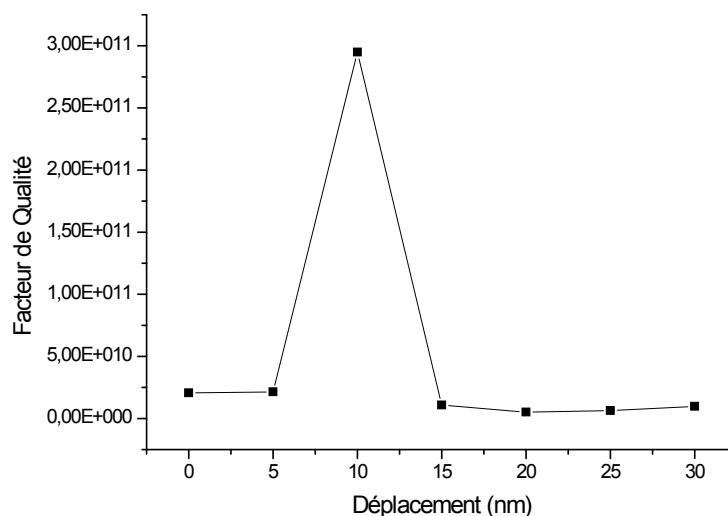


Figure III-15 : Influence du décalage des trous sur le facteur de qualité du mode M₁ de la cavité L3

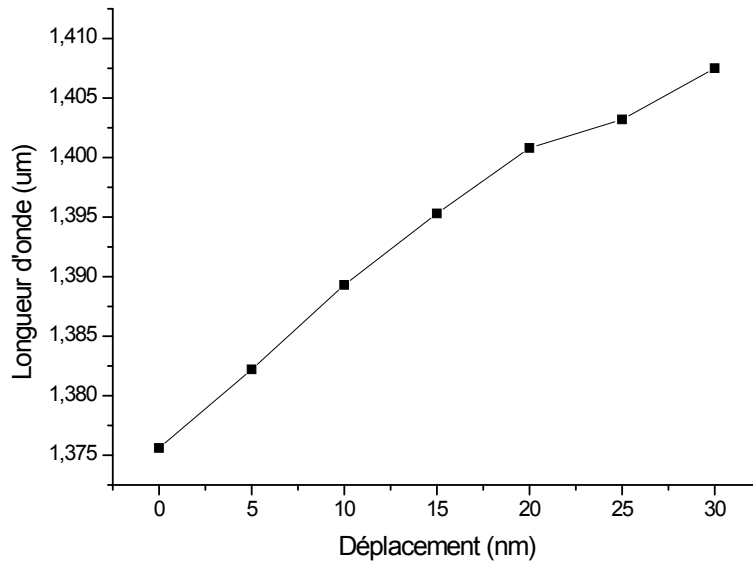


Figure III-16 : Influence du décalage des trous sur la longueur d'onde du mode M_1 de la cavité L3.

III-3-3-Amélioration du facteur de qualité des cavités à cristaux photoniques à base des matériaux Niobates de lithium à la longueur d'onde λ de la télécommunication = 1.55um

III-3-3-1-Description de la structure étudiée

Dans notre étude d'amélioration du facteur de qualité des cavités à cristaux photoniques à la longueur d'onde λ de la télécommunication = 1.55um, nous choisissons un cristal photonique 2D triangulaire de trous d'air à base d'un matériau anisotrope uniaxe (Niobate de Lithium Linbo3) d'indice de réfraction ordinaire est égal à 2.21 et extraordinaire est égale à 2.141 ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = n_o$, $\epsilon_{zz} = n_e$) figure II-6 du chapitre 2), la structure est composée d'une matrice de trous de 15*15 Figure III-17.

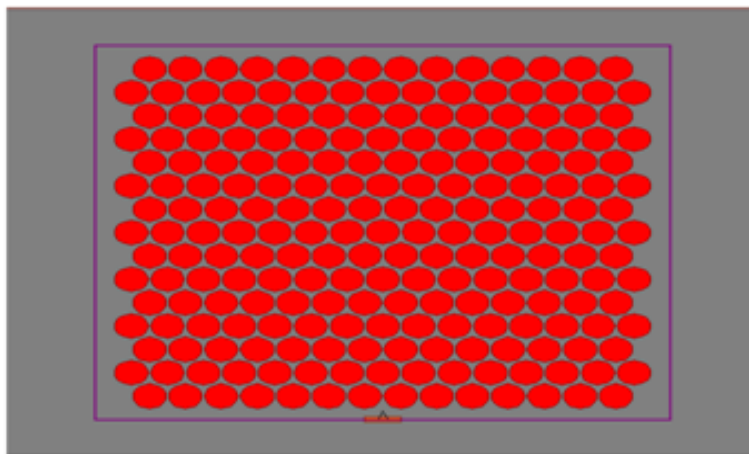


Figure III-17 : Structure des cristaux photoniques triangulaires des trous d'air

Donc suite à plusieurs simulations et calculs concernant notre structure finale, le choix optimal du facteur de remplissage r/a pour ouvrir une bande interdite pour le mode TE aux alentours des longueurs d'onde relatives aux fenêtres des télécommunications est fixé à 0,41 ou (a) représente la période du réseau périodique, Dans ce cas la bande interdite apparaît autour d'une fréquence normalisée a/λ [0,38035-0.49128] (Figure III-18 (a)), la fréquence centrale est égale à 0.4308, la période du réseau doit être, pour obtenir une bande interdite autour de la longueur d'onde de la télécommunication $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$: $a = 0,4358 \times 1,55 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ soit 677 nm, ce qui implique un motif de rayon $r = 0.41 \times 677 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ soit 277.57 nm.

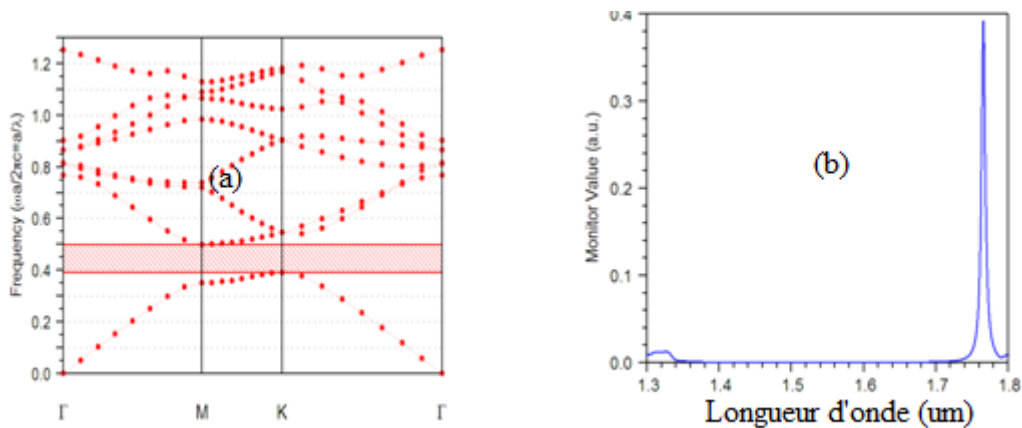


Figure III-18 : Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air (a) par la méthode PWE, (b) par la méthode FDTD

III-3-3-2-Spectre de la transmission dans la Cavité H1

D'après la figure suivante nous remarquons l'existence d'un mode de résonance d'une longueur d'onde de $1.5503 \mu\text{m}$ associée à la cavité, caractérisé par son facteur de qualité $Q=158.61$, et son facteur de remplissage $r/a=0.46$.

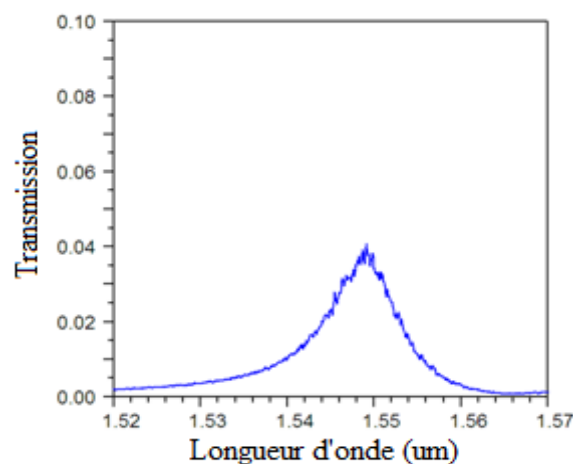


Figure III-19 : Spectre de la transmission dans la cavité L3

III-3-3-Variation du facteur de qualité en fonction du facteur de remplissage

La figure III-20 présente l'influence du facteur de remplissage r/a sur le facteur de qualité Q de la cavité H1. Nous remarquons que la valeur maximale du facteur de qualité est égale à 197.79 pour un facteur de remplissage $r/a=0.42$. L'augmentation du facteur de remplissage r/a engendre une diminution du facteur de qualité Q qui atteint la valeur minimale de 140 pour un facteur de remplissage $r/a =0.47$, ainsi qu'une diminution des longueurs d'onde de résonance des cavités

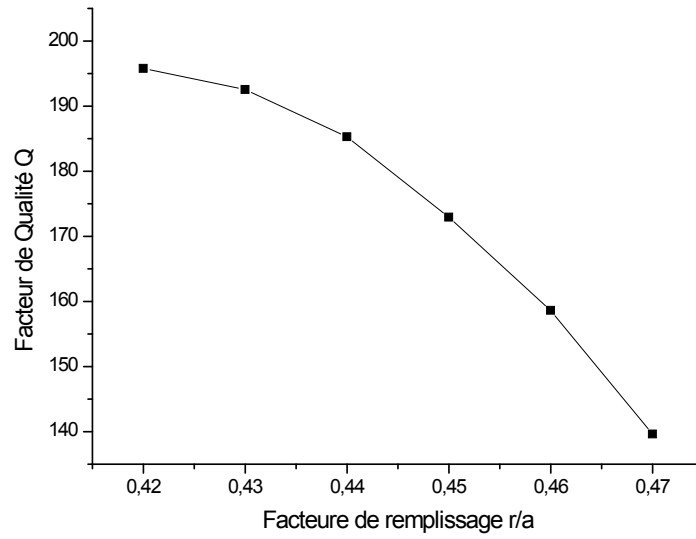


Figure III-20 : Variation du facteur de qualité en fonction du facteur de remplissage r/a

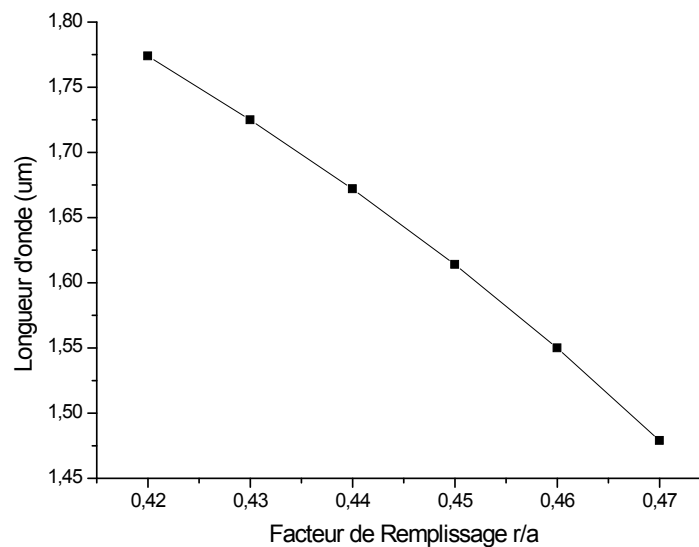


Figure III-21 : Variation du facteur de qualité en fonction du facteur de remplissage r/a .

III-3-3-4-Amélioration du facteur de qualité à la longueur d'ondes de la Télécommunication

- **Par le déplacement des deux trous situé au bord de la cavité H1**

Cette figure représente l'influence de déplacement des deux trous situés au bord de la cavité H1 sur son facteur de qualité, le facteur de qualité de la cavité H1 non modifié est égal à 158,61. Lorsque le déplacement symétrique de deux trous à côté de la cavité augmente le facteur de qualité augmente jusqu'à atteindre une valeur est égale à 172 pour un déplacement latéral de 60 nm.

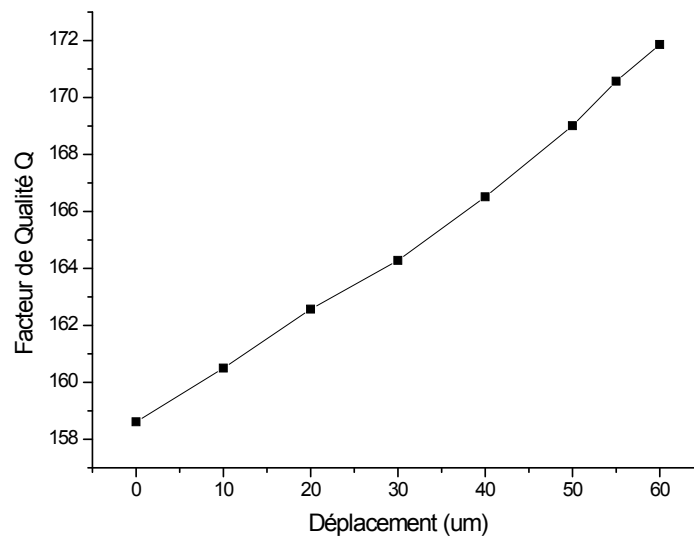


Figure III-22 : Amélioration du facteur de qualité aux longueurs d'onde de la télécommunication par le déplacement des deux trous qui sont à coté de la cavité H1

- **Par le nombre des trous manquants au milieu de la structure périodique**

Cette figure présente l'influence du nombre des trous manquants sur le facteur de qualité Q, nous remarquons que le facteur de qualité d'une cavité L3 (Trois trous manquants au milieu de la structure) à un maximum valeur est égal à 224.33 pour la longueur d'onde de la télécommunication $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, par rapport aux autres cavités H1, L2 et L3.

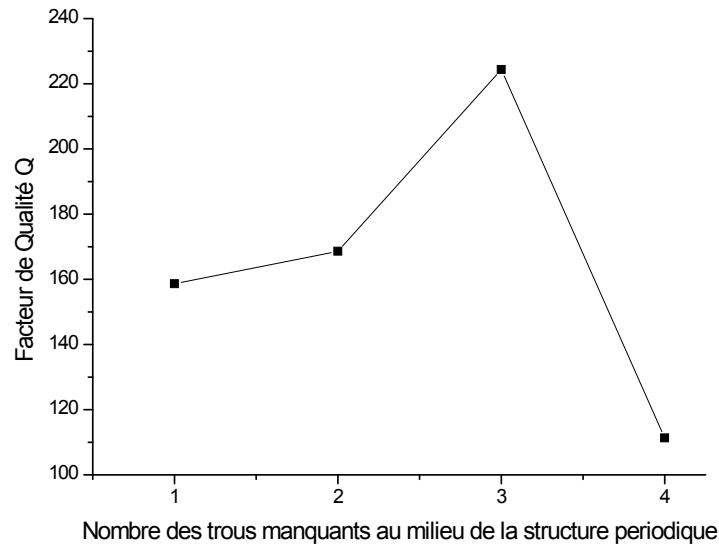


Figure III-23 : Amélioration du facteur de qualité aux longueurs d'onde de la télécommunication par le nombre des trous manquants au milieu de la structure périodique

III-4-Conclusion

En conclusion, ce travail est basé sur l'amélioration du facteur de qualité des cavités H1 et L3 à base des cristaux photoniques bidimensionnels 2D (dans notre cas nous avons utilisé le Niobate de Lithium et le Tellerium comme matériaux anisotropes) :

- Pour les cavités H1, le facteur de qualité augmente et passe par un maximum de $1.23 \cdot 10^6$ puis il diminue jusqu'à atteindre une valeur minimale de $3.39 \cdot 10^5$ pour un facteur $r/a=0.47$.
- Pour les cavités L3 le facteur de qualité augmente avec l'augmentation du facteur de remplissage, pour un facteur $r/a=0.45$, le facteur de qualité atteint son valeur maximal $2.062 \cdot 10^{10}$, puis il diminue jusqu'à atteindre une valeur est égal à $1.97 \cdot 10^9$ pour un facteur de remplissage $r/a=0.48$.
- Le facteur Q du mode L3 est sensible au déplacement symétrique de deux trous adjacents à la cavité L3, il augmente de façon significative par le déplacement des deux trous d'air adjacents à la cavité L3. Le Q maximum est de $2,94 \cdot 10^{11}$, à un déplacement de 10 nm, puis il diminue jusqu'à atteindre la valeur $5,09 \cdot 10^9$ pour un déplacement latéral de 20 nm,
- Pour un facteur de remplissage $r/a=0.46$, le facteur de qualité (pour une cavité H1 à cristal photonique 2D triangulaire à base de Lithium de Niobate) à la longueur d'onde de la télécommunication $\lambda=1.55\mu\text{m}$ est égale à 158.61. L'amélioration de ce facteur

est effectuée par le déplacement symétrique des deux trous adjacents de la cavité H1 et par le nombre des trous manquants au milieu de la structure périodique. Lorsque le déplacement symétrique de deux trous à côté de la cavité H1 augmente, le facteur de qualité augmente aussi jusqu'à atteindre une valeur égale à 172 et cela pour un déplacement latéral de 60 nm, et ce facteur atteint une valeur égale à 224.33 pour la cavité L3 des trois trous manquants.

Références Bibliographiques

III-5-Références Bibliographiques

- [1] O. Painter , R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv ,J.D.P.O. Brien ,D.Dapkus et I. Kim "Two-dimensional photonic bandgap defect mode laser," *Science* vol. 284, pp. 1819-1821, 1999.
- [2] M. Notomi, A. Shinya, S.Mitsugi , G.Kira ,E. Kuramochi et T.Tanabe "Optical bistable switching action of Si high-Q photonic-crystal nanocavities," *Optics Express*, vol. 13, pp. 2678-2687, 2005.
- [3] J.L. Jewell , J.P.Harbson, A.Scherer , Y.H.Lee et L.T.Florez "Vertical-cavity surface-emitting lasers: design, growth, fabrication, characterization," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. 27, pp. 1332-1346, 1991.
- [4] S.L.McCall , A.F.J.Levi, R.E. Slusher , S.J.Pearson et R.A.Logan "Whispering-gallery mode lasers," *Appl.Phys. Lett*, vol. 60, pp. 289-291, 1992.
- [5] S.M. Spillane, T.J. Kippenberg, et K.J. Vahala "Ultralowthreshold Raman laser using spherical dielectric microcavity," *Nature*, vol. 415, pp. 621-623, 2002.
- [6] B.E. Little ,S.T Chu, W. Pan , D.Ripin ,T. Kaneko , Y.Kokubun et E. Ippen "Vertically coupled glass microring resonator channel dropping filters," *IEEE Photon.Technol. Lett*, vol. 11, pp. 215-217, 1999.
- [7] S. Fan, P.R Villeneuve et J. D. Joannopoulos, "Channel drop filters in photonic crystals," *Optics Express*, vol. 3, pp. 4-11, 1998.
- [8] P. Nedel, "Nanostructures photoniques ultimes pour l'Information quantique," Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2010.
- [9] J. Vuchovic, M. Lancer, H. Mabuchi, et A. Scherer, "Optimization of Q factor in microcavities based on freestanding membranes," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, pp. 850-856, 2002.
- [10] C. Sauvan, P.Lahanne et J.P. Hugonin, "Slow-wave effect and mode-profile matching in Photonic Crystal microcavities," *Phys. Rev. B*, vol. 71, 2005.
- [11] B. Song, S.Noda, T. Asano, et Y. Akahane,, "Ultra-high-Q photonic doubleheterostructure nanocavity," *Nature Materials*, vol. 4, pp. 207-210, 2005.
- [12] T. Asano, B.Song et S. Noda, "Analysis of the experimental Q factors (~ 1 million) of photonic crystal nanocavities," *Optics Express*, vol. 14, pp. 1996-2002, 2006.
- [13] F.Bougriou, "Etude théorique des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels:Applications dans le domaine du guidage optique et la détection," Thèse de doctorat, Université Constantine 1, 2013.
- [14] J.P.Berenger, "Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *J.Comput.Phys*, vol. 127, pp. 363-379, 1996.
- [15] A. Mekis, S.Fan et J.D. Joannopoulos, "Absorbing Boundary Conditions for FDTD Simulations of Photonic Crystal Waveguides," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 9, pp. 502-504, 1999.
- [16] K.S.Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas and propagation*, vol. 14, pp. 302-307, 1966.
- [17] S. Massaoudi, "Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels (BIP 2D) en Micro-Ondes: Application à l'ultraréfraction," Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay, 2005.
- [18] A. Noual, "Modélisation des structures nano plasmoniques et photoniques.Applications aux phénomènes de filtrage et à la conception de capteurs bioplasmoniques," Thèse de Doctorat, Université de Lille1, 2010.
- [19] Y. Dossiers, "Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons," Thèse de Doctorat Université de Lyon, 2001.
- [20] Y. Merle, "Etude de la dispersion électromagnétique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels," Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2003.

- [21] A. Benmerkhi, "Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités à cristaux photoniques," Thèse de Doctorat, Université de Constantine 1, 2012.
- [22] Y. Akahane, T.Asano, B. S. Song, et S. Noda, "High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal," *Nature*, vol. 425, pp. 944-947, 2003.

Chapitre IV

Chapitre IV : Les effets du couplage Guide-Cavité

IV-1-Introduction :

La majorité des applications des cristaux photoniques reposent sur leurs bandes interdites photoniques. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence permise à l'intérieur de cette bande, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique, Ces défauts sont réalisés en modifiant localement la géométrie du cristal. L'omission localisée de trous, grâce à laquelle on obtient des microcavités résonantes dont la fonction est de réaliser des sources de lumière, intenses et très confinées spatialement. Les défauts linéaires réalisent des guides d'onde, leur intérêt par rapport à ceux traditionnels c'est qu'ils présentent de faibles pertes au niveau des courbures. Le rapprochement de guides d'onde et de défauts ou cavités résonantes dans un cristal photonique conduise à des possibilités de filtrage et de multiplexage en longueur d'onde dans le cadre de l'optique intégrée. L'utilisation de ces structures rend possible la miniaturisation des composants d'optique intégrée et améliore leurs performances. Le confinement de la lumière sur des dimensions submicroniques peut être atteint [1], ainsi que l'étude expérimentale de processus physiques, comme le couplage fort atome-cavité [2].

Ce chapitre est consacré à l'étude de la transmission dans les guides d'onde à cristaux photoniques, qui ont été obtenu par la suppression d'une ou deux rangées de trous d'air au milieu de la structure périodique triangulaire connectée à base des matériaux anisotropes uniaxes Niobat de lithium (LiNbO_3). Par la suite, nous étudierons le comportement de la transmission aux différents cas du couplage entre guide W1 et cavité H1 ou L3.

IV-2-Description de la structure étudiée

Dans notre étude nous choisissons donc un cristal photonique 2D triangulaire de trous d'air à base d'un matériau anisotrope uniaxe (Niobate de Lithium LiNbO_3), cette structure est composée d'une matrice de trous de 17×17 (Figure IV-1). Les paramètres du réseau triangulaire de trous d'air sont choisis pour ouvrir une bande interdite aux alentours de la gamme de longueur d'onde souhaitée. Typiquement, nous désirons ouvrir une bande interdite pour le mode fondamental TE aux alentours des longueurs d'onde relatives aux fenêtres des

télécommunications, Donc suite à plusieurs simulations et calculs concernant notre structure finale, le choix optimal du facteur de remplissage r/a pour ouvrir une bande interdite pour le mode TE aux alentours des longueurs d'onde relatives aux fenêtres des télécommunications est fixé à 0,41 ou (a) représente la période du réseau périodique, Dans ce cas la bande interdite apparaît autour d'une fréquence normalisée a/λ [0,38035-0.49128] (Figure IV-2 (a)), la fréquence centrale est égale à 0.4308, la période du réseau doit être, pour obtenir une bande interdite autour de la longueur d'onde de la télécommunication $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$: $a = 0,4358 \times 1,55 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ soit 677 nm, ce qui implique un motif de rayon $r = 0,41 \times 677 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ soit 277.57 nm.

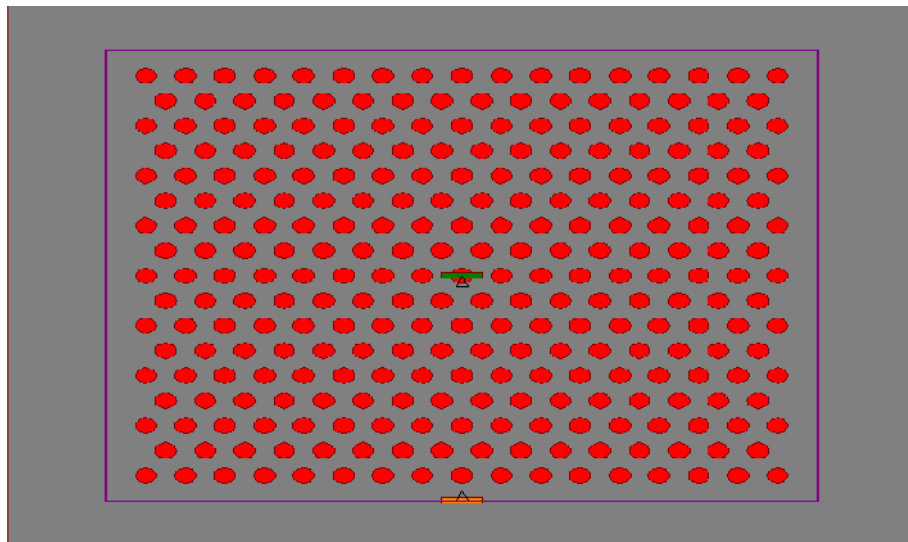


Figure IV-1 : Structure des cristaux photoniques triangulaires des trous d'air.

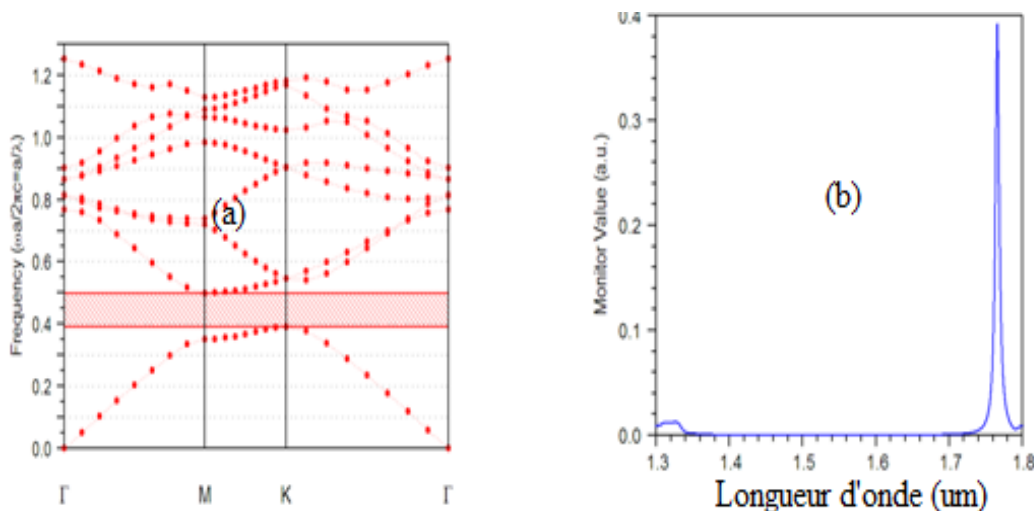


Figure IV-2 : Bande interdite photonique :(a) à base de la méthode des ondes Plans, (b) à base de la méthode FDTD.

IV-3-Etude de la transmission dans les guide à cristaux photoniques

IV3-1-Guide d'onde (W1) à base des cristaux photoniques

Le guide d'onde à cristaux photoniques choisis pour notre étude est formé par la création d'un défaut étendu suivant la direction x obtenue par la suppression d'une rangée des trous d'air de la structure périodique, figure IV-3.

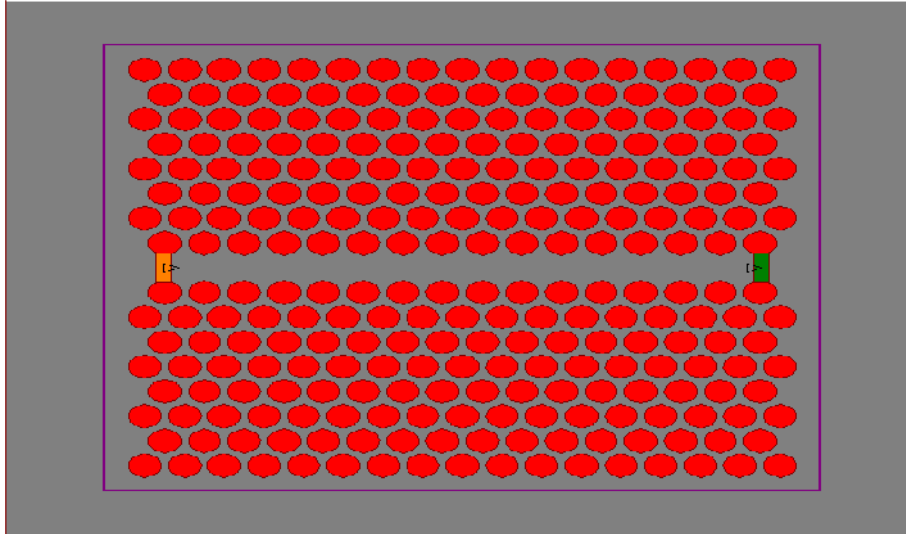


Figure IV-3 : Guide d'onde W1 à base d'un cristal photonique triangulaire des trous d'air pour un facteur de remplissage $r/a=0.41$

Un code FDTD intégré dans le module Fulwave du logiciel commercialisé Rsoft, qui a été adapté pour calculer la transmission dans les structures périodiques qui présentent des défauts ponctuels et linéiques. La figure IV-4 illustre le spectre de transmission dans un guide d'onde W1 schématisé dans la figure IV-3.

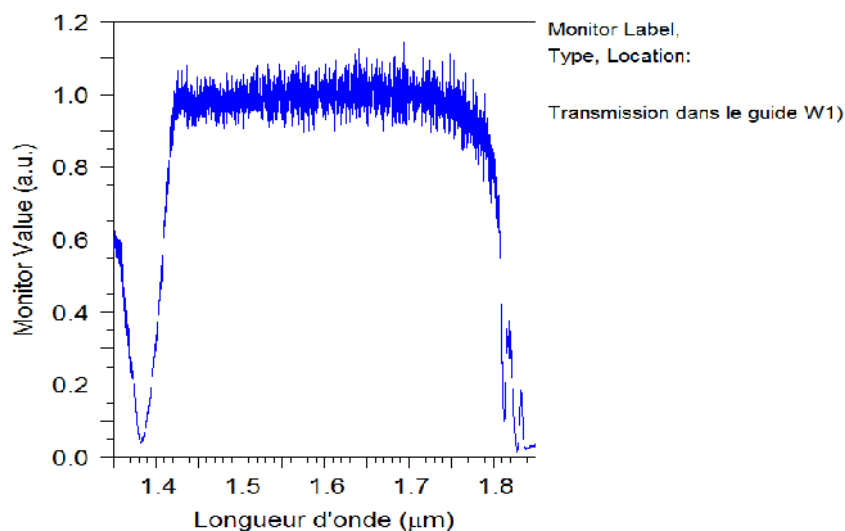


Figure IV-4 : Spectre de transmission calculé à l'aide de la méthode FDTD en polarisation TE d'un guide W1 de 17 rangées.

Nous remarquons une large transmission dans le guide d'onde à cristaux photoniques W1 s'étalant sur une plage de longueur d'onde plus de 400nm et elle est de 100%, on s'est limité dans ce cas à la région spectrale des longueurs d'onde appartenant à la bande interdite photonique de la structure périodique décrite précédemment. Au niveau de ces défauts, des modes ayant une fréquence appartenant à la bande interdite photonique peuvent être excités [3], et confinés dans le défaut linéique [4], ainsi que l'effet du guidage qui est assuré par la réflexion totale de Bragg réparti le long du guide d'onde à cristal photonique [5].

La figure IV-5 représente la distribution spatiale du champ électrique pour une excitation de type onde continue (continuous wave CW) à la longueur d'onde de 1.5 μm (longueur d'onde permise) pour la polarisation TE du guide droit, obtenue par le module Fullwave. Nous constatons que le champ est bien confiné et l'allure de sa distribution démontre clairement l'existence du phénomène de guidage de la lumière le long du guide W1.

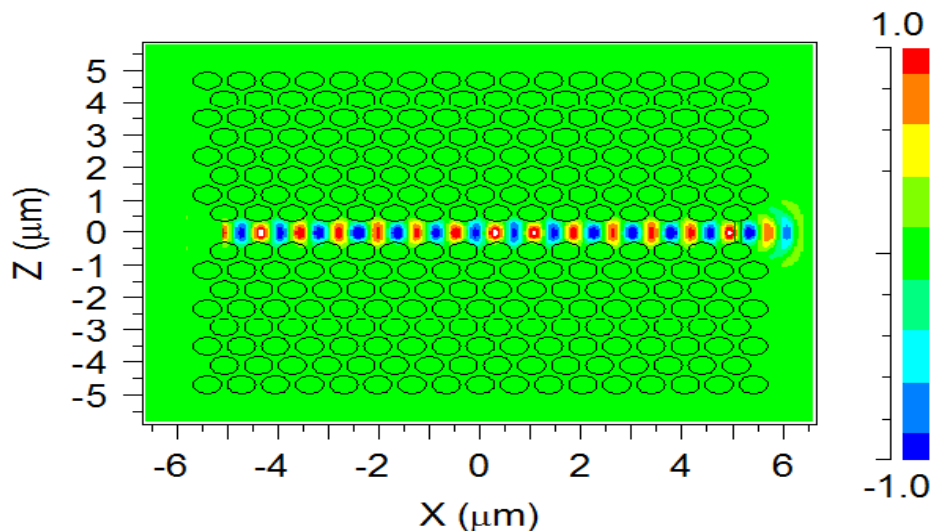


Figure IV-5 : Distribution spatiale du champ à la suite d'une simulation de type FDTD et une excitation de type CW du guide droit référence W1, pour une polarisation TE à $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

IV-3-1-1-Influence du facteur de remplissage sur la transmission dans les guides W1 à base des cristaux photoniques

La figure suivante représente le spectre de transmission dans un guide d'ondes W1 pour les trois valeurs du facteur de remplissage $r/a=0.41, 0.3$ et 0.27 . Nous remarquons que pour un facteur de remplissage $r/a=0.41$ la transmission est de 100% pour les fréquences qui sont dans la bande interdite photoniques, pour $r/a= 0.3$ la transmission varie entre 50% et 80%, et pour un facteur de remplissage $r/a=0.27$, la transmission est entre 40% à 65%, cette variation de la transmission s'explique par la présence d'un mode guidé (mode fondamental) sans perte qui existe à ces longueurs d'onde. La diminution du facteur transmission est due à la présence des BIPs et des minis-BIPs[6]. ainsi qu'à l'augmentation du

facteur de remplissage. Ce dernier augmente avec l'augmentation des rayons des trous entourant le guide d'onde W1, ce qui induit la création d'un miroir et, par conséquent, de fournir la puissance réfractée qui se reflète et réoriente vers l'intérieur [5].

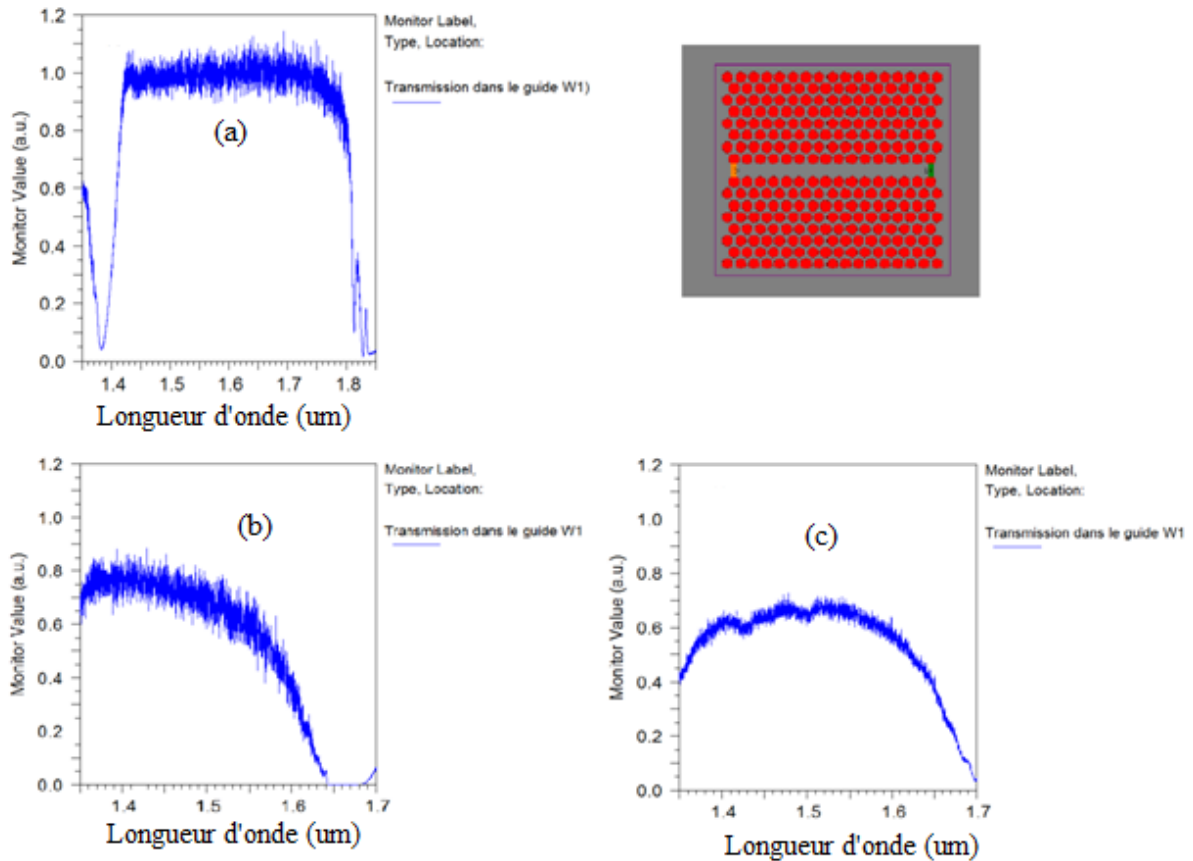


Figure IV-6 : Spectre de Transmission des Guides W1 pour : (a) $r/a = 0.41$, (b) $r/a = 0.3$, (c) $r/a = 0.27$.

IV-3-2-Transmission dans les guides d'onde W2 à deux rangées manquantes

Selon la figure IV-7, on remarque une transmission maximale dans le guide d'onde plafonnée à 48%. Cette transmission s'étale sur la gamme des longueurs d'onde appartenant à la bande interdite photonique de la structure périodique décrite dans le paragraphe IV-2.

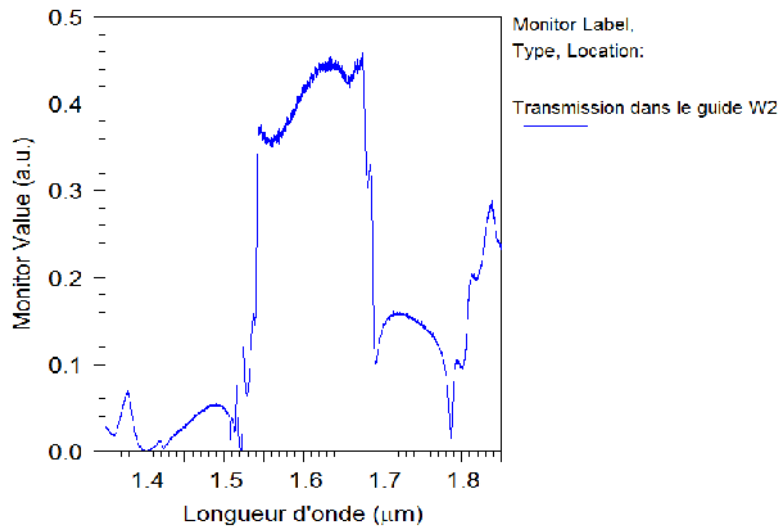


Figure IV-7: Spectre de transmission dans un guide d'onde W2

La comparaison entre les deux spectres de transmission pour les deux types des guides d'onde à cristaux photoniques W1 et W2 représentés respectivement dans les figures IV-4 et IV-7 nous confirme que dans le cas d'un guide à cristaux photoniques W1 existe un mode guidé (mode fondamental) sans perte confiné et transmis dans le défaut linéique, L'enjeu principal de ces guides d'onde concerne les pertes. Quand on augmente le nombre de rangées horizontales, les pertes de propagation augmentent, les cristaux photoniques de part et d'autre de la ligne des défauts sont identiques et jouent le rôle de miroirs réfléchissants, lorsque le nombre N de rangées de trous de part et d'autre du défaut est infini, la lumière est réellement guidée et se propage le long du défaut sans être atténuée [7]. Sachant que la variation des paramètres géométriques des trous de la première rangée bordant le guide mène à une amélioration notable de la transmission [8].

IV-3-Les effets du couplage entre un guide et une cavité

IV-3-1-Aspect théorique du couplage entre un guide et une cavité à cristaux photoniques

IV-3-1-1-Couplage entre un guide W1 et une cavité H1

Le multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing) parmi les fonctions importantes dans l'optique intégrée. Le but est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises dans un flux de données par l'insertion d'un guide W1 et une cavité résonnante dans la structure périodique [9, 10]. Dans une telle géométrie, la génération de la lumière se fera soit à l'intérieur de la cavité ou à l'entrée du guide W1, une partie de la lumière est extraite vers un mode à pertes de la cavité, puis rayonnée dans l'air, donc il existe

des interactions entre le guide W1 et la cavité H1 [9], le contrôle du mode de résonance de la cavité est induit par le changement de la longueur effectif de la cavité résonnante [11].

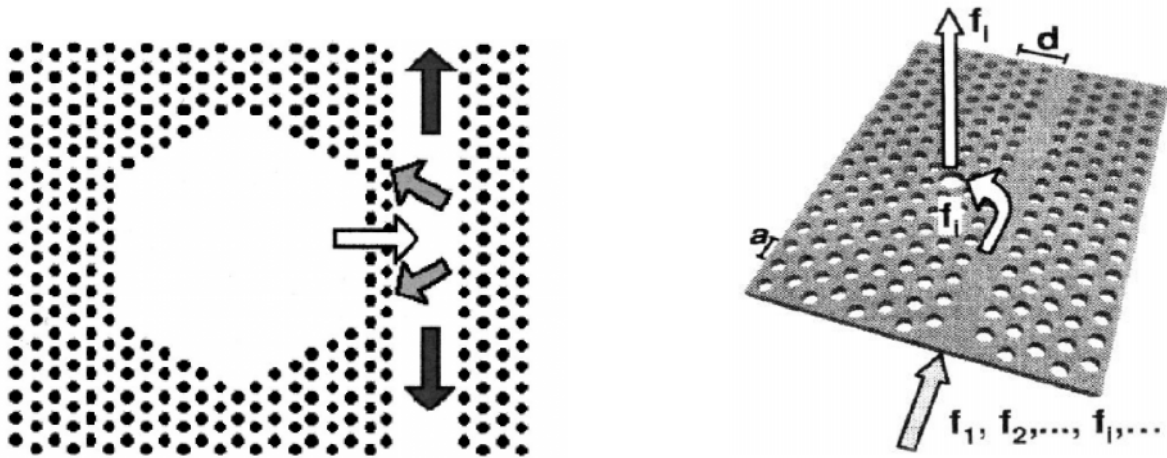


Figure IV-8: Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage (insertion ou extraction d'une certaine longueur d'onde) [12, 13].

a-Modélisation d'une cavité insérée dans un guide, par la théorie des modes couplés

La théorie temporelle des modes couplés permet de prévoir le comportement d'une telle structure. Le modèle présenté dans la figure IV-9 montre l'évolution temporelle de l'amplitude a du mode de cavité, de fréquence de résonance ω_0 , en fonction de l'amplitude des modes entrants, S_{+1} et S_{+2} , et sortants, S_{-1} et S_{-2} [14, 15].

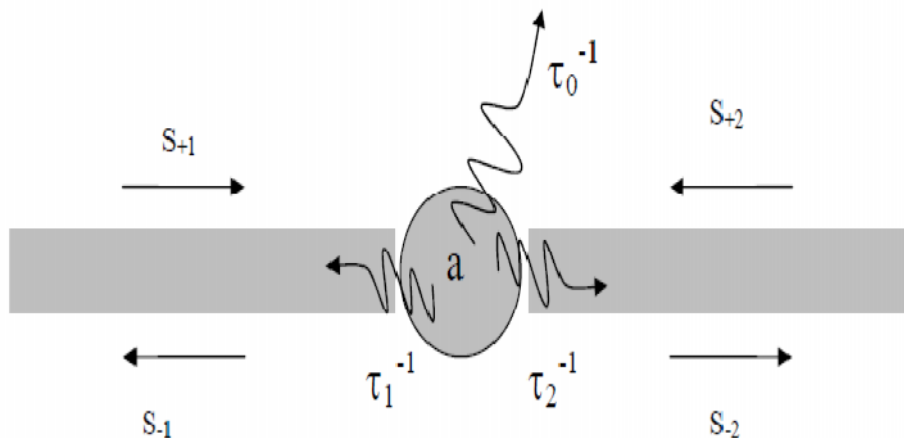


Figure IV-9 : Couplage axial d'une cavité résonnante insérée dans un guide. Les notations sont celles utilisées dans la théorie des modes couplés [14, 15].

$$\frac{\partial a}{\partial t} = j\omega_0 a - \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_0} \right) a + \sqrt{\frac{2}{\tau_1}} S_{+1} + \sqrt{\frac{2}{\tau_1}} S_{+2}$$

La conservation de l'énergie permet d'exprimer l'amplitude des modes guidés sortants en fonction de l'amplitude des modes guidés entrants et du mode de cavité

$$S_{-1} = -S_{+1} + \sqrt{\frac{2}{\tau_1}} a$$

$$S_{-2} = -S_{+2} + \sqrt{\frac{2}{\tau_2}} a$$

Avec τ_1 et τ_2 représentant les temps de décroissance de cavité dans le mode du guide situé respectivement avant et après la cavité, τ_1 et τ_2 traduisent la capacité du mode de cavité à se coupler avec plus ou moins de facilité aux modes du guide

La structure possède un axe de symétrie, et nous pouvons par conséquent alléger nos notations et écrire $\tau_1 = \tau_2 = \tau$. τ_0 est directement lié à la durée de vie du photon dans la cavité isolée (radiation et absorption) A la résonance, la transmission et la réflexion du mode guidé s'écrivent alors

$$T = \frac{1}{\left(1 + \frac{\tau}{2\tau_0}\right)^2}$$

$$R = \frac{\left(\frac{\tau}{2\tau_0}\right)^2}{\left(1 + \frac{\tau}{2\tau_0}\right)^2}$$

Le terme de pertes se déduit de $I=1-R-T$ donc

$$I = \frac{\frac{\tau}{\tau_0}}{\left(1 + \frac{\tau}{2\tau_0}\right)^2}$$

Pour une cavité sans perte intrinsèque (τ_0 tend vers l'infini), typiquement le cas d'une cavité simulée dans un modèle bidimensionnel (infini dans la troisième direction), et à la résonance, on obtient, $T=1$ et $R=0$. Autour de la résonance, on conserve une transmission satisfaisante sur une gamme spectrale inversement proportionnelle à τ [15].

b-Couplage latéral entre un guide et une cavité résonnante

La figure suivante représente un système couplé en cascade entre une cavité résonnante et un guide W1, Avec τ_0 représente la constante de temps du mode de cavité, et τ_t est la

constante de temps associée au processus de couplage entre la cavité et le guide, ainsi que "a" est l'amplitude du mode de cavité.

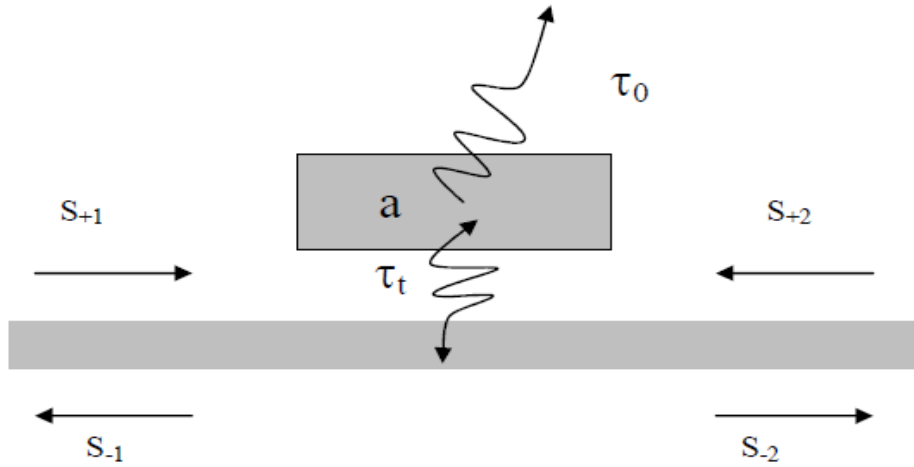


Figure IV-10 : Couplage latéral d'une cavité résonante avec un guide. Les notations sont celles utilisées dans la théorie des modes couplés.

Donc :

$$S_{-1} = -S_{+2} - \sqrt{\frac{2}{\tau_t}} a$$

$$S_{-2} = -S_{+1} - \sqrt{\frac{2}{\tau_t}} a$$

La résonance, la transmission, la réflexion et les pertes s'écrivent respectivement

$$T = \left(1 - \frac{\tau_0}{\tau_t + \tau_0}\right)^2$$

$$R = \left(\frac{\tau_0}{\tau_t + \tau_0}\right)^2$$

$$I = \frac{2\tau_0}{\tau_t + \tau_0} \times \left(1 - \frac{\tau_0}{\tau_t + \tau_0}\right)^2$$

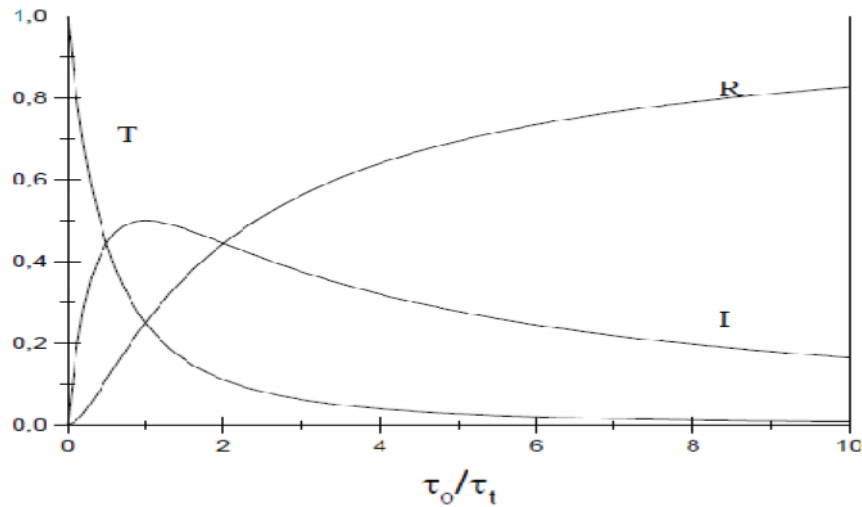


Figure IV-11 : Evolution du coefficient de transmission (T), de réflexion (R) et des pertes (I) dans le cas d'un couplage latéral guide-cavité en fonction du rapport entre les taux de décroissance dans le guide et dans le continuum radiatif.

D'après la figure IV-11, on remarque trois régimes de fonctionnement distincts en fonction des dynamiques de transfert.

- $\tau_t \gg \tau_0$

Dans ce cas le mode de résonance de la cavité est tué par les pertes intrinsèques, donc le mode guidé ne sent pas la cavité, puisque l'on est dans l'incapacité de générer suffisamment de photons pour susciter des phénomènes d'interférence. La cavité est alors transparente pour le mode guidé et la transmission du mode guidé est totale.

- $\tau_t = \tau_0$

Le signal se partage à égalité entre la réflexion et la transmission

- $\tau_t < \tau_0$

La durée de vie du photon dans la cavité est beaucoup plus grande que le taux de décroissance dans le mode guidé, donc la cavité est une source alimentant le guide si la lumière est générée à partir de la cavité. Si au contraire, on génère la lumière en entrée de guide, on s'attend à retrouver une réflexion importante, d'autant plus importante que τ_0 sera faible [16] (ou autrement dit que les pertes intrinsèques de la cavité seront limitées).

IV-3-1-2-Filtre directif vertical (ou filtre "add-drop")

Le système couplé entre deux guides W1 est une cavité qui amène à la conception des filtres 'add-drop' [17, 18] Figure IV-12, ce dispositif permet le transfert sélectif et directif de

la lumière se propageant d'un premier guide d'onde ("Bus") vers un second guide ("Drop") par l'intermédiaire d'un résonateur. Les symétries des modes présents dans le résonateur à la résonance vont imposer le mode de fonctionnement de ce filtre [10, 19], le mécanisme du couplage dans un tel dispositif. Les inhibitions ou les renforcements de signal transmis ou réfléchi dans les deux guides d'onde proviennent des oppositions de phases qui existent entre les modes, qui sont de symétries opposées. Afin d'inhiber le signal réfléchi dans le guide bus, il est nécessaire que les modes présentent des symétries de champ opposées par rapport à un plan transverse aux guides. A cause de l'opposition de phases entre les deux modes du résonateur dans cette direction, les amplitudes des modes s'annulent et aucun signal réfléchi n'est possible. [10, 20].

La direction du transfert dépend quant à elle des symétries des deux modes du résonateur selon un plan de symétrie parallèle aux guides d'onde. Lorsque les deux modes sont symétriques par rapport à ce plan (figure IV-13 (a)) tout le signal est transféré vers l'avant dans le guide drop. A l'inverse (figure IV-13 (b)), si les deux modes ont des symétries opposées par rapport à ce plan, tout le signal est transféré vers l'arrière dans le drop [19].

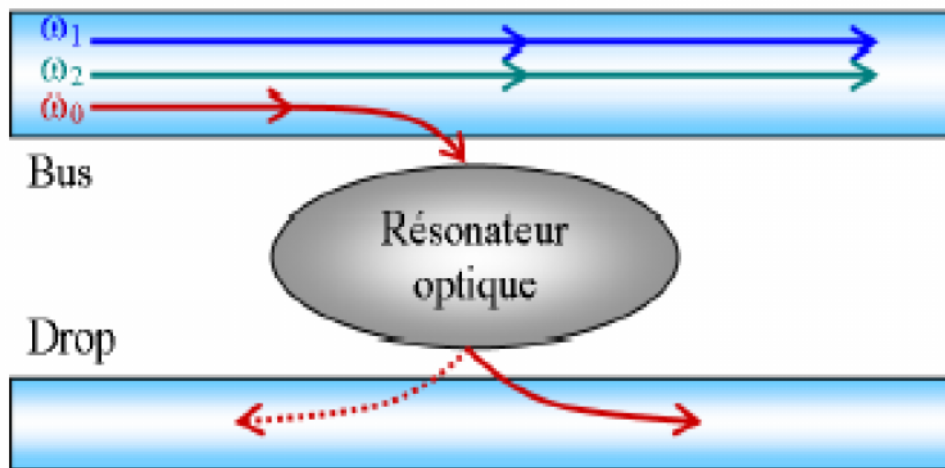


Figure IV-12 : Représentation schématique du fonctionnement d'un add-drop [17,18].

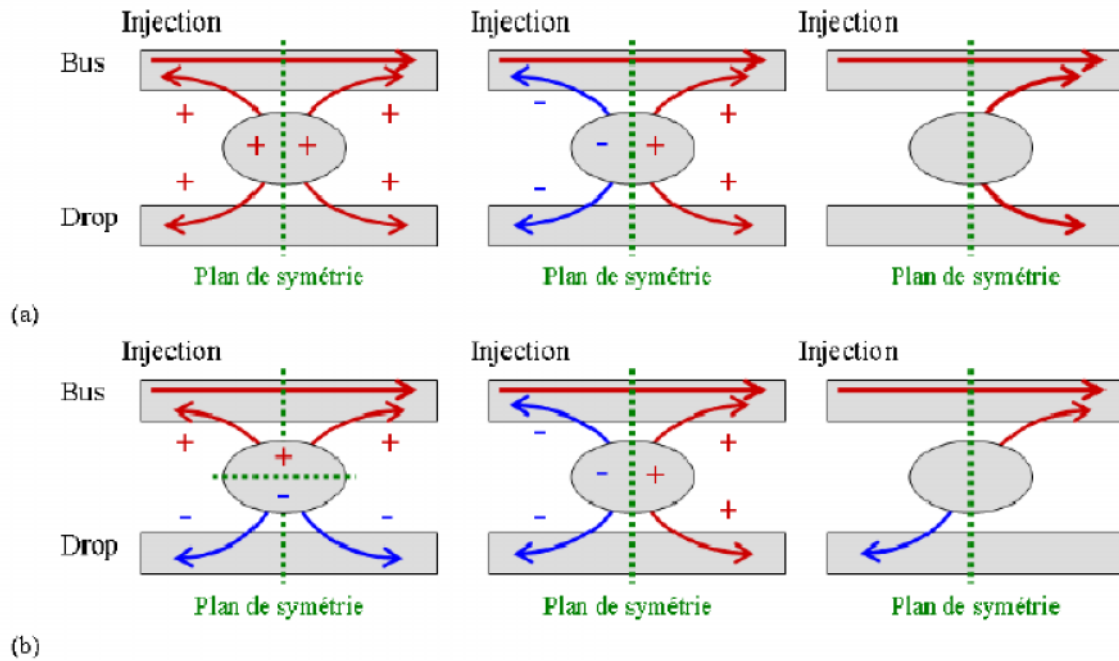


Figure IV-13 : Processus de couplage entre un résonateur supportant deux modes dégénérés et deux guides d'onde situés de part et d'autre du résonateur. (a) Les deux modes dégénérés sont symétriques par rapport à un plan parallèle aux guides d'onde et anti symétriques par rapport à un plan de symétrie transverse aux guides d'onde. (b) Les deux modes dégénérés sont antisymétriques par rapport à un plan parallèle aux guides d'onde et transverse aux guides d'onde [10, 20].

IV-3-1-3-Conditions de couplage entre un guide et une cavité à cristal photonique

Il faut répondre à des conditions très bien définies pour atteindre les caractéristiques de transfert souhaitées de la lumière à partir du guide d'onde Bus vers la cavité résonante et après vers les ports de sortie Drop, Dans ce cas, les longueurs d'onde qui résonnent dans l'anneau central peuvent éventuellement se coupler d'un guide à l'autre. Le processus de couplage est néanmoins très complexe et dépend de la symétrie et de la dégénérescence des modes résonnants :[10]

- Il doit dégénérer deux modes symétriques par rapport à un plan parallèle aux guides d'onde et anti symétriques par rapport à un plan de symétrie transverse aux guides d'onde.
- Le taux de la transmission de ces modes doit être équilibré à la sortie des ports Add et Drop, (la taille de la cavité doit être très bien contrôlée afin de sélectionner les longueurs d'onde désirées), Cette condition pourrait être atteinte par l'insertion de deux cavités résonantes entre les deux guides d'onde W1 [21].

Il existe une autre approche proposée dans la littérature [15, 19, 22], qui vise de réunir les conditions décrites ci dessus par l'utilisation des modes de Bloch lents.

Mode de Bloch lents

Le confinement de la lumière au sein des cristaux photoniques peut être également obtenu par l'exploitation des modes de Bloch aux points de haute symétrie dans l'espace réciproque. En effet dans ce cas le "confinement" latéral est assuré par la faible vitesse de groupe moyenne des photons au voisinage des points de haute symétrie où la vitesse de groupe diminue. Aux points exacts de haute symétrie du cristal (Γ , X et M dans la figure IV-14), la vitesse de groupe $v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k}$ s'annule et, en l'absence de pertes verticales, l'extension du mode de Bloch est infinie dans le cristal photonique [19]. Deux types de modes de Bloch peuvent être exploités pour la réalisation de composants photoniques : ceux qui sont situés sous le cône de lumière, et ceux qui sont situés au dessus de la ligne de lumière.

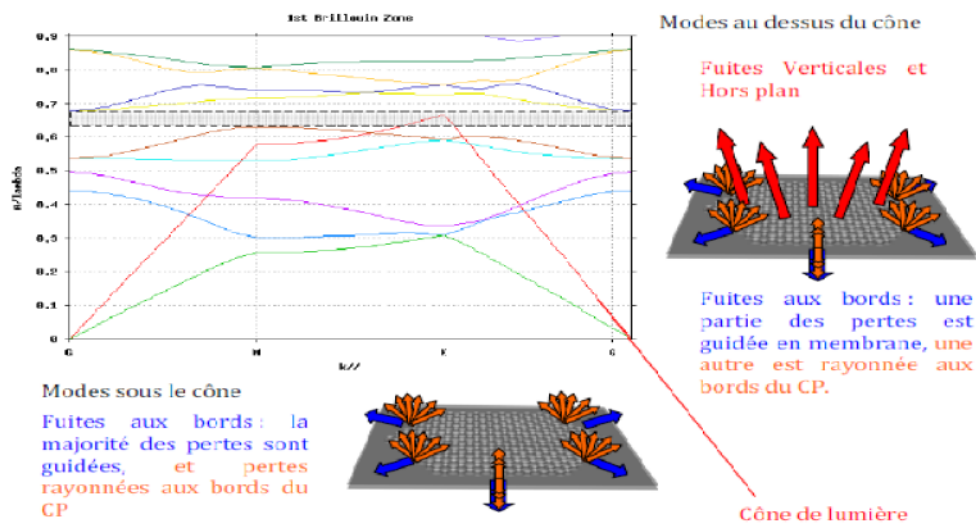


Figure IV-14 : Structure de bandes en polarisation TE d'un cristal photonique 2D membranaire constitué d'un réseau graphite de trous d'air dans une membrane d'Arséniure de Gallium. Le facteur de remplissage d'air est de 38% et l'épaisseur de membrane est de 130nm. On présente les modes sous et au dessus du cône de lumière [23].

IV-3-2-Résultats de Simulation

IV-3-2-1-Couplage entre un guide W1 et une cavité H1

a-Couplage entre un guide droit W1 et une cavité H1 en Série

La figure suivante représente le spectre de transmission d'un système couplé entre guide d'onde W1 mis en série avec une cavité H1, l'injection de la lumière se fera à l'entrée du guide W1, nous remarquons l'existence d'un mode guidé à la longueur 1.63 μm à

l'intérieur de la bande interdite photonique en polarisation TE du cristal photonique, ce mode est transmis directement vers la sortie de guide W1 (98% de transmission), la lumière est transmise à des fréquences proches de la fréquence de résonance de la cavité et se réfléchit pour des fréquences légèrement inférieures ou supérieures. L'existence du pic de résonance est intuitive: près de la fréquence de résonance, la lumière du guide d'ondes d'entrée peut se coupler dans la cavité, et la cavité à son tour peut se coupler dans le guide de sortie [24], cette opération peut être interprétée que ce système couplé est considéré comme un filtre [25].

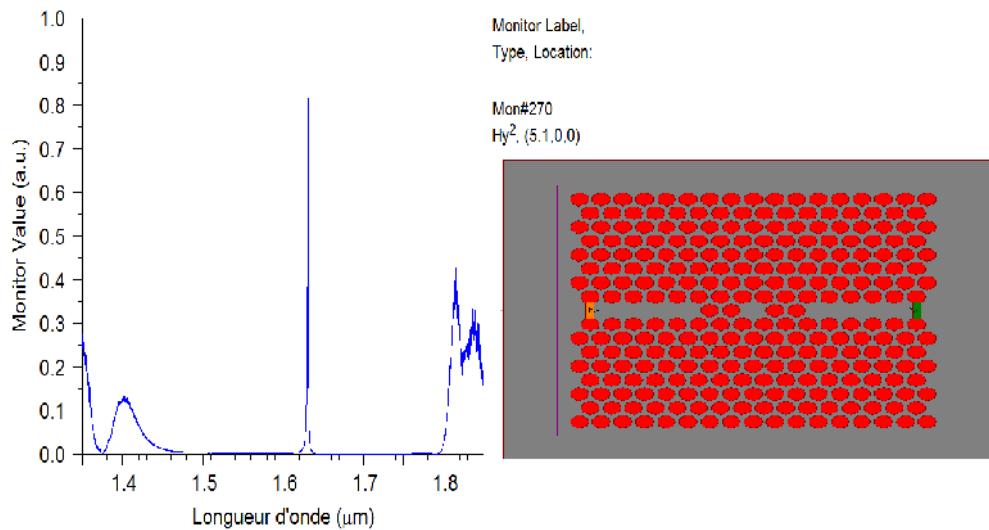


Figure IV-15 : a) Spectre de la transmission du système couplé Guide W1 en série avec une Cavité H1, (b) Représentation schématique du système couplé

b-Couplage entre un guide W1 et une cavité H1 avec une ligne de séparation

Cette figure représente le spectre de la transmission (Figure IV-16 (a)) associé au système couplé entre un guide W1 réalisé par l'introduction du défaut linéique suivant la direction des plus proches voisins (direction ΓK) et une cavité H1 formées par l'omission d'un trou, avec la génération de la lumière qui se fera à l'entrée de guide. Dans ce cas la cavité H1 et le guide W1 sont séparés par une rangée de trous (Figure IV-16 (b)), nous remarquons que les spectres de la transmission détectée à la sortie du guide d'onde W1 révèlent l'existence d'un mode M1 de cavité caractérisée par sa longueur d'onde $1.7125 \mu\text{m}$. L'apparition de ce mode de cavité, ne peut provenir que du transfert d'une partie de la lumière guidée vers la cavité H1, puisque la figure IV-4 confirme que la transmission dans les guides d'onde W1 sans couplage avec une cavité H1 à 100% à la région spectrale des longueurs d'onde appartient à la bande interdite photonique de la structure périodique décrite dans le paragraphe IV-3-3, par contre le spectre de la transmission du système couplé guide W1-cavité H1 reporté dans la figure IV-16(a) présente une transmission à la sortie du guide d'onde W1 à

30% cette différence de la transmission confirme qu' une partie de la lumière générée à l'entrée de guide a été transférée à la cavité H1. Nous pouvons donc conclure que le mode M1 est bien un mode guidé issu du couplage efficace du signal de guide d'onde W1 vers la cavité H1.

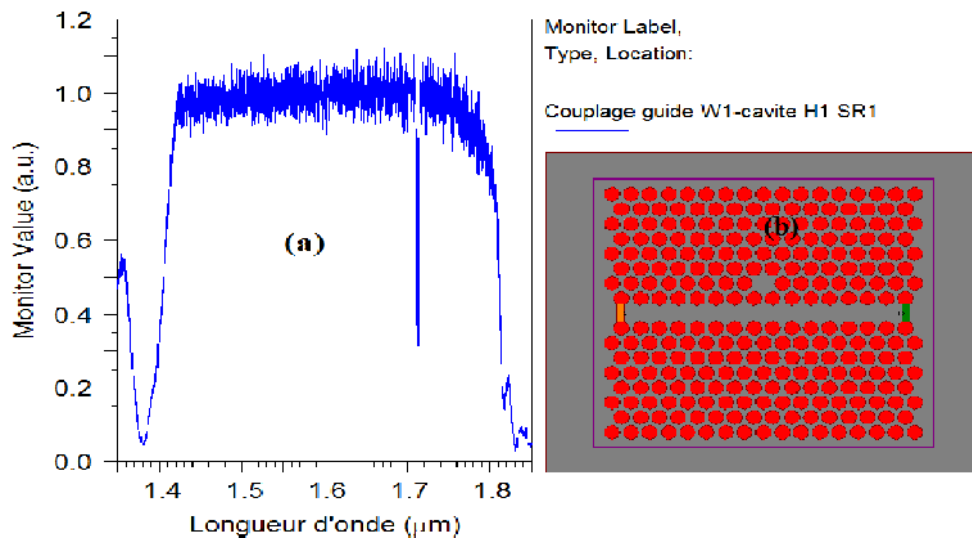


Figure IV-16: (a) Spectre de la transmission du système couplé Guide W1-Cavité H1 avec une ligne de séparation,(b) Représentation schématique du système couplé.

c-Couplage entre un guide W1 et une cavité H1 avec deux lignes de séparation

La figure suivante illustre le spectre de la transmission d'un système couplé guide d'onde W1 séparé de la cavité H1 par deux rangées de trous (Figure IV-17). nous remarquons l'absence d'un mode guidé vers la cavité H1 et que le signal généré à l'entrée du guide d'onde W1 a été totalement transmis à la sortie du guide d'onde W1. Lorsque le guide est "loin" de la cavité, le mode propagé dans le guide ne le "voit" pas. La cavité se comporte comme une cavité seule, et le signal propagé dans le guide ne ressent pas son influence. Dans le cas opposé où le guide est infiniment proche de la cavité, son influence sur la cavité est très importante et la transmission à travers le guide est encore une fois totale, la cavité n'ayant plus la possibilité de piéger la lumière. Entre ces deux extrêmes, le couplage entre le guide et la cavité entraîne une diminution de la transmission [24].

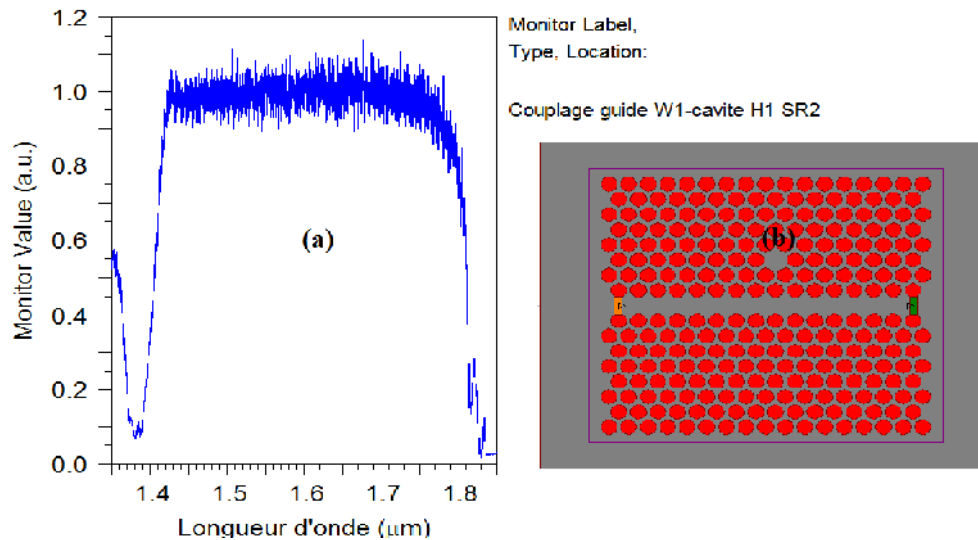


Figure IV-17: (a) Spectre de la transmission du système couplé Guide W1-Cavité H1 avec deux lignes de séparations, (b) Représentation schématique du système couplé.

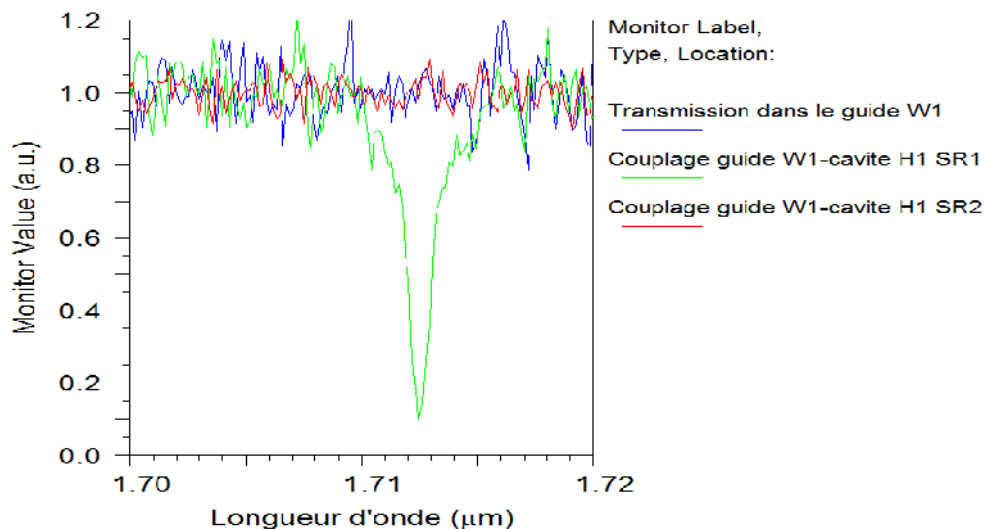


Figure IV-18: Spectre de la transmission du système couplé Guide W1-Cavité H1, (Bleu) : Spectre de transmission dans le guide d'onde W1 sans couplage, (Vert) : spectre de transmission du système couplé avec une ligne de séparation, (Rouge) : spectre de transmission du système couplée avec deux lignes de séparation.

IV-3-2-2-Couplage entre un guide droit W1 et une cavité L3

a-Couplage entre un guide droit W1 et une cavité L3 en série

La figure suivante représente le spectre de transmission d'un système couplé entre guide d'onde W1 mis en série avec une cavité L3, l'injection de la lumière se fera à l'entrée du guide W1 nous remarquons l'existence de trois modes, chaque mode a un taux de transmission, pour une longueur d'onde $1.3875\mu\text{m}$, le taux de la transmission atteint une valeur de 47% , à la longueur d'onde $1.5011\mu\text{m}$ le taux de la transmission est égale à 81%, et

pour le troisième mode de longueur d'onde 1.685 μm , le taux de transmission à la sortie du guide W1 est égale à 80%.

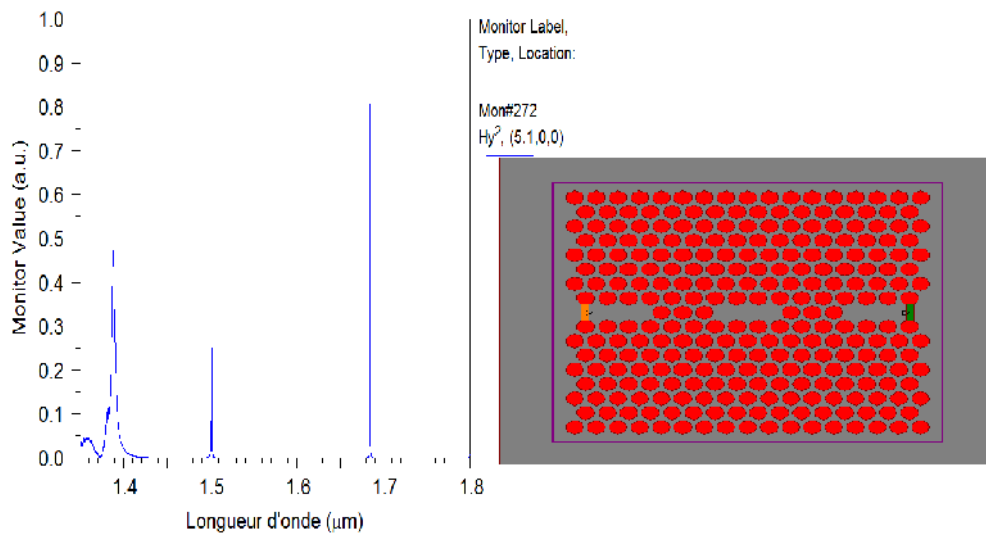


Figure IV-19: a) Spectre de la transmission du système couplé Guide W1 en série avec une Cavité L3, (b) Représentation schématique du système couplé.

b- Couplage entre un guide W1 et une cavité L3

Sur cette figure nous avons présenté le spectre de transmission d'un système composé d'un guide d'onde W1 couplé avec une cavité L3 réalisé par la création d'un défaut ponctuel par la suppression de trois trous au milieu de la structure périodique, nous remarquons l'apparition de deux modes de cavité L3 caractérisés par les longueurs d'onde 1.696 μm (la transmission 14%) et 1.749 μm (la transmission 19%), ce qui confirme qu'une quantité de la lumière générée à l'entrée du guide d'onde W1 a été piégée par la cavité L3 et induite par conséquent la dégradation de la transmission à la sortie du guide d'onde W1 à ces longueurs d'onde.

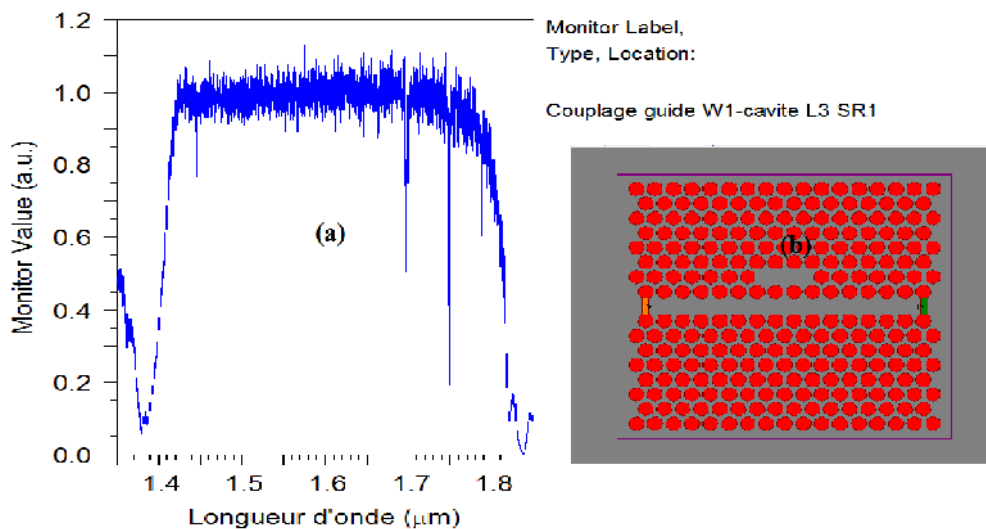


Figure IV-20 : (a) Spectre de la transmission du système couplé Guide W1-Cavité L3 avec une ligne de séparation, (b) Représentation schématique du système couplé.

Dans le même temps, l'analyse spectrale du signal transmis à travers le guide, fait apparaître un creux de transmission qui coïncide spectralement avec les deux modes de cavité L3, le mode M1 caractérisé par un facteur de qualité 48.69 et une longueur d'onde de 1.696 μm et le mode M2 caractérisé par un facteur de qualité 495.37 et une longueur d'onde de 1.749 μm Figure IV-21.

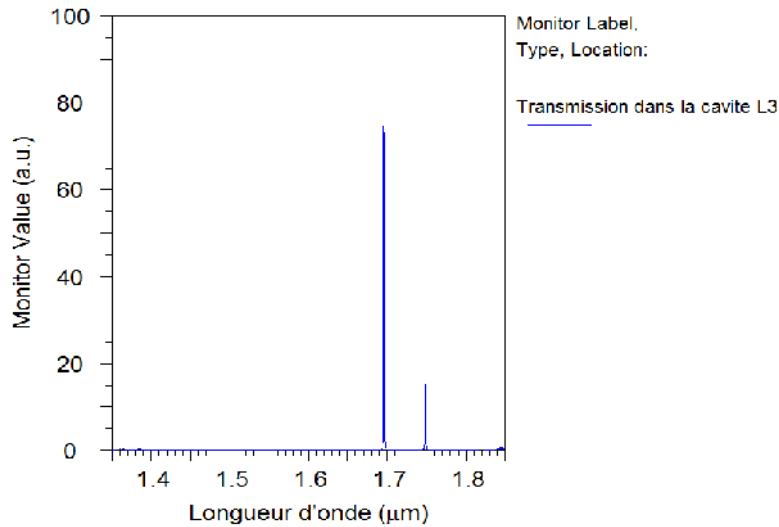


Figure IV-21 : Spectre de la transmission dans la cavité L3.

c- Couplage entre un guide W1 et deux cavités L3

Dans la figure IV-22 nous avons présenté le spectre de transmission à la sortie d'un système couplé guide W1 –deux cavités L3, la génération de la lumière se fera à l'entrée de guide. D'après cette figure, nous remarquons l'existence de plusieurs modes caractérisés par ces longueurs d'ondes qui appartiennent à la bande interdite photonique de la structure périodique décrite dans le paragraphe IV-2 : 1.502 μm (28% de transmission), 1.619 μm (30% de transmission), 1.639 μm (19% de transmission), 1.659 μm (33% de transmission), 1.682 μm (14% de transmission) et 1.770 μm (11% de transmission), l'apparition de ces modes confirme qu'une partie de la lumière générée à l'entrée du guide W1 a été piégée par les deux cavités L3 ce qui induit la diminution de la transmission de ces modes dans le guide W1 en comparaison avec la transmission dans un guide W1 voir Figure IV-4.

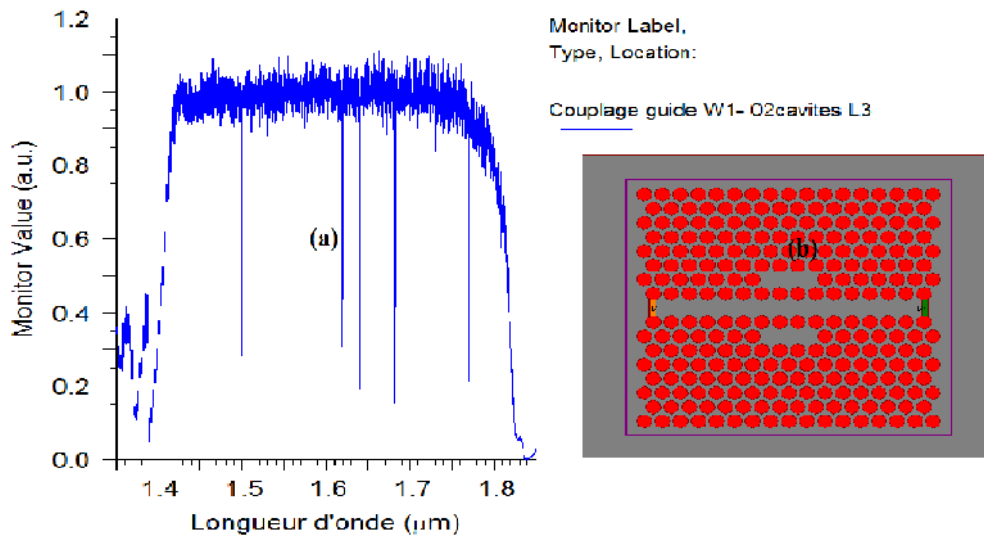


Figure IV-22: (a) Spectre de la transmission du système couplé Guide W1- deux Cavités L3 avec une ligne de séparation, (b) Représentation schématique du système couplé.

IV-3-2-3-Couplage entre deux guides W1 et une cavité L3

La figure IV-23 montre le spectre de la transmission à la sortie des ports B,C et D d'un système couplé composé d'une cavité L3 (Trois trous manquants au milieu de la structure périodique) entre deux guides W1, la génération de la lumière se fera à l'entrée de guide W1 situé au dessus de la cavité L3. Dans ce cas la cavité et les deux guides sont séparés par une rangée de trous, nous constatons l'existence d'un mode pour les ports C et D à $1.74\mu\text{m}$. L'apparition de ce mode ne peut provenir que du transfert d'une partie de la lumière guidée vers les ports C et D à travers la cavité L3.

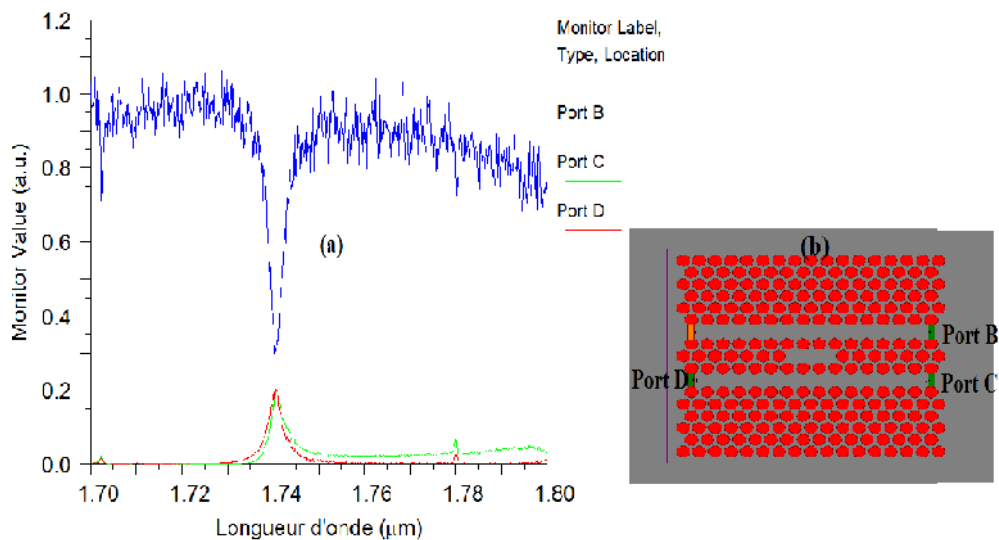


Figure IV-23: (a) Spectre de la transmission du système couplé Cavités L3-Deux Guides W1 avec une ligne de séparation, (b) Représentation schématique du système couplé.

Dans le même temps, l'analyse spectrale du signal transmis à travers le guide fait apparaître un creux de transmission qui coïncide spectralement avec le mode de cavité à la longueur d'onde $1.7002 \mu\text{m}$ Figure IV-24.

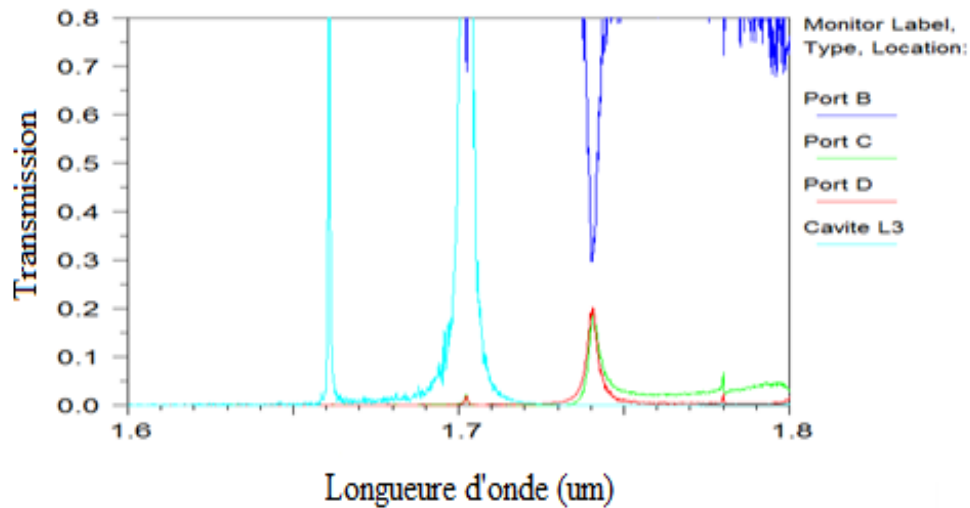


Figure IV-24 : Spectre de la transmission du système couplé Cavités L3-02 Guides W1

Quand on augmente le nombre de lignes de séparation entre la cavité L3 et les deux guides W1 nous remarquons la chute de la transmission au niveau des deux ports C et D par contre nous remarquons l'augmentation de la transmission au niveau du port B à la longueur d'onde $1.74 \mu\text{m}$, figure IV-25

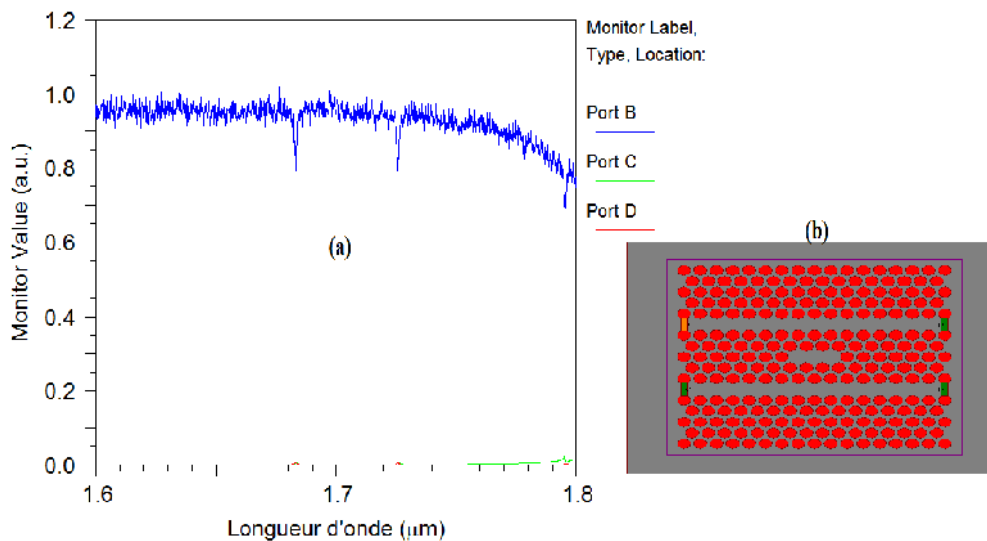


Figure IV-25 : (a) Spectre de la transmission du système couplé cavités L3-deux Guides W1 avec deux lignes de séparation, (b) Représentation schématique du système couplé.

IV-3-2-4-Influence du facteur de remplissage sur la transmission des systèmes couplés guide-cavité

a-Couplage entre un guide W1 et une cavité H1

Cette figure IV-26 représente l'influence du facteur de remplissage sur la transmission d'un système couplé guide W1-cavité H1, nous remarquons que les spectres de la transmission détectée à la sortie du guide d'onde W1 révèlent l'existence d'un mode M1 de cavité caractérisé par sa longueur d'onde $1.7125 \mu\text{m}$ (31% de transmission) pour un facteur de remplissage $r/a=0.41$, pour un facteur de remplissage $r/a=0.3$ nous voyons le déplacement de ce mode M1 vers la longueur d'onde de $1.553 \mu\text{m}$ (19% de transmission), par contre ce mode M1 se déplace vers la longueur d'onde $1.628 \mu\text{m}$ (10% de transmission) pour un facteur de remplissage $r/a=0.27$.

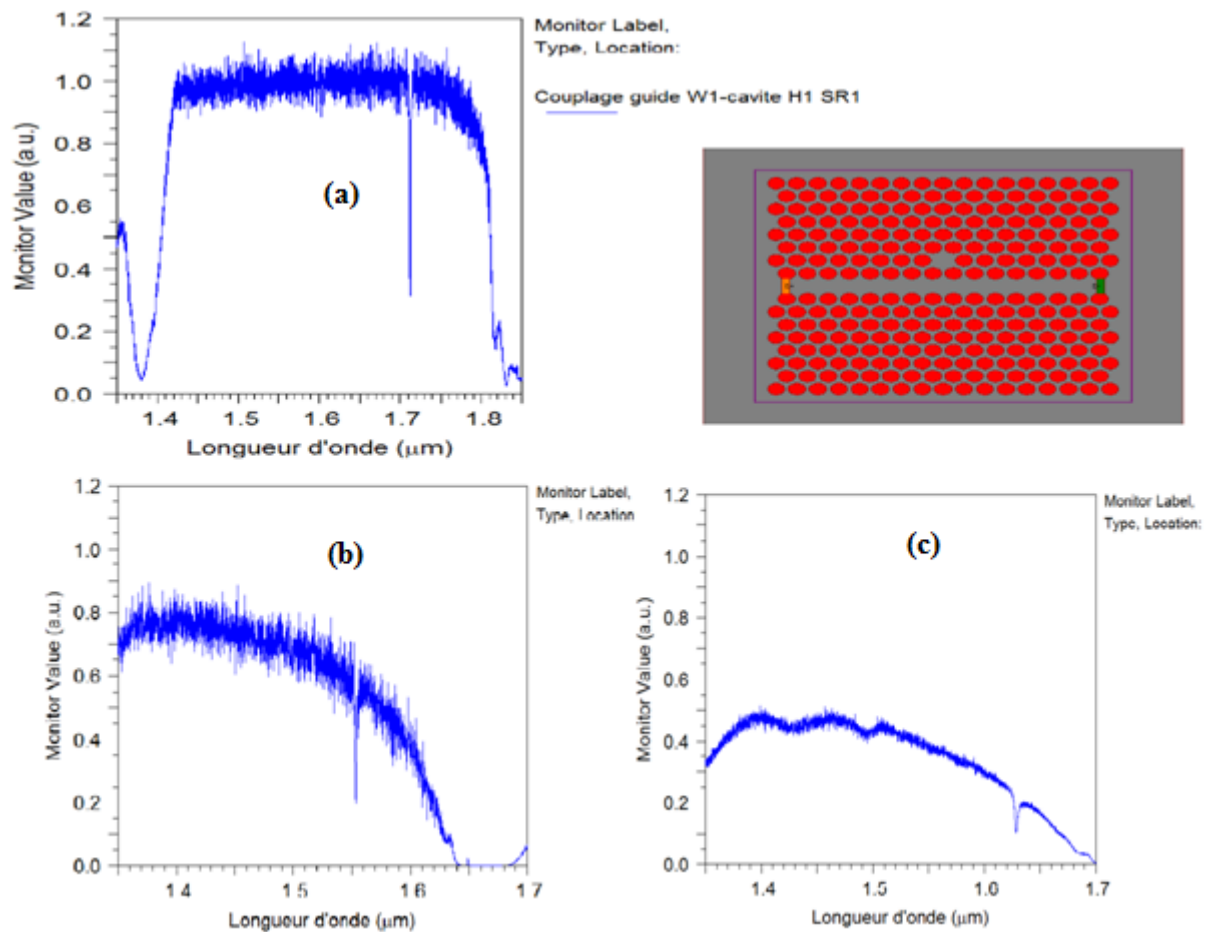


Figure IV-26 : Spectre de transmission d'un système couplé guide W1-cavité H1 (a) pour un facteur de remplissage $r/a=0.4$, (b) pour un facteur de remplissage $r/a=0.3$, (c) pour un facteur de remplissage $r/a=0.27$.

b-Couplage entre un guide W1 et une cavité L3

La figure IV-27 montre l'influence du facteur de remplissage sur la transmission d'un système couplé guide W1-cavité L3, nous remarquons que la diminution du facteur de remplissage engendre la diminution de la quantité du signal transmis à la sortie du guide d'onde W1 dans toute la gamme des longueurs d'onde appartenant à la bande interdite photonique de la structure périodique décrite dans le paragraphe IV-2.

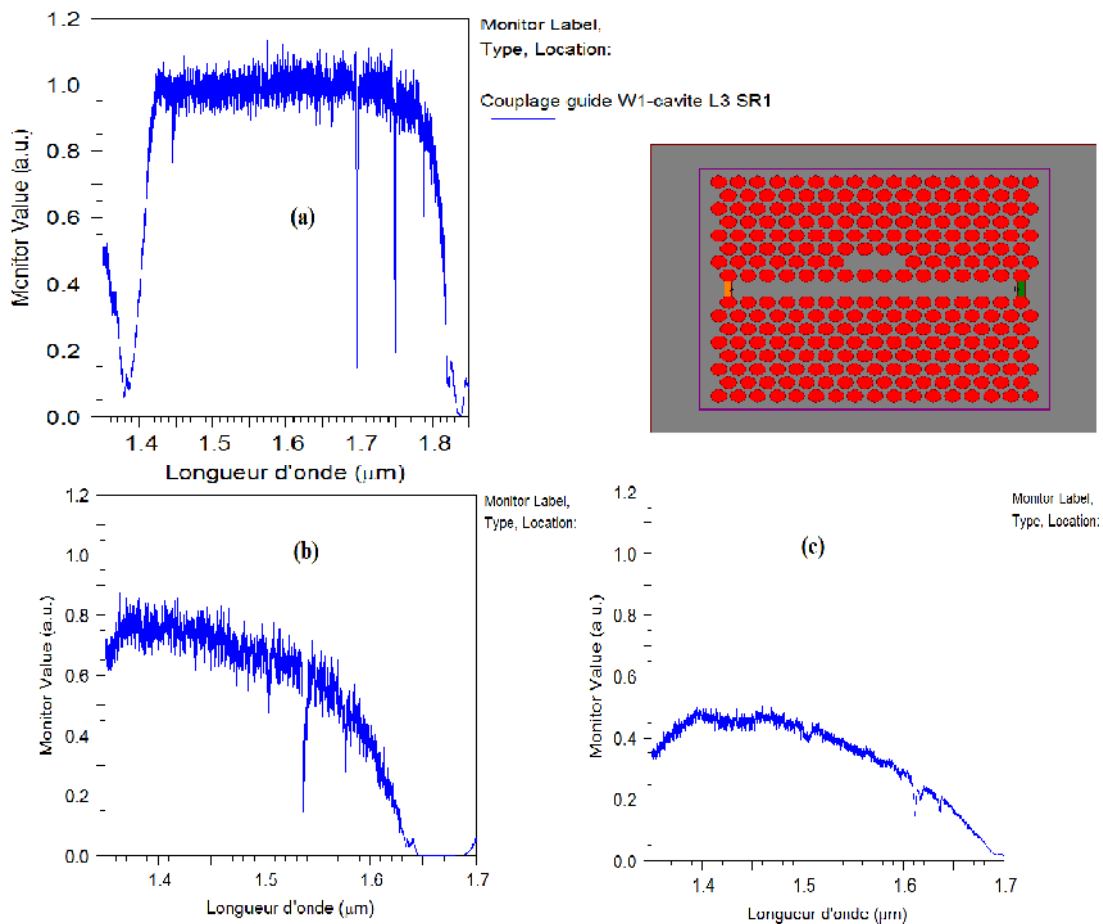


Figure IV-27 : Spectre de transmission d'un système couplé guide W1-cavité L3 (a) pour un facteur de remplissage $r/a=0.4$, (b) pour un facteur de remplissage $r/a=0.3$, (c) pour un facteur de remplissage $r/a=0.27$.

c-Couplage entre un guide W1 et deux cavités L3

La figure IV-28 illustre la variation du spectre de transmission d'une structure composée d'un système couplé entre guide W1 au milieu de la structure périodique et deux cavités L3 en fonction du facteur de remplissage r/a , nous remarquons que pour ce facteur de remplissage $r/a=0.41$, l'existence de cinq modes principaux caractérisés par ses longueurs d'onde 1.682 μm (15% de transmission), 1.660 μm (34% de transmission), 1.640 μm (18% de transmission), 1.619 μm (30% de transmission) et 1.500 μm (28% de transmission), pour un facteur de remplissage $r/a=0.3$ figure IV-28 (b), nous remarquons l'existence de cinq modes

1.548 μm (1% de transmission), 1.492 μm (42% de transmission), 1.474 μm (8% de transmission), 1.462 μm (22% de transmission) et 1.448 μm (33% de transmission), la figure IV-28 (c) indique clairement l'existence de cinq modes pour un facteur de remplissage $r/a=0.27$, ces modes sont caractérisés par ses longueurs d'onde 1.600 μm (3% de transmission), 1.562 μm (40% de transmission), 1.544 μm (27% de transmission), 1.525 μm (21% de transmission) et 1.514 μm (44% de transmission).

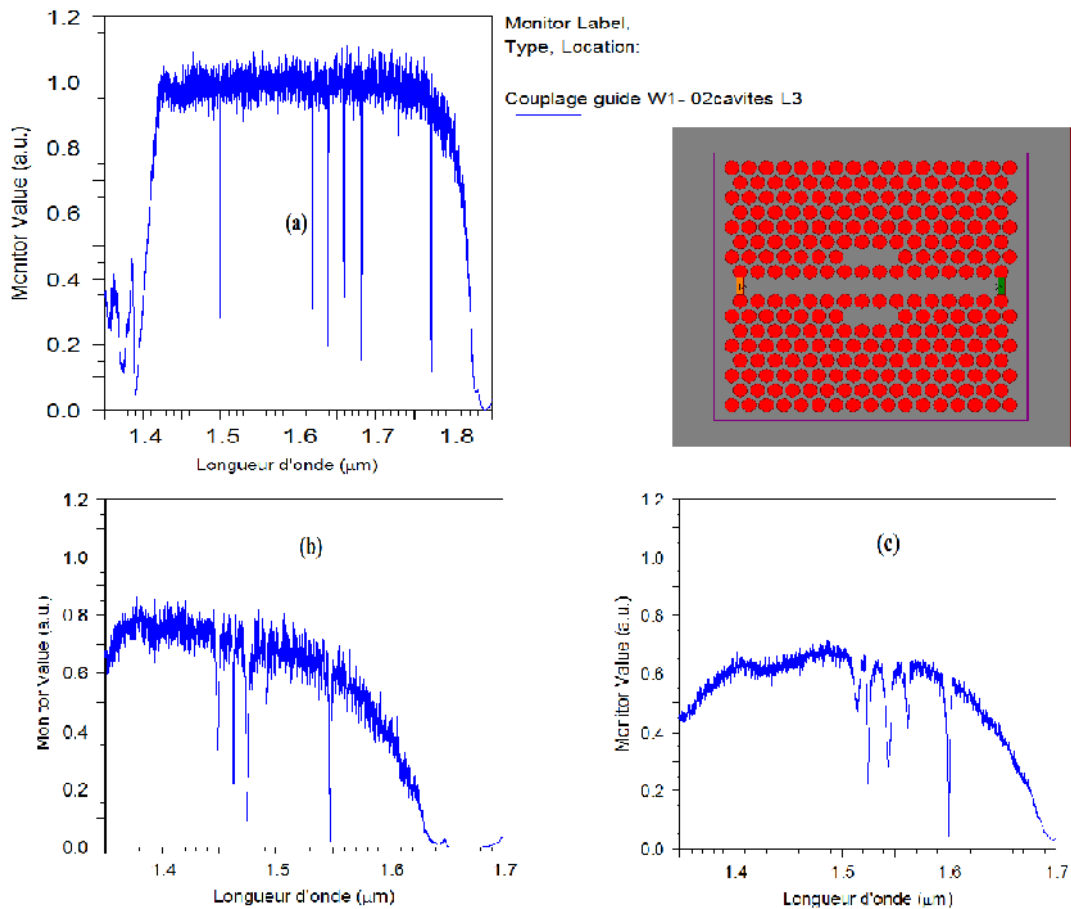


Figure IV-28 : Spectre de transmission d'un système couplé guide W1-deux cavités L3 (a) pour un facteur de remplissage $r/a=0.4$, (b) pour un facteur de remplissage $r/a=0.3$, (c) pour un facteur de remplissage $r/a=0.27$.

d-Couplage entre deux guides W1 et une cavité L3

Dans la figure IV-29 nous avons présenté le spectre de la transmission d'un système couplé composé d'une cavité L3 entre deux guides d'onde W1 en fonction du facteur de remplissage, nous remarquons l'existence d'un mode fondamental pour chaque valeur de facteur de remplissage, pour $r/a=0.3$ le mode est situé à la longueur d'onde 1.615 μm , par contre pour un facteur de remplissage $r/a=0.27$ ce mode est situé à la longueur d'onde 1.675 μm .

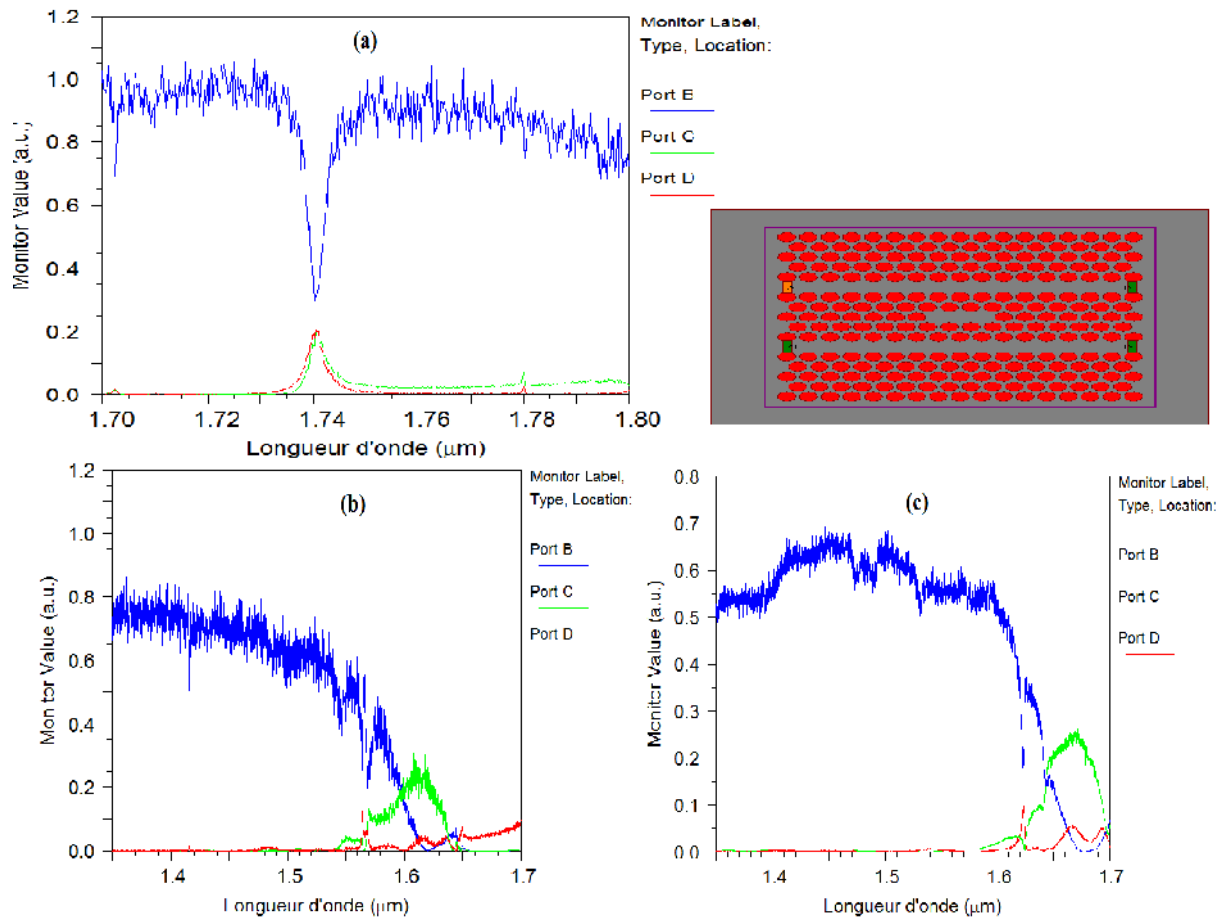


Figure IV-29 : Spectre de la transmission d'un système couplé deux guides W1-cavité L3 (a) pour un facteur de remplissage $r/a=0.4$, (b) pour un facteur de remplissage $r/a=0.3$, (c) pour un facteur de remplissage $r/a=0.27$.

IV-4-Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé dans un premier lieu la transmission dans les guides d'ondes obtenue par l'insertion d'un défaut linéaire dans un cristal photonique bidimensionnel à base d'un matériau anisotrope Niobate de Lithium. A l'aide de la simulation par la méthode 2D-FDTD intégrée dans le module Fulwave du logiciel commercialisé Rsoft, nous avons observé clairement le guidage le long du défaut W1 réalisé suivant la direction ΓK d'un cristal triangulaire sur une large spectrale d'environ 400nm. Le spectre de transmission de la propagation dans ce guide est de 100% pour un facteur de remplissage $r/a=0.4$, la diminution de ce facteur ou la création des guides d'onde W2 par l'omission de deux lignes induit une dégradation de la quantité de la transmission le long du défaut.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié le comportement de la transmission aux différents cas du couplage entre guide W1 et cavité H1 créée par l'omission d'un trou dans la structure périodique et les cavités L3 créés par l'omission de trois trous :

- Pour le cas du couplage guide W1–cavité H1 en série, nous remarquons l’existence d’un mode guidé à la longueur $1.63 \mu\text{m}$, ce mode a eu 98% de transmission,
- Pour le cas du couplage guide W1–cavité H1 en cascade avec une seule ligne de séparation, nous avons observé que les spectres de la transmission détectés à la sortie du guide d’onde W1 révèlent l’existence d’un mode M1 de cavité caractérisé par sa longueur d’onde $1.7125 \mu\text{m}$. L'apparition de ce mode de cavité, ne peut provenir que du transfert d'une partie de la lumière guidée vers la cavité H1. Pour le cas de deux lignes de séparation, nous remarquons l’absence d’un mode guidé vers la cavité H1 et que le signal généré à l’entrée du guide d’onde W1 a été totalement transmis à la sortie du guide d’onde W1.
- Pour le couplage guide droit W1 - cavité L3 en série nous remarquons l’existence de trois modes, chaque mode a un taux de transmission, pour une longueur d’onde $1.3875 \mu\text{m}$ le taux de la transmission atteint une valeur de 47%, à la longueur d’onde $1.5011 \mu\text{m}$ le taux de la transmission est égale à 81%, et pour le troisième mode de longueur d’onde $1.685 \mu\text{m}$, le taux de transmission à la sortie du guide W1 est égale à 80%
- Pour le couplage guide W1- une cavité L3 en cascade, nous remarquons qu’une quantité de la lumière générée à l’entrée du guide d’onde W1 a été piégée par la cavité L3 et induite par conséquent la dégradation de la transmission à la sortie du guide d’onde W1 aux longueurs d’ondes $1.696 \mu\text{m}$ (la transmission 14%) et $1.749 \mu\text{m}$ (la transmission 19%).
- Pour le cas du couplage guide W1- deux Cavités L3, nous remarquons l’existence de plusieurs modes caractérisés par ses longueurs d’ondes qui appartenant à la bande interdite photonique de la structure périodique. L’apparition de ces modes confirment qu’une partie de la lumière génère à l’entrée du guide W1 a été piégée par les deux cavités L3, ce qui induit la diminution de la transmission de ces modes dans le guide W1.
- Pour le cas du couplage deux guides W1- une cavité L3, nous avons constaté l'existence d'un mode pour les ports de sortie C et D à la longueur d’onde $1.74 \mu\text{m}$, ce qui induit la diminution de la quantité de la transmission à la sortie du port B, ainsi que l’augmentation de nombre de lignes de séparation entre les guides W1 et la cavité L3 induit la chute de la transmission au niveau des deux ports C et D, et par conséquent l’augmentation de la transmission au niveau du port B à la longueur d’onde $1.74 \mu\text{m}$.

- En fin pour l'ensemble des cas de couplage entre guide W1 –cavité, la diminution du facteur de remplissage engendre la diminution de la quantité du signal transmis à la sortie du guide d'onde W1 ou à la sortie des ports C, D dans le cas du couplage de deux guides W1- cavité L3.

Références Bibliographiques

IV-6-Références Bibliographiques

- [1] R. Coccioli, M.Boroditsky, K.W. KIM, Y. Rahmat-Samii, E. Yablonovitch, "Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity," *IEE Proceedings optoelectronics*, vol. 145, pp. 391-397, 1998.
- [2] J. Vuckovic, M.Loncar, H. Mabuchi et A. Scherer,, "Photonic crystal microcavities for strong coupling between an atom and the cavity field," *Proceedings of LEOS, Puerto Rico*, vol. 2, 2000.
- [3] D. Bernier, "Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde," Thèse de Doctorat, Université Paris-Sud XI,, 2008.
- [4] H. Butt, T. D. Wilkinson, A.Gehan . J. Amaratungab, "Modeling and characterization of tunable photonic crystal waveguides based on two-dimensional periodic arrays of silicon pillars," *Proc. of SPIE* vol. 7848, pp. 784824-784830, 2010.
- [5] F. Tayeboun, K.A. Meradi, R. Naoum, F. Salah Belkhodja, et H. M. Tayeboun, "Simulation and optimization of the cavity coupled with waveguides in 2D photonic crystals," *Journal of Russian Laser Research*, vol. 28, pp. 393-399, 2007.
- [6] H. A. Badaoui, "Etude et conception des micro composants à base des cristaux photoniques bidimensionnels," Thèse de Doctorat, Université de Tlemcen,Algérie, 2012.
- [7] Y. Desieres, "Conception et études optiques de composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon," Thèse de Doctorat, L'institut national des sciences appliquées de Lyon, 2001.
- [8] F.Bougriou, T.Bouchemat, M.Bouchemat, S.Laval, et N.Paraire,, *The International Conference For Nanotechnology Industies, King Abdullah institute for Nanotechnology, Riyadh (Arabie saoudite)*,, 2009.
- [9] Y. Akahane, M.Mochizuki, T.Asano, Y.Tanaka, et S. Noda, "Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab," *Applied Physics Letters*, vol. 82, pp. 1341-1343, 2003.
- [10] S. Fan, P.R.Villeneuve,et J. D. Joannopoulos, "Channel drop filters in photonic crystals," *Optics Express*, vol. 3, pp. 4-11, 1998.
- [11] A. Maleki, et S. Ghaemi, "Optical filter based on point defects in 2D photonic crystal structure," *Journal of Artificial Intelligence in Electrical Engineering*, vol. 2, pp. 49-53, 2.13.
- [12] A. Tanaka, M.Kondow et Masato Morifuji, "Analysis of cavity-waveguide coupling in two-dimensional photonic crystals," *IEEE Photonics Journal*, vol. 6, pp. 4700309-4700317, 2014.
- [13] C. Seassal, Y. Desieres X. Letartre, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, et T. Benyattou, "Optical coupling between a two-dimensional photonic crystal based microcavity and single-line defect waveguide on InP membranes," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. 38, pp. 811-815, 2002.
- [14] C. Manolatou, M.J.Khan, S. Fan, P.R. Villeneuve, H. A. Haus, L. Fellow, et J. D. Joannopoulos, "coupling of modes analysis of resonant channel Add-Drop filters," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, pp. 1322-1331, 1999.
- [15] C. Grillet, "Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée," Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [16] S. Olivier, H.Benisty, M. Rattier, C. Weisbuch, M. Qiu, A. Karlsson, C. J. M. Smith, R. Houdré et U. Oesterle, "Resonant and nonresonant transmission through waveguide bends in a planar photonic crystal.," *Applied Physics Letters*, vol. 79, pp. 2514-2516, 2001.
- [17] B. E. Little, S.T.Chu, H. A. Haus, J. Foresi, et J.-P. Laine, "Microring resonator channel dropping filters,," *Lightwave Technol*, vol. 15, pp. 998-1005, 1997.
- [18] B. E. Little, J.S. Foresi, G. Steinmeyer, E. R. Thoen, S. T. Chu, H. A. Haus, E. P. Ippen, L. C. Kimerling, et W. Greene, "Ultra-compact Si-SiO microring resonator optical channel dropping filters," *IEEE Photon. Technol. Lett*, vol. 10, pp. 549-551, 1998.
- [19] L. Ferrier, "Micro-nano structures a base de cristaux photoniques pour le contr^ole 3D de la lumiere," Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2008.

- [20] S. Fan, P.R. Villeneuve, J. Joannopoulos, et H. Haus,, "Channel Drop tunneling through localized states," *Physical Review Letters*, vol. 80, pp. 960-963, 1998.
- [21] E. Drouard, H.T. Hattori, C. Grillet , A. Kazmierczak, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, et P. Viktorovitch, "Directional channel-drop filter based on a slow Bloch mode photonic crystal waveguide section," *Optics Express*, vol. 13, pp. 3037-3048, 2005.
- [22] M. Notomi, A.Shinya, E. Kuramochi, et H-Y. Ryu,, "Waveguides, resonators and their coupled elements in photonic crystal slabs," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 1551-1561, 2004.
- [23] P. Nedel, "Nanostructures photoniques ultimes pour l'Information quantique," Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2010.
- [24] A. Benmerkhi, "Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités à cristaux photoniques," Thèse de Doctorat, Université de Constantine 1, 2012.
- [25] H, Badaoui, M.Feham, et M.Abri "Photonic-Crystal Band-pass Resonant Filters Design Using the Two-dimensional FDTD Method," *IJCSI International Journal of Computer Science Issues*, vol. 8, pp. 127-132, 2011.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Dans cette thèse, nous avons examiné dans un premier lieu les bandes interdites photoniques des cristaux photoniques anisotropes (dans notre cas nous avons utilisé les deux matériaux anisotropes Tellerium et Niobate de Lithium). Ensuite nous avons étudié l'amélioration du facteur de qualité des cavités H1 et L3, le déplacement symétrique des deux trous adjacents de la cavité H1 et le nombre des trous manquants au milieu de la structure périodique, nous a permis d'améliorer le facteur de qualité à la longueur d'onde de la télécommunication $\lambda=1.55\mu\text{m}$, pour les structures périodiques en configuration triangulaire à base du matériau anisotrope Niobat de Lithium. Nous avons terminé cette thèse par une étude numérique de la transmission dans les guides d'onde linéaires et les jonctions en Y ensuite voir l'influence de l'introduction d'une cavité H1 ou L3 sur la transmission dans les guides d'onde linéaires. Pour réaliser cette étude nous avons utilisé les deux modules BandSolve et Fullwave du logiciel commercialisé RSoft, ces deux modules se basent respectivement sur la méthode numérique onde plane extension (PWE) et la méthode des différences finies temporelles (FDTD).

Nous avons entamé ce manuscrit par un rappel bibliographique sur les cristaux photoniques unidimensionnels, bidimensionnels et tridimensionnels, ensuite nous avons présenté quelques applications réalisées à base de ces cristaux tels que les guides d'onde et les cavités. Le rapprochement de guides d'ondes et des cavités résonnantes dans un cristal photonique conduise à des possibilités de filtrage et de multiplexage en longueur d'onde dans le cadre de l'optique intégrée.

Dans le deuxième chapitre nous avons présenté les réseaux cristallins et les milieux anisotropes. Ensuite nous avons cité deux matériaux anisotropes uniaxes positifs : le Tellerium et le Niobate de Lithium. Après nous avons présenté une étude théorique sur la méthode des ondes planes, pour la modélisation des structures périodiques et afin de calculer les bandes d'énergie des cristaux photoniques.

- Dans le cas du matériau anisotrope Niobate de Lithium, la largeur de la bande interdite photonique augmente avec l'augmentation du facteur de remplissage jusqu'à atteindre une valeur maximale puis elle diminue jusqu'à la disparition de cette bande, quelque soit le type de la polarisation TE, TM ou la nature de la structure connectée ou déconnectée.

La bande interdite photonique des cristaux photoniques connectés en configuration carrée apparaît pour les grandes valeurs du facteur de remplissage, par contre pour le cas d'une structure déconnectée la bande interdite photonique apparaît pour des faibles facteurs de remplissage quelque soit le type de polarisation TE ou TM

- Dans le cas du matériau anisotrope Tellerium, la BIP des cristaux photoniques triangulaire connectés apparaît pour les grandes valeurs du facteur de remplissage, par contre pour le cas d'une structure déconnectée elle apparaît pour des faibles facteurs de remplissage quelques soit le type de la polarisation TE ou TM. Pour une structure carrée connectée en polarisation TM, la BIP apparaît pour les grandes valeurs du facteur de remplissage, par contre pour une structure déconnectée cette bande apparaît pour les faibles valeurs du facteur de remplissage r/a . En polarisation TE la largeur de la BIP pour une structure déconnectée et connectée respectivement atteint sa valeur maximale est égale à 0.208, 0.139 à un facteur de remplissage égal à 0.4.

Le troisième chapitre est consacré à l'amélioration du facteur de qualité des cavités H1 et L3 à base des cristaux photoniques anisotropes bidimensionnels 2D (dans notre cas nous avons utilisé le Niobate de Lithium et le Tellerium comme matériaux anisotropes) :

- Pour les cavités H1, le facteur de qualité augmente et passe par un maximum de $1.23 \cdot 10^6$ puis il diminue jusqu'à atteindre une valeur minimale de $3.39 \cdot 10^5$ pour un facteur $r/a=0.47$.
- Pour les cavités L3 le facteur de qualité augmente avec l'augmentation du facteur de remplissage, pour un facteur $r/a=0.45$, le facteur de qualité atteint sa valeur maximale $2.062 \cdot 10^{10}$, puis il diminue jusqu'à atteindre une valeur égale à $1.97 \cdot 10^9$ pour un facteur de remplissage $r/a=0.48$.
- Le facteur Q du mode L3 est sensible au déplacement symétrique de deux trous adjacents à la cavité L3, il augmente de façon significative par le déplacement des deux trous d'air adjacents à la cavité L3. Le Q maximum est de $2,94 \cdot 10^{11}$, à un déplacement de 10 nm, puis il diminue jusqu'à atteindre la valeur $5,09 \cdot 10^9$ pour un déplacement latéral de 20 nm,
- Pour un facteur de remplissage $r/a=0.46$, le facteur de qualité (pour une cavité H1 à cristaux photoniques 2D triangulaire à base de Lithium de Niobate) à la longueur d'onde de la télécommunication $\lambda=1.55\mu\text{m}$ est égale à 158.61. L'amélioration de ce facteur est réalisé par le déplacement symétrique des deux trous adjacents de la cavité

H1 et par le nombre de trous manquants au milieu de la structure périodique. Lorsque le déplacement symétrique de deux trous à côté de la cavité H1 augmente, le facteur de qualité augmente aussi jusqu'à atteindre une valeur égale à 172 et cela pour un déplacement latéral de 60 nm, et ce facteur atteint une valeur égale à 224.33 pour la cavité L3 de trois trous manquants.

Dans le quatrième chapitre nous avons exposé dans un premier lieu la transmission dans les guides d'ondes obtenue par l'insertion d'un défaut linéaire dans un cristal photonique bidimensionnel à base d'un matériau anisotrope Niobate de Lithium. A l'aide de la simulation par la méthode 2D-FDTD intégrée dans le module Fulwave du logiciel commercialisé Rsoft, nous avons observé clairement le guidage le long du défaut W1 réalisé suivant la direction ΓK d'un cristal triangulaire sur une large spectrale d'environ 400nm, le spectre de transmission de la propagation dans ce guide est de 100% pour un facteur de remplissage $r/a=0.4$, la diminution de ce facteur ou la création des guides d'ondes W2 par l'omission de deux lignes induit une dégradation de la quantité de la transmission le long du défaut.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié le comportement de la transmission aux différents cas du couplage entre guide W1 et cavité H1 créée par l'omission d'un trou dans la structure périodique et les cavités L3 créés par l'omission de trois trous :

- Pour le cas du couplage guide W1–cavité H1 en série, nous remarquons l'existence d'un mode guidée à la longueur 1.63 μm , ce mode a eu 98% de transmission,
- Pour le cas du couplage guide W1–cavité H1 en cascade avec une seule ligne de séparation, nous avons observé que les spectres de la transmission détectée à la sortie du guide d'onde W1 révèlent l'existence d'un mode M1 de cavité caractérisée par sa longueur d'onde 1.7125 μm . L'apparition de ce mode de cavité, ne peut provenir que du transfert d'une partie de la lumière guidée vers la cavité H1. Pour le cas de deux lignes de séparation, nous remarquons l'absence d'un mode guidé vers la cavité H1 et que le signal généré à l'entrée du guide d'onde W1 a été totalement transmis à la sortie du guide d'onde W1.
- Pour le couplage guide droit W1 - cavité L3 en série nous remarquons l'existence de trois modes, chaque mode a un taux de transmission, pour une longueur d'onde 1.3875 μm le taux de transmission atteint une valeur de 47%, à la longueur d'onde 1.5011 μm le taux de la transmission est égale à 81%, et pour le troisième mode de longueur d'onde 1.685 μm , le taux de transmission à la sortie du guide W1 est égale à 80%

- Pour le couplage guide W1- une cavité L3 en cascade, nous remarquons qu'une quantité de la lumière générée à l'entrée du guide d'onde W1 a été piégée par la cavité L3 et induit par conséquent la dégradation de la transmission à la sortie du guide d'onde W1 aux longueurs d'ondes $1.696\mu\text{m}$ (la transmission 14%) et $1.749\mu\text{m}$ (la transmission 19%).
- Pour le cas du couplage guide W1- deux cavités L3, nous remarquons l'existence de plusieurs modes caractérisés par ses longueurs d'onde qui appartiennent à la bande interdite photonique de la structure périodique, l'apparition de ces modes confirme qu'une partie de la lumière générée à l'entrée du guide W1 a été piégée par les deux cavités L3, ce qui induit la diminution de la transmission de ces modes dans le guide W1.
- Pour le cas du couplage de deux guides W1- une cavité L3, nous avons constaté l'existence d'un mode pour les ports de sortie C et D à la longueur d'onde $1.74\mu\text{m}$, ce qui induit la diminution de la quantité de la transmission à la sortie du port B, ainsi que l'augmentation de nombre de lignes de séparation entre le guide W1 et la cavité L3 qui induit la chute de la transmission au niveau des deux ports C et D, et par conséquent l'augmentation de la transmission au niveau du port B à la longueur d'onde $1.74\mu\text{m}$.

ملخص

حاولنا من خلال هذا العمل إجراء دراسة نظرية للشريط الضوئي العازل المتعلق بالبلورات الضوئية المتباينة (حيث إستخدمنا في دراستنا حالة المعدنين المتباينين : تيليريوم و نيوبات الليتيوم)، لنقوم بعد ذلك بتحسين عوامل الجودة لفجوات صغيرة والتي تتشكل من خلال حذف ثقب واحد H1 وحذف ثلاث ثقوب L3 وذلك في منتصف البلورات الفوتونية ذات الشكل الثلاثي المتشكلة من خلال المعدن المتباين تيليريوم (Tellerium) .

ثم قمنا بتحسين عامل الجودة لطول موجة الإتصالات $h=1,55\mu\text{m}$ بالنسبة للشبكات المنتظمة على شكل ثلاثي، و المنشأة من خلال المعدن المتباين نيوبات الليتيوم (Niobate de lithium).

وأهينا العمل من خلال إجراء دراسة رقمية لإنتقال الموجات داخل الدليل الموجي، ثم ملاحظة تأثير التزاج بين الفجوات H1 أو L3 على إنتقال الموجات داخل الدليل الموجي .

وفي إطار إنجاز هذا العمل، إستعملنا وحدات باند سولف وفول وايف التابعة للتطبيق التجاري R Soft، تلك الوحدات تركز على التوالي على الطرق الرقمية Onde plan extention و FDTD .

الكلمات المفتاحية :

البلورات الضوئية، الدليل الموجي، الفجوات، التباين .

Résumé

Dans cette thèse, nous avons examiné dans un premier lieu les bandes interdites photoniques des cristaux photoniques anisotropes (dans notre cas nous avons utilisé les deux matériaux anisotropes Tellerium et Niobate de Lithium), ensuite nous avons étudié l'amélioration du facteur de qualité des cavités H1 et L3, qui s'y forment par l'omission d'un et de trois trous respectivement au milieu d'un réseau périodique en configuration triangulaire à base d'un matériau anisotrope uniaxe positif Tellerium, le déplacement symétrique des deux trous adjacents de la cavité H1 et le nombre des trous manquants au milieu de la structure périodique, nous a permis d'améliorer le facteur de qualité à la longueur d'onde de la télécommunication $\lambda=1.55\mu\text{m}$, pour les structures périodiques en configuration triangulaire à base du matériau anisotrope Niobat de Lithium. Nous avons terminé cette thèse par une étude numérique de la transmission dans les guides d'onde linéaires, puis voir l'influence de l'introduction d'une cavité H1 ou L3 sur la transmission dans les guides d'onde linéaires. Pour réaliser cette étude nous avons utilisé les deux modules BandSolve et Fullwave du logiciel commercialisé RSoft, ces deux modules se basent respectivement sur la méthode numérique onde plan extension (PWE) et la méthode des différences finies temporelles (FDTD).

Mots-Clés : Cristaux Photoniques, Cavité, Guide d'onde, Anisotrope.

Summary

In this thesis, we examined in the first the band gap of photonic crystals anisotropic (in our case we used two anisotropic materials Tellerium and lithium niobate), then we studied the improvement of the quality factor of the cavities H1 and L3 formed respectively by the omission of one and three holes in the middle of a periodic array in the triangular configuration made on the basis of a positive uniaxial anisotropic material Tellurium, then the improvement of this factor to the length of wave of the telecommunication $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ for periodic structures in triangular configuration made based Niobat anisotropic materials Lithium, and we completed this thesis by a numerical study of the transmission on the linear waveguides then see the influence of the introduction of L3 or H1 cavity on the transmission in linear waveguides.

For this study we used two modules: BandSolve and Fullwave of Rsoft commercial software, these modules are based respectively on the method plane wave expansion (PWE) and the finite difference time domain method (FDTD)

Keywords:

Photonic Crystals, Cavities, Waveguides, Anisotropic