

Sommaire

Liste des figures	i
Intoduction générale.....	1

Chapitre I: généralités sur les cristaux photoniques

I. 1. Définition	5
I. 2. Types des Cristaux photoniques	6
I. 2. 1. le cristal photonique unidimensionnel (1D)	6
I. 2. 2. Cristaux photoniques bidimensionnels (2D)	8
I. 2. 2. 1. Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels	11
A. Le réseau carré.....	11
B. Le réseau triangulaire	11
C. Le réseau hexagonal	12
C. 1. La structure graphite	12
C. 2. La structure nitrure de Bore	13
I. 2. 3. Cristaux photoniques tridimensionnels	14
I. 3. Diagramme de bandes et bande interdite (BI)	16
I. 3. 1. Carte des bandes interdites	17
I. 3. 2. Bandes interdites complètes	19
I. 4. Cristal photonique parfait	19
I. 4. 1. Défauts à l'intérieur d'un cristal photonique	21
I. 4. 1. 1. Les défauts ponctuels.....	22
I. 4. 1. 2. Les défauts étendus	23
I. 5. Principales géométries des guides planaires à cristaux photoniques bidimensionnels	23
I. 6. Analyse des guides à cristaux photoniques	24
I. 6. 1. Influence du défaut sur le diagramme de dispersion	24
I. 7. Conclusion	26

Chapitre II : Méthode des différences Finies Temporelles FDTD 2D

II. 1. Introduction	28
II. 2. FDTD à deux dimensions	29
II. 2. 1. Discrétisation par la méthode des différences finies centrées	30
II. 2. 2. Stabilité numérique.....	35
II. 3. Conditions aux limites	36
II. 3. 1. Conditions de type Mur	36
II. 3. 2. Conditions symétriques et antisymétriques	36
II. 3. 3. Conditions d'injection d'une onde	38
II. 4. La source dure.....	38
II. 4. 1. La formulation champ total / champ réfléchi.....	39
II. 5. Conclusion.....	41

Chapitre III : Présentation des résultats de simulation

III. 1. Introduction	43
III. 2. Etudes des structures bidimensionnelles sans défaut	43
III. 2. 1. Structure triangulaire sans défaut	43
III. 2. 2. Structure carrée sans défaut	45
III. 3. Etudes des structures bidimensionnelles avec défaut	47
III. 3. 1. conception du guide mono-rangée $W_1^K A$	47
III. 3. 1. 1. Guide $W_1^K A$ en structure triangulaire	48
III. 3. 2. Guide $W_1^K A$ en structure carrée	49
III. 3. 2. conception du guide $W_3^K A$	51
III. 3. 2. 1.conception du guide $W_3^K A$ en structure triangulaire	51
III. 3. 2. 2. Conception du guide $W_3^K A$ en structure carré.....	53
III. 4. Conclusion.....	55

Chapitre IV : Le filtrage dans les cristaux photoniques bidimensionnels

IV. 1. Introduction	57
IV. 2. Principe de base	57
IV. 3. Présentation des résultats de simulation.....	57
IV. 3. 1. Premier topologie de conception.....	58
IV. 3. 2. Deuxième topologie de conception.....	60
IV. 3. 3. Troisième topologie de conception	62
IV. 3. 4. Quatrième topologie de conception	63
IV. 3. 5. Cinquième topologie de conception.....	65
IV. 3. 6. Sixième topologie de conception	67
IV. 3. 7 septièmes topologies de conception.....	69
IV. 3. 8 Huitième topologie de conception	71
IV. 3. 9 neuvièmes topologies de conception.....	73
IV. 4. Comparaison des bandes passantes des neuf configurations réalisées	75
IV. 5. Conclusion	77
Conclusion générale.....	78
Références bibliographiques.....	80

Liste des figures

Chapitre I : Généralités sur les Cristaux Photoniques

Figure I. 1 : Les différents types de cristaux photoniques : Unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D), Tridimensionnels (3D).....	5
Figure I. 2 : Miroir de Bragg, un cristal photonique unidimensionnel	6
Figure I. 3 : (a) Relation de dispersion d'un cristal photonique unidimensionnel (miroir de Bragg) à incidence normale: une bande d'énergie interdite apparait en bord de zone de Brillouin (b) Incidence oblique.....	8
Figure I. 4 : Structure périodique 2D connectée	9
Figure I. 5 : Structure périodique 2D déconnectée	9
Figure I. 6: a) Réseau carré et sa zone de Brillouin associée, b) Réseau triangulaire et sa zone de Brillouin associée	10
Figure I. 7 : Le réseau carré	11
Figure I. 8 : Le réseau triangulaire.....	12
Figure I. 9 : Structure graphite.....	13
Figure I. 10 : Structure Nitrure de Bore.....	13
Figure I. 11 : a) Schéma de fabrication de la Yablonovite, b) Image MEB d'une structure Yablonovite et c) Image MEB d'une structure tas de bois en silicium	14
Figure I. 12 : Images MEB a) d'une aile de papillon b) d'opales artificielles composées de billes en silice de diamètre 480 nm et c) d'opales inversées en ZnO (l'encart est une vue d'ensemble de la structure).....	15
Figure I. 13. a : Cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice diélectrique et réseau réciproque associé. Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin sont reportés (Γ , M et K) et la convention utilisée pour la polarisation est donnée. a est le paramètre de maille du cristal et r le rayon des trous.....	16
Figure I. 13 .b : Diagramme de bande d'un cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon_1 = 12$) pour un facteur de remplissage en air de 63 % ($r/a = 0,43$). Les bandes TE sont en traits pleins et les bandes TM en pointillés.....	17
Figure I. 14 : Cartes des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique $\epsilon_1 = 11,4$. Le recouvrement entre les deux polarisations ne se fait que pour des valeurs élevées de r/a	18

Figure I. 15 : Gauche : Réseau direct avec les directions ΓK et ΓM (les points gris correspondent aux trous d'air dans le semi-conducteur). Droite : Réseau réciproque et zone de Brillouin associée avec les vecteurs de bases X et Y (réseau direct en gris avec les vecteurs de base x et y).....	19
Figure I. 16 : Diagramme de dispersion du cristal hexagonal tracé en fonction de la première zone de Brillouin .a) Représentation des modes TE. b) Représentation des modes TM.....	20
Figure I. 17 : (a) Défaut lacunaire ; (b) et (c) Défauts de substitutions.....	22
Figure I. 18 : Spectre de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire [13].....	22
Figure I. 19 : Exemple de guide W1 à cristal photonique hexagonal de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant	23
Figure I. 20 : Schéma de guides W5 pour différentes géométries et orientations de mailles	24
Figure I. 21: Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CP à maille triangulaire en orientation ΓK . De gauche à droite : CP sans défaut ; guide W3 ΓK ; guide W5 ΓK	25

Chapitre II : Méthode des différences Finies Temporelles FDTD 2D

Figure II. 1 : Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée	32
Figure II. 2 : Discrétisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.....	33
Figure II. 3 : Discrétisation temporelle	33
Figure II. 4 : Algorithme de calcul des champs	35
Figure II. 5 : Présentation du problème	36
Figure II. 6 : Schéma explicatif des conditions symétriques et antisymétriques.....	37
Figure II. 7 : Plan de travail utilisé par la simulation FDTD	38

Chapitre III : Présentation des résultats de simulation

Figure III. 1 : structure triangulaire sans défaut.....	44
Figure III. 2: la réponse spectrale en transmission et réflexion.....	44
Figure III. 3 : Répartitions du champ magnétique H_z du guide triangulaire sans défaut excité en mode TE	45
Figure III. 4 : structure carrée sans défaut.....	46
Figure III. 5 : la réponse spectrale en transmission et en réflexion.....	46
Figure III. 6 : Répartition du champ magnétique H_z du guide carrée sans défaut excité en mode TE... ..	47
Figure III. 7: structure triangulaire constitué de guide W1KA.....	48

Figure III. 8 : la réponse spectrale en transmission et en réflexion	48
Figure III. 9 : Répartition du champ magnétique H_z du guide mono rangé $W_1^K A$ excité en mode TE.	49
Figure III. 10: Structure carrée constitué de guide $W_1^K A$	50
Figure III. 11: La réponse spectrale en transmission et en réflexion.....	50
Figure III. 12: Répartition du champ magnétique H_z du guide mono rangé $W_1^K a$ excité en mode TE.	51
Figure III. 13: structure triangulaire constitué de guide $W_3^K A$	52
Figure III. 14: la réponse spectrale en transmission et réflexion.....	52
Figure III. 15 : répartition du champ magnétique H_z du guide $W_3^K A$ excité en mode TE	53
Figure III. 16: structure carrée constitué de guide $W_3^K A$	53
Figure III. 17 : la réponse spectrale en transmission et réflexion.....	54
Figure III. 18 : répartition du champ magnétique H_z du guide $W_3^K A$ excité en mode TE	54

Chapitre IV : Le filtrage dans les cristaux photoniques bidimensionnels

Figure IV. 1 : structure d'un filtre à base des cristaux photoniques bidimensionnels réalisé par l'ajout de deux trous d'air dans le guide $W_1^K A$	58
Figure IV. 2 : Spectres normalisée obtenus par la méthode FDTD-2D.....	59
Figure IV. 3 : la distribution du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE.....	59
Figure IV. 4 : structure d'un filtre réalisé par l'ajout de deux trous d'air éloigné.....	60
Figure IV. 5 : la réponse spectrale en transmission et réflexion	61
Figure IV. 6 : répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE	61
Figure IV. 7 : structure d'un filtre réalisé par l'ajout de trois trous d'air	62
Figure IV. 8 : la réponse spectrale en transmission et en réflexion	62
Figure IV. 9 : répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE	63
Figure IV. 10 : structure d'un filtre réalisé par l'ajout de 4 trous dans un guide d'onde $W_1^K A$	64
Figure IV. 11 : la réponse spectrale en transmission et en réflexion	64
Figure IV. 12: répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE	65
Figure IV. 13 : structure d'un filtre réalisé par l'ajout de 5 trous au niveau d'un guide $W_1^K A$	66
Figure IV. 14 : la réponse spectrale en transmission et en réflexion	66
Figure IV. 15 : répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE	67
Figure IV. 16 : la structure d'un filtre réalisé par la création de six trous d'air au niveau du guide $W_1^K A$	68
Figure IV. 18 : répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE	69

Figure IV. 19 : structure d'un filtre réalisé par la création de sept trous d'air au niveau du guide $W_1^K A$	70
Figure IV. 20 : Réponse spectrale en transmission et en réflexion.....	70
Figure IV. 21 : répartition du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE	71
Figure IV. 22 : structure d'un filtre réalisé par la création d'une cavité.....	72
Figure IV. 23 : réponse spectrale en transmission et en réflexion	72
Figure IV. 24 : répartition du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE	73
Figure IV. 25 : structure d'un filtre réalisé par la création d'une cavité.....	74
Figure IV. 26 : réponse spectrale en transmission et en réflexion	74
Figure IV. 27 : répartition du champ magnétique Hz du filtre excité en mode TE	75
Figure IV. 28 : réponses spectral en transmissions.....	76
Figure IV. 29 : réponses spectral en transmissions.....	76

Introduction générale

Les télécommunications optiques sont à présent l'un des éléments moteurs de l'industrie optoélectronique. On assiste depuis les 25 dernières années, à une augmentation spectaculaire du débit associé aux fibres optiques, ces dernières occupent une place primordiale dans les techniques de l'information. L'apparition du concept des matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP ou cristaux photoniques) a suscité de la part de la communauté scientifique, un engouement grandissant.

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une (1D), deux (2D) ou trois dimensions (3D). Ce milieu périodique produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal. De même qu'il existe pour des électrons des bandes d'énergie permises et des bandes interdites, il existe des bandes photoniques d'états permises et des bandes photoniques interdites.

Une bande photonique correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique. Une bande interdite photonique correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique. Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur la dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications.

Les matériaux BIP_s sont des structures dont l'indice diélectrique est modulé de façon périodique. Grâce à l'analogie formelle qui existe entre les équations de Maxwell régissant la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique et l'équation de Schrödinger pour les électrons, on peut appréhender les cristaux photoniques avec les outils et les concepts développés en physique du solide. Ces structures permettent la réalisation ou la perspective de réalisation de nombreux composants tels que des filtres, des guides, des lasers sans seuil, des cavités...

D'énormes progrès ont été accomplis en une vingtaine d'année, depuis l'apparition du concept par Yablonovitch en 1987, en passant par les premières études numériques en 1990, puis aux longueurs d'ondes optiques en 1995 jusqu'aux premiers dispositifs commercialisés en 1999.

La réalisation de structures périodiques bidimensionnelles par différentes méthodes de lithographie est à présent bien maîtrisée sur les matériaux tels que le silicium et les semi-conducteurs.

Les études se sont donc portées sur les cristaux bidimensionnels (2D), pour le développement de composants d'optique intégrée planaire dans le but de réduire leur taille (quelques microns pour des applications optiques).

Une des premières applications des cristaux photoniques qui a été proposée est le contrôle de l'émission spontanée d'un émetteur placé dans un cristal photonique. Brièvement, si la fréquence d'un émetteur placé dans un cristal photonique se situe dans la bande interdite photonique, l'émission spontanée est supprimée. Par contre l'émission de l'émetteur peut être exaltée, si sa fréquence coïncide avec des bandes permises dont la densité d'état est grande ou bien en utilisant des microcavités optiques de grand facteur de qualité et de faible volume modal.

Si l'on introduit des défauts dans le cristal photonique, de nouveaux états permis apparaissent dans la bande interdite photonique, comme lors du dopage des impuretés d'un semi-conducteur. La lumière peut être confinée selon plusieurs dimensions selon le défaut et la dimensionnalité du cristal photonique. Par exemple, si l'on introduit un défaut unidimensionnel dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée en deux dimensions. Une cavité bidimensionnelle est créée. Si l'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'onde.

L'introduction d'éléments à base de cristaux photoniques permettrait de traiter toute l'information sous la forme lumineuse, de miniaturiser les circuits actuels et finalement de limiter les coûts. C'est la raison pour laquelle de nombreuses propositions pour des dispositifs à base de cristaux photoniques ont été faites et parfois déjà réalisées, comme des guides d'onde, des virages, des filtres sélectifs, des multiplexeurs démultiplexeurs et des combineurs.

Pour fabriquer des cristaux photoniques pour le proche infrarouge, la période des cristaux photoniques doit être de l'ordre de grandeur d'une centaine de nanomètre. Si la fabrication des miroirs de Bragg comme cristaux photoniques unidimensionnels est bien maîtrisée, la fabrication des cristaux photoniques bi- et tridimensionnels recèle encore de

nombreux défis. Les cristaux photoniques tridimensionnels sont particulièrement difficiles à fabriquer. Par contre, les cristaux photoniques bidimensionnels peuvent être fabriqués à l'aide de techniques utilisées couramment dans la microélectronique. C'est pour cette raison que ce type de cristal photonique a été le plus étudié jusqu'à présent.

L'objectif de travail dans ce mémoire c'est la conception des filtres à base cristaux photoniques bidirectionnels.

Ce mémoire est réparti comme suit :

Dans un premier chapitre, nous donnerons des descriptions sur les cristaux photoniques, les différentes familles, types, leurs caractéristiques et nous étudierons plus particulièrement les notions de bande interdite photonique et le diagramme de bande.

Dans le deuxième chapitre, nous nous intéresserons à la méthode de calcul FDTD-2D, la simulation par différences finies (Finite Domain Time Difference) dans le domaine temporel qui est une méthode générale qui permet d'étudier une grande variété de systèmes. Cette technique très utilisée en électromagnétisme consiste à discrétiser les équations de maxwell dans l'espace et dans le temps en utilisant une grille de cellules élémentaires. Cette méthode permet de résoudre les équations de maxwell avec précision .elle permet de simuler la propagation de la lumière dans les structures bidimensionnelles à base de cristaux photoniques. Elle permet notamment d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission de structures à géométrie complexe, ce qui ne s'obtient pas aisément avec d'autres méthodes.

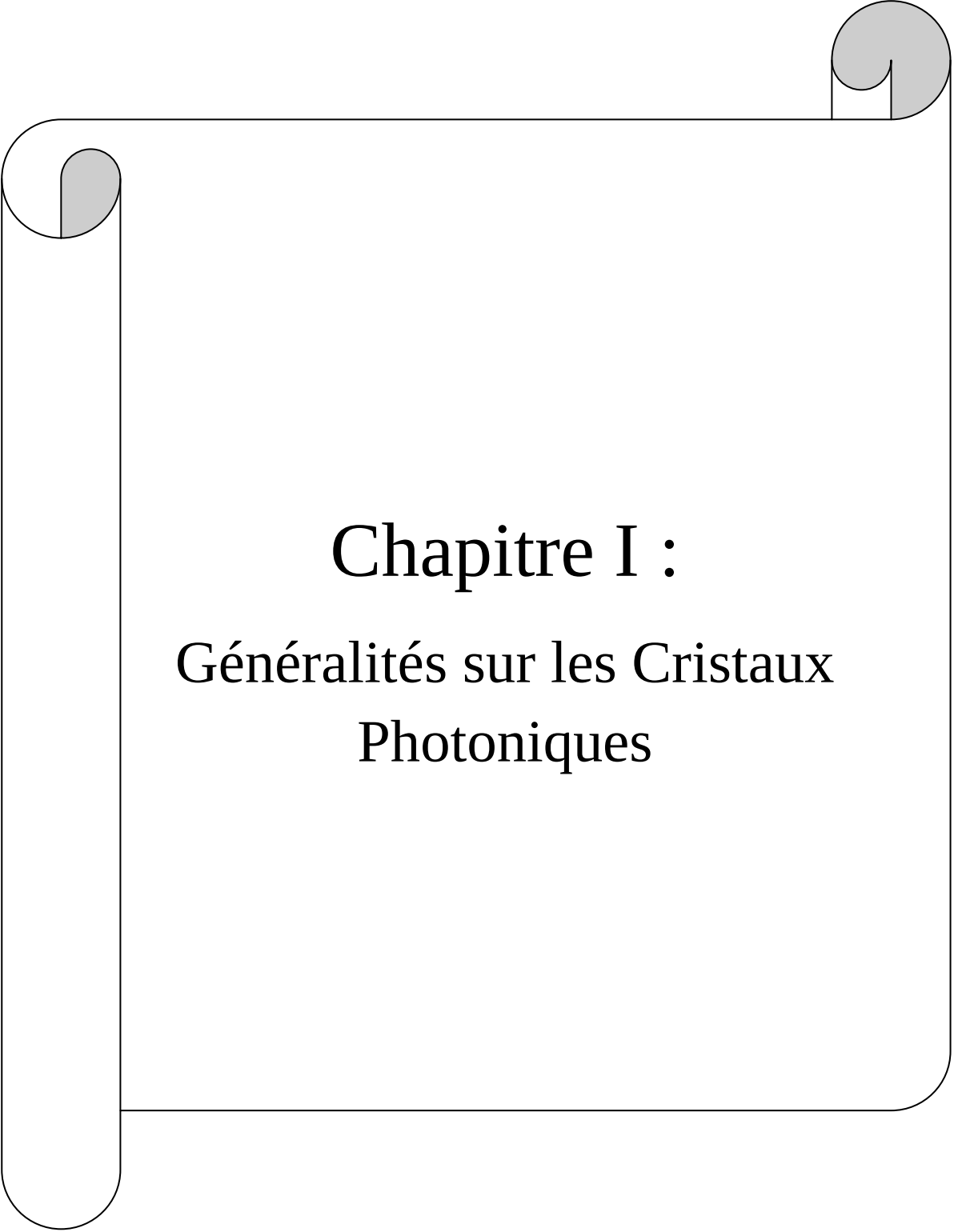
Dans le troisième chapitre, nous étudierons les structure bidimensionnels sans défauts et avec défauts c'est-à-dire les guides d'ondes pour les deux modèles triangulaire et carré en utilisant la méthode FDTD-2D .Une optimisation est introduite afin d'améliorer les performances de ces structures en terme de transmission et de réflexion.

En fin, dans le quatrième chapitre, nous concevrons des différentes topologies de filtre à base des cristaux photonique bidimensionnels, nous traiterons ces filtres en utilisant la méthode FDTD-2D. Une comparaison est faite à la fin de ce chapitre entre tous les structures réalisés.

Ce mémoire se terminera par une conclusion générale.

Afin que le lecteur puisse s'en servir de ce mémoire une référence bibliographique est rajoutée à la fin de ce mémoire.

Cllicours.COM

A decorative border resembling a scroll, with a vertical strip on the left and a horizontal strip at the top, both featuring rounded ends and a light gray shaded area.

Chapitre I :

Généralités sur les Cristaux Photoniques

I.1. Définition

Contrôler la lumière : voilà un des défis proposés aux physiciens. Depuis une trentaine d'années ils essayent de fabriquer des dispositifs microscopiques qui leur permettent de guider, capter, piéger ou filtrer la lumière. Dans ce cadre, Nous allons étudier les cristaux photoniques.

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement selon une ou plusieurs dimensions de l'espace (Figure I. 1). Ces structures peuvent être obtenues par arrangement périodique de deux matériaux différents. Leur forme la plus simple est une structure périodique à une dimension composée d'un empilement de couches également appelé : [miroir de Bragg].

Les cristaux photoniques ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour une gamme de fréquences, appelée la bande interdite photonique (BIP). Cette particularité optique intervient lorsque la longueur de maille du cristal est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière dans le milieu.

Ce phénomène est dans une certaine mesure analogue à celui de l'ouverture de bandes interdites électroniques dans des cristaux atomiques de matériaux semi-conducteurs.

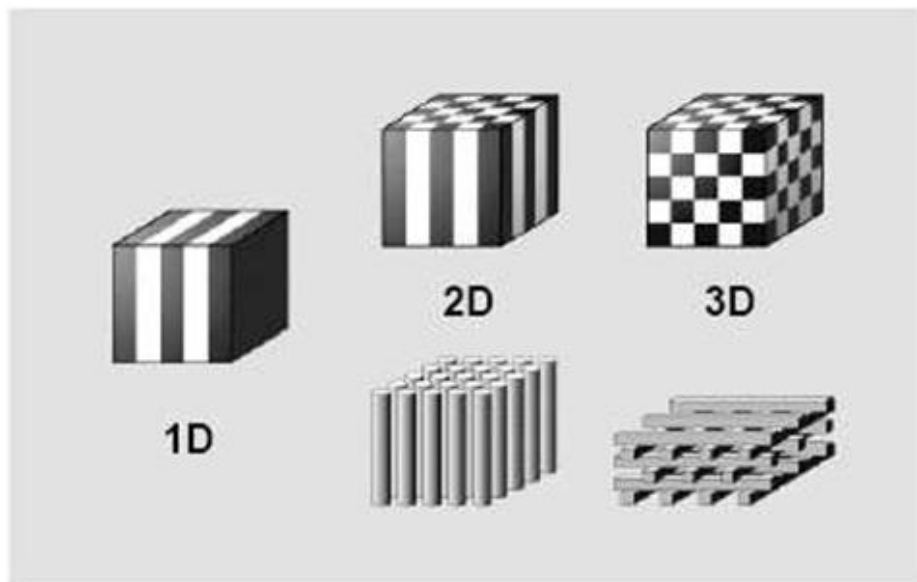


Figure I. 1 : Les différents types de cristaux photoniques : Unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D), Tridimensionnels (3D) [1].

La propriété de <gap> ou <bande interdite> a été initialement montrée par Lord Rayleigh en 1887 dans les structures de type miroir de Bragg. La généralisation du concept à deux et trois dimensions a été initiée en 1987 par Yablonovitch [2], John [3] et Zengerle [4], dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

I. 2. Types des Cristaux photoniques

I.2.1. le cristal photonique unidimensionnel (1D)

Pour aborder l'étude des cristaux photoniques, nous étudions le cas simple d'un milieu dont le constant diélectrique est périodique suivant une seule dimension. Ce milieu peut être constitué d'une alternance de couches de diélectriques de permittivités différentes ϵ_1 , ϵ_2 . Cette structure porte le nom de miroir de Bragg.

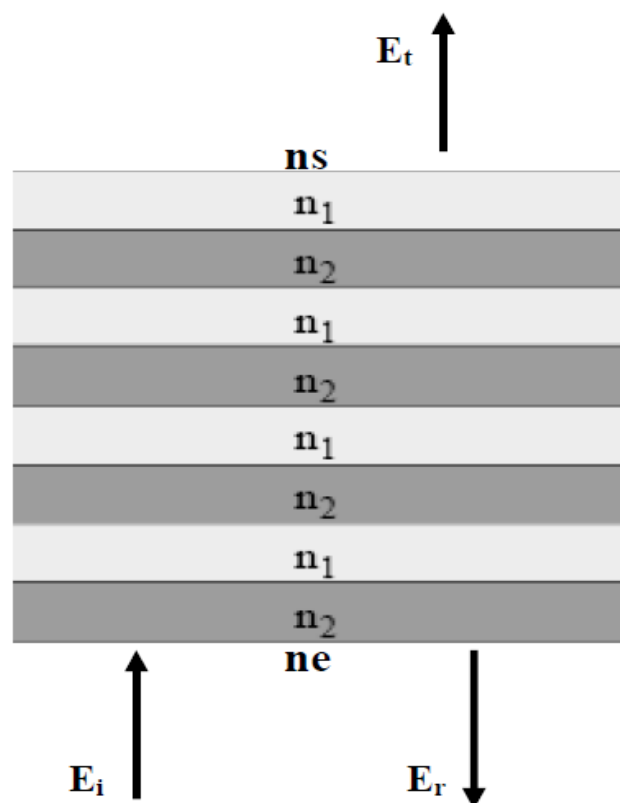


Figure I. 2 : Miroir de Bragg, un cristal photonique unidimensionnel.

Un cristal photonique unidimensionnel est souvent utilisé pour réaliser les miroirs de cavités lasers (VECSELs [1] par exemple).

Pour décrire la propagation de la lumière dans un miroir de Bragg, considérons une onde électromagnétique de vecteur d'onde k qui se propage à incidence normale dans un miroir de Bragg constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 et de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 (Figure I.3).

La période est : $a = a_1 + a_2$ dans la direction de l'empilement. À chaque nouvelle cellule du réseau direct, l'onde subit une réflexion.

Le déphasage entre deux ondes réfléchies successives est $2ka$. Tant que $2ka$ est très différent de 2π , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement. Au bord de la zone de Brillouin, k se rapproche de π/a et les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. L'onde incidente de vecteur d'onde k donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde $-k$. La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie ω_0 et forme deux ondes stationnaires d'énergies distinctes ω_1 et ω_2 . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande d'énergie interdite dans la direction normale à l'empilement.

Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ($n_1 a_1 = n_2 a_2$), la largeur $\Delta\omega$ de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [5].

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad (1)$$

Où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques. La largeur de la bande interdite est d'autant plus faible que le contraste d'indice diminue. En bord de la première zone de Brillouin les modes optiques propres de la structure sont stationnaires:

L'énergie électromagnétique du mode d'énergie ω_1 se concentre dans la couche de haut indice tandis que celle du mode d'énergie ω_2 se concentre dans la couche de bas indice. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont appelées respectivement bande d'air et bande diélectrique.

Lorsque l'onde se propage à incidence oblique (Figure 1.3(b)), elle sonde un milieu déperiodique différente. Lorsque l'angle d'incidence augmente au-delà d'un angle critique α_0 , les bandes interdites ne se recouvrent plus et la propagation de l'onde est à nouveau autorisée à

la fréquence ω_0 . Le cône d'angle au sommet α_0 définit l'ouverture angulaire de la bande interdite: à l'intérieur de ce cône, aucune onde électromagnétique ne peut se propager à la fréquence ω_0 .

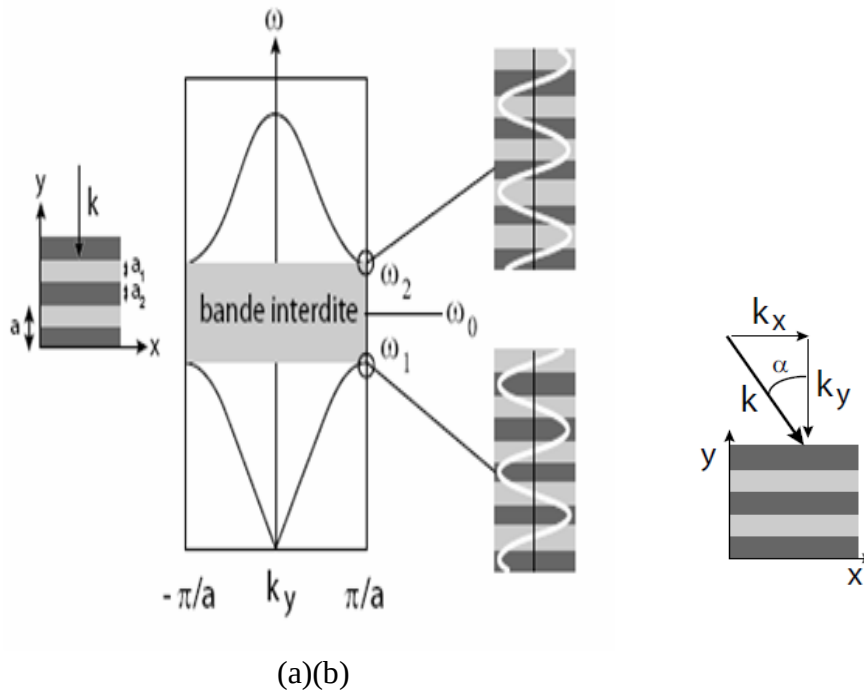


Figure I. 3 : (a) Relation de dispersion d'un cristal photonique unidimensionnel (miroir de Bragg) à incidence normale: une bande d'énergie interdite apparaît en bord de zone de Brillouin (b) Incidence oblique.

I.2.2. Cristaux photoniques bidimensionnels (2D)

La périodicité de l'indice diélectrique doit être étendue à deux ou trois dimensions pour obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions du plan ou de l'espace. A deux dimensions, les cristaux photoniques sont composés d'un réseau périodique de piliers de diélectrique dans l'air ou de trous d'air percés dans un diélectrique. Dans ce cas, on distingue deux types de structures : connectées et déconnectées.

Les structures dites « connectées » (Figure I.4) : les motifs élémentaires sont d'indice n_1 inférieur à l'indice n_2 de la matrice diélectrique.

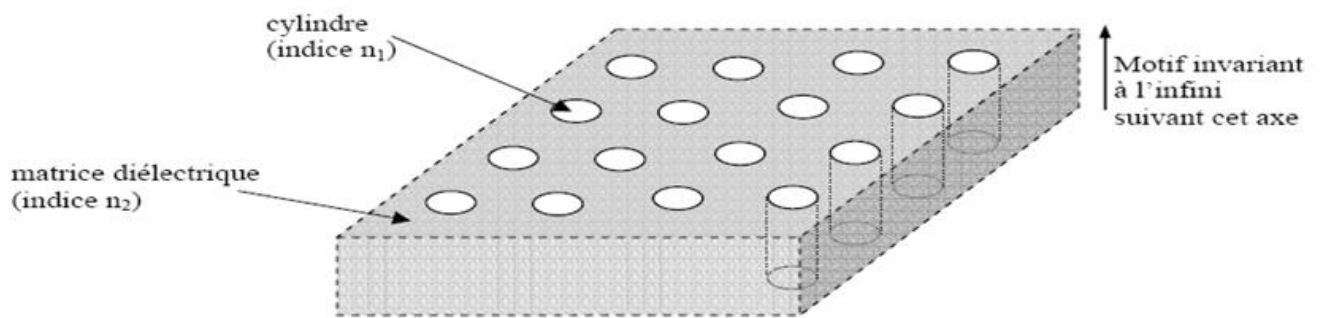


Figure I. 4 : Structure périodique 2D connectée.

Les structures dites « déconnectées » (Figure I-5) : les motifs élémentaires sont d'indice n_1 supérieur à l'indice n_2 de l'espace inter motifs. Elles sont constituées de tiges diélectriques alignées périodiquement dans l'air.

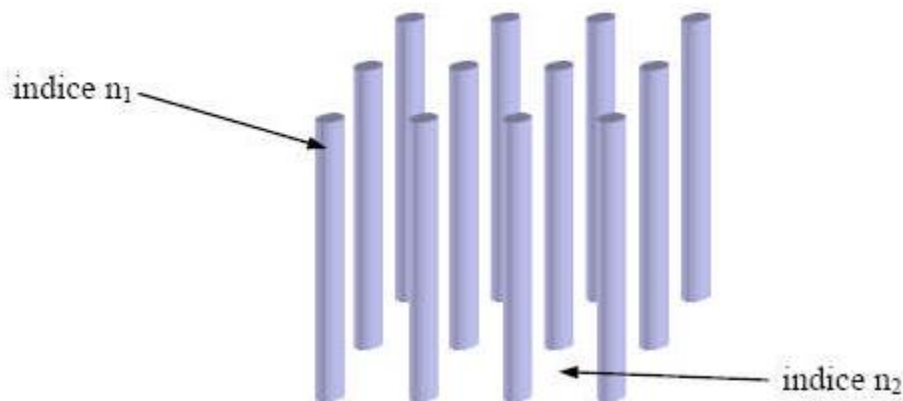


Figure I.5 : Structure périodique 2D déconnectée

Les deux réseaux les plus courants pour l'organisation des piliers (ou des trous) sont le réseau carré et le réseau triangulaire (ou hexagonal).

La Figure I. 6 présente ces deux réseaux avec leurs zones de Brillouin respectives. Pour un réseau carré de période a , la première zone de Brillouin est un carré de côté $2\pi/a$. Par des considérations de symétrie (le carré possédant 4 axes de symétrie principaux), on peut

montrer que la zone de Brillouin irréductible est un triangle rectangle isocèle de sommets Γ , X, M.

Pour le réseau triangulaire, le réseau réciproque est aussi un réseau hexagonal. Sa zone de Brillouin irréductible est un triangle rectangle de sommets Γ , K, M. Dans les deux cas, il suffit de suivre l'évolution du vecteur d'onde k sur les trois côtés du triangle pour atteindre les extrema de $\omega(k)$. On peut alors tracer le diagramme de bande $\omega = f(k)$ qui 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.

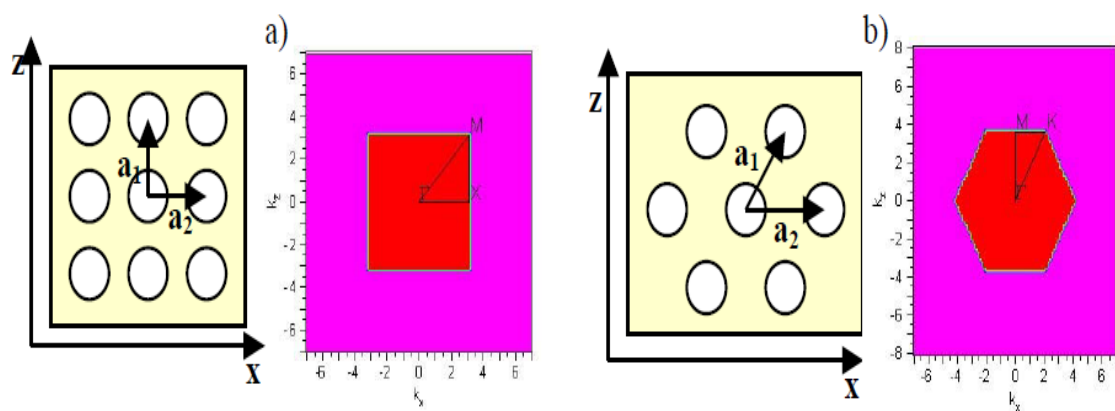


Figure I.6 : a) Réseau carré et sa zone de Brillouin associée.

b) Réseau triangulaire et sa zone de Brillouin associée.

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 bande indépendants. Il n'existe donc pas forcément une bande interdite dans les deux cas. Il existe de nombreux degrés de liberté lors de la conception d'un cristal photonique 2D.

En particulier, il est nécessaire pour un type de réseau choisi d'ajuster le paramètre de maille et le facteur de remplissage surfacique (rapport surface d'air/surface totale). Ces paramètres influencent directement les propriétés et l'allure du diagramme de

bandes associées au cristal photonique réalisé, en particulier la largeur et la position de la bande interdite.

La configuration la plus propice à l'obtention d'une bande interdite complète (c'est-à-dire en TE et en TM) est le réseau triangulaire de trous dans un diélectrique de haute indice de réfraction.

En effet, la bande interdite sera d'autant plus large que le contraste d'indice est grand. Quant au réseau triangulaire, sa première zone de Brillouin est celle qui a la forme la plus circulaire possible, donc la plus favorable à l'ouverture d'une bande interdite. Un exemple de bande interdite complète est donné plus loin sur la Figure (I.13.b) dans le cas d'un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium.

I. 2. 2. 1. Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels

Les réseaux périodiques à deux dimensions se regroupent principalement suivant trois familles :

A. Le réseau carré

Les nœuds du réseau sont situés sur un carré de côté « a » (Figure I.7). 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 [6]. Il est ainsi difficile d'obtenir une bande interdite totale, c'est-à-dire une bande interdite qui empêche la propagation quelle que soit la polarisation.

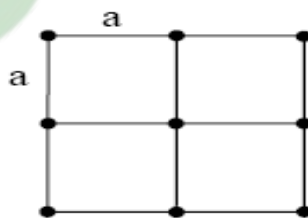


Figure I.7 : Le réseau carré.

B. Le réseau triangulaire

Le réseau triangulaire, est le réseau 2D de plus haute symétrie dès lors que l'on se limite à un seul « atome » par maille. La zone de Brillouin est un hexagone. Chaque nœud du réseau direct est espacé de son proche voisin d'une même distance « a » (Figure I.8).

Cette structure est moins sensible à l'angle d'incidence que le réseau carré mais la bande interdite complète reste difficile à obtenir.

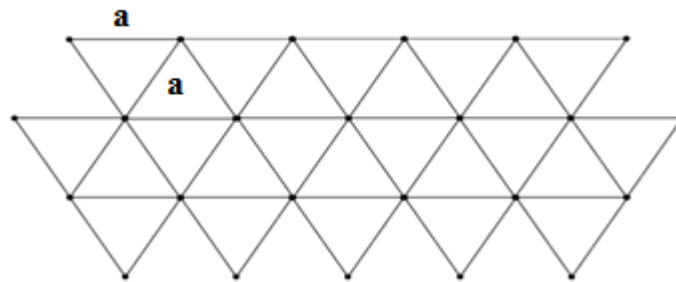


Figure I.8: Le réseau triangulaire.

On peut imaginer des structures où les parties diélectriques sont déconnectées les unes des autres et des structures où les parties diélectriques sont connectées entre elles. Cependant, de part de sa géométrie, la structure « connectée » de trous dans le diélectrique offre un bon compromis lorsque le diamètre des trous est proche de la période du réseau. Une telle structure présente bien une bande interdite « complète ». Différentes réalisations expérimentales ont permis de le vérifier, d'abord dans l'infrarouge moyen, puis plus récemment aux longueurs d'onde des télécommunications optiques.

C. Le réseau hexagonal

C. 1. La 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 (Figure I.9). 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 Γ K et Γ M [7]. La possibilité d'une bande interdite complète avait été prédite pour la première fois dans le cas d'un réseau de tiges diélectriques cylindriques [7].

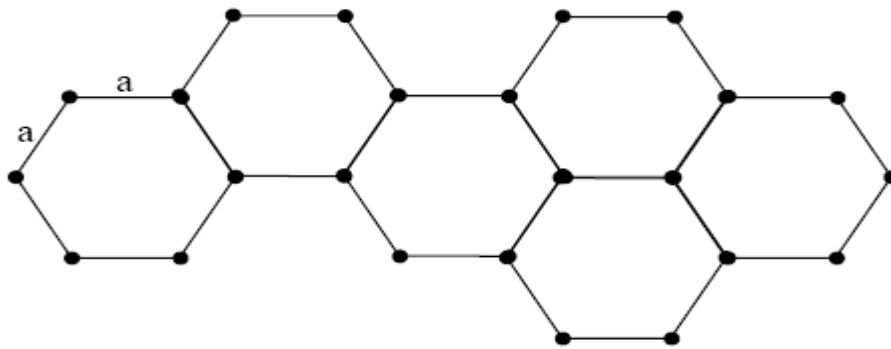


Figure I.9 : Structure graphite.

C.2. La 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.10). Celle-ci permet d'obtenir de larges bandes interdites.

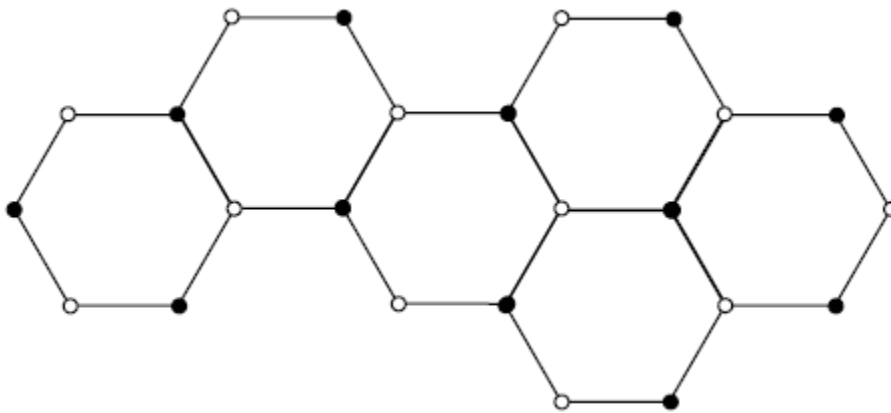


Figure I.10: Structure Nitrure de Bore

Pour ouvrir une bande interdite dans le plan ou l'espace, toutes les bandes interdites unidirectionnelles doivent se recouvrir au moins partiellement sur la première zone de Brillouin. Le recouvrement sera maximal si les bandes interdites sont centrées à des énergies proches. La situation la plus favorable est celle où la zone de Brillouin est la plus isotrope possible. Les réseaux qui s'en rapprochent le plus sont les réseaux triangulaires à deux dimensions et les réseaux graphites et les réseaux cubiques à faces centrées à trois dimensions.

I.2.3. Cristaux photoniques tridimensionnels

Seuls les cristaux photoniques 3D permettent d'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle. Le premier cristal photonique 3D, appelé Yablonovite, fut fabriqué en 1991 par E. Yablonovitch en perçant mécaniquement des trous selon des angles bien choisis dans un bloc de plexiglas (indice 3,6), de façon à retrouver la structure cristalline du diamant qui est aussi celle du silicium (Figure I.11 a). En effet, la cristallisation cubique face centrée (et la cristallisation diamant) possède la zone de Brillouin la plus sphérique possible, ce qui est propice à l'apparition de bandes interdites omnidirectionnelles.

En 1991, ce cristal présentait une bande interdite pour les microondes, les dimensions de la structure étant centimétriques. Au fil des années, les scientifiques ont cherché à réduire la dimension des motifs, en utilisant des gravures par FIB ou rayons X, pour aujourd'hui aboutir à des cristaux photoniques présentant une bande interdite dans le proche infrarouge et le visible (Figure I. 11 b).

D'autres structures autorisent l'apparition d'une bande interdite totale, notamment la structure dite en "**tas de bois**" qui consiste à empiler des réseaux 1D, en tournant de 90° et en décalant d'une demi-période deux réseaux consécutifs (Figure I. 11 c).

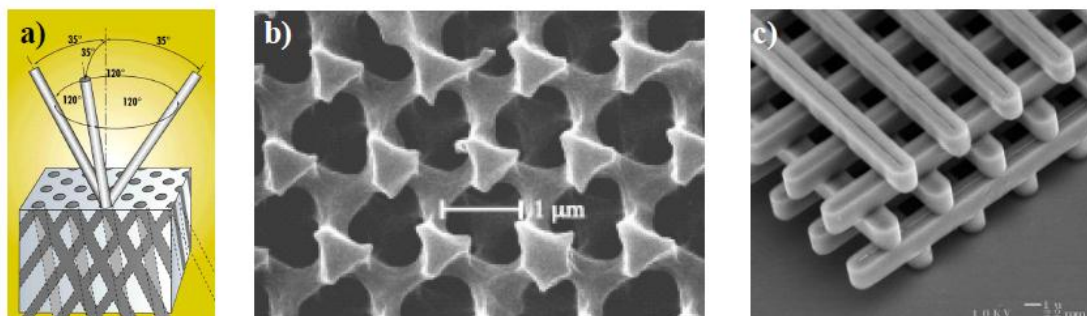


Figure I.11: a) Schéma de fabrication de la Yablonovite, b) Image MEB d'une structure Yablonovite et c) Image MEB d'une structure tas de bois en silicium.

Il existe aussi des cristaux photoniques 3D naturels. Par exemple, les ailes d'une certaine race de papillons, les Lycaenidae, contiennent un réseau de trous périodiques qui réfléchissent totalement la lumière bleue, quelque soit l'angle d'incidence (Figure I.12 a). Les ailes ont alors la couleur bleue. Si la structure périodique est absente, les ailes

seront marrons. Citons aussi comme autre exemple les **opales** (Figure I.12 b) qui sont composées d'empilements périodiques de billes de silice, de quelques centaines de nanomètres de diamètre. On peut fabriquer des opales artificielles par auto organisation colloïdale de billes de silice. Cependant, le contraste d'indice de réfraction entre l'air et la silice est trop faible (inférieur à 2) pour apparaître une bande interdite complète.

Pour améliorer le contraste, il est possible d'utiliser les opales comme moule afin de déposer des matériaux à fort indice par infiltration, la silice étant éliminée par la suite. Ces structures artificielles, appelées opales inversées, possèdent bien un gap omnidirectionnel (Figure I.12c).

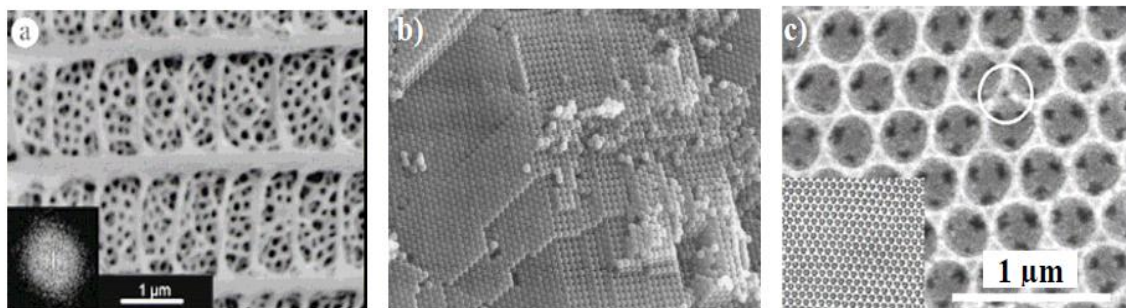


Figure I.12 : Images MEB a) d'une aile de papillon b) d'opales artificielles composées de billes en silice de diamètre 480 nm et c) d'opales inversées en ZnO (l'encart est une vue d'ensemble de la structure)

Néanmoins, quel que soit le type de structure 3D choisi, l'élaboration de tels dispositifs pour l'optique reste non-triviale et demande de nombreuses étapes de fabrication. De plus, il est difficile de créer des défauts (cavités ou guides) dans les structures 3D et ces structures sont difficilement intégrables dans les dispositifs à base de guides d'ondes déjà existants. C'est pourquoi, pour l'instant, la majorité des travaux de recherche concerne les cristaux photoniques bidimensionnels.

I.3. Diagramme de bandes et bande interdite

Comme en physique du solide, la description théorique d'un cristal photonique peut se faire à l'aide d'un diagramme de bandes donnant, pour chaque valeur du vecteur d'onde pris

dans la zone de Brillouin du cristal, les fréquences correspondant aux modes électromagnétiques supportés par la structure.

Pour ouvrir une bande interdite la plus large possible, il faut que la première zone de Brillouin du cristal soit la plus circulaire possible. Parmi les géométries simples qui s'offrent à nous, le réseau triangulaire répond bien à cette condition. De plus, il est relativement aisé de réaliser des trous et, s'ils sont remplis d'air, un fort contraste d'indice est possible.

En effet, l'étude de différents cas fait apparaître que la structure triangulaire de trous d'air permet l'ouverture d'une large bande interdite photonique en polarisation TE « transverse électrique » (Figure I.13.a) et même une bande interdite complète sous certaines conditions [8].

Ainsi, c'est cette géométrie qui est la plus utilisée dans la littérature pour réaliser des cristaux photoniques bidimensionnels et c'est celle que nous utiliserons dans l'ensemble de ce travail.

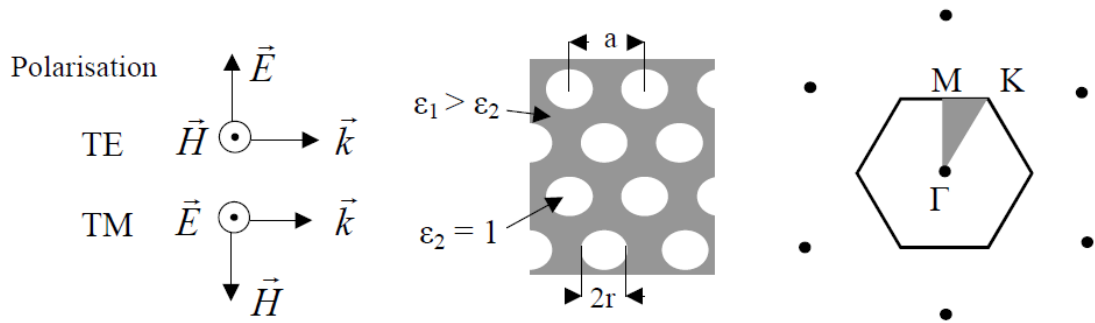


Figure I. 13. a: Cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice diélectrique et réseau réciproque associé. Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin sont reportés (Γ , M et K) et la convention utilisée pour la polarisation est donnée. a est le paramètre de maille du cristal et r le rayon des trous.

Un exemple de diagramme de bande pour cette structure est rapporté sur (la figure I. 13.a), dans le cas où $r/a = 0,43$ et $\varepsilon_1 = 12$ (r étant le rayon des trous, a le paramètre de maille du cristal et ε_1 la constante diélectrique de la matrice de haut indice).

Le calcul est fait le long des axes de haute symétrie de la première zone de Brillouin, sur le circuit Γ -M-K- Γ , en utilisant la méthode des ondes planes.

L'énergie des bandes est exprimée en fonction du facteur sans dimension $u = a/\lambda$. Pour la polarisation TE, une large bande interdite apparaît. Par contre, seul un gap réduit est observé pour la polarisation TM (transverse magnétique) dans ce cas [11].

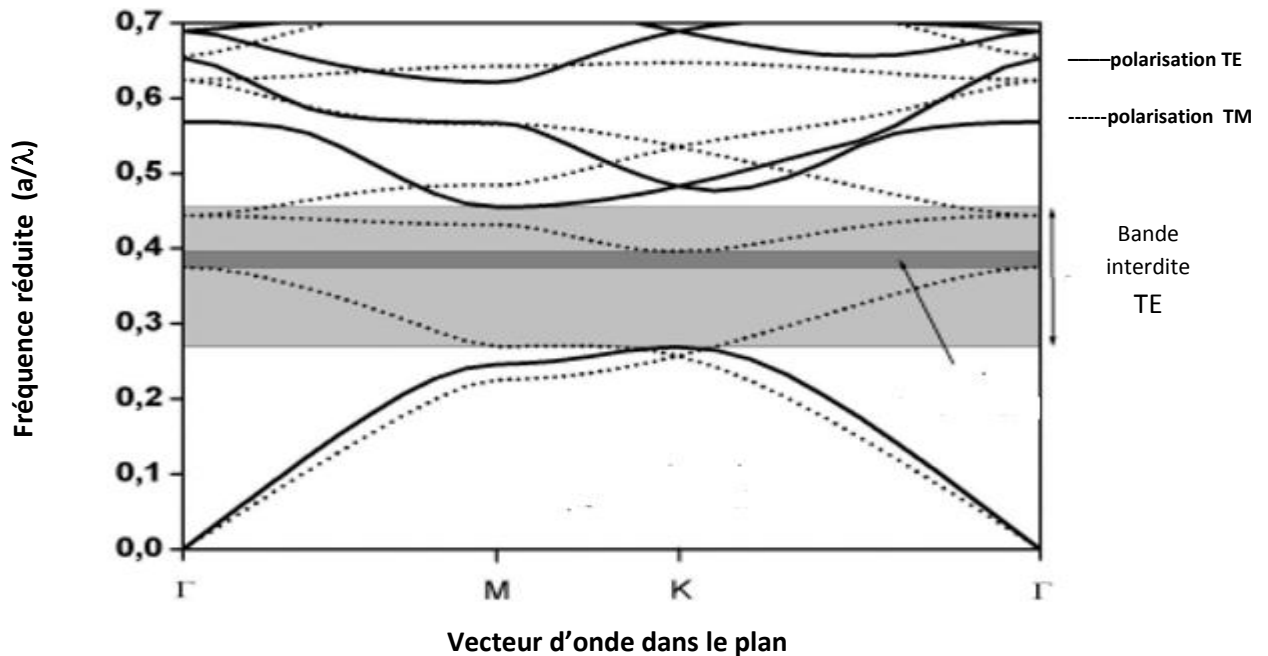


Figure I. 13. b: Diagramme de bande d'un cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon_1= 12$) pour un facteur de remplissage en air de 63 % ($r/a = 0,43$). Les bandes TE sont en traits pleins et les bandes TM en pointillés.

I.3.1. Carte des bandes interdites

Le calcul du diagramme de bande vu précédemment nous renseigne, entre autres, sur les propriétés (la position et la largeur) des bandes interdites photoniques pour chaque polarisation. Cependant, deux paramètres peuvent encore être ajustés afin de jouer sur celles-ci : l'indice de la matrice et le facteur de remplissage en air (ou le rapport r/a).

Pour un matériau donné (donc pour un indice de la matrice donné), il est intéressant de connaître l'influence du facteur r/a sur la position et la largeur des gaps photoniques : c'est la carte des bandes interdites.

Un exemple est donné sur la figure I.14 dans le cas d'une matrice de constante diélectrique $\epsilon_1= 11,4$. Pour de faibles facteurs de remplissage en air, il n'y a pas de bande interdite car le système est peu perturbé. Il faut atteindre $r/a = 0,2$ pour voir apparaître la

bande interdite TE de plus basse énergie et c'est seulement pour un rayon des trous important (lorsque leur diamètre vaut 90 % de la période environ) que l'on a un recouvrement des gaps pour les deux polarisations, donc une bande interdite complète.

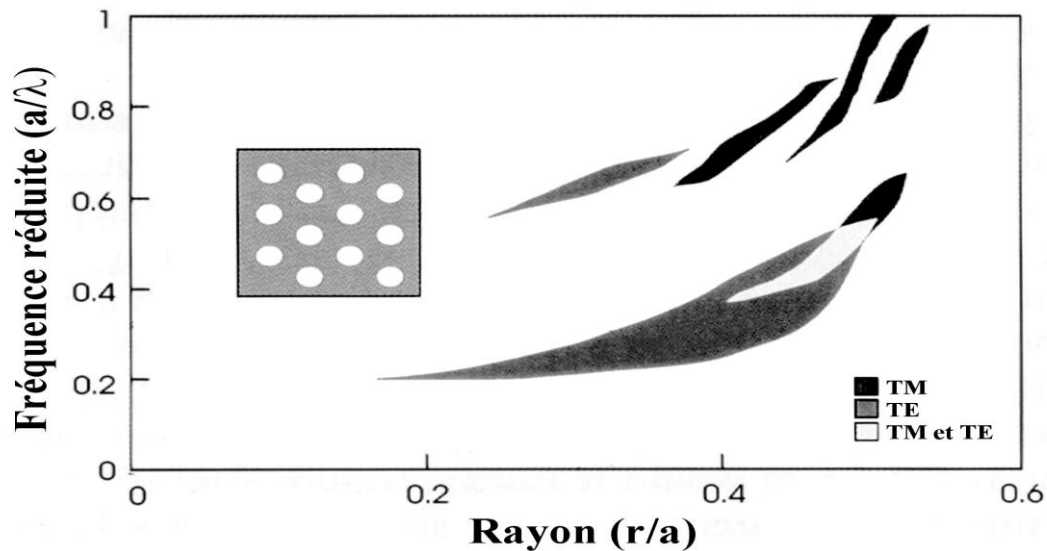


Figure I. 14:Cartes des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique $\epsilon_1 = 11,4$. Le recouvrement entre les deux polarisations ne se fait que pour des valeurs élevées de r/a .

Cette carte des bandes interdites est très pratique pour décider des paramètres du cristal photonique en vue d'une application. Il paraît tentant de travailler avec le gap le plus large possible, cependant, il n'est pas toujours judicieux de se placer dans une zone de fort facteur de remplissage en air (lorsque les trous ont un diamètre important), là où le gap est le plus large, pour des raisons de fuites hors du plan du cristal [11].

I.3.2. Bandes interdites complètes

Une bande interdite photonique d'un cristal est dite complète (ou totale) lorsque, pour le domaine de fréquences considéré, le cristal ne supporte aucun mode électromagnétique de propagation ; c'est-à-dire qu'une onde dont la fréquence est dans la bande interdite totale ne peut pas se propager dans le cristal quelles que soient sa polarisation et sa direction de propagation.

Seule une structure dont l'indice est périodique dans les trois directions de l'espace est susceptible de posséder des bandes interdites complètes. Mais souvent, le caractère total d'une

bande interdite s'entend par rapport au nombre de directions de périodicité que le cristal possède. Ainsi, pour un cristal à deux dimensions, une bande est dite complète si, dans le domaine de fréquences considérées, le cristal (infini) ne supporte aucun mode pour une propagation dans le plan perpendiculaire aux tiges. Un cristal à une dimension possède une bande interdite pour une propagation dans la direction de périodicité si quelle que soit la fréquence considérée, il est impossible de trouver un mode supporté par la structure [12].

I.4. Cristal photonique parfait

Pour illustrer les propriétés d'un tel cristal, considérons un cristal photonique à maille triangulaire avec un indice $n = 3.21$ pour le matériau semi-conducteur et un facteur de remplissage en air $f = 30\%$, qui est le rapport entre la surface des trous et la surface totale du CP.

La Figure I. 15 présente à gauche le CP vu de dessus dans l'espace réel et à droite le cristal dans l'espace réciproque avec la première zone de Brillouin. Comme en cristallographie, les points de plus hautes symétries Γ , K et M_y sont repérés.



Figure I. 15: Gauche : Réseau direct avec les directions ΓK et ΓM (les points gris correspondent aux trous d'air dans le semi-conducteur). Droite : Réseau réciproque et zone de Brillouin associée avec les vecteurs de bases X et Y (réseau direct en gris avec les vecteurs de base x et y).

Afin de connaître les propriétés d'une onde dans le cristal, il suffit d'étudier les caractéristiques de l'onde dans les directions de plus hautes symétries selon les polarisations transverse électrique TE et transverse magnétique TM. Dans le cas du cristal à maille triangulaire, ces directions sont les 2 directions ΓK et ΓM .

Les champs électromagnétiques optiques selon les polarisations TE et TM sont respectivement contenus dans le plan et perpendiculairement au plan de la Figure I. 15.

La résolution des équations de Maxwell par la méthode des ondes planes, permet de calculer les diagrammes de dispersion du cristal photonique. On peut ainsi déterminer l'évolution de la fréquence réduite des modes propres du cristal en fonction de leur vecteur d'onde k selon les principales directions de symétrie du cristal dans la première zone de Brillouin.

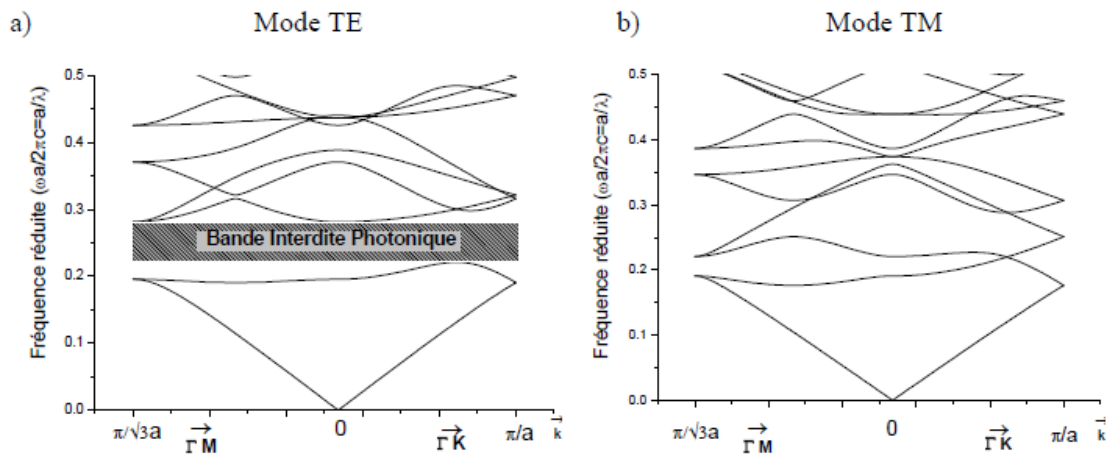


Figure I. 16 : Diagramme de dispersion du cristal hexagonal tracé en fonction de la première zone de Brillouin .a) Représentation des modes TE. b) Représentation des modes TM.

Dans le cas de la polarisation TE, pour des fréquences proches de $a/\lambda = 0.25 \pm 0.03$, les modes ne peuvent pas se propager dans le cristal quelle que soit la direction choisie, c'est une BIP totale.

A l'intérieur de cette BIP, nous savons que la réflectivité du cristal photonique s'approche de l'unité, ceci d'autant plus que le contraste d'indice est élevé. C'est par exemple le cas bien connu du miroir de Bragg, CP 1D, qui procure unidirectionnellement une forte réflectivité aux fréquences comprises dans sa BIP. Il en est de même pour les CP, 2D et 3D qui procurent aux ondes dont la fréquence est comprise dans leurs BIP, une réflexion quasi totale dans le plan pour le réseau 2D ou omnidirectionnelle dans le cas du réseau 3D. Le cristal photonique sans défaut permet ainsi de réaliser des miroirs présentant de fortes réflectivités en ajustant la maille cristalline pour opérer dans la BIP choisie [10].

I.4.1. Défauts à l'intérieur d'un cristal photonique

De plus, par abus de langage, nous parlerons alors de BIP même si celles-ci ne sont valables que pour une direction du cristal. Le terme mini-BIP sera aussi utilisé, il correspond à une BIP très localisée ne s'étendant que sur quelques valeurs du vecteur k .

Les cristaux photoniques ne permettront de réaliser de véritables fonctions optiques et de contrôler les flux de lumière que l'on y introduit des défauts. Comme pour les cristaux solides, il existe deux principaux types de défauts : les défauts ponctuels et les défauts étendus. Les premiers, associés à une rupture locale de périodicité, se traduisent par la présence de modes électromagnétiques à des fréquences discrètes, analogues aux défauts électroniques. Les seconds, que l'on peut considérer comme analogues aux dislocations, peuvent donner lieu à des bandes permises de propagation, là où se trouve une bande interdite dans le cristal idéal.

I.4.1.1. Les défauts ponctuels

Il existe de multiples manières de créer des défauts ponctuels dans les cristaux photoniques. On peut aussi procéder au retrait, à l'ajout ou à la modification d'un ou plusieurs motifs du cristal. Pour reprendre la terminologie de la physique du solide, on réalise alors des défauts lacunaires ou de substitution (Figure I. 17).

Dans tous les cas de figure, on crée des cavités optiques dont les modes de résonances vont venir se positionner en énergie au sein des bandes interdites du cristal.

La figure I.18 présente le spectre de transmission calculé d'un cristal 2D de symétrie hexagonale et formé de tiges diélectriques, où le défaut est dû à une tige manquante. Si le spectre de transmission reste, pour une grande part, identique à celui du cristal sans défaut avec une bande interdite comprise entre 0.9 et 1.3 μm de longueur d'onde, la présence du défaut se traduit par un pic de transmission étroit et unique à 1.1 μm . On a donc affaire, dans ce cas, à une cavité uni modale, pour autant que l'on puisse se restreindre à un système bidimensionnel.

Le caractère unimodal n'a tout son sens que dans le cas tridimensionnel. Grâce aux progrès spectaculaires accomplis dans la fabrication de cristaux photoniques 3D [9], l'insertion de défauts de taille bien contrôlée et conduisant à une véritable cavité unimodale semble désormais un objectif réaliste.

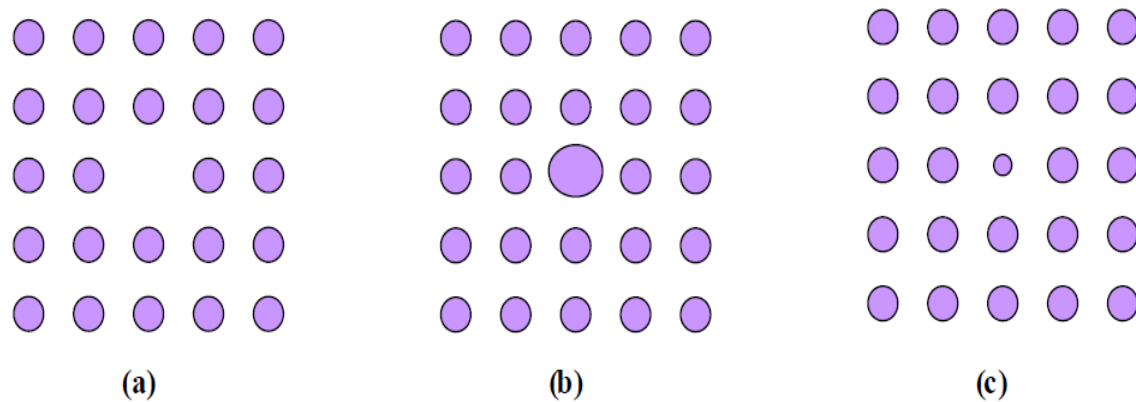


Figure I. 17 :(a) Défaut lacunaire ; (b) et (c) Défauts de substitutions.

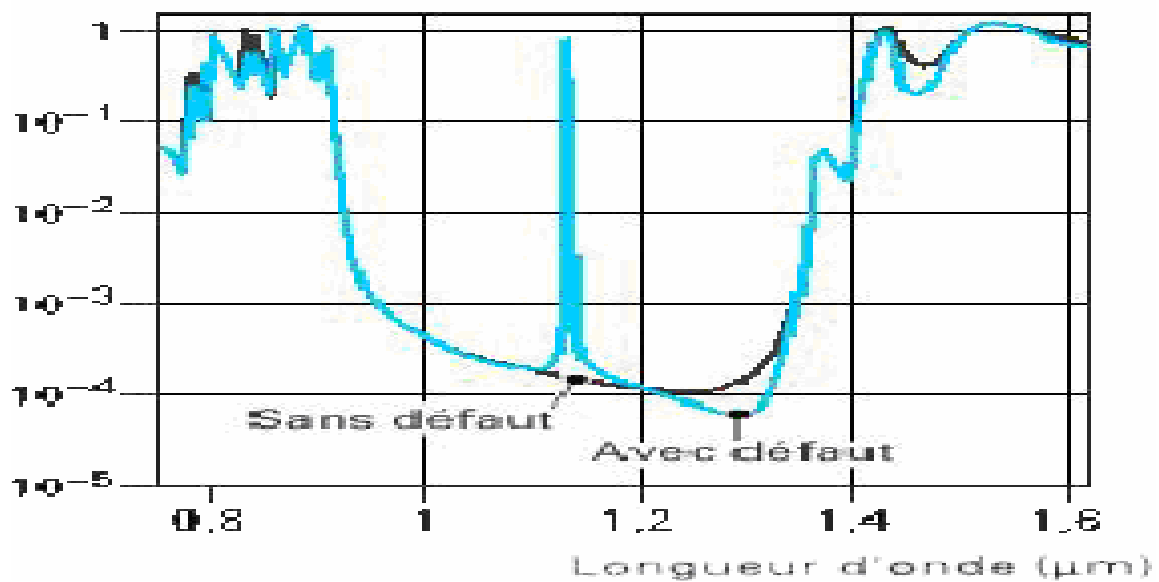


Figure I.18 : Spectre de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire [13].

I.4. 1. 2. Les défauts étendus

Les défauts étendus, de dimension 1,2 ou 3, ne peuvent évidemment être obtenus que dans les cristaux de dimension au moins équivalente. Parmi ces défauts, les défauts 1D (W1)(Figure I. 19), sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre d'études car ils ont vocation à être utilisés comme guides de lumière au sein d'un cristal donné.

On peut d'ailleurs imaginer des défauts 2D (W2) ou 3D (W3) constitués d'une suite de guides W1, mis bout à bout et orientés dans les directions différentes, de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins possibles à l'intérieur du cristal.

L'exemple de base est celui du guide d'onde linéaire W1 dans un cristal photonique 2D. Une façon de réaliser un tel guide consiste à placer des défauts ponctuels, couplés et régulièrement espacés, dans une direction du cristal 2D. Le couplage entre une infinité de résonateurs conduit à une bande de propagation permise dans la direction de l'alignement. Ce type de guide à résonateurs couplés a été proposé en 1999 [7].

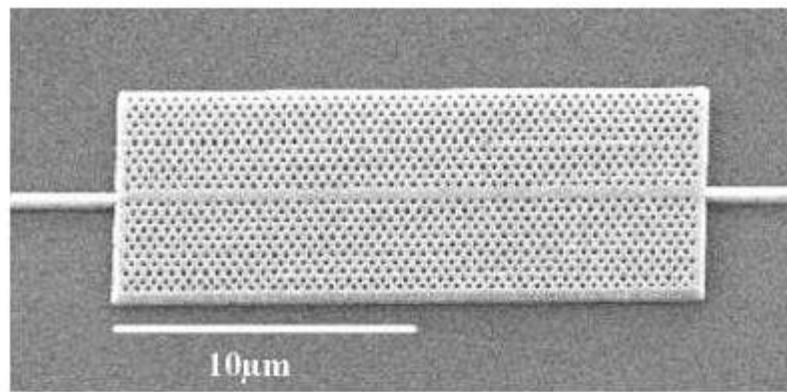


Figure I.19 : Exemple de guide W1 à cristal photonique hexagonal de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant [14].

I.5. Principales géométries des guides planaires à cristaux photoniques bidimensionnels

Les principales géométries des cristaux photoniques 2D sont la maille carrée, la maille hexagonale, ainsi que la maille en nid d'abeille. Il existe aussi d'autres types de cristaux photoniques 2D utilisant une répartition aléatoire des trous dans le cristal. Cependant, nous avons restreint ici l'étude à l'utilisation de la maille carrée et de la maille triangulaire pour réaliser les guides planaires recherchés.

Nous avons considéré uniquement des guides définis par l'omission d'une ou plusieurs rangées de trous selon une orientation donnée. Par convention, nous appellerons un guide W_i , un guide défini par l'omission de i rangées de trous.

A titre d'exemple, la Figure I.20 illustre un guide W_5 dans les mailles carrée et triangulaire selon les orientations ΓK et ΓM en considérant un paramètre de maille a identique.

L'omission des 5 rangées de trous, représentée par des cercles évidés sur la figure, constitue le guide d'onde. La largeur du guide dépend de la maille et de la période du CP.

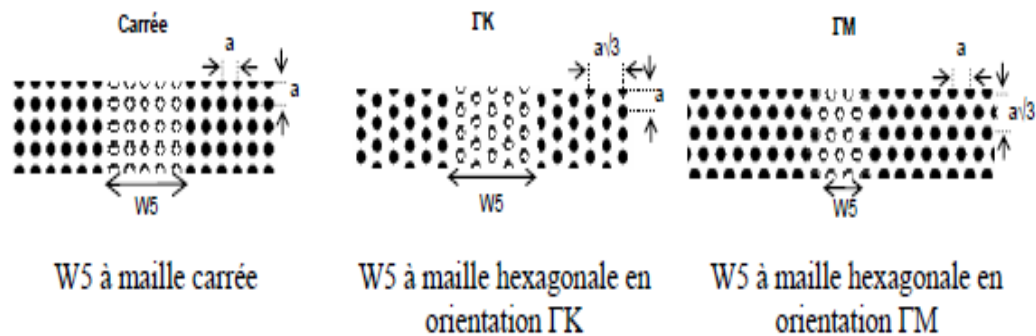


Figure I.20 : Schéma de guides W5 pour différentes géométries et orientations de mailles.

I.6. Analyse des guides à cristaux photoniques

Après avoir brièvement défini les principes généraux des CPs, et introduit les guides à CP dans la partie précédente, nous allons maintenant présenter l'effet de l'introduction du défaut dans le cristal, puis nous présenterons de manière détaillée l'analyse du guide en nous appuyant sur l'exemple du guide W3 ΓK .

I.6.1. Influence du défaut sur le diagramme de dispersion

Pour des considérations technologiques et compte tenu du nombre de configurations possibles, nous avons considéré une structure à maille triangulaire avec un indice du matériau égal à 3.21 et un facteur de remplissage en air égal à 30%. Nous avons également limité l'étude à la polarisation TE.

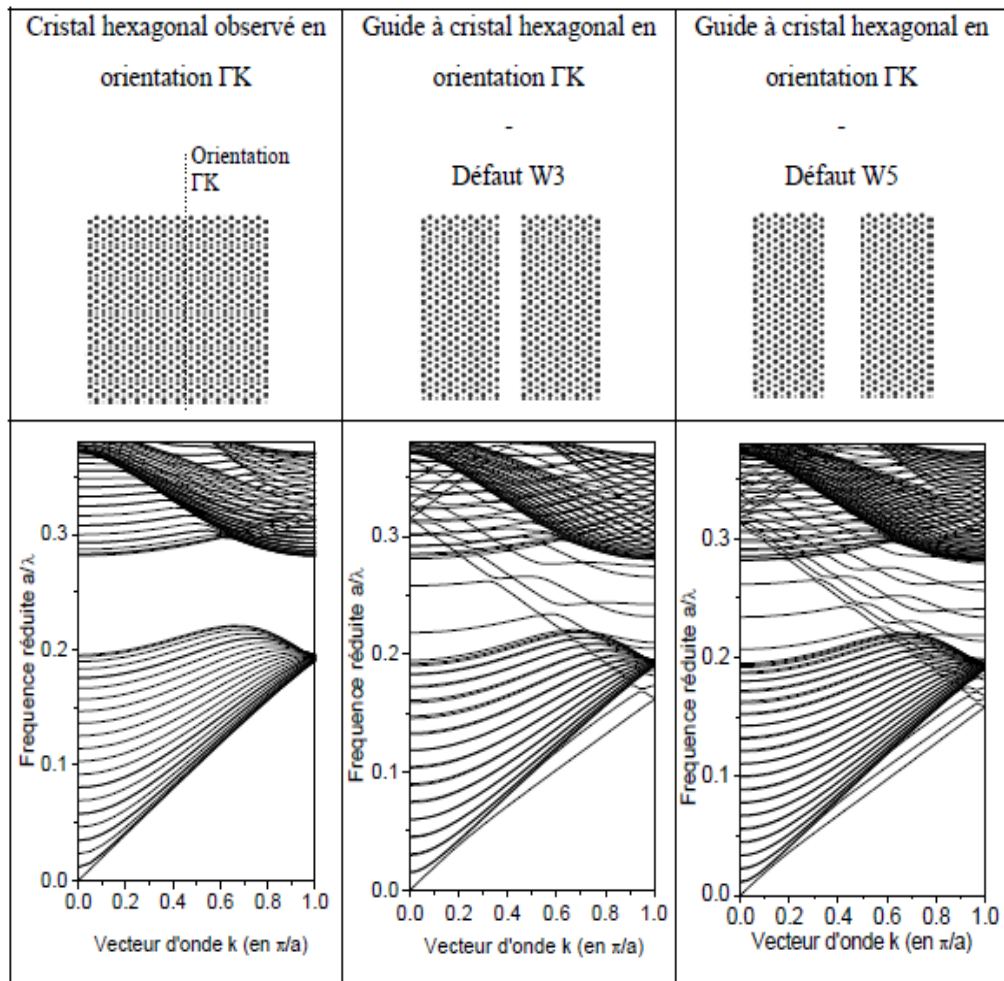


Figure I.21 : Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CP à maille triangulaire en orientation ΓK . De gauche à droite : CP sans défaut ; guide W3 ΓK ; guide W5 ΓK .

L'insertion du défaut dans la structure influe fortement sur le diagramme de dispersion. Le diagramme de bande en orientation ΓK est tracé pour un CP à maille triangulaire sans défaut ainsi que pour un guide W3 et W5 (Figure I.21).

En comparant les diagrammes de dispersion, les structures avec défauts font apparaître des modes supplémentaires qui se propagent à l'intérieur de la BIP du cristal parfait. En augmentant, la largeur du défaut de W3 à W5, le nombre de modes dus au guide augmente [10].

I .7.Conclusion

Un cristal photonique est une structure présentant une variation périodique d'indiceoptique. Cette variation se comporte comme une barrière de potentielpériodique pour les photons. Ainsi, comme dans le cas d'un électron se déplaçant dans lepotentiel périodique créée par les atomes, une structure de bande apparaît, avec des bandesspectrales où la propagation est permise et d'autres où elle est interdite. En d'autres termes, ona une structure qui réfléchit la lumière pour certains intervalles de fréquence, et la laissepasser pour d'autres.

À l'aide de cristaux photoniques, on peut fabriquer différentsmicrocomposants optiques : guides d'ondes, cavités, micro lasers, filtres...

La taille caractéristique d'un cristal photonique pour l'optique est sub-micrométrique.

Or, l'analyse et la caractérisation de tels composants doivent se faire à leur échelle. Les BIP_s2D, plus faciles à réaliser que leurs analogues tridimensionnels, ont connu un intérêt croissantces dernières années. La modélisation de ces structures et la technologie sur certainsmatériaux (Si, semi-conducteurs III-V) sont donc maintenant bien maîtrisées.

Le chapitre suivant sera consacré à une présentation détaillé de la méthode de simulation FDTD.

A decorative border resembling a scroll, with a vertical strip on the left and a horizontal strip at the top, both featuring rounded ends and a light gray shaded area.

Chapitre II :

Méthode des différences Finies Temporelles FDTD-2D

II. 1. Introduction

La méthode FDTD (Finite Difference Time Domaine) a été initialement proposée par Kane S. Yee en 1966 [16] pour résoudre les problèmes impliquant les équations de Maxwell dans les milieux isotropes avec les conditions aux limites. Il a développé les premiers algorithmes de calcul concernant l'approche temporelle. Elle a été ensuite appliquée aux cristaux photoniques.

La méthode FDTD permet une résolution numérique des équations de Maxwell par une fine discrétisation spatio-temporelle. L'espace est divisé en cellules élémentaires (mailles élémentaires). Elle possède de nombreux avantages :

- Le calcul de toutes les composantes de champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir de nombreuses informations, grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier. Elle est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système.
- La possibilité de donner des résultats précis même sur les structures à fort contraste d'indice comme les cristaux photoniques.
- La résolution des équations dans le domaine temporel, permet d'appréhender visuellement la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau périodique. Cela a permis d'étudier l'évolution de la transmission et de la réflexion à l'intérieur du cristal photonique à étudier.
- L'étude de réseaux de taille finie grâce aux conditions aux limites absorbantes ou bien de réseau de taille infini en utilisant les conditions de mur magnétique ou de mur électrique.
- La possibilité d'intégrer dans l'algorithme de résolution de nombreuses sources (ondes Planes, modes guidés,).

Nous allons présenter les principes de base et le développement algorithmique de la FDTD 2D.

II. 2. FDTD à deux dimensions

Dans un milieu anisotrope et inhomogène la FDTD repose sur l'équation de Faraday et d'Ampère:

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{E} - \frac{\sigma^*}{\mu} \vec{H} \quad (\text{II.1})$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{\sigma}{\varepsilon} \vec{E} \quad (\text{II.2})$$

Pour passer en 2D, on considère qu'il n'y a pas de variation suivant la direction z. C'est-à-dire que toutes les dérivées partielles par rapport à z sont nulles. Le système (II. 1) devient:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_z}{\partial y} - \sigma^* H_x \right] \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \sigma^* H_y \right] \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} + \sigma^* H_z \right] \quad (\text{II.5})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - \sigma E_x \right] \quad (\text{II.6})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[-\frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right] \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right] \quad (\text{II.8})$$

On remarque qu'il est donc possible d'effectuer deux regroupements. En effet, le système (II. 2) ainsi formé est composé de deux systèmes d'équations découplées que nous présentons ci-après.

La polarisation TE (Transverse Electrique), polarisation où le champ E est perpendiculaire à la structure considérée, se définit de la manière suivante :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - \sigma E_x \right] \quad (\text{II.9})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[-\frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right] \quad (\text{II.10})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} + \sigma^* H_z \right] \quad (\text{II.11})$$

La polarisation TM (Transverse Magnétique) se définit de la manière suivante :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_z}{\partial y} - \sigma^* H_x \right] \quad (\text{II.12})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \sigma^* H_y \right] \quad (\text{II.13})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right] \quad (\text{II. 14})$$

II. 2. 1. Discrétisation par la méthode des différences finies centrées

Il s'agit d'une méthode de numérisation qui permet de passer de l'expression analytique d'une équation à son approximation numérique [17]. Elle s'applique à toute dérivée partielle, quelle soit spatiale ou temporelle, du premier ou du second ordre, d'une fonction $f(x,y,z,t)$. Son principe est donné comme suit :

Considérons une fonction f de variable $\mathbf{x}$, continue et dérivable jusqu'à l'ordre $\mathbf{n}$, qui peut être développé en série de Taylor de chaque coté du point $\mathbf{x}_0$, comme suit :

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) + \left(\frac{\Delta x}{2}\right) f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots + \frac{1}{n!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) + \dots \quad (\text{II. 15})$$

$$f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) - \left(\frac{\Delta x}{2}\right) f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots - \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) + \dots \quad (\text{II. 16})$$

La soustraction de ces deux expressions permet d'exprimer, avec une erreur de deuxième ordre, la dérivée première de la fonction f en x_0 :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (\text{II. 17})$$

$\theta(\Delta x^2)$: représente l'erreur d'ordre 2 commise, et qui sera négligée par la suite.

On appelle approximation centrée cette approximation de la dérivée. Les résultats qu'elle offre sont plus précis comparés avec ceux donnés par d'autres type d'approximations dites droites ou gauches. Dont les formules (II. 18) et (II.19) sont décrites respectivement ci-dessous :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f(x_0)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (\text{II.18})$$

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (\text{II.19})$$

On remarque que le terme Δx qui est du premier ordre est moins précis en comparaison avec celui du deuxième ordre de la dérivée centrée. Par conséquent, on utilisera l'approximation centrée dans notre étude pour discrétiser les dérivées partielles, spatiales et temporelles présentes dans les équations de Maxwell.

On calcule la dérivée centrée d'une fonction (figure II. 1) au centre d'un intervalle en se basant sur les valeurs de la fonction aux extrémités.

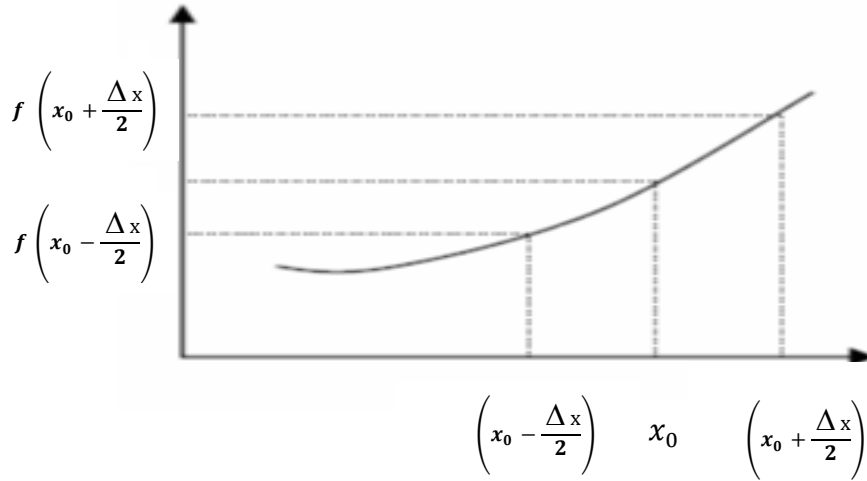


Figure II. 1 : Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée

L'expression (II.17) peut être appliquée, par exemple à l'équation (II.3), pour approcher à la fois la dérivée temporelle et les dérivées spatiales, en négligeant l'erreur $\mathcal{O}(\Delta x^2)$.

L'équation (II. 3) est complètement discrétisé et devient :

$$\frac{H_x\left(x, y, z, t + \frac{\Delta t}{2}\right) - H_x\left(x, y, z, t - \frac{\Delta t}{2}\right)}{\Delta t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{E_y\left(x, y, z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) - E_y\left(x, y, z - \frac{\Delta z}{2}, t\right)}{\Delta z} - \frac{E_z\left(x, y + \frac{\Delta y}{2}, z, t\right) - E_z\left(x, y - \frac{\Delta y}{2}, z, t\right)}{\Delta y} \right)$$

Où Δx , Δy et Δz représentent les pas de maillage spatial, et Δt le pas de maillage temporel. Il apparaît que, spatialement, la composante H_x est centrée par rapport à E_z suivant la direction y , et centrée par rapport à E_y suivant la direction z . De même, E_y et E_z sont évaluées à un instant d'échantillonnage centré sur celui des deux composantes H_x . Il en découle le schéma de maillage spatial présenté en figure (II. 2) ainsi que le maillage temporel présenté en figure (II. 3). Le volume de calcul est divisé en $N_x * N_y * N_z$ cellules élémentaires de dimensions $\Delta x * \Delta y * \Delta z$, appelées cellules de **Yee** (cube de Yee $\Delta x = \Delta y = \Delta z$), où $A^n(i, j, k)$ représente la composante de champ $\vec{A}$ de la cellule (i, j, k) évaluée à l'instant d'échantillonnage $n * \Delta t$.

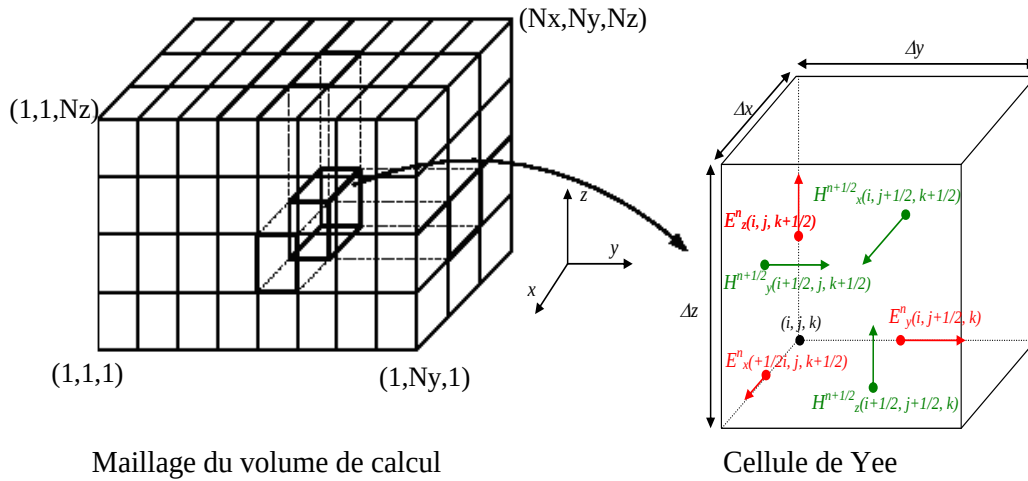


Figure II. 2 : Discretisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee

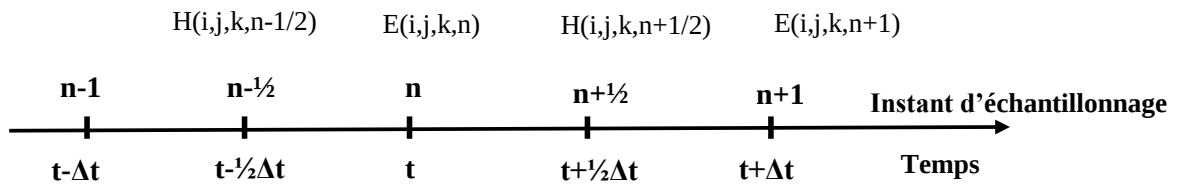


Figure II. 3 : Discretisation temporelle

Le schéma temporel permet de calculer les composantes de champ $H^{n+\frac{1}{2}}$ à partir de ($H^{n-\frac{1}{2}}$ et E^n), et E^{n+1} à partir de (E^n et $H^{n+\frac{1}{2}}$).

En appliquant la procédure de discrétisation spatiale et temporelle au système d'équations de Maxwell établies en (II. 3 à II. 8), nous obtenons :

$$H_X^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) = H_X^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_Z^n(i, j+1, k+1/2) - E_Z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta y} - \frac{E_Y^n(i, j+1/2, k+1) - E_Y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta z} \right] \quad (\text{II.20})$$

Clicours.COM

$$H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) = H_y^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_x^n(i+1/2, j, k+1) - E_x^n(i+1/2, j, k)}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i+1, j, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta x} \right] \quad (\text{II.21})$$

$$H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) = H_z^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_y^n(i+1, j+1/2, k) - E_y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i+1/2, j+1, k) - E_x^n(i+1/2, j, k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II.22})$$

$$E_x^{n+1}(i+1/2, j, k) = E_x^n(i+1/2, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2)}{\Delta z} \right] \quad (\text{II.23})$$

$$E_y^{n+1}(i, j+1/2, k) = E_y^n(i, j+1/2, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k-1/2)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2, k)}{\Delta x} \right] \quad (\text{II.24})$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k+1/2) = E_z^n(i, j, k+1/2) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j-1/2, k+1/2)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II.25})$$

Avec le schéma de discrétisation temporelle (figure II. 3), une variation de champ magnétique entraîne une variation de champ électrique, qui à son tour entraîne une variation de champ magnétique, et ainsi de suite, représentant ainsi très bien les phénomènes de propagation dans le volume de calcul. Cependant, l'algorithme FDTD est dispersif, c'est-à-dire qu'un signal se propageant dans le domaine de calcul FDTD subit des transformations (distorsion, atténuation) dues à la discrétisation. C'est pourquoi une bonne représentation numérique des phénomènes physiques ne peut être obtenue qu'après un choix judicieux des paramètres de discrétisation spatiales Δx , Δy , Δz , et temporelle Δt .

II. 2. 2. Stabilité numérique

L'algorithme numérique présenté par la figure II.4 impose une borne supérieure concernant le pas de discrétisation temporel en fonction des pas de discrétisation spatiale.

Cette limite est nécessaire pour éviter toute instabilité numérique. Le détail du calcul des conditions de stabilité a été décrit dans le premier chapitre ; il se résume par :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2}} \quad (\text{II.24})$$

L'étude de la stabilité numérique a montré que le pas de discrétisation temporel devait satisfaire une certaine condition pour assurer la stabilité de l'algorithme. En outre, les pas de discrétisation spatiales doivent eux aussi vérifier certaines conditions pour représenter suffisamment bien la structure à simuler.

Et avec une résolution spatiale $\Delta x = \Delta y \leq \frac{\lambda}{10\sqrt{\epsilon_r}}$, il est possible de donner l'algorithme

de calcul FDTD-2D qui se présente sous la forme indiquée à la figure (II. 4) permettant d'avoir l'évolution temporelle des champs électriques et magnétiques:

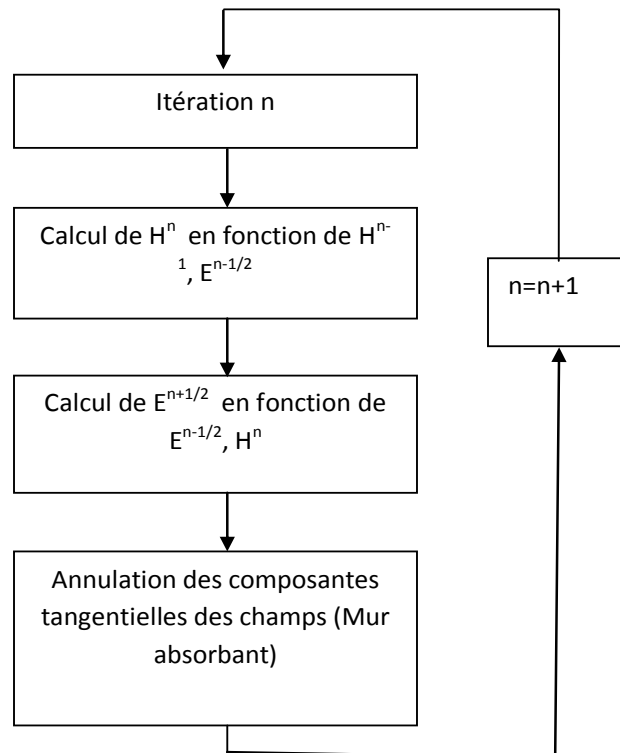


Figure II. 4 : Algorithme de calcul des champs

II. 3. Conditions aux limites

Dans le but d'implémenter l'algorithme sur machine, il est nécessaire de restreindre le domaine « ouvert » de la résolution des équations de Maxwell à un domaine borné pour limiter la quantité de mémoire utilisée (et par conséquent le temps de calcul). Ce domaine spatial borné que nous nommerons espace de travail devra être suffisamment grand pour contenir toute la structure d'étude et des conditions aux limites simuleront son extension à l'infini. Il existe 3 types de conditions aux limites : les conditions d'absorption, les conditions de symétrie et les conditions de périodicité. Ce travail présente uniquement les conditions d'absorption de type Mur qui simule un domaine infini en recherchant la plus faible réflexion numérique aux interfaces, ainsi que les conditions symétriques et antisymétriques.

II. 3. 1. Conditions de type Mur

Selon les conditions d'absorption de type Mur, il s'agit d'introduire une interface (Mur fictif) pour limiter le volume de simulation qui laisse passer toute onde électromagnétique sans aucune réflexion (Γ) (figure II. 5), et produire l'illusion d'un domaine ouvert.

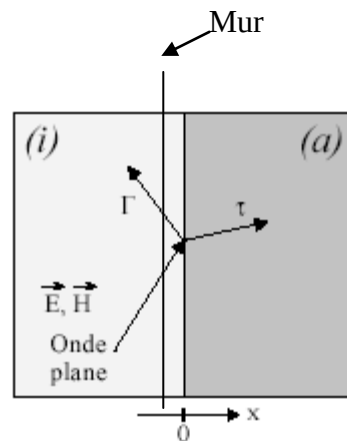


Figure II. 5 : Présentation du problème

Dans nos simulations, nous avons utilisé des conditions de type Murs.

II. 3. 2. Conditions symétriques et antisymétriques

Pour les conditions aux limites symétriques, ça marche comme dans un miroir, le champ E , étant un vecteur, se réfléchit comme dans un miroir, c'est-à-dire que si la surface est le plan $x = 0$ on aura :

$$E_x(x) = -E_x(-x) \quad (\text{II.25})$$

$$E_y(x) = E_y(-x) \quad (\text{II.26})$$

$$E_z(x) = E_z(-x) \quad (\text{II.27})$$

Le champ H est un pseudo vecteur, donc il obéit aux conditions inverses :

$$H_x(x) = H_x(-x) \quad (\text{II.28})$$

$$H_y(x) = -H_y(-x) \quad (\text{II.29})$$

$$H_z(x) = -H_z(-x) \quad (\text{II.30})$$

Pour les conditions aux limites antisymétriques, les règles de vecteurs et pseudo vecteurs sont inverses. C'est-à-dire que si la surface est le plan $x = 0$,

$$E_x(x) = E_x(-x) \quad (\text{II.31})$$

$$E_y(x) = -E_y(-x) \quad (\text{II.32})$$

$$E_z(x) = -E_z(-x) \quad (\text{II.33})$$

Le champ H est un pseudo vecteur, donc obéit aux conditions inverses.

$$H_x(x) = -H_x(-x) \quad (\text{II.34})$$

$$H_y(x) = H_y(-x) \quad (\text{II.35})$$

$$H_z(x) = H_z(-x) \quad (\text{II.36})$$

En connaissant ces propriétés de symétrie, il n'est pas nécessaire de simuler le volume au total pour une structure symétrique. On peut donc diviser le volume en deux à la surface $x = 0$ et faire une simulation que du côté $x > 0$, par exemple . Cette explication peut être illustrée par la figure.3 ci-dessous:

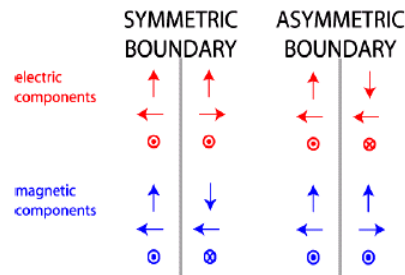


Figure II. 6 : Schéma explicatif des conditions symétriques et antisymétriques

II. 3. 3. Conditions d'injection d'une onde

L'injection d'une onde électromagnétique est un point fondamental pour la simulation. En effet, sa dépendance spatio-temporelle peut varier suivant l'étude désirée de la structure (étude à fréquence fixe, étude spectrale,...). Pour chaque type de source, le but est de définir une source compacte (une source est dite compacte quand le surcroît de temps de calcul et de mémoire nécessaire est négligeable par rapport à celui utilisé par l'algorithme). Parmi les nombreuses méthodes d'injection, nous pouvons retenir celle de la « Hard Source » (source dure en français) ainsi que celle de la formulation champ total / champ réfléchi.

Pour la simulation, l'injection de l'onde électromagnétique est un point fondamental, ainsi il faut respecter certaines conditions définies par « l'approche guidée », dont le principe est illustré sur la figure II. 7.

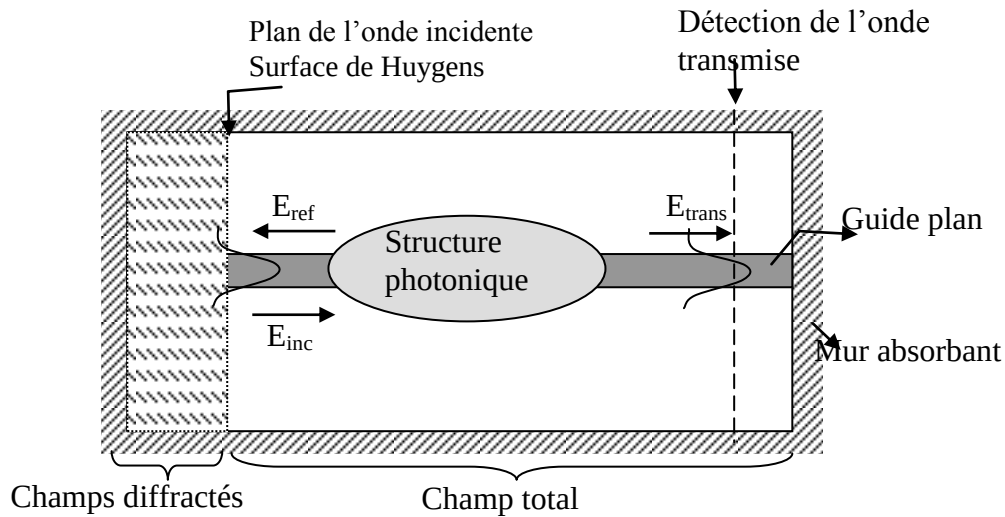


Figure II. 7 : Plan de travail utilisé par la simulation FDTD

II. 4. La source dure

La source dure consiste simplement à imposer une fonction temporelle à un certain nombre de composantes des champs électromagnétiques. Par exemple, une source dure sur la composante E_z pourra être implémentée au point (i_s, j_s, k_s) de la manière suivante :

$$E_z|_{i_s, j_s, k_s}^n = E_0 \sin(2\pi f_0 \Delta t) \quad (\text{II. 37})$$

Dans le cas d'une source sinusoïdale à la fréquence f_0 . Une dépendance temporelle de type gaussienne définie par :

$$E_z|_{i_s, j_s, k_s}^n = E_0 \exp \left[- \left(\frac{n - n_0}{n_{\text{decay}}} \right)^2 \right] \sin[2\pi f_0 (n - n_0) \Delta t] \quad (\text{II. 38})$$

En conclusion, ce type de source est très utile pour exciter et donc de déterminer les différents modes d'une structure donnée, malheureusement le fait d'imposer le champ en un point, un plan ou une surface empêche une quelconque onde réfléchi par la structure de « traverser » cette source. La formulation champ total / champ réfléchi permet de palier à ce problème.

II. 4. 1. La formulation champ total / champ réfléchi

L'approche de cette formulation est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques et sur la linéarité des équations de Maxwell.

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{inc}} + E_{\text{ref}} \quad (\text{II. 39})$$

$$H_{\text{tot}} = H_{\text{inc}} + H_{\text{ref}} \quad (\text{II. 40})$$

Où E_{inc} et H_{inc} représentent les champs incidents qui sont supposés connus en tout point de l'espace de travail. E_{ref} et H_{ref} sont les valeurs des champs réfléchis ; Ces champs sont des inconnus du système puisqu'ils résultent de l'interaction de l'onde incidente avec la structure à simuler. Ainsi il apparaît deux régions dans notre espace de travail : la première correspond à la région où les champs totaux sont présents, la seconde correspond à une région où seulement les champs réfléchis (par la structure) sont présents. La surface séparant ces deux régions est appelée surface de Huygens.

Cette technique simule donc l'injection d'une onde incidente avec une direction privilégiée puisqu'un traitement particulier est en fait sur l'interface des deux régions et sur des composantes voisines.

Si on distingue, en une dimension, deux zones, où l'on calcule dans l'une le champ total $i > i_0$ et dans l'autre le champ réfléchi $i < i_0, \dots$), l'algorithme général de Yee aura la forme:

$$E_z|_i^{n+1} = E_z|_i^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(H_y|_{i+1/2}^{n+1/2} - H_y|_{i-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (\text{II. 41})$$

Pour $i > i_0$ tous les champs intervenant sont des champs totaux et pour $i < i_0$ se sont des champs diffusés. Voyons ce qu'on a en i_0 :

$$E_{z,\text{total}}|_{i_0}^{n+1} = E_{z,\text{total}}|_{i_0}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,\text{total}}|_{i_0+1/2}^{n+1/2} - H_{y,\text{ref}}|_{i_0-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (\text{II. 42})$$

Cette expression n'est pas consistante, elle est donc incorrecte. Pour la corriger, il faut faire en sorte que tous les champs soient du même type. Dans notre cas, des champs totaux. Il suffit donc d'ajouter le terme $-\frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,\text{inc}}|_{i_0-1/2}^{n+1/2} \right)$, terme que l'on connaît par définition. La correction permettant de rendre consistante les expressions n'a pas besoin d'être faite qu'à la frontière entre zone de champ total et réfléchi. Cette correction est notée:

$$E_{z,\text{total}}|_{i_0}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_0}^n \right\} - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,\text{inc}}|_{i_0-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (\text{II. 43})$$

Les formules permettant de calculer le champ sur chacune des frontières sont données ci-dessous:

□ Cas à deux dimensions

⇒ Correction sur E_z :

Frontière du bas:

$$E_{z,\text{total}}|_{i,j_0}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i,j_0}^{n+1} \right\} + \frac{dt}{\epsilon_0 \Delta y} H_{x,\text{source}}|_{i,j_0-1/2}^{n+1/2} \quad (\text{II. 44})$$

Frontière du haut:

$$E_{z,\text{total}}|_{i,j_1}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i,j_1}^{n+1} \right\} - \frac{dt}{\epsilon_0 \Delta y} H_{x,\text{source}}|_{i,j_1+1/2}^{n+1/2} \quad (\text{II. 45})$$

Frontière de gauche:

$$E_{z,\text{total}}|_{i_0,j}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i_0,j}^{n+1} \right\} - \frac{dt}{\epsilon_0 \Delta x} H_{y,\text{source}}|_{i_0-1/2,j}^{n+1/2} \quad (\text{II. 46})$$

Frontière de droite:

$$E_{z,\text{total}}|_{i,j}^{n+1} = \left\{ E_z|_{i,j}^{n+1} \right\} + \frac{dt}{\epsilon_0 \Delta x} H_{y,\text{source}}|_{i+1/2,j}^{n+1/2} \quad (\text{II. 47})$$

⇒ Correction sur H_x :

Frontière du bas :

$$H_{x,\text{ref}}|_{i,j_0-1/2}^{n+1/2} = \left\{ H_x|_{i,j_0-1/2}^{n+1/2} \right\} + \frac{dt}{\mu_0 \Delta y} E_{z,\text{source}}|_{i,j_0}^n \quad (\text{II. 48})$$

Frontière du haut

$$H_{x,\text{ref}}|_{i,j_1+1/2}^{n+1/2} = \left\{ H_x|_{i,j_1+1/2}^{n+1/2} \right\} - \frac{dt}{\mu_0 \Delta y} E_{z,\text{source}}|_{i,j_1}^n \quad (\text{II. 49})$$

⇒ Correction sur H_y :

Frontière de gauche:

$$H_{y,\text{ref}}|_{i_0-1/2,j}^{n+1/2} = \left\{ H_y|_{i_0-1/2,j}^{n+1/2} \right\} - \frac{dt}{\mu_0 \Delta x} E_{z,\text{source}}|_{i_0,j}^n \quad (\text{II.50})$$

Frontière de droite:

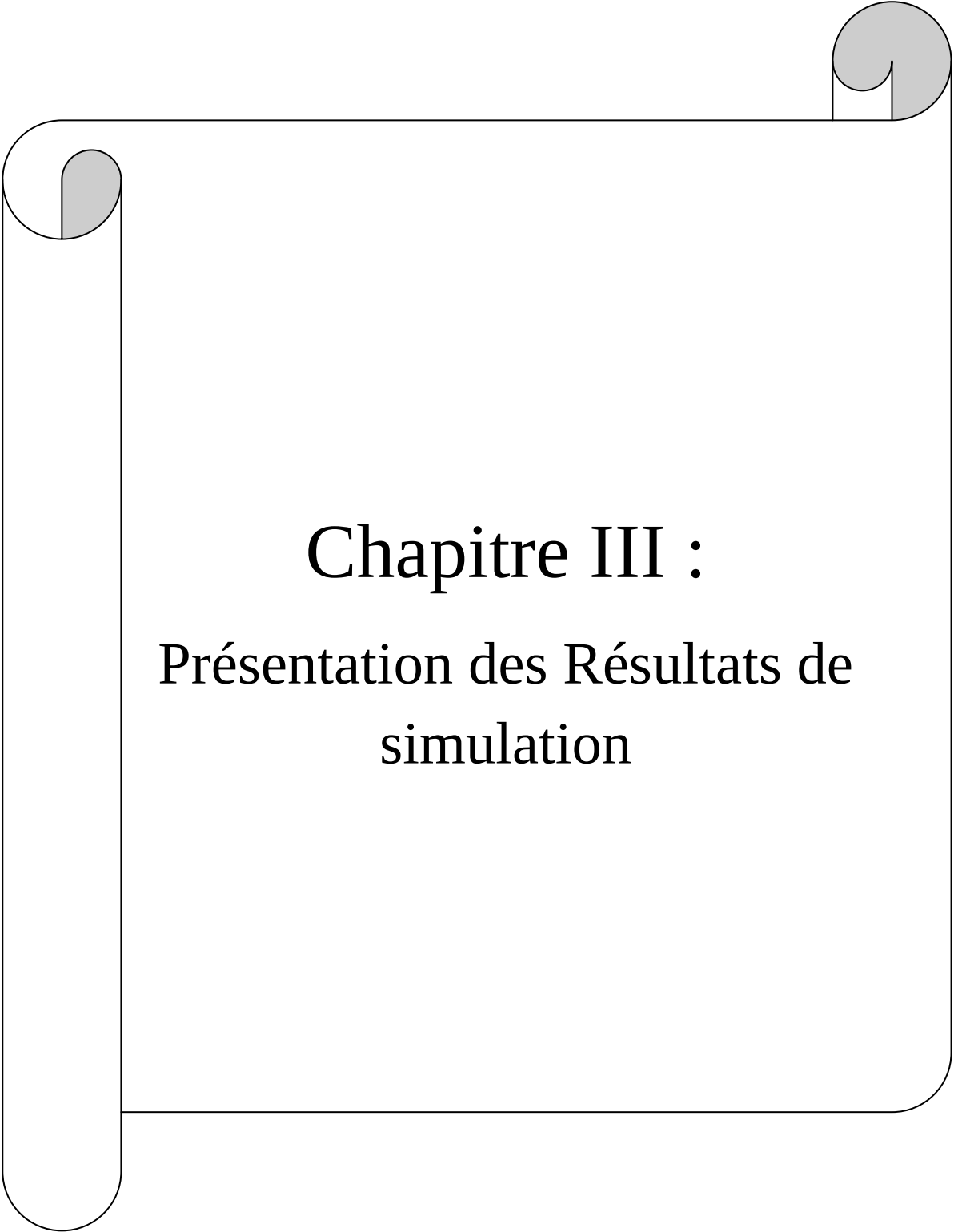
$$H_{y,\text{ref}}|_{i_1+1/2,j}^{n+1/2} = \left\{ H_y|_{i_1+1/2,j}^{n+1/2} \right\} + \frac{dt}{\mu_0 \Delta x} E_{z,\text{source}}|_{i_1,j}^n \quad (\text{II. 51})$$

II. 5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté un outil puissant et versatile, parfaitement adapté à l'étude de structure à base des cristaux photoniques à deux dimensions. Cette modélisation, basée sur la résolution directe des équations de Maxwell permet en outre d'obtenir, en tenant compte des conditions de validité de la méthode 2D, la réponse rigoureuse de la structure étudiée.

Nous avons détaillé le principe des différences finies centrées et vu comment effectuer la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell, nous avons vu aussi le critère de stabilité et la dispersion numérique et aussi les équations discrétisés et implémentés dans l'algorithme de FDTD 2D.

Cette méthode sera largement utilisée dans la suite de ce travail et plus particulièrement à la conception des guides d'ondes et les filtres, et nous permettra de percevoir aisément les mécanismes mis en jeu dans ces dispositifs.

A decorative graphic of a scroll with a grey interior and a black outline. It has a vertical strip on the left and a horizontal strip at the top, with rounded ends. The text is centered within the main rectangular area of the scroll.

Chapitre III :

Présentation des Résultats de simulation

III. 1. Introduction

Une recherche très active est menée sur le sujet des guides d'onde. Ils sont réalisés en créant des défauts au sein du cristal lors de sa fabrication. Ces défauts sont définis par le retrait, l'ajout ou la modification de motifs dans une ou plusieurs rangées parallèles du cristal [9]. Au sein de ces défauts, des modes ayant une fréquence appartenant à la bande interdite photonique peuvent exister. Un contrôle de la propagation de la lumière au sein du cristal et à l'échelle de la longueur d'onde est alors envisageable via ces défauts. L'utilisation de ces structures ouvre notamment une voie vers la miniaturisation des composants d'optique intégrée et une amélioration de leurs performances.

Le mécanisme du guidage est complètement différent de celui existant dans les guides traditionnelles, lesquels sont réalisés par une modification latérale de l'indice de réfraction, le cœur du guide étant d'indice plus élevé que les gaines environnantes. Dans le cas présent, dû à l'effet de bande interdite photonique, les parois du guide à cristal photonique se comportent comme des parois parfaitement réfléchissantes, un peu comme des parois métalliques mais sans pertes. L'avantage est décisif dès lors que l'on souhaite changer fortement la direction de propagation de la lumière en la guidant [9].

Dans ce chapitre, nous visons à concevoir des briques essentiels pour l'optique intégrée, il s'agit des guides d'ondes mono-rangés $W_1^K A$ et à 3 rangées $W_3^K A$ en structures triangulaires et carrées. Les dispositifs étudiés pourraient servir dans les futures interconnexions optiques en Microélectronique.

III. 2. Etudes des structures bidimensionnelles sans défaut

Dans ce qui va suivre, nous allons étudier les cristaux bidimensionnels planaires possédant tous leurs motifs, à réseau de trous d'air dans une membrane de matériau diélectrique de fort indice. Deux types de structure ont été analysés, il s'agit d'un réseau triangulaire et d'un réseau carré. Les performances de ces structures en termes de transmission et réflexion seront discutées. La représentation du champ magnétique sera faite pour les différentes itérations, en utilisant la méthode FDTD-2D.

III. 2. 1. Structure triangulaire sans défaut

Dans cette partie, on va utiliser un cristal photonique 2D de réseau triangulaire de trous d'air, de paramètre $a=480\text{nm}$, et de facteur de remplissage $f=41\%$, indice de réfraction $n=3.24$, la structure étudiée a été excitée en polarisation TE. Le mode de guide d'onde

fondamentale à l'entrée de la structure est excitée par une source pulsée gaussienne, le pas de discrétisation est choisi tel que : $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$.

La figure III. 1 représente la structure à simuler.

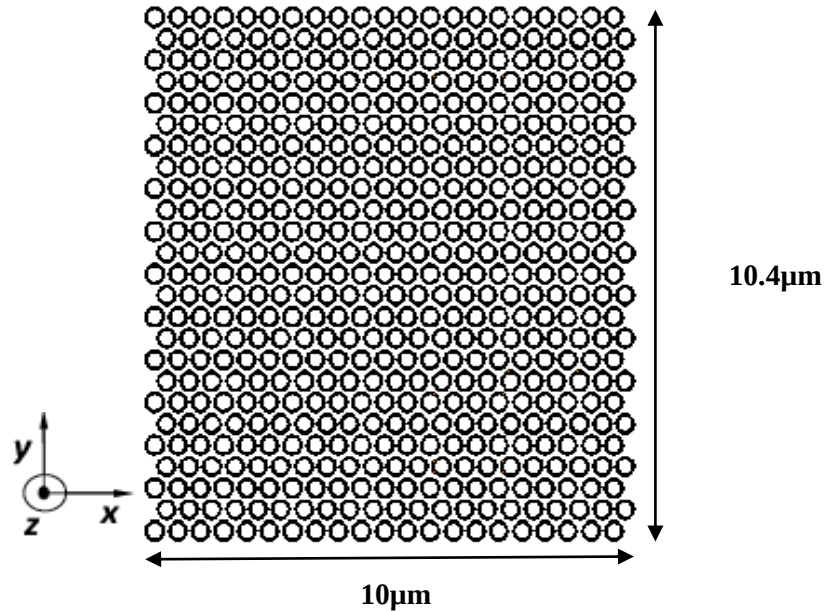


Figure III. 1 : structure triangulaire sans défaut, le pas de discrétisation spatial est choisis tel que : $\Delta x = \Delta y = 0.04$.

Le résultat de simulation sous FDTD-2D du coefficient de transmission et de réflexion est représenté sur la figure III. 2 :

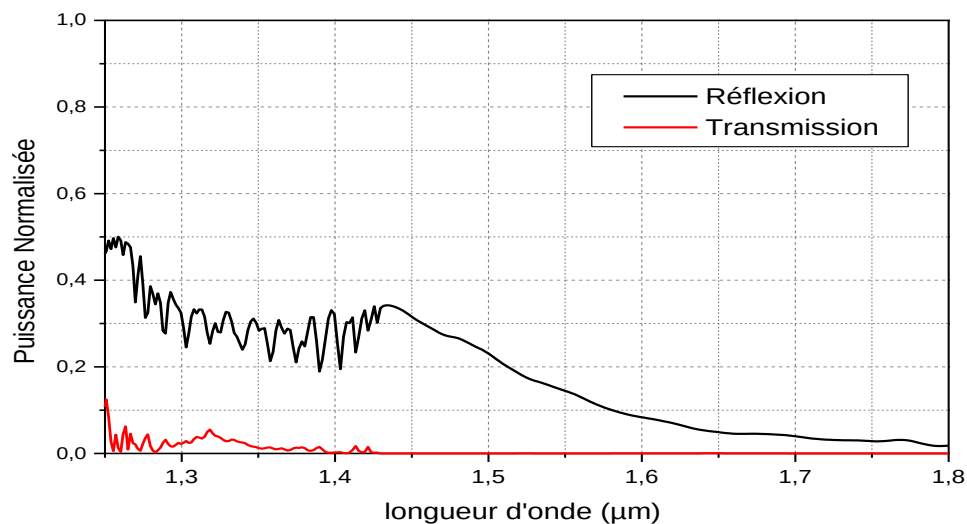


Figure III. 2: la réponse spectrale en transmission et réflexion.

D'après la figure III. 2, on remarque que le coefficient de transmission est presque nul s'étalant sur la gamme de longueur d'onde $[1.25-1.8] \mu\text{m}$ et que le coefficient de réflexion est

élevé et qui atteint 34% à la longueur d'onde $1.43 \mu\text{m}$. La quantité de réflexion mesurée à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ est de l'ordre de 15% ceci démontre clairement l'absence du phénomène de guidage dans cette structure triangulaire sans défaut.

Sur la figure III. 3, on schématise la répartition du champ magnétique H_z pour les différentes itérations.

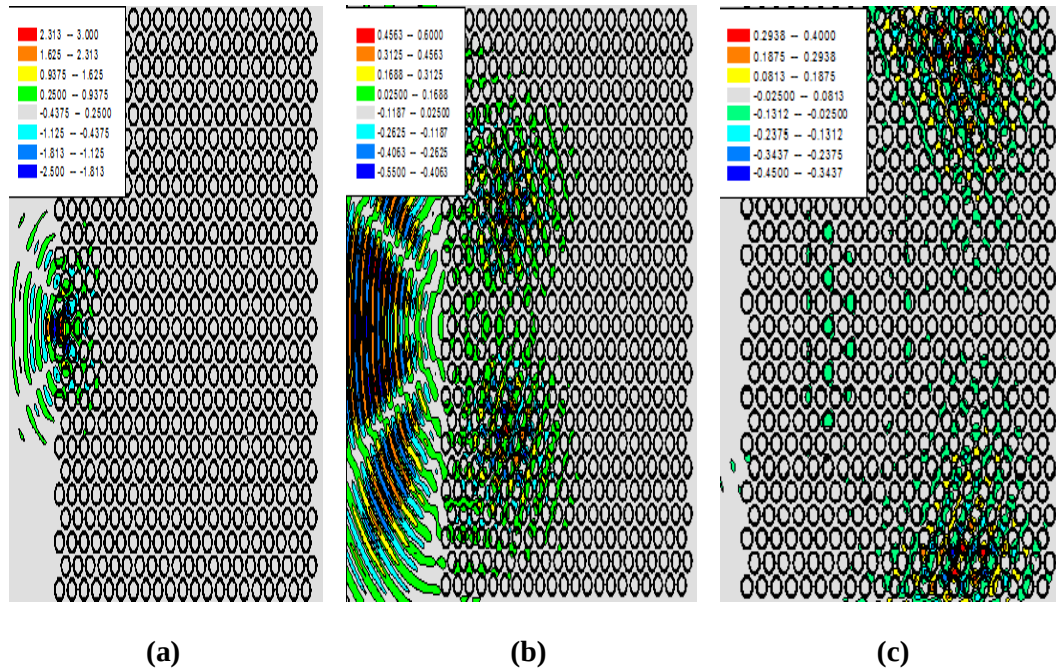


Figure III. 3 : Répartitions du champ magnétique H_z du guide triangulaire sans défaut excité en mode TE, (a) 1500 itérations , (b) 2000 itérations, (c) 3000 itérations.

Sur la figure III. 3, on peut clairement voir la cartographie résultante aux différents instants d'où l'absence de propagation de l'onde dans la structure. Elle montre nettement la dispersion de la lumière ce qui traduit une forte réflexion et une faible transmission.

III. 2. 2. Structure carrée sans défaut

La structure carrée est définie par les mêmes paramètres d'entrée utilisée dans la structure triangulaire.

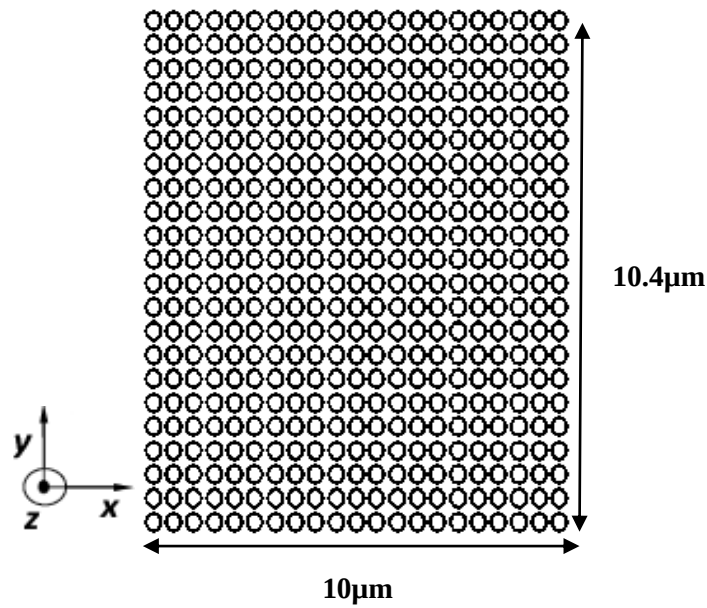


Figure III. 4 : structure carrée sans défaut. Le pas de discrétisation est choisis tel que :

$$\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}.$$

Le résultat de simulation sous FDTD-2D du coefficient de transmission et de réflexion est représenté sur la figure III. 5 :

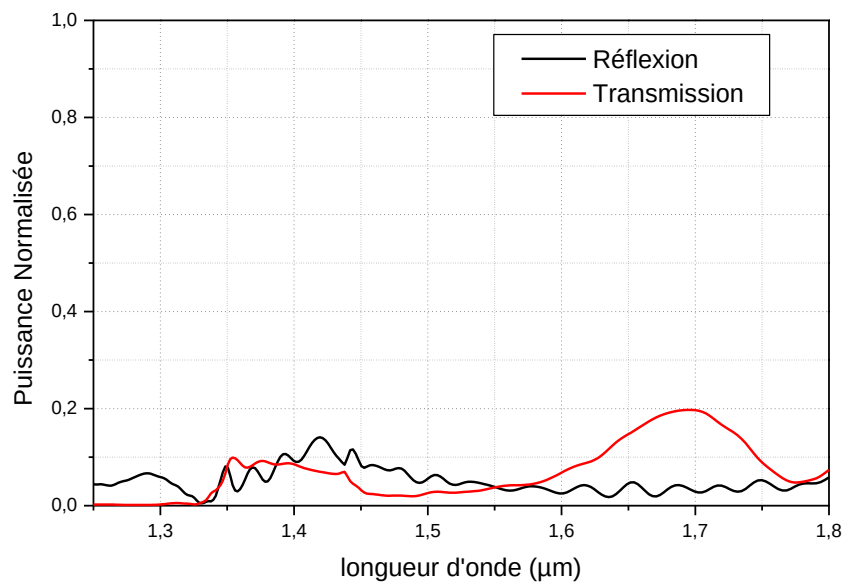


Figure III. 5 : la réponse spectrale en transmission et en réflexion. Le pas de discrétisation est choisi tel que : $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu\text{m}$.

Selon la figure III. 5 au voisinage de la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ la transmission est quasiment nulle, ceci est dû à l'absence de guidage ainsi qu'une dispersion du signal injecté.

Sur la figure III. 6, on schématise la répartition du champ magnétique Hz pour les différentes itérations.

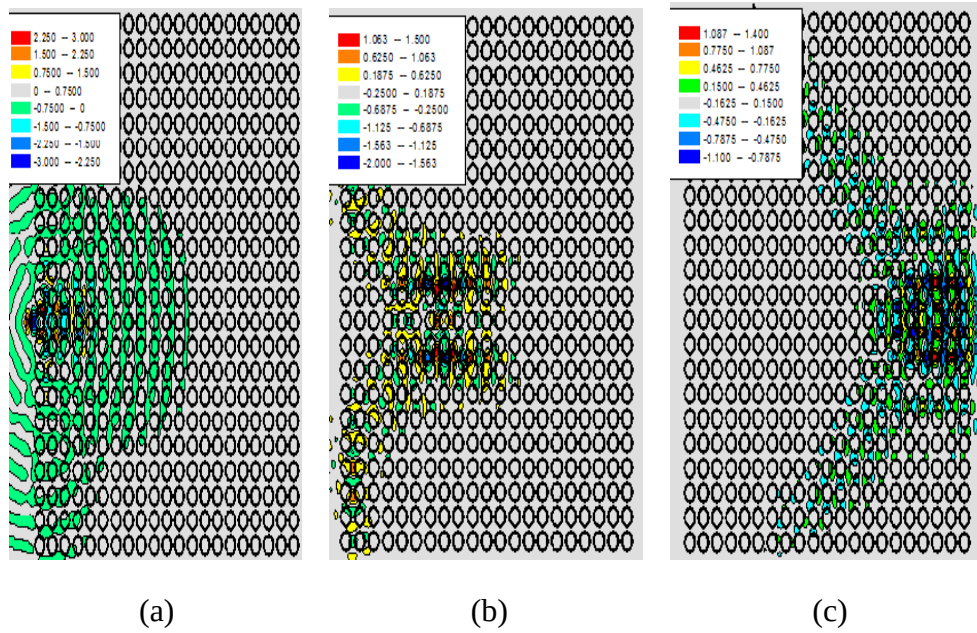


Figure III. 6 : Répartition du champ magnétique Hz du guide carré sans défaut excité en mode TE, (a)1500 itérations, (b) 2000 itérations, (c) 3000 itérations.

Sur la figure III. 6, on voit clairement qu'il y a une dispersion du champ magnétique ce qui introduit une dégradation du signal et donnant une faible transmission en sortie.

III. 3. Etudes des structures bidimensionnelles avec défaut

La création d'un défaut dans un cristal photonique est causée par une rupture de la périodicité diélectrique. Ce défaut peut générer des états permis aux fréquences de la bande interdite du cristal parfait c'est-à-dire il aura une ouverture d'une bande de fréquence autorisée à l'intérieur de la bande interdite photonique. La largeur et la position de cette bande autorisée dépend des caractéristiques du défaut.

III. 3. 1. conception du guide mono-rangée $W_1^K A$

Le guide $W_1^K A$ est obtenu par le retrait d'une rangée de trous d'air d'un réseau soit triangulaire ou bien carré et qui est considéré comme un guide d'onde monomode. Ce retrait permet de créer un défaut le long de la structure c'est-à-dire nous allons créer une ouverture permise au sein d'une bande interdite, et même pour le guide $W_3^K A$ on va supprimer 3 rangées successives. En général, on peut concevoir un guide $W_N^K A$ par le retrait de N rangées.

Une source pulsée Gaussienne est utiliser pour excité le mode fondamental de guide d'onde fondamentale à l'entrée du guide d'onde.

III. 3. 1. 1. Guide $W_1^K A$ en structure triangulaire

Le retrait d'une rangé de trous d'air d'un réseau triangulaire nous permet d'avoir un guide $W_1^K A$, la figure ci-dessous représente la structure à simuler :

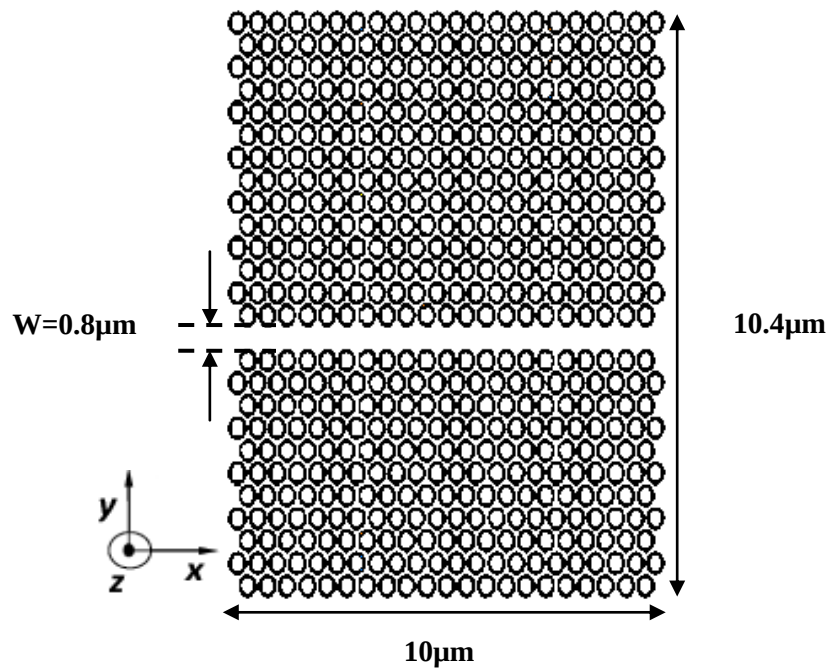


Figure III. 7: structure triangulaire constitué de guide $W_1^K A$.Le pas de discrétisation est choisi tel que $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu m$.

La figure III. 8 présenté Les résultats de simulation sous FDTD-2D du coefficient de transmission et de réflexion pour le mode TE :

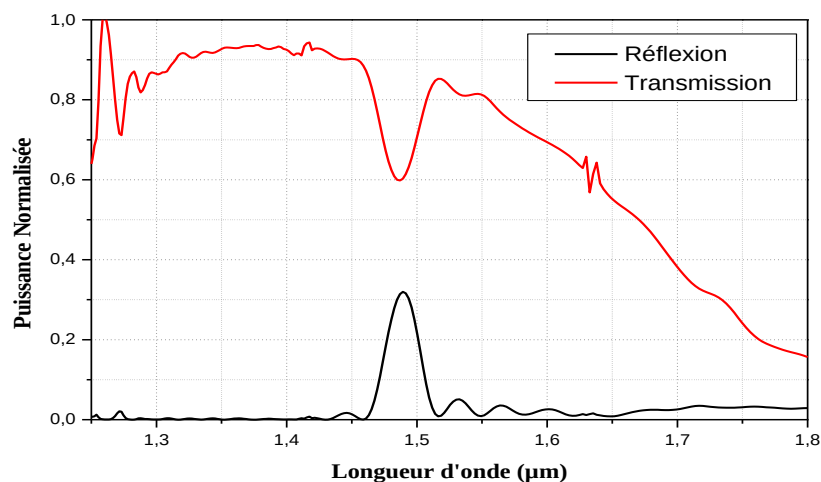


Figure III. 8 : la réponse spectrale en transmission et en réflexion. le pas de discrétisation est choisi tel que : $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu m$

La figure III. 8 nous montre que la transmission est étendue sur la gamme $[1.25 \mu\text{m} - 1.80 \mu\text{m}]$ avec un point maximal de 99% à $1.26 \mu\text{m}$. La puissance transmise correspondante à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ est de l'ordre de 82%. Ces maximums sont certainement explicables par la présence du mode guidé sans perte qui existe à ces longueurs d'ondes. Par contre la réflexion ne dépasse pas 26% à la longueur d'onde $1.48 \mu\text{m}$.

La distribution du champ magnétique Hz aux itérations 1500, 2000 et 3000 est présentée sur la figure III. 9.

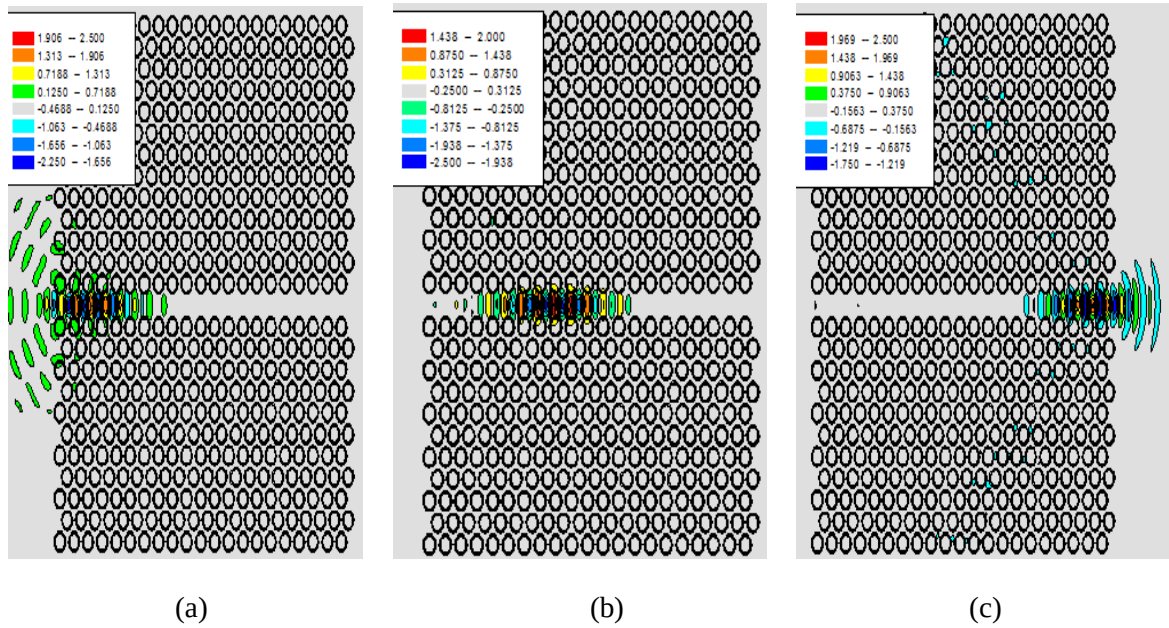


Figure III. 9 : Répartition du champ magnétique Hz du guide mono rangé W_1^kA excité en mode TE. (a) 1500 itération, (b) 2000 itérations (c) 3000 itérations.

Selon la figure III.9 on remarque clairement qu'il existe un guidage de la lumière avec une réflexion nulle à l'entrée c'est-à-dire que l'onde atteint le bord du guide à la sortie.

III. 3. 2. Guide W_1^kA en structure carrée

Un réseau carré de cristal photonique est un réseau de trous d'air dans une membrane suspendue d'INP. Considérons un guide W_1^kA défini dans le réseau bidimensionnel de trous d'air gravés vertical avec les paramètres suivants : une période de 510 nm et un facteur de remplissage en air avoisinant les 44%, $\epsilon_2=10.5$ et $\epsilon_2=1$ ont été choisis pour le réseau carré afin d'obtenir une bande interdite photonique autour de la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$.

La figure ci-dessous présente la structure a simulé par FDTD-2D :

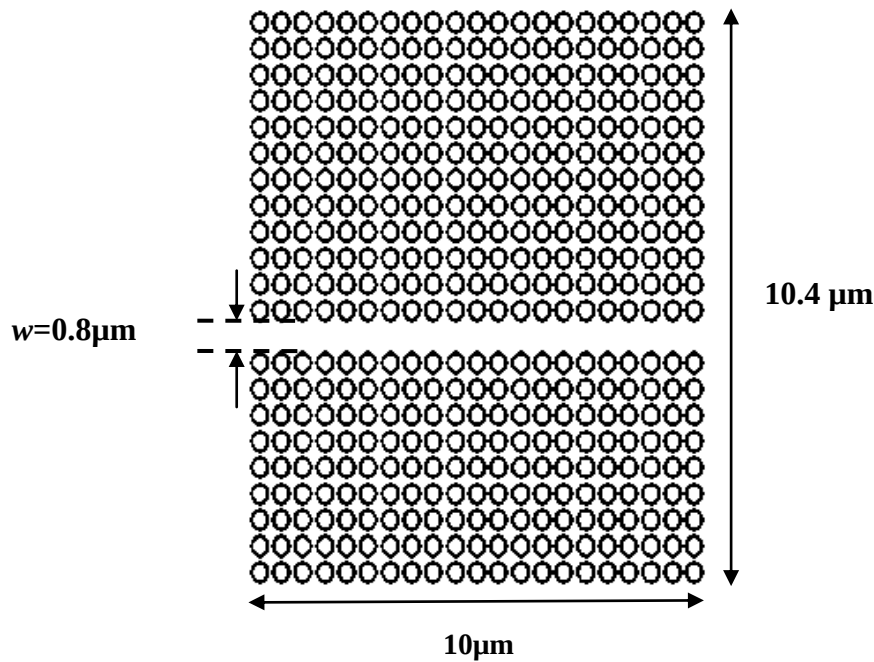


Figure III. 10: Structure carrée constitué de guide $W_1^K A$.

La figure III. 11 décrit le résultat de simulation sous FDTD-2D du coefficient de transmission et de réflexion pour le mode TE:

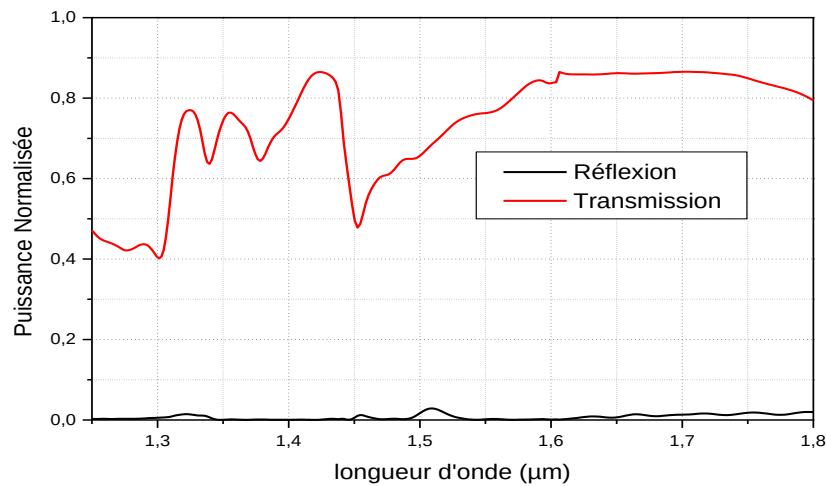


Figure III. 11: La réponse spectrale en transmission et en réflexion.

Selon la Figure III. 11 on voit clairement qu'on a une puissance transmise au voisinage de la longueur d'onde 1.55 μm qui est de l'ordre de 78%, avec une réflexion quasiment nulle. La présence du mode guidé sans perte qui existe à ces longueurs d'ondes certainement explique ces maximums.

La distribution du champ magnétique H_z aux itérations 1500, 2000 et 3000 est présentée sur la figure III. 12.

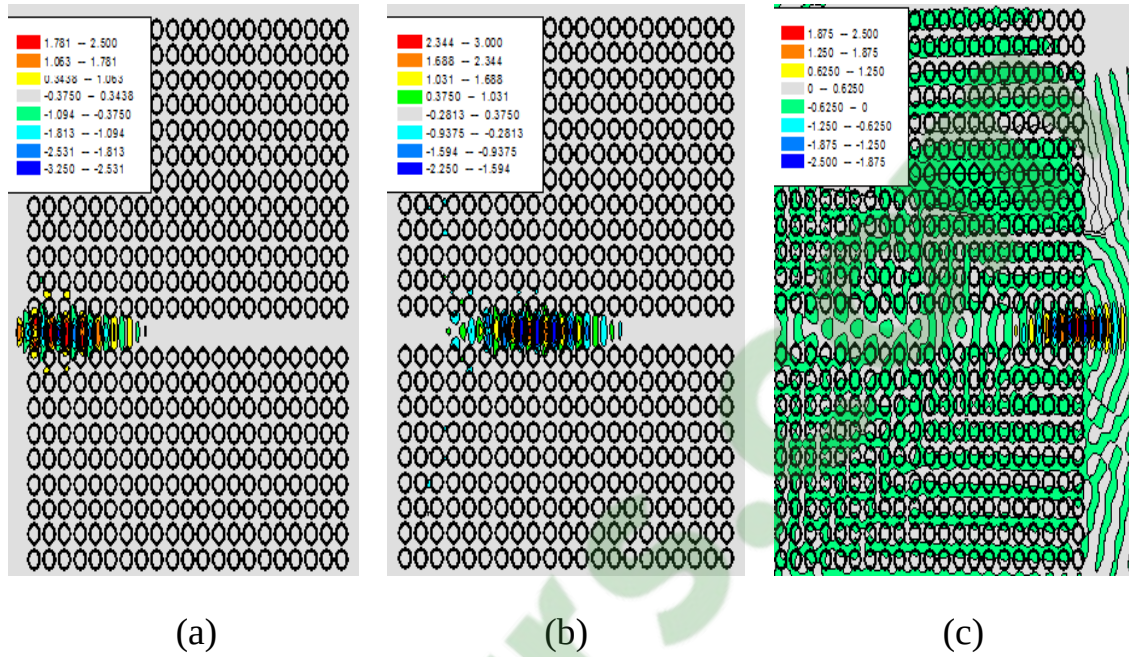


Figure III. 12: Répartition du champ magnétique H_z du guide mono rangé $W_1^k A$ excité en mode TE. (a) 1500 itération, (b) 2000 itérations (c) 3000 itérations.

La figure III. 12. présente la répartition du champ magnétique H_z où on voit clairement l'apparition du phénomène du guidage de la lumière à travers le défaut c'est-à-dire l'onde atteint son bord sans qu'il aura une réflexion à l'entrée.

III. 3. 2. conception du guide $W_3^K A$

Le retrait de 3 rangés de trous nous permet de réaliser le guide $W_3^K A$ dans cette partie nous allons étudier les deux géométries carrés et triangulaires en choisissant les paramètres suivant : $f=44\%$, $a=0.48\mu m$ et $n=3.24$.

III. 3. 2. 1. Conception du guide $W_3^K A$ en structure triangulaire

La figure III. 10 ci-dessous présente la structure du guide $W_3^K A$ triangulaire créer par la suppression de trois rangés parallèles.

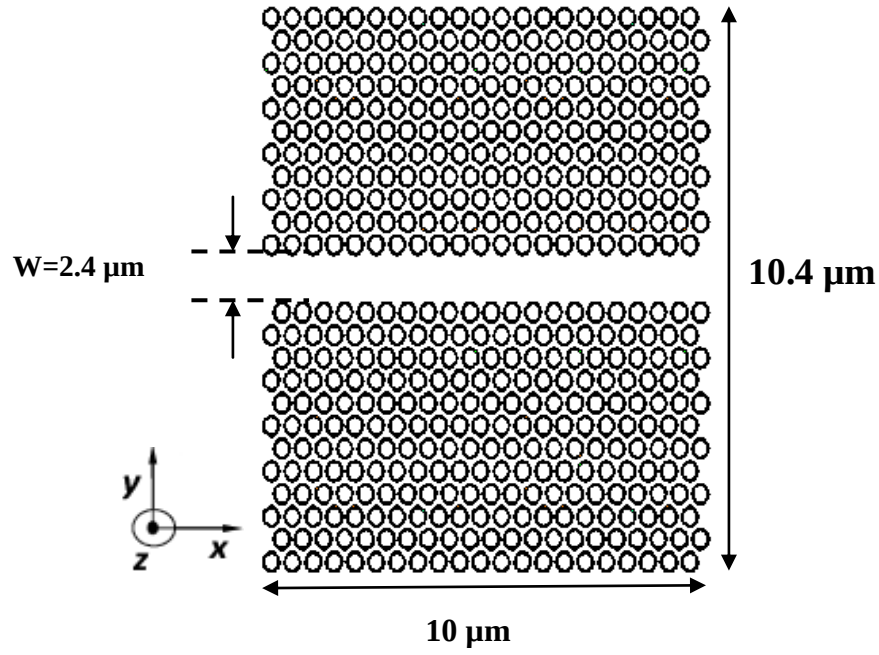


Figure III. 13: structure triangulaire constitué de guide $W_3^K A$. Avec un pas de discrétisation spatial $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu m$.

En utilisant la méthode FDTD2D du guide $W_3^K A$ triangulaire le résultat de la simulation est représenté sur la figure III. 14.

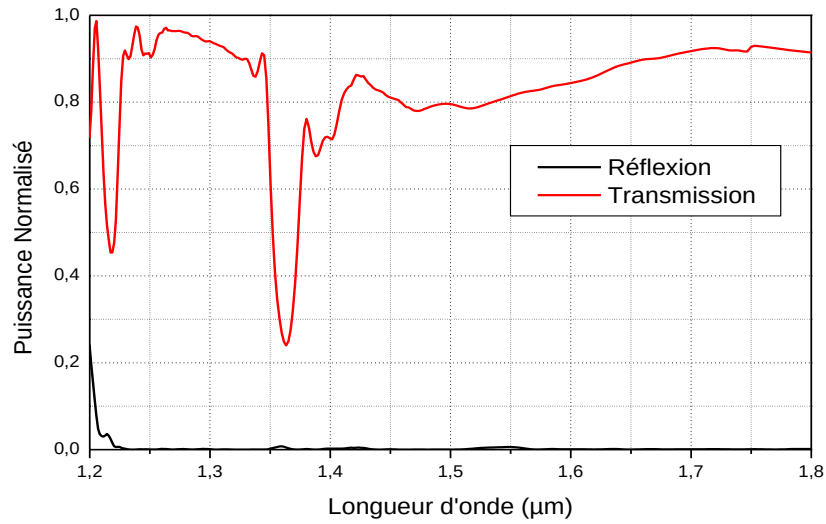


Figure III. 14: la réponse spectrale en transmission et réflexion.

Selon la figure III. 14 on voit clairement que la transmission est de l'ordre de 82% avec une réflexion quasiment nulle au voisinage de la longueur d'onde injecté $1.55 \mu m$.

La distribution du champ magnétique Hz aux itérations 1500, 2000 et 3000 est présentée sur la figure III. 15.

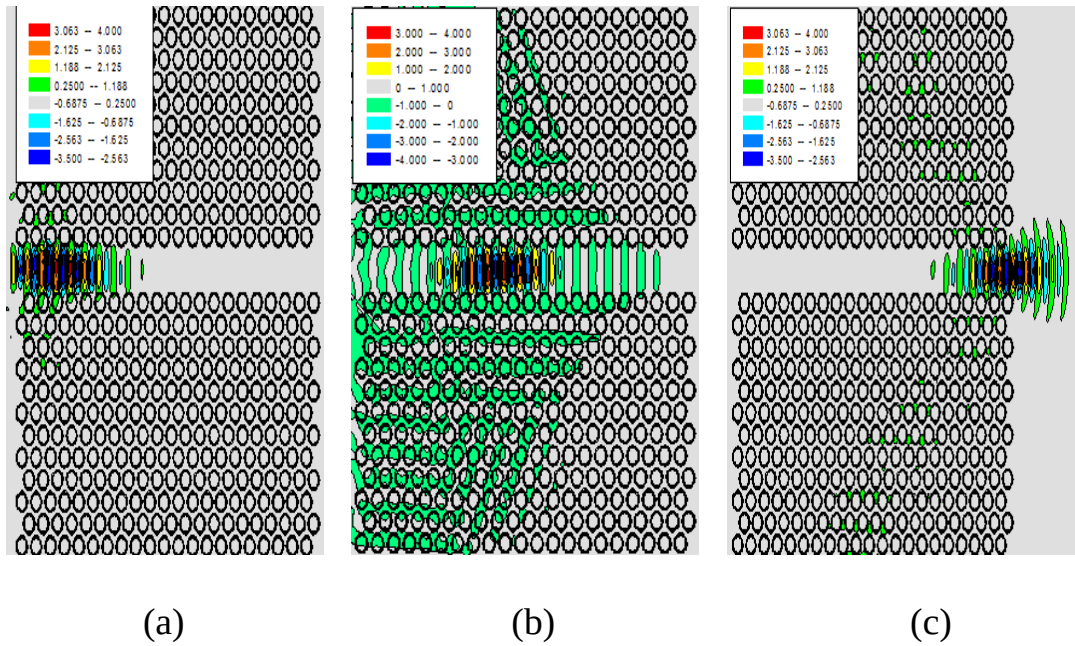


Figure III. 15 : répartition du champ magnétique H_z du guide $W_3^K A$ excité en mode TE. (a) itération 1500, (b) itération 2000, (c) itération 3000.

Sur la figure III. 12 On voit clairement une forte transmission et faible réflexion c'est-à-dire qu'on a un guidage de la lumière à travers le guide $W_3^K A$.

III. 3. 2. 2. Conception du guide $W_3^K A$ en structure carré

En utilisant la méthode FDTD2D du guide $W_3^K A$ triangulaire le résultat de la simulation est représenté sur la Figure III. 16.

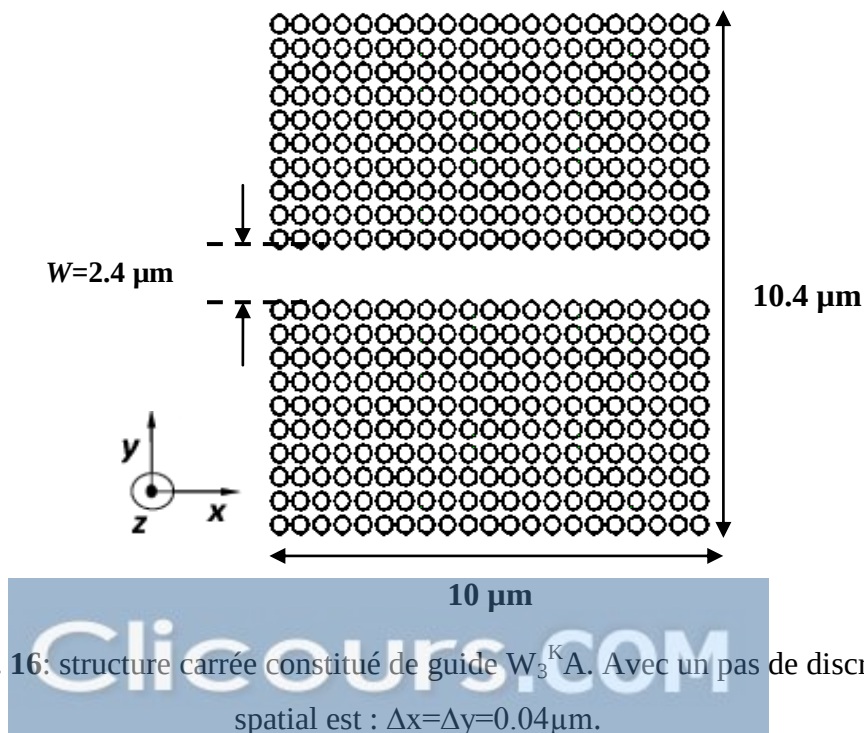


Figure III. 16: structure carrée constitué de guide $W_3^K A$. Avec un pas de discrétisation spatial est : $\Delta x = \Delta y = 0.04 \mu m$.

La figure ci-dessous présente le résultat de simulation du coefficient de réflexion à l'entrée et transmission en sortie du guide obtenu par la méthode FDTD 2D.

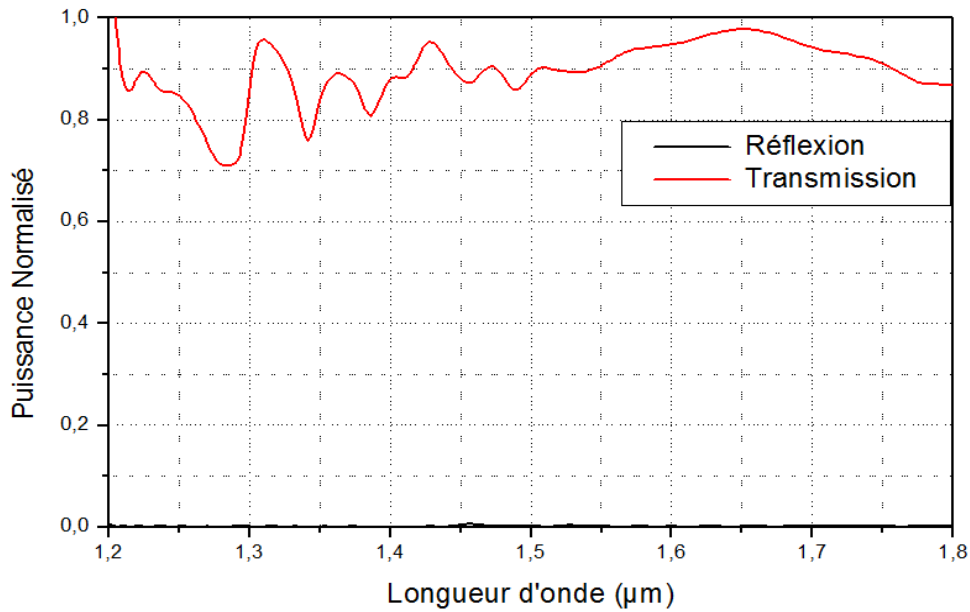


Figure III. 17 : la réponse spectrale en transmission et réflexion .

Selon la figure III. 17 on remarque clairement une forte puissance de transmission de l'ordre de 90% avec une faible réflexion quasiment nulle au voisinage de la longueur d'onde 1.55 μm .

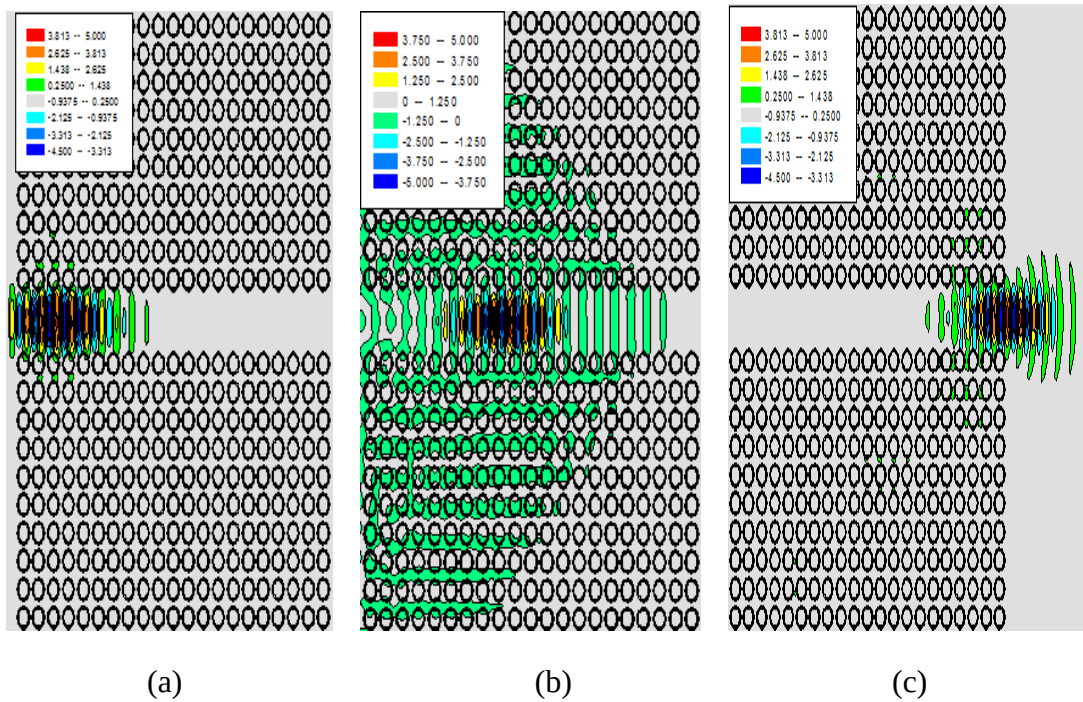


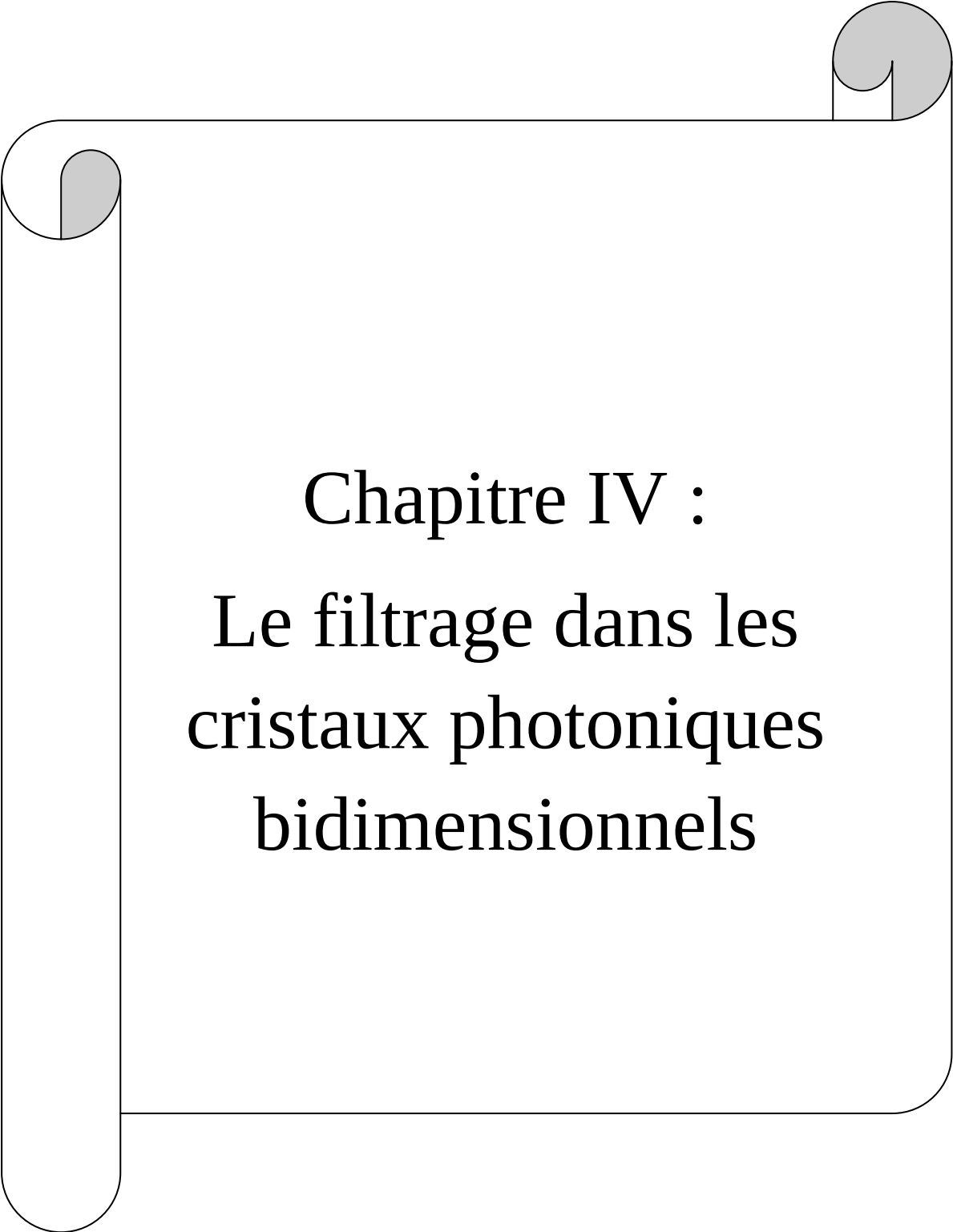
Figure III. 18 : répartition du champ magnétique H_z du guide $W_3^K A$ excité en mode TE.(a) itération 1500, (b) itération 2000, (c) itération 3000.

En se basant sur la représentation de la distribution du champ Hz Figure III. 18 le CP permet d'acheminer et transporter la puissance injectée en entrée jusqu'à ce qu'elle atteigne le bord du guide sans réflexion.

III. 4. Conclusion

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés à l'étude des structures triangulaires et carrées en terme de transmission où nous avons analysé les cristaux photonique avec et sans défaut. La transmission et la réflexion aux interfaces peuvent être estimées par des simulations FDTD localisées sur une petite surface autour de l'interface. Aussi à l'aide de la méthode FDTD-2D nous avons pu représenter les différentes répartitions du champ électromagnétique Hz aux différentes itérations.

Le chapitre suivant sera réservé entièrement au filtrage dans les cristaux photoniques basé sur les cavités Fabry-Pérot.

A decorative frame resembling a scroll, with a vertical strip on the left and a horizontal strip at the top, both featuring rounded ends and a grey shaded area.

Chapitre IV :

Le filtrage dans les cristaux photoniques bidimensionnels

IV. 1. Introduction

Une fonction particulièrement importante d'optique intégrée pourrait être réalisé avec des cristaux photoniques à défauts linéaire c'est le filtrage. Par le jeu des bandes permises et des bandes interdites, le cristal photonique est, de fait, un filtre de fréquence (ou de longueur d'onde) de type passe-bande. La position d'une bande permise peut être ajustée en jouant sur la période et la symétrie du réseau, tandis que la raideur du filtre, en transmission ou en réflexion, dépend du nombre de plans cristallins impliqués dans le cristal de taille finie [13].

On devine aisément que les défauts ponctuels (autrement dit, les cavités optiques) et les défauts étendus (par exemple, un guide d'onde) peuvent être utilisés respectivement comme filtres résonnants ou comme filtres à bande étroite [13].

Les filtres fréquentiels à cristal photonique présentent des applications potentielles dans le domaine des micro-ondes. Ils s'ajoutent ainsi aux multiples schémas de filtres existants avec, en outre, la capacité de filtrage des ondes électromagnétiques dans une ou plusieurs directions de l'espace [13].

Dans ce chapitre, nous visons à concevoir des filtres à cristaux photonique de deux dimensions, il s'agit d'un type de filtre qui est réalisé par l'ajout des trous à l'intérieur d'un guide d'onde $W_1^K A$, et un autre type de filtre qui est réalisé par la création d'une cavité au niveau du guide $W_1^K A$. Ces filtres étudiés pourraient servir dans les composants d'optiques intégrées.

IV. 2. Principe de base

La majorité des applications des cristaux photonique repose sur leur bande interdite ; pour disposer une fréquence permise à l'intérieure de cette bande interdite, il est nécessaire d'introduire des défauts dans cette structure périodique. Ces défauts sont réalisés en modifiant localement la géométrie du cristal ; alors, des énergies permises peuvent apparaitre dans le gap et les champs associés à ces modes sont localisés sur les défauts [11].

IV. 3. Présentation des résultats de simulation

Dans ce qui va suivre, nous allons étudier des filtres à cristaux photoniques bidimensionnels à réseau de trous d'air dans une membrane de matériau diélectrique de fort indice. La structure utilisée pour la réalisation de ces filtres c'est la structure triangulaire. Des filtres ont été analysés, qui sont réalisé par l'ajout des trous d'air dans la rangée manquante

d'un guide $W_1^K A$. Les performances des filtres en termes de transmission et de réflexion seront discutées.

La représentation du champ magnétique sera faite pour les différentes itérations, en utilisant la méthode FDTD-2D.

Dans cette section nous analysons neuf configurations différentes.

IV. 3. 1. Premier topologie de conception

La première topologie représente un filtre créer par l'addition de deux trous proche de rayon $r_c = 0.08 \mu m$ dans un guide $W_1^K A$. Cette structure donne une seule cavité, Les paramètres de ce filtre sont indiqués dans la figure IV. 1.

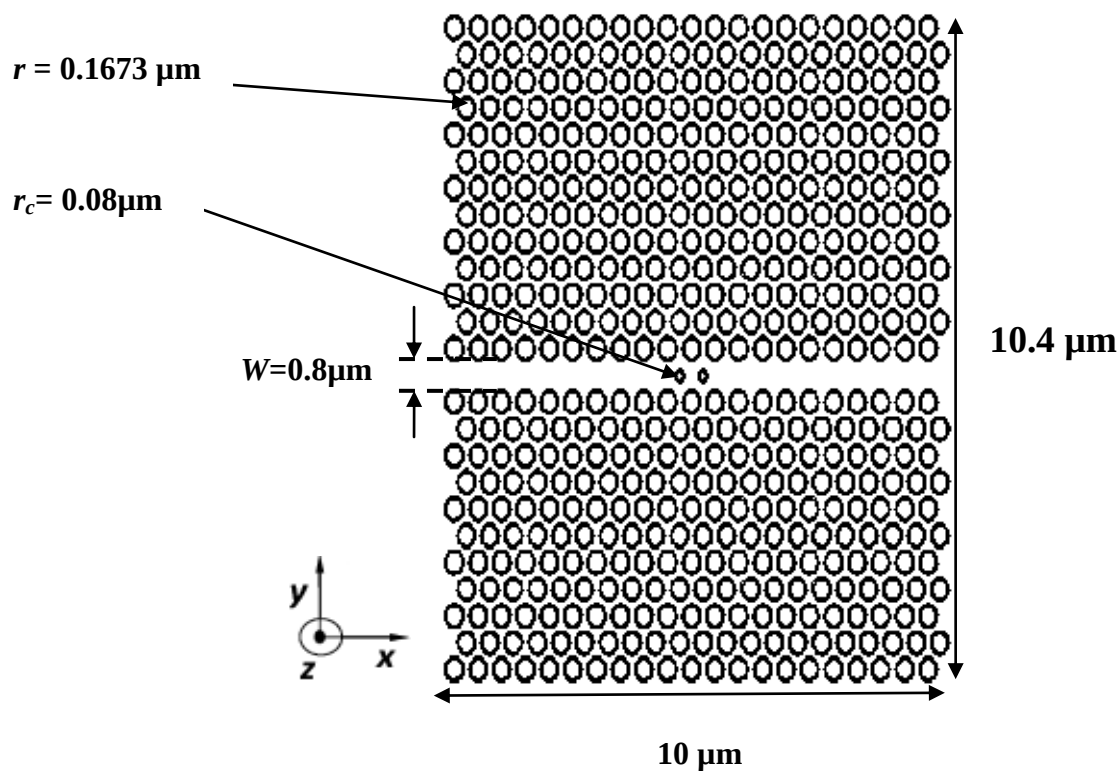


Figure IV. 1 : structure d'un filtre à base des cristaux photoniques bidimensionnels réalisé par l'ajout de deux trous d'air dans le guide $W_1^K A$. Les paramètres du CP sont : $a=0.48 \mu m$, $\epsilon=10.5$, $f= 44 \%$, $r= 0.1673 \mu m$, $r_c = 0.08 \mu m$.

La figure IV. 2 montre la réponse spectrale en transmission et en réflexion des cavités excitées en mode TE à travers une surface de Huygens obtenus avec la méthode de calcul FDTD-2D.

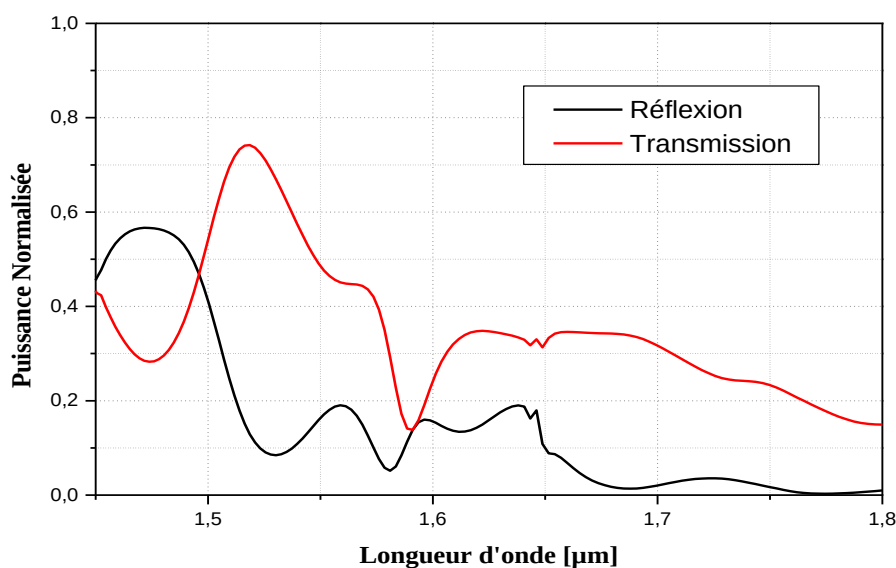


Figure IV. 2 : Spectres normalisés obtenus par la méthode FDTD-2D.

Sur la figure IV. 2, on remarque que ce filtre est de type passe bande, la bande passante est autour de la fréquence qui correspond à la longueur d'onde $1.52 \mu\text{m}$, avec une amplitude maximale qui atteint 74%, on voit clairement que la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$ est incluse dans cette bande avec une puissance de 46%. Ce filtre présente une bonne réjection.

La figure IV. 3 représente la répartition du champ magnétique H_z pour 1500, 2000 et 3000 itérations.

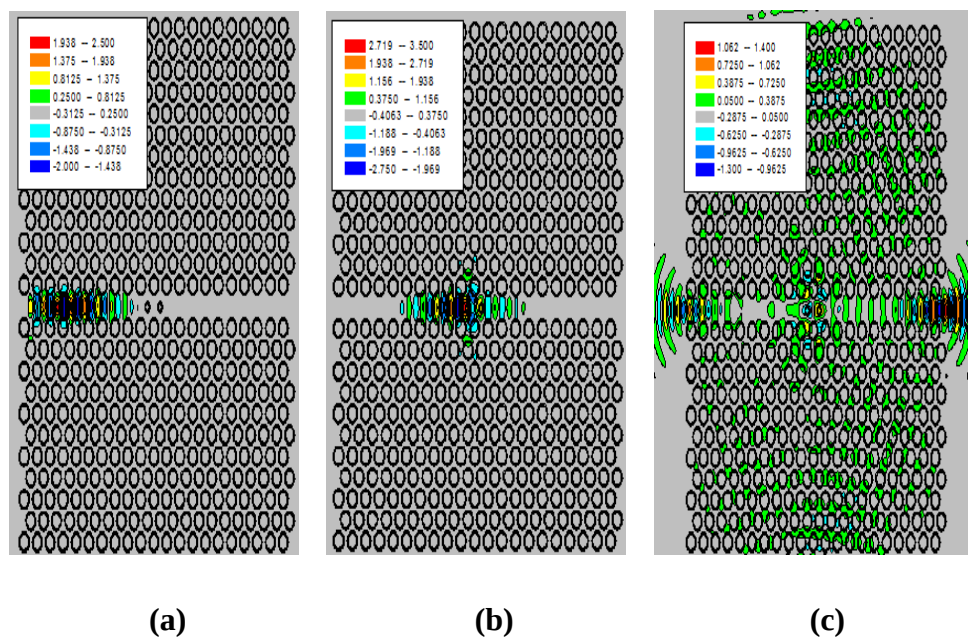


Figure IV. 3 : la distribution du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE,
(a) 1500 itérations, (b) pour 2000 itérations, (c) 3000 itérations.

Selon la figure IV.3, on voit très bien qu'il ya un filtrage du champ magnétique. Une partie du champ atteint la sortie du filtre et une autre sera réfléchi au niveau des deux trous ajoutés et qui se propage vers l'entrée.

IV. 3. 2. Deuxième topologie de conception

Afin d'améliorer le filtrage, une autre cavité est introduite en éloignant les deux trous dans le guide droit $W_1^K A$, c'est seulement la distance entre les deux trous ajoutés qui fait la différence entre cette structure et la première topologie. Les paramètres de ce filtre à étudier sont indiqués dans la figure IV. 4.

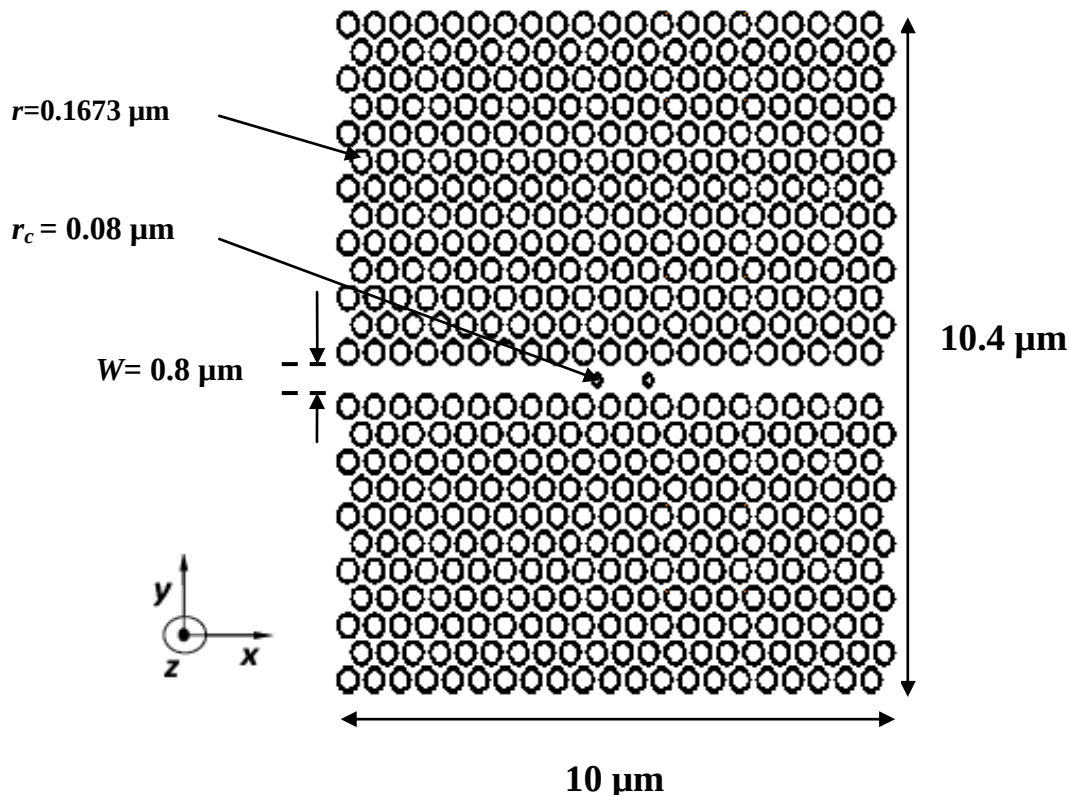


Figure IV. 4 : structure d'un filtre réalisé par l'ajout de deux trous d'air éloigné. . Les paramètres du CP sont : $a=0.48 \mu\text{m}$, $\varepsilon=10.5$, $f= 44 \%$, $r= 0.1673 \mu\text{m}$, $r_c = 0.08 \mu\text{m}$.

Les résultats de simulation des spectres de transmission et de réflexion du filtre conçu pour la polarisation TE, obtenus avec la méthode de calcul FDTD-2D sont représentés respectivement sur les figures IV. 5 et IV. 6.

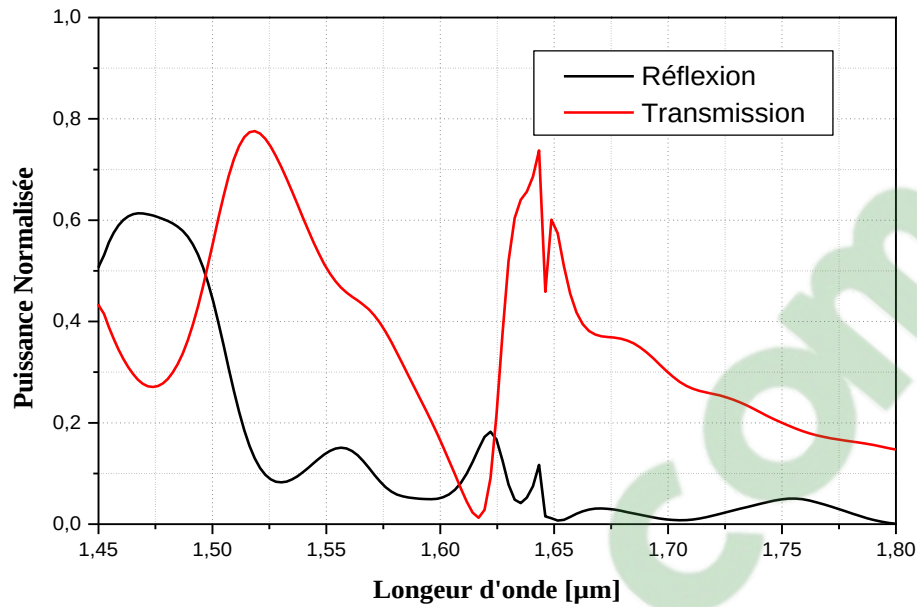


Figure IV. 5 : la réponse spectrale en transmission et réflexion.

Selon la figure IV. 5, on voit clairement qu'il y a deux bandes passantes. Ces dernières sont dues à une extraction de la lumière guidée transmise directement vers la sortie, la première bande passante c'est autour de $1,52\mu\text{m}$ avec une puissance maximale qui atteint 77%, et la deuxième c'est autour de $1,64\mu\text{m}$ avec une puissance maximale de 73%. On remarque que la deuxième bande passante présente une très bonne réjection par rapport à la première bande.

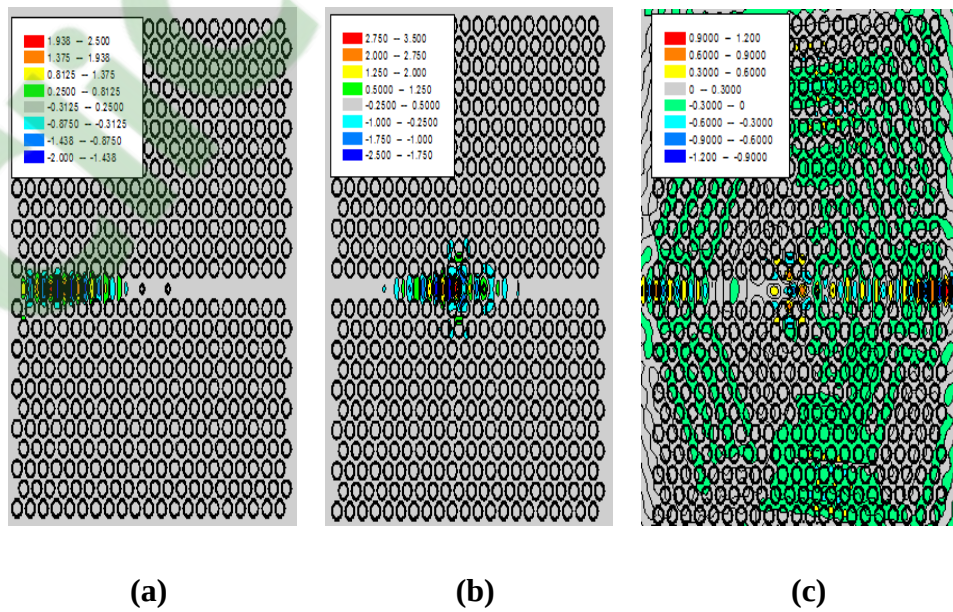


Figure IV. 6 : répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE. Pour les différentes itérations : (a) 1500 itérations, (b) 2000 itérations, (c) 3000 itérations.

La figure IV. 6 montre clairement le retour de la puissance transmise à l'entrée du guide et le phénomène de résonance dans la cavité.

IV. 3. 3. Troisième topologie de conception

Cette topologie représente un filtre qui contient deux cavité créer par l'ajout de trois trous de rayon $r_c = 0.08 \mu\text{m}$, au niveau d'un guide $W_1^K A$. Les paramètres de cette structure sont indiqués sur la figure IV. 7.

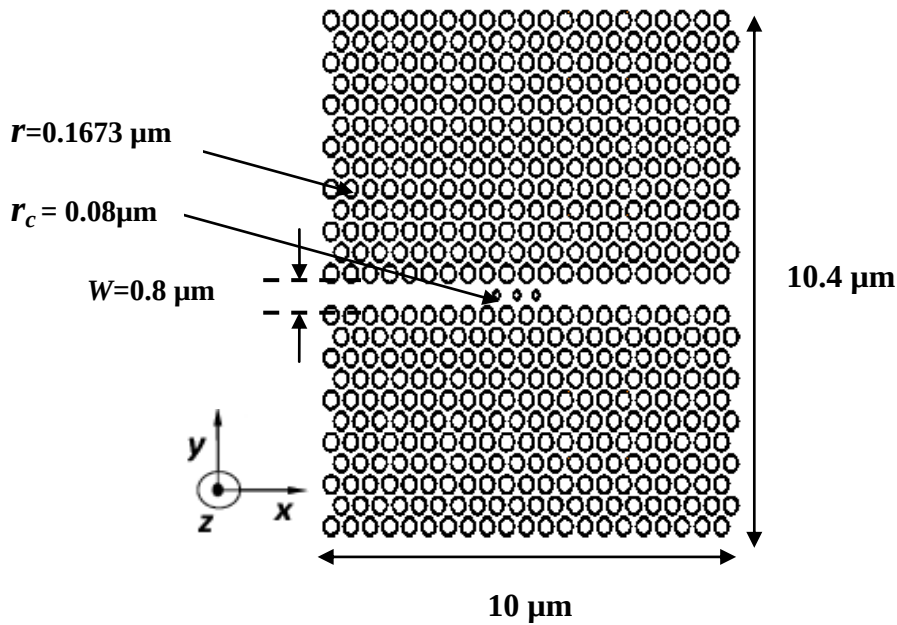


Figure IV. 7 : structure d'un filtre réalisé par l'ajout de trois trous d'air. Les paramètres du CP sont : $a = 0.48 \mu\text{m}$, $\varepsilon = 10.5$, $f = 44 \%$, $r = 0.1673 \mu\text{m}$, $r_c = 0.08 \mu\text{m}$.

La figure IV. 8: représente le coefficient en transmissions et en réflexion.

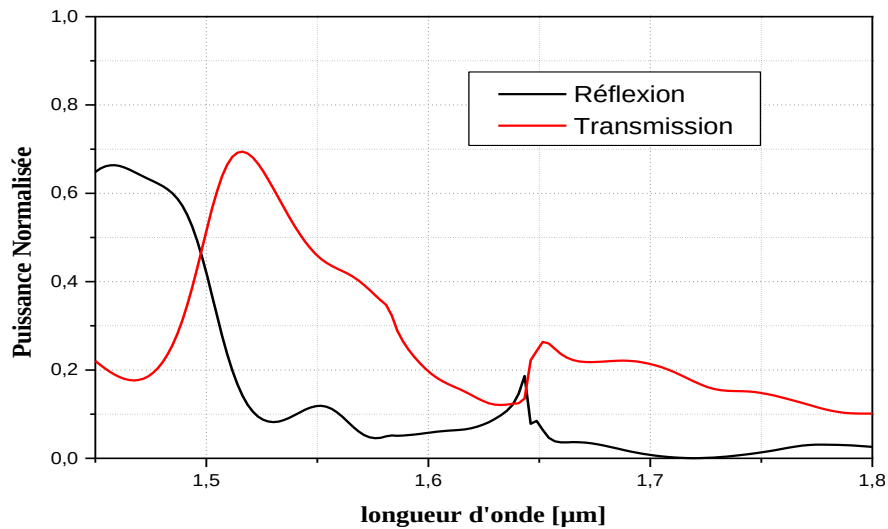


Figure IV. 8 : la réponse spectrale en transmission et en réflexion.

Selon la figure IV. 8 on remarque que la bande passante est autour de $1.52\mu\text{m}$ avec une puissance qui atteint 69%, ce filtre à une assez bonne rejection.

Sur la figure IV. 9, on schématise la répartition du champ magnétique H_z du filtre respectivement pour 1500, 2000, et 3000 itérations.

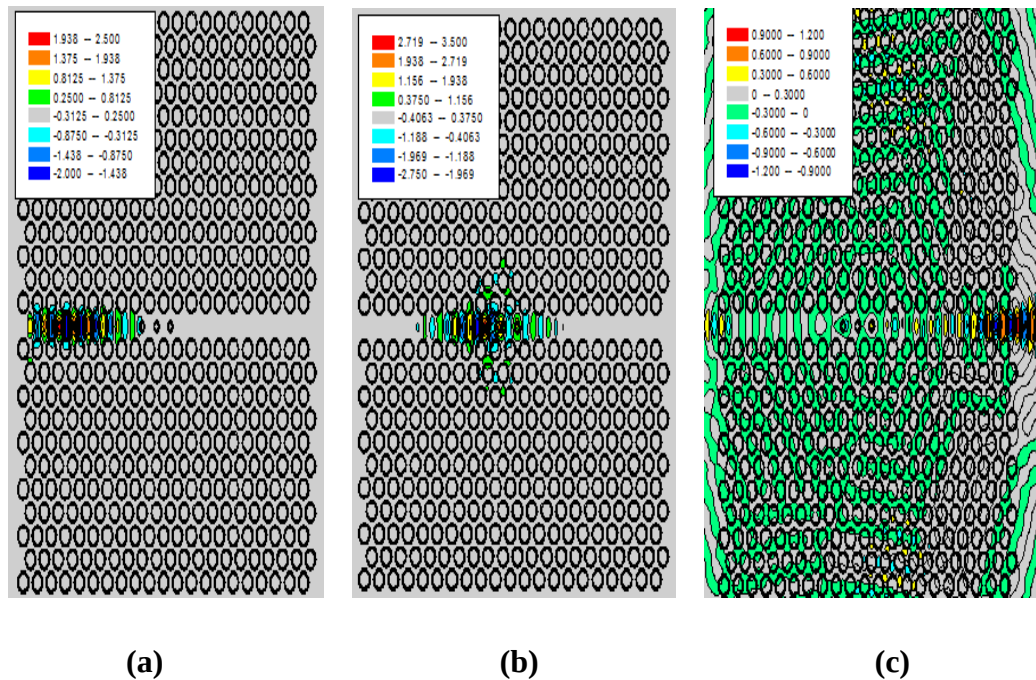


Figure IV. 9 : répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE. Pour les différents itérations le pas de discrétisation spatial est choisis tel que : $\Delta x = \Delta y = 0.04$.

Sur la figure IV.9 on remarque qu'une partie du champ magnétique H_z atteint la sortie de la structure et qu'une autre partie sera réfléchi au niveau des trois trous vers l'entrée du filtre.

IV. 3. 4. Quatrième topologie de conception

Afin d'améliorer le filtrage et de proposer des nouvelles structures, on a réalisé ce filtre par l'addition de quatre trous de rayon $r_c = 0.08 \mu\text{m}$ dans un guide $W_1^K A$. Ce qui donne une naissance de trois cavités. Les paramètres de cette topologie sont mentionnés dans la figure IV. 10.



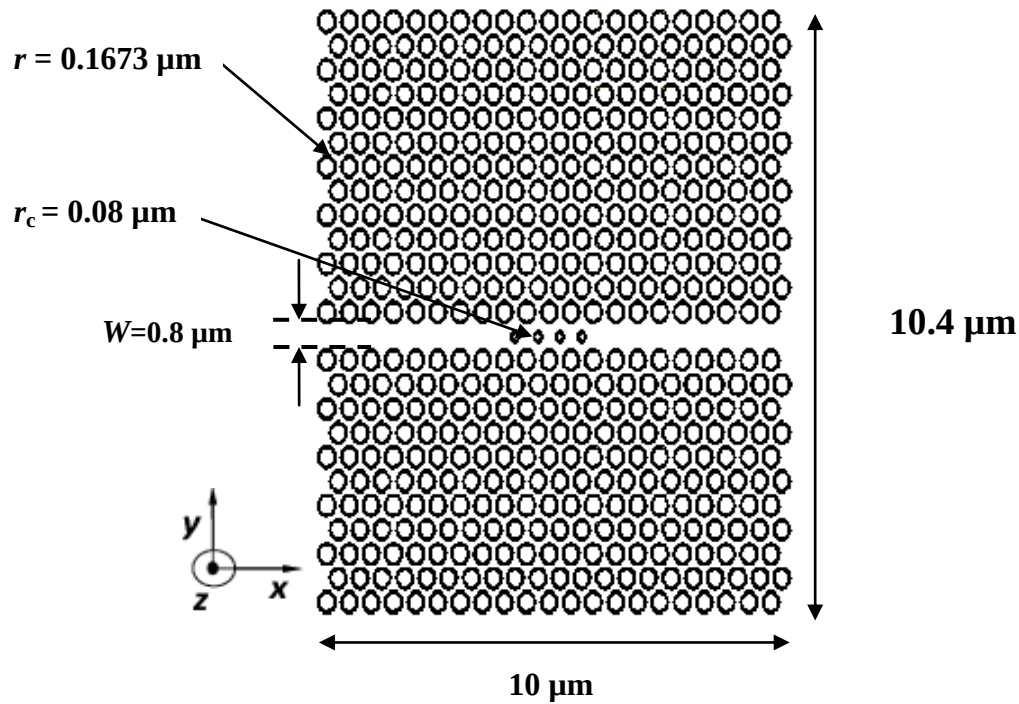


Figure IV. 10 : structure d'un filtre réalisé par l'ajout de 4 trous dans un guide d'onde $W_1^K A$.

Les paramètres du CP sont : $a=0.48 \mu\text{m}$, $\epsilon=10.5$, $f=44 \%$, $r=0.1673 \mu\text{m}$, $r_c=0.08 \mu\text{m}$.

La figure IV.11 représente les coefficients de réflexion et en transmission.

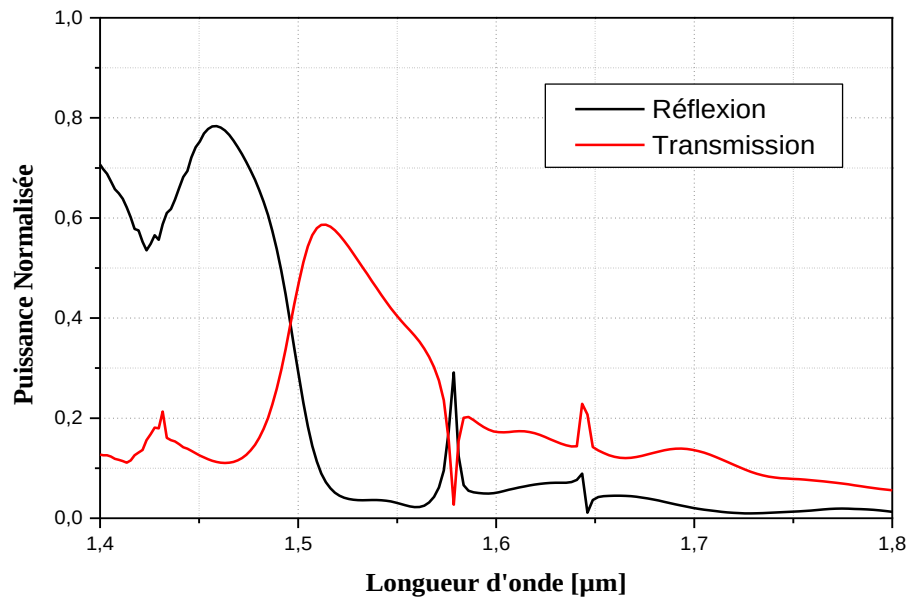


Figure IV. 11 : la réponse spectrale en transmission et en réflexion.

D'après la figure IV. 11 on voit clairement que la bande passante est autour de $1.52 \mu\text{m}$, avec une amplitude maximale de 59%, ce filtre à une bonne réjection.

Sur la figure IV. 12, on schématise la répartition du champ magnétique H_z du filtre respectivement pour 1500, 2000, et 3000 itérations.

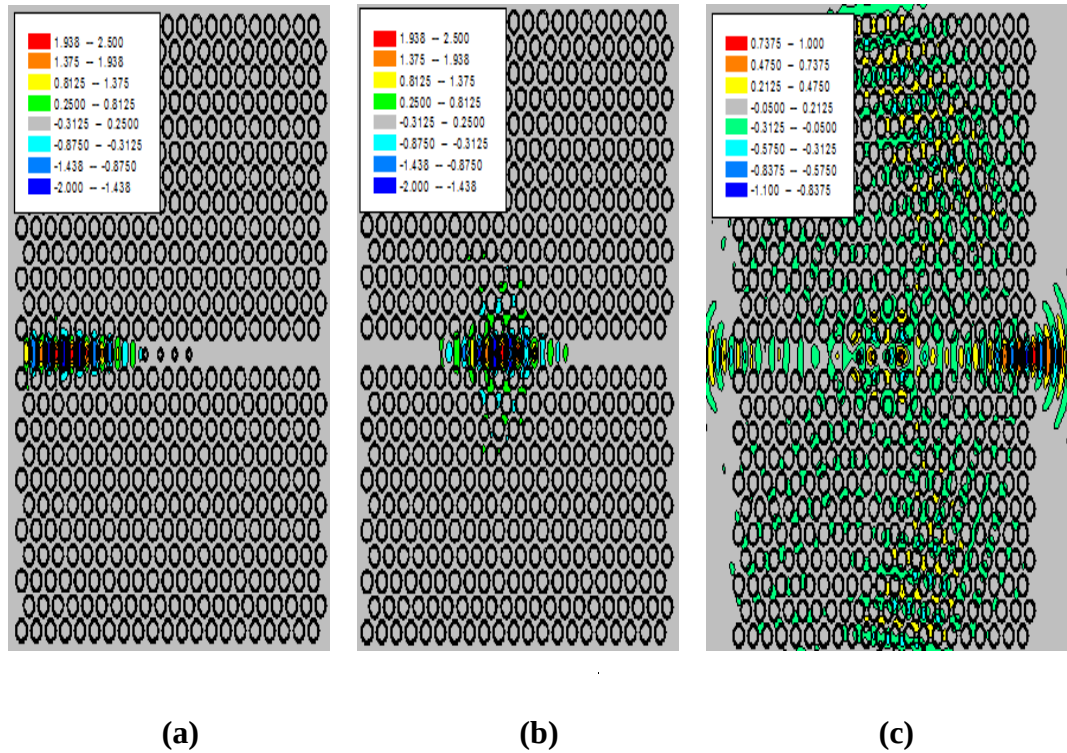


Figure IV. 12: répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE. Pour :

(a) 1500 itérations, (b) 2000 itérations, (c) 3000 itérations. Le pas de discrétisation spatial est choisis tel que : $\Delta x = \Delta y = 0.04$.

Selon la figure IV.12 le champ magnétique atteint la sortie du filtre c'est celui qui correspond a la bande passante, une autre partie du champ sera réfléchi elle n'appartient pas a la bande passante du filtre.

IV. 3. 5. Cinquième topologie de conception

Cette topologie est faite par l'addition de cinq trous de rayon $r_c = 0.119 \mu\text{m}$ dans un guide d'onde W_1^{KA} , donc cette structure contient quatre cavités. Les paramètres de ce filtre sont indiqués dans la figure IV. 13.

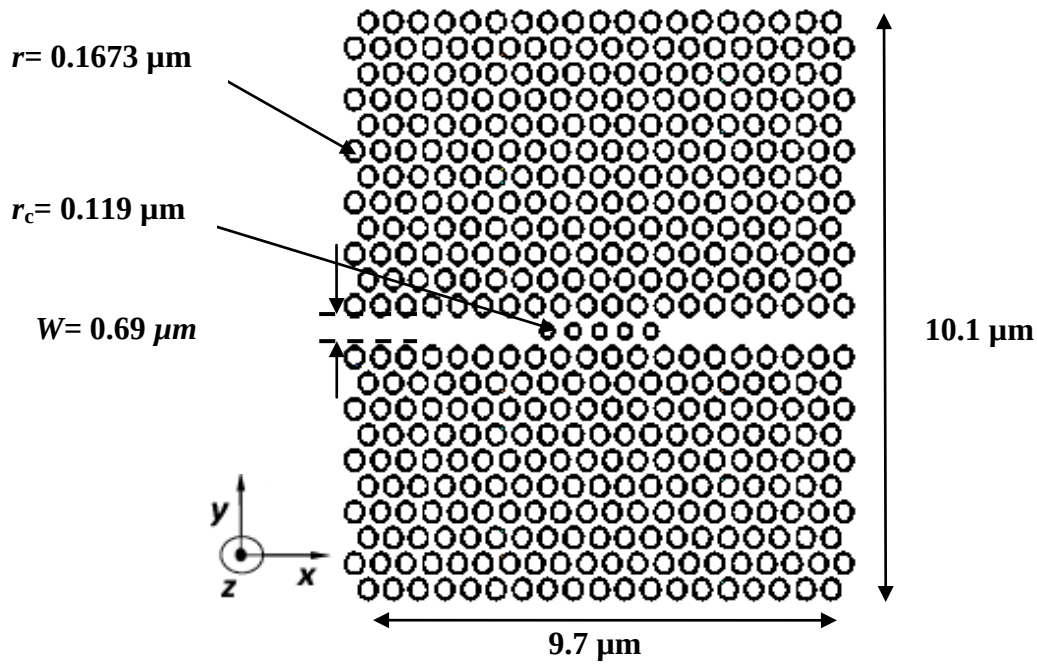


Figure IV. 13 : structure d'un filtre réalisé par l'ajout de 5 trous au niveau d'un guide $W_1^K A$.
Les paramètres du CP sont : $a=0.51 \mu\text{m}$, $\epsilon=10.5$, $f= 39 \%$, $r= 0.1673 \mu\text{m}$, $r_c = 0.119 \mu\text{m}$.

Les coefficients de réflexion et en transmission sont représentées sur la figure IV. 14.

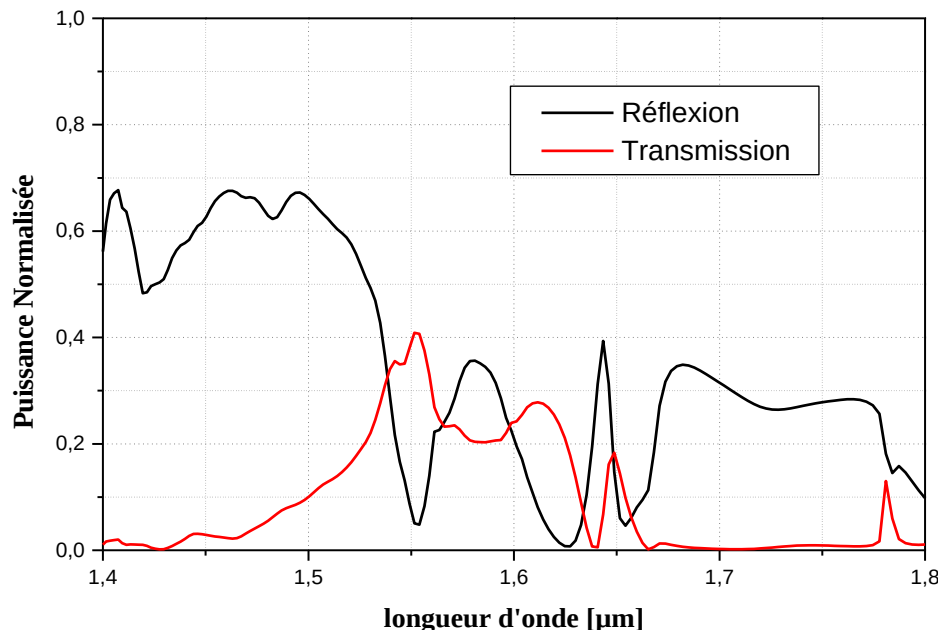


Figure IV. 14 : la réponse spectrale en transmission et en réflexion.

Selon la figure IV.14 on voit que la bande passante de ce filtre est autour de $1.55\mu\text{m}$ avec une puissance normalisée qui n'est pas très grande et qui a pour valeur de 40%, ce filtre ne présente pas une bonne réjection.

La figure IV. 15 représente la répartition du champ magnétique H_z dans le filtre pour différentes itérations.

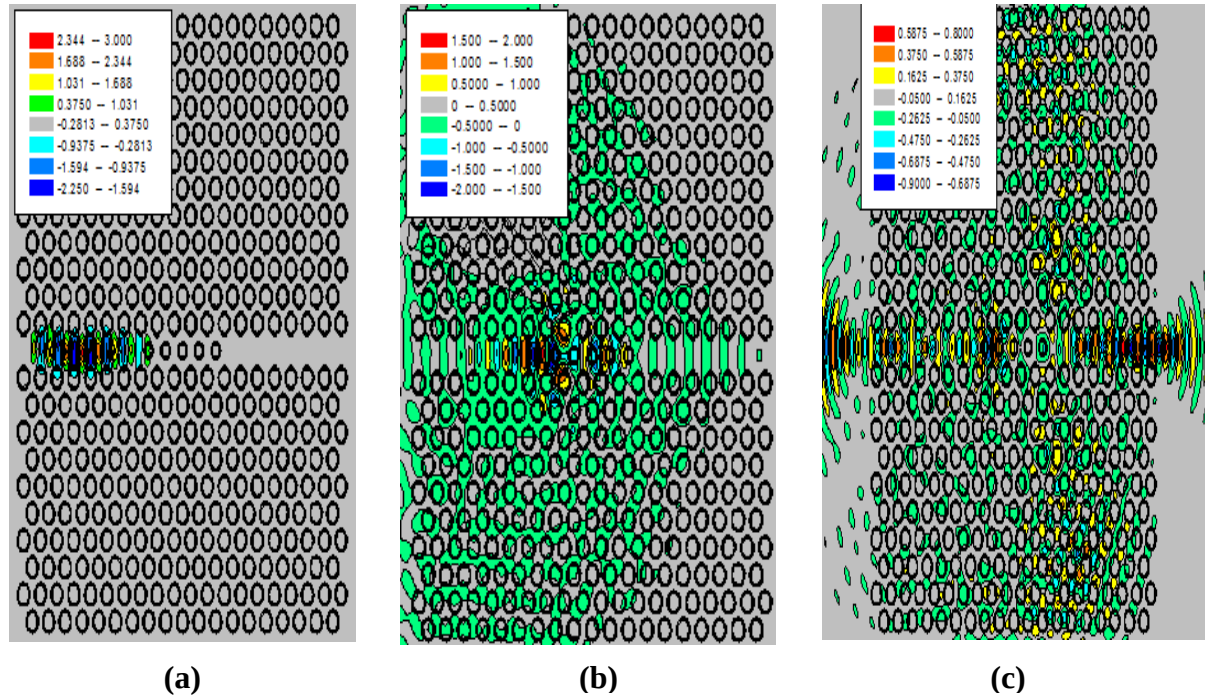


Figure IV. 15 : répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE. Pour différentes itérations : (a) 1500 itérations, (b) 2000 itérations, (c) 3000 itérations. Le pas de discrétisation est choisi tel que : $\Delta x = \Delta y = 0.04$.

Selon la figure IV.15 on remarque qu'il y a une transmission d'une partie du champ magnétique vers la sortie du filtre, avec une réflexion d'une autre partie du champ au niveau des trous ajoutés vers l'entrée de la structure.

IV. 3. 6. Sixième topologie de conception

Sur cette topologie cinq cavités sont réalisées par l'ajout de six trous d'aire de rayon $r_c = 0.08 \mu\text{m}$ sur un guide d'onde $W_1^K A$, ceci qui engendre une création de cinq cavité. Les paramètres de cette structure sont indiqués sur la figure IV. 16.

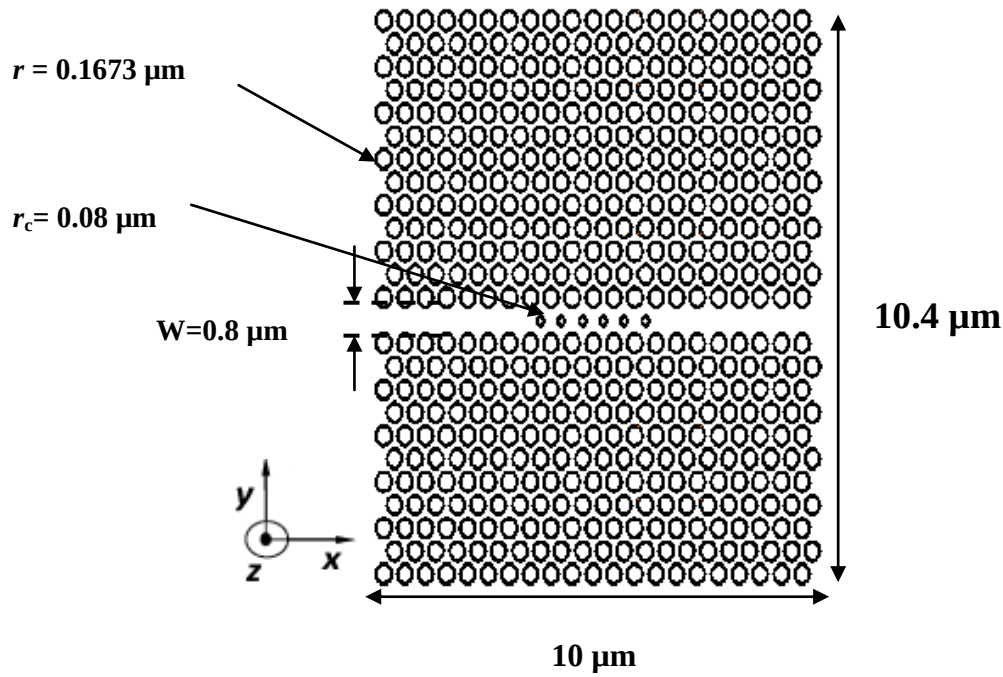


Figure IV. 16 : la structure d'un filtre réalisé par la création de six trous d'air au niveau du guide $W_1^K A$.

La figure IV.17: représente le coefficient de réflexion et de transmission.

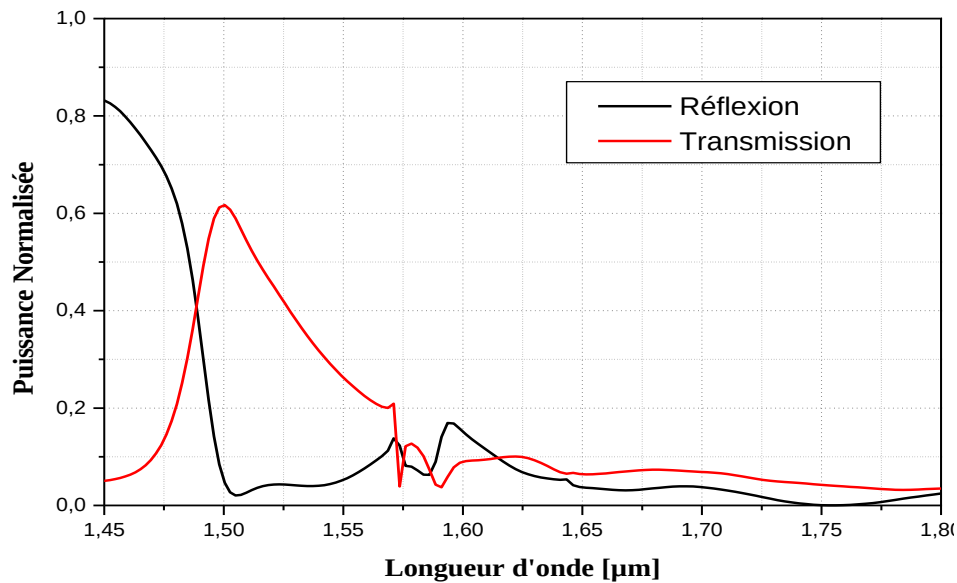


Figure IV. 17 : la réponse spectrale en transmission et en réflexion.

Selon la figure IV. 17 on voit clairement que la bande passante est autour de 1.50μm, avec une puissance maximale de 61 %, la réjection de ce filtre est bonne.

Sur la figure IV. 17 on schématise la répartition du champ magnétique H_z pour différentes itérations 1500, 2000, 3000.

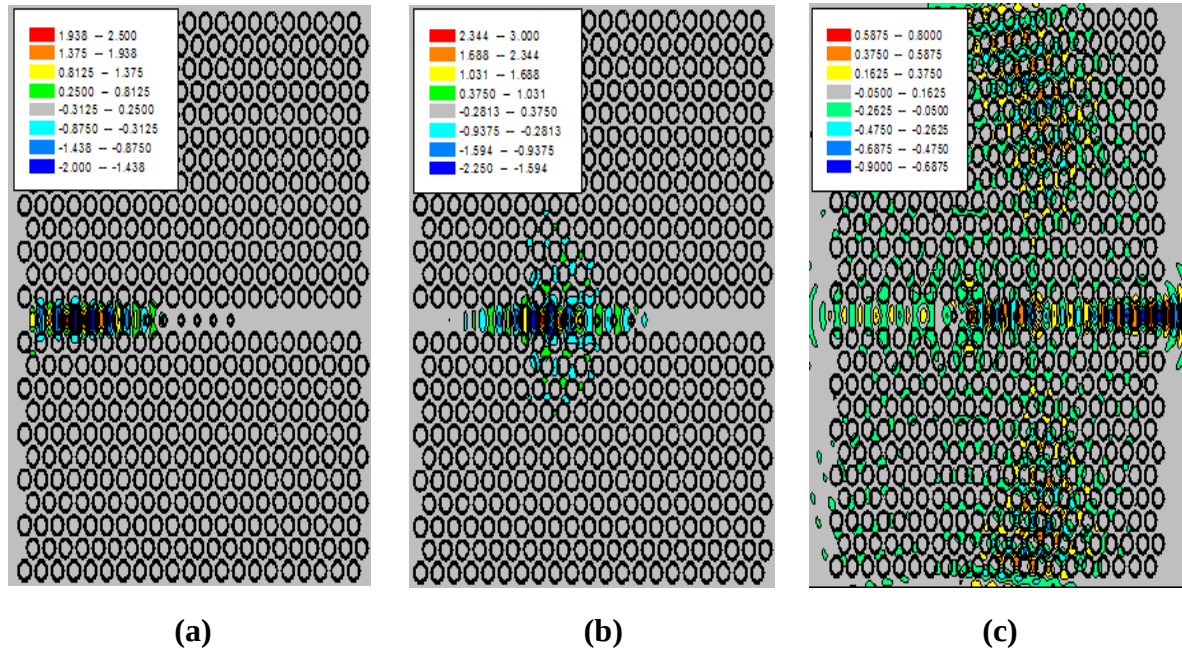


Figure IV. 18 : répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE. Pour différentes itérations : pour 1500 itérations, (b) pour 2000 itérations, (c) pour 3000 itérations. Le pas de discrétisation spatial est choisis tel que : $\Delta x = \Delta y = 0.04$.

Sur la figure IV.18, on remarque qu'une partie du champ magnétique atteint le bord de la structure, et une autre partie sera réfléchi aux niveaux des trous ajoutés, le champ magnétique qui atteint la sortie du filtre appartient à la bande passante de ce dernier tandis que le champ réfléchi appartient à la bande interdite de cette structure.

IV. 3. 7 septièmes topologies de conception

Ce filtre a été réalisé par une création de sept trous d'air de rayon $r_c = 0.08 \mu\text{m}$ dans un guide d'onde $W_1^K A$, ces derniers forment six cavités au niveau de la rangée manquante de la structure. Les paramètres de ce filtre sont indiqués sur la figure IV. 19

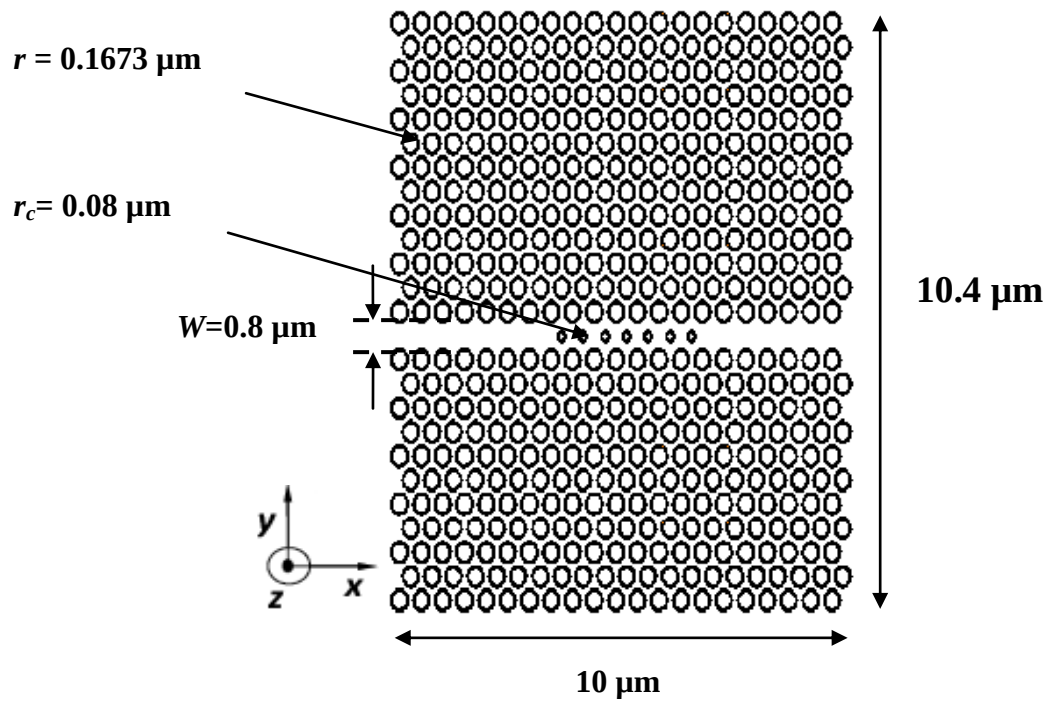


Figure IV. 19 : structure d'un filtre réalisé par la création de sept trous d'air au niveau du guide $W_1^K A$. Les paramètres du CP sont : $a=0.48 \mu\text{m}$, $\varepsilon=10.5$, $f=44 \%$, $r=0.1673 \mu\text{m}$, $r_c=0.08 \mu\text{m}$.

La figure IV. 20 représente les réponses du filtre en transmission et en réflexion.

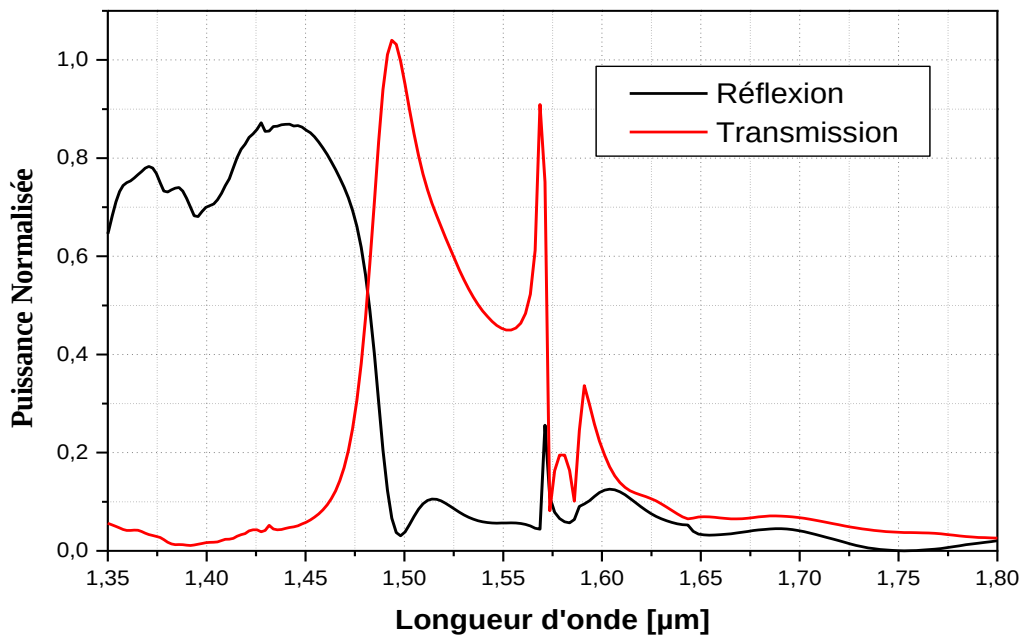


Figure IV. 20 : Réponse spectrale en transmission et en réflexion.

A partir de la figure IV. 20 on remarque qu'il y a deux bandes passantes. La première est autour de la fréquence qui correspond à la longueur d'onde de $1.49\mu\text{m}$ avec une amplitude maximale. La deuxième bande est autour de $1.56\mu\text{m}$ son amplitude est inférieure à la première elle a pour valeur de 90%. Ce filtre présente de bonnes réjections pour les deux bandes passantes.

On schématise la répartition du champ magnétique H_z sur la figure IV. 21.

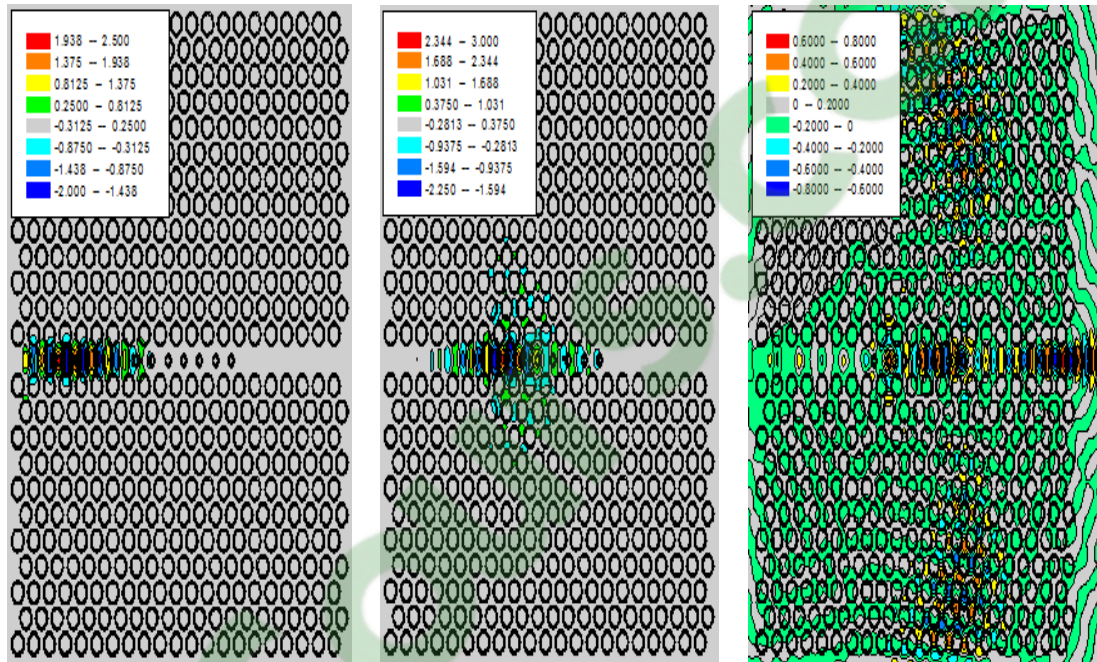


Figure IV. 21 : répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE. Pour les différentes itérations : (a) pour 1500 itérations, (b) pour 2000 itérations, (c) pour 3000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisi tel que : $\Delta x = \Delta y = 0.04$.

A partir de la figure IV. 21 on voit clairement qu'il y a une partie de champ qui atteint le bord de la structure donc elle appartient à la bande permise et une partie sera réfléchie aux niveaux des trous ajoutés dans le guide. Une autre troisième partie est dispersée dans l'air.

IV. 3. 8 Huitième topologie de conception

Cette structure est réalisée par la création d'une cavité au niveau du guide d'onde $W_1^K A$ cette cavité est faite par le changement de rayons des trous situés dans les parois du guide. Les paramètres de ce filtre sont mentionnés sur la figure IV.22.

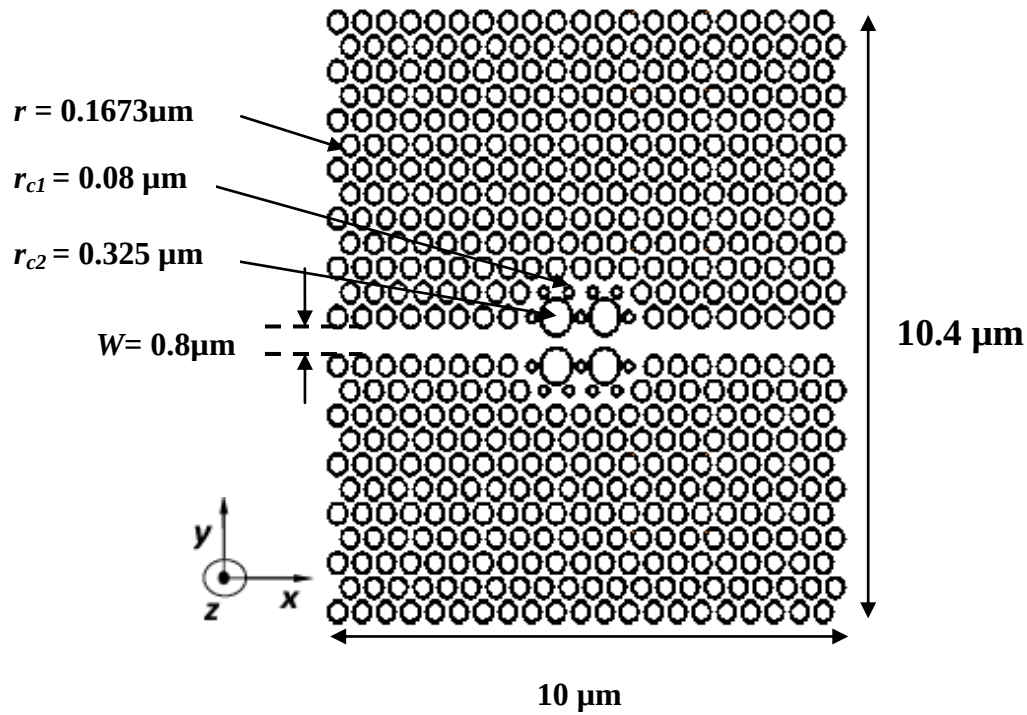


Figure IV. 22: structure d'un filtre réalisé par la création d'une cavité. Les paramètres du CP sont : $a=0.48 \mu\text{m}$, $\varepsilon=10.5$, $f=44 \%$, $r=0.1673 \mu\text{m}$, $r_{c1}=0.08 \mu\text{m}$, $r_{c2}=0.325 \mu\text{m}$.

Sur la figure ci - dessous en représente les spectres normalisés du filtre en termes de réflexion et transmission, obtenus par la méthode FDTD-2D.

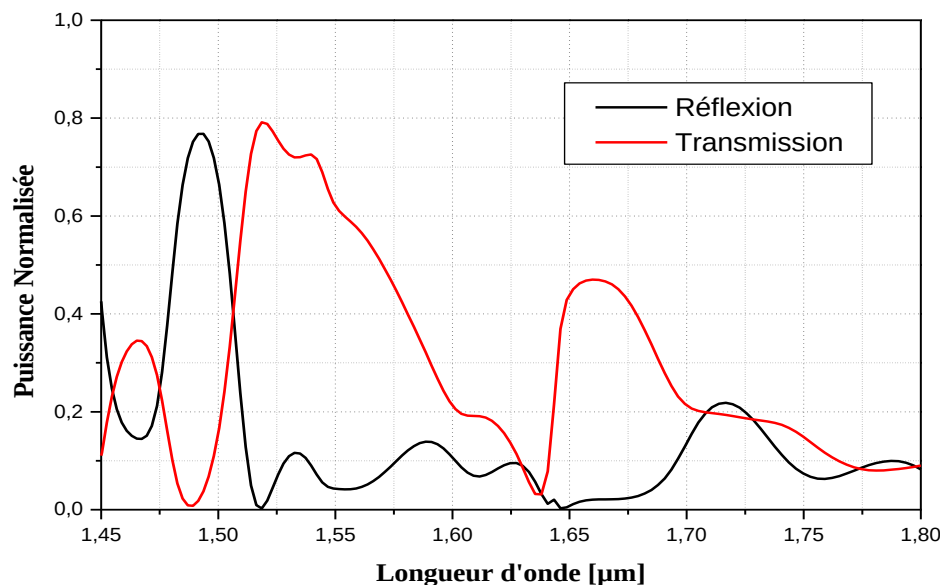


Figure IV. 23 : réponse spectrale en transmission et en réflexion.

A partir de la figure IV. 23 on voit qu'il ya deux bandes passante. La première bande est autour de $1.51 \mu\text{m}$, sa puissance maximale est 78%. Et la deuxième bande est autour de $1.66 \mu\text{m}$ avec une puissance maximale de 46% et elle est bien inférieure par rapport à la puissance de la première bande. Ce filtre présente de bonnes réjections.

La répartition du champ magnétique H_z est schématisée sur la figure IV. 24

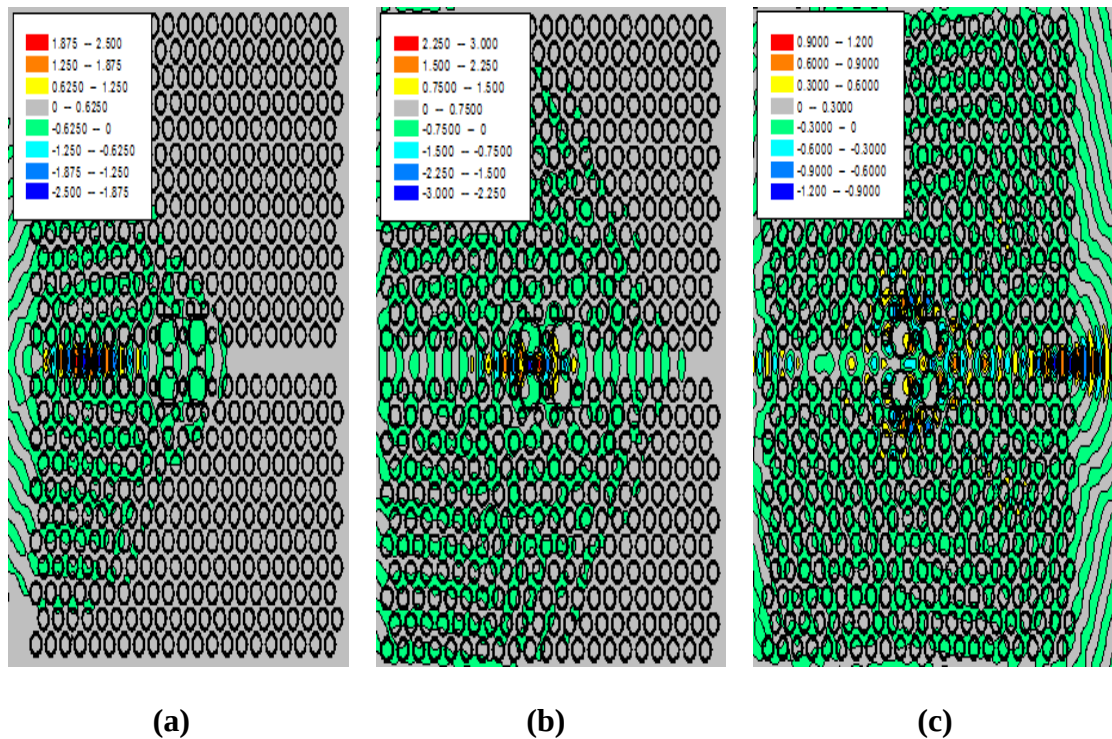


Figure IV. 24 : répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE, Pour les différents itérations : (a)1500 itérations, (b) 2000 itérations, (c) 3000 itérations.

D'après la figure IV. 24, on remarque qu'une partie du champ magnétique atteint le bord de la structure, et qu'une autre partie sera réfléchies par la cavité créer au niveau du guide $W_1^K A$ vers l'entrée de la structure.

IV. 3. 9 neuvièmes topologies de conception

Ce filtre a été réalisé par la création d'une cavité au niveau du guide $W_1^K A$ c'est le même principe que la huitième structure, mais dans ce cas la cavité est plus large. Le but c'est d'améliorer le filtrage et donnée des différents topologies. les paramètres de cette structure sont indiqués dans la figure IV. 25.

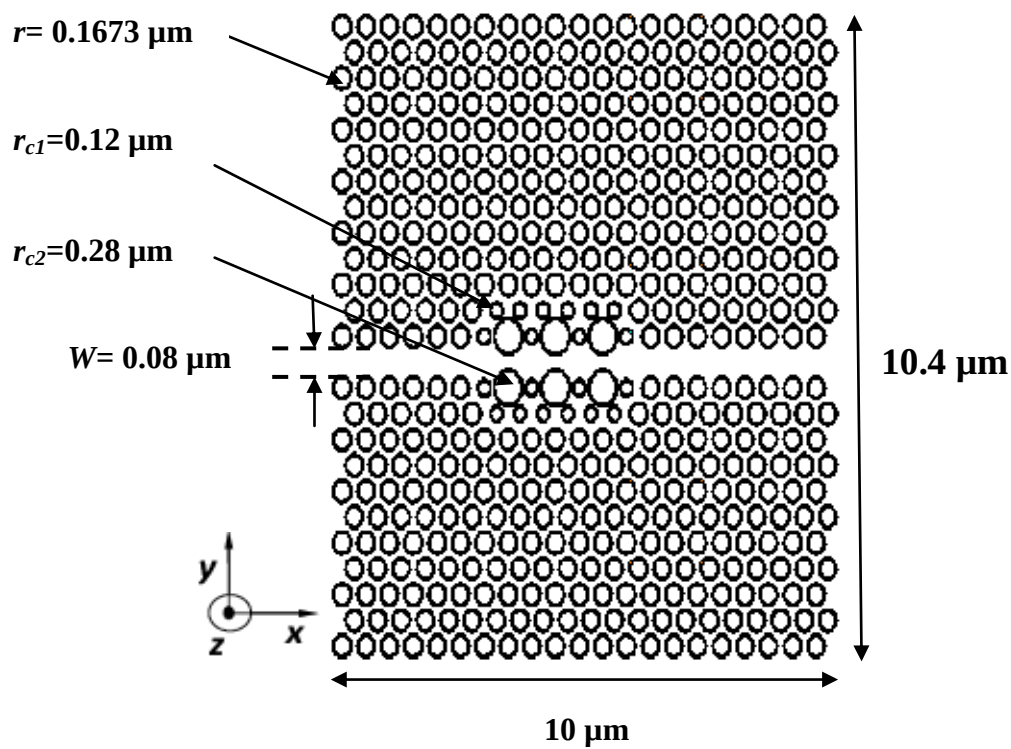


Figure IV. 25 : structure d'un filtre réalisé par la création d'une cavité. Les paramètres du CP sont : $a=0.48 \mu\text{m}$, $\varepsilon=10.5$, $f=44 \%$, $r=0.1673 \mu\text{m}$, $r_{c1}=0.12 \mu\text{m}$, $r_{c2}=0.28 \mu\text{m}$.

Sur la figure IV. 26 on représente les spectres normalisés du filtre en termes de réflexion et transmission, obtenus avec la méthode FDTD-2D.

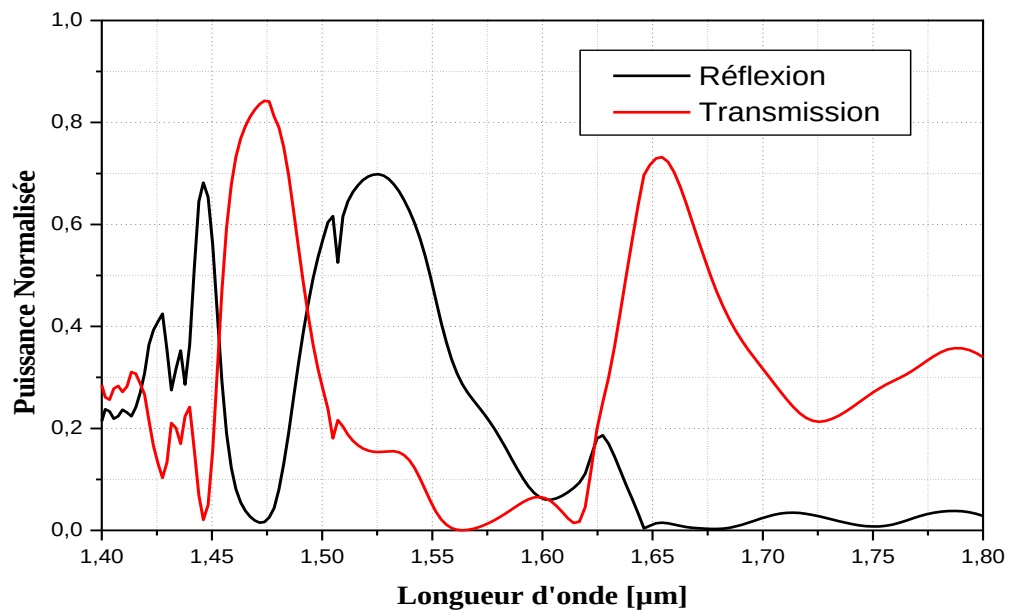


Figure IV. 26 : réponse spectrale en transmission et en réflexion.

A partir de la figure IV. 26 on voit clairement qu'il ya deux bandes passantes. La première est autour de $1.47 \mu\text{m}$ son amplitude maximale est 84% e .La deuxième bande passante est autour de $1.65 \mu\text{m}$ avec une amplitude maximale de 72% les deux bandes passantes présentent des bonnes réjections.

Sur la figure IV. 27, on schématise la répartition du champ magnétique H_z du filtre respectivement pour 1500,2000, et 3000 itérations.

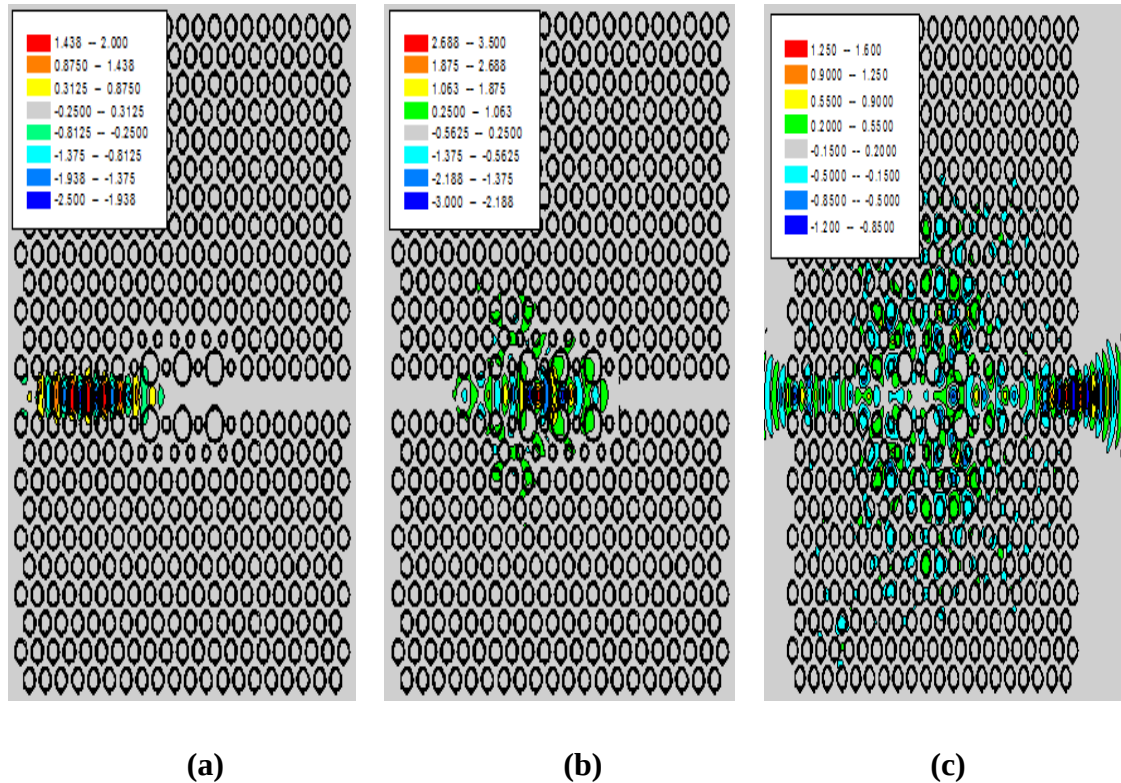


Figure IV. 27 : répartition du champ magnétique H_z du filtre excité en mode TE. Pour les différents itérations .le pas de descristisation spatiales est choisis tel que : $\Delta x=\Delta y=0.04$.

D'après la figure IV. 27. Une partie du champ magnétique atteint la sortie du filtre, et une autre partie sera réfléchi au niveau de la cavité créer dans le guide $W_1^K A$ vers l'entrée de la structure.

IV. 4. Comparaison des bandes passantes des neuf configurations réalisées

A la fin de réalisation des différentes structures il est nécessaire d'effectuer une comparaison entre les filtres réalisés pour voir et désigner qui sont les configuration qui présentent des méuilleurs performance en termes de bande passante , puissance , largeur de la bande et aussi en terme de réjection .

sur les figure IV. 28 et IV. 29 on présente les spectres normalisés de tous les filtres réalisés en terme de transmission ces résultat sont obtenues par la méthode FDTD-2D.

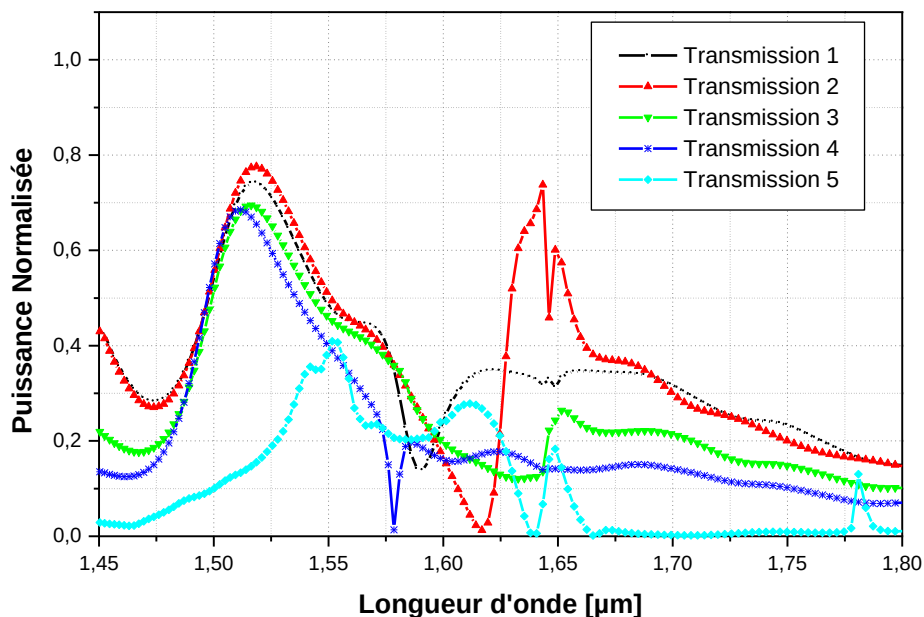


Figure IV. 28 : réponses spectrales en transmissions.

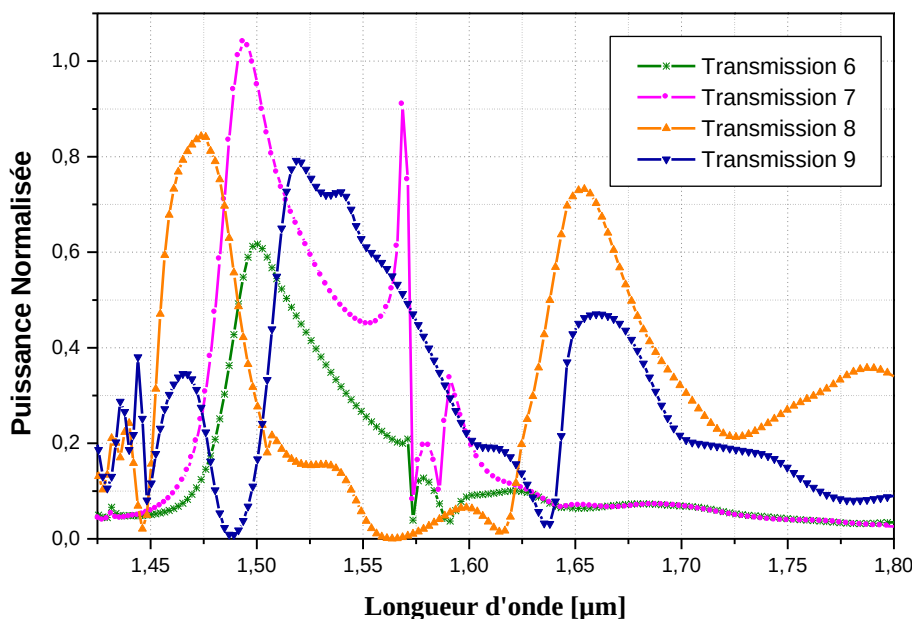


Figure IV. 29 : réponses spectrales en transmissions.

Selon les deux figures IV.28 et IV. 29 on remarque que la septième configuration contient deux bandes passantes et elle présente des meilleures performances par rapport aux autres structures en terme de puissance qui est très élevée et en terme de réjection qui est très bonne. Les trois configurations deuxième, huitième et la neuvième présentent aussi deux bandes passantes avec des puissances élevées mais inférieures que la puissance de la septième.

structure ; la réjection de ces trois filtres est assez bonne. Les résultats des configurations une, trois, quatre et six sont presque identiques et ces filtres présentent une seule bande passante avec de bonnes réjections et des puissances qui varient entre 60% et 80% , seulement la cinquième structure a une mauvaise réjection et une faible puissance.

IV. 5. Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre les différentes configurations de filtre à base de cristaux photoniques bidimensionnels . Nous avons proposé deux modèles de filtre qui s'appuient respectivement sur la création des trous dans un guide $W_1^K A$ et sur la modification des rayons centraux dans les bords du $W_1^K A$.

Nous avons utilisé seulement la structure triangulaire pour la réalisation de ces filtres puisque elle présente de meilleures performances en terme de transmission par rapport à celles du carré.

Les réponses de ces filtres résonants ont été étudiées en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions. Les résultats numériques montrent que l'addition des trous joue la fonction de filtrage.

Conclusion Générale

Pour les télécommunications, la lumière s'avère être un très bon vecteur du fait de son insensibilité aux perturbations électromagnétique et de sa haute fréquence permettant d'envisager de hauts débits de transmission de plus, le développement des fibres optiques avec de faible pertes rend possible le transport de l'information sur des distances plus de 100 km sans répéteurs. Les calendriers technologiques actuels indiquent que la microélectronique du futur devrait être confrontée à un problème technologique important : les interconnexions électriques. En effets, la poursuite des progrès d'intégration pourrait bientôt se heurter à des limitations en termes de bande passante et de dissipation d'énergie et à des problèmes de capacités parasites entre les pistes plus proches.

Une solution envisagée aujourd'hui. C'est de fabriqué des composants photoniques qui présente des propriétés idéal comme la fréquence de travail qui est élevées, la résistance aux perturbations électromagnétiques, la taille des diapositives qui est miniature et le cout de fabrication qui est réduit.

Les dernières recherches effectuées avaient pour objectif la conception et la caractérisation des composants à base des cristaux photonique bidimensionnels.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté quelque définitions et descriptions des cristaux photoniques, nous nous sommes intéressés à certain concepts sur les cristaux photoniques et nous avons étudié plus particulièrement les notions de bandes interdites photoniques et le diagramme de bande. Finalement, nous avons détaillé le cas des cristaux photoniques bidimensionnels.

Dans le second chapitre nous avons présenté le principe des différences finies dans le domaine temporel, applicable à des structures à l'échelle de la longueur d'onde. Nous avons détaillé le principe des différences finies et vu comment faire la discrétisation spatiale et temporelle des équations de maxwell, nous avons vu aussi le critère de stabilité. Nous avons explicité les équations discrétisées et implémentées dans l'algorithme de la FDTD. Nous avons constaté que c'est une méthode de principe très simple. Cependant, la FDTD ne nécessite aucune inversion de matrice, et ne connaît pas des limites de l'algèbre linéaire.

Le troisième chapitre a été consacré à la simulation et la réalisation des structures à cristaux photonique bidimensionnels sans défauts et avec défaut, comme les guides d'ondes $W_1^K A$ et $W_3^K A$.

Dans le dernier chapitre nous avons conçu et simulé des différentes topologies des filtres à base des cristaux photoniques bidimensionnels.

Tous les composants conçus peuvent servir pour l'optique intégrée.

Références Bibliographiques

- [1]. M^{elle} BENMERKHI Ahlem «Influence des paramètres géométriques sur la cavité à Cristaux Photoniques Bidimensionnels ». Mémoire de magister, Université MENTOURI CONSTANTINE.
- [2]. Barbara WILD «Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels » Mémoire de doctorat, École Polytechnique Fédéral de Lausanne.
- [3]. John, S., «Strong localization of photons in certain disordered dielectric super lattices». Physical Review Letters, 1987. 58(23): p. 2486-2489.
- [4]. Zengerle, R., « Light Propagation in Singly and Doubly Periodic Planar Waveguides». Journal of Modern Optics, 1987. 34(12): p. 1589-1617.
- [5]. T.E. Sale « Vertical cavity surface emitting lasers » Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995.
- [6]. Yannick MERLE, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 47-2003, Université de Limoges, Novembre 2003.
- [7]. J.M. LOURTIOZ, D. MAYSTRE, H. BENISTY, V. BERGER, J. M. GERARD, A. TCHELNOKOV, «Les cristaux photoniques ou la lumière en cage », GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [8]. J.D. Joannopoulos, RD. Meade et J.N. Winn, photonic Crystals : Molding the Flow of light», Princeton University Press, Princeton (1995).
- [9]. Jean-Michel LOURTIOZ, «Cristaux photoniques et « gaps » de photons -Propriétés et applications », Techniques de l'Ingénieur, AF 3 711, 07/2004.
- [10]. Olivier BOUCHARD, «Etude de diodes laser à cavité planaire entièrement définie par cristal photonique : nouvelle approche pour le contrôle de l'émission». Thèse de doctorat, Toulouse III – Paul Sabatier.
- [11]. Marc ZELSMANN, «Cristaux photoniques en silium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de la lumière». Mémoire de doctorat; Lyon.
- [12]. Yassine Benachour, « Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire».Thèse de doctorat ; Université de Paris Sud 11.
- [13]. Jean-Michel LOURTIOZ, «Cristaux photoniques et « gaps » de photons -Propriétés et applications », Techniques de l'Ingénieur, AF 3 711, 07/2004.
- [14]. Davy GERARD, « Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nano-structurés: cristaux photoniques et tamis à photons », Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 09 juillet 2004.

- [15]. YABLONOVITCH, T. J. Gmitter, K. M. Leung, Phys. Rev. Lett., 58, 2295(1991).
- [16]. K. S. YEE, «Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwells Equations in Isotropic media», IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 14, no. 3, pp, 302-307,1996.
- [17]. A. Taflove, and S. C. Hagness, Computational Electrodynamics: The Finite Difference Time Domain Methode. 3rd Ed, Artech House Publishers, Norwood, MA, USA, 2005.