

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Frères Mentouri de Constantine 1
Faculté des Sciences de la technologie
Département d'Electronique



N°d'ordre :

Série :

THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

Doctorat en Sciences en Electronique

OPTION :

MATERIAUX ET SYSTEME MICRO ET NANO ELECTRONIQUE

Présentée par :

MAMRI BADREDDINE

Intitulée

Etude et simulation des caractéristiques des structures périodiques métallo- diélectriques

Soutenu le : 21 / 07 / 2019

Devant le jury :

| | | |
|--------------------|-------------------------|--|
| Président: | Mr. M. BOUCHEMAT | Prof. U. F. Mentouri, Constantine 1 |
| Rapporteur: | Mlle. O. BARKAT | Prof. U. F. Mentouri, Constantine 1 |
| Examineur : | Mr. A. CHAABI | Prof U. F. Mentouri, Constantine 1 |
| Examineur : | Mr. A. HOCINI | Prof. U. M. Boudiaf, M'Sila |
| Examineur : | Mr. S. MOUETSI | MCA.U. Oum El Bouaghi |

Je dédis ce travail

A

Ma très chère mère

Mon très cher et regretté père

Ma chère épouse et Mon cher fils

Mes chers frère et sœurs

Toute ma famille

Tous mes collègues et mes amis

Remerciements

Ce travail a été réalisé au laboratoire Electromagnétisme et télécommunications du département d'Electronique de l'Université Constantine 1.

Je tiens en premier lieu à remercier et à exprimer toute ma gratitude envers ma directrice de thèse, Madame ***Ouarda Barkat***, Professeur à l'Université Constantine 1. Je la remercie infiniment de m'avoir accueilli au sein de son équipe, de m'avoir prodigué ses précieux conseils, ses encouragements, sa confiance, sa disponibilité, sa patience et aussi pour ses qualités humaines.

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

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur ***Mohamed Bouchemat***, Professeur à l'Université Constantine 1 et Directeur du laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (L.M.I), pour l'honneur qu'il nous fait en présidant le jury de cette thèse.

Je remercie Monsieur ***Abdelhafid Chaabi***, Professeur à l'Université Constantine 1, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'être examinateur de cette thèse.

Mes remerciements vont également à Monsieur ***Abdeslam Hocini***, Professeur à l'Université Mohamed Boudiaf M'Sila pour s'être rendu disponible en vue du déplacement à l'Université Constantine 1 en acceptant de juger mon travail et de participer à ce jury.

Je remercie également Monsieur ***Souhail Mouetsi***, MCA à l'Université d'Oum El Boughi, d'avoir été disponible pour se déplacer à Constantine, et d'avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.

Je tiens également à remercier vivement Monsieur *Mohamed Saleh Ferah*, Professeur à l'Université Constantine 1 pour ses informations et les discussions scientifiques que nous avons eues ont enrichi ce travail.

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

Table de matière

| | |
|---|-----------|
| Page de garde..... | / |
| Dédicace..... | / |
| Remerciements..... | / |
| Liste des acronymes..... | / |
| Liste des figures..... | / |
| Liste des tableaux..... | / |
| Introduction générale..... | 01 |
| Chapitre I : Généralité sur les structures périodiques..... | / |
| I.1 Introduction..... | 07 |
| I.2 La nouvelle classification des matériaux | 07 |
| I.2.1 Matériaux diélectriques | 09 |
| I.2.1.1 Grandeurs caractéristiques des milieux diélectriques..... | 09 |
| I.2.1.2 Variation des propriétés diélectriques..... | 10 |
| I.2.1.3 Propagation dans les milieux diélectriques..... | 11 |
| I.2.2 Métamatériaux..... | 14 |
| I.2.2.1 Différent types des métamatériaux..... | 14 |
| I.2.2.1.1 Matériaux à indice de réfraction négatif..... | 14 |
| I.2.2.1.2 Métamatériaux à une dimension (lignes de transmission)..... | 15 |
| I.2.2.1.3 Métamatériaux à deux dimensions..... | 15 |
| I.2.3 Matériaux magnétiques..... | 19 |
| I.2.3.1 Définition d'un matériau supraconducteur..... | 19 |
| I.2.3.2 Les propriétés du supraconducteur..... | 19 |
| I.2.3.3 Quelques grandeurs importantes..... | 20 |
| I.2.3.4 Les différents types de supraconducteurs..... | 23 |
| I.3 Les cristaux photoniques..... | 24 |
| I.3.1 Etat de l'art..... | 24 |
| I.3.2 Analogie électron- photon..... | 24 |
| I.3.3 Définition des cristaux photoniques..... | 25 |
| I.3.4 Différents types de cristaux photoniques..... | 26 |
| I.3.4.1 Cristaux photoniques à une dimension (réseau de Bragg)..... | 27 |
| I.3.4.2 Cristaux photoniques bidimensionnels (2D)..... | 28 |
| I.3.4.2.1 Caractéristiques des cristaux photoniques bidimensionnels (2D)..... | 30 |
| I.3.4.2.2 Type des défauts des cristaux photoniques bidimensionnels..... | 31 |
| I.3.4.2.3 Les modes de propagation dans une structure bidimensionnelle..... | 32 |
| I.3.4.3 Cristaux photoniques tridimensionnels..... | 33 |
| I.3.5 Bande interdite photonique..... | 34 |
| I.3.6 Cartes des bandes interdites..... | 35 |
| I.3.7 Applications des cristaux photoniques..... | 36 |
| I.3.7.1 Cavités et guides d'ondes..... | 36 |
| I.3.7.2 Filtres et multiplexeurs/démultiplexeurs..... | 37 |
| I.3.7.3 Capteurs à cristaux photoniques..... | 38 |
| I.3.7.4 Fibres optiques..... | 39 |
| I.3.7.5 Applications en antennes..... | 40 |
| I.3.8 Méthodes de modélisation des cristaux photoniques..... | 41 |
| I.3.8.1 Méthode des ondes planes..... | 41 |
| I.3.8.2 Méthode des différences finies FDTD..... | 41 |
| I.3.8.3 Méthode rigoureuse des ondes couplées..... | 41 |
| I.3.8.4 Ligne de transmission..... | 42 |

| | |
|---|----|
| I.3.8.5 Méthode de transfert de matrice TMM..... | 42 |
| I.4. Conclusion..... | 43 |
| Référence..... | 44 |
| Chapitre II Étude théorique des structures périodiques unidimensionnelles sans défaut. | / |
| II.1 Introduction..... | 47 |
| II.2 Structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC)..... | 47 |
| II.2.1 Calcul des coefficients de transmission et de réflexion des structures périodique multicouches à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC)..... | 48 |
| II.2.1.1 Etude théorique d'une structure périodique unidimensionnelle sans défaut par la méthode des matrices de transfert (TMM)..... | 48 |
| II.3 Relation de dispersion..... | 54 |
| II.4 Simulation des caractéristiques d'une structure périodique unidimensionnelle sans défaut. | 57 |
| II.4.1 Structures périodiques unidimensionnelles composées de couches alternées de milieux à indices de réfraction positive..... | 57 |
| II.4.1.1 Propriétés de transmission d'une structure multicouche unidimensionnelle à base de deux diélectriques (1D-PC)..... | 57 |
| a. Propriétés de transmission sous différentes épaisseurs des couches | 58 |
| b. Propriétés de transmission sous différents angles d'incidence | 60 |
| c. Bande photonique de la structure (1D-PC)..... | 61 |
| d. Calcul des cartes des bandes interdites de la structure (1D-PC)..... | 63 |
| II.4.1.2 Etude de structure multicouche unidimensionnelle à base de supraconducteur-diélectrique | 65 |
| a. Propriétés de transmission sous différentes épaisseurs des couches..... | 67 |
| b. Influence de la température T sur les propriétés de transmission et de réflexion..... | 69 |
| II.4.2 Etude des propriétés de transmission d'une structure multicouche unidimensionnelle contenant des métamatériaux à indice négatif..... | 72 |
| II.4.2.1 Propriétés de transmission et de réflexion d'un empilement composées de couches alternées de milieux à indice de réfraction positif et négatif | 72 |
| a. Empilement composées de couches alternées de milieux à indice de réfraction positif avec N=8..... | 72 |
| b. Empilement composées de couches alternées de milieux à indice de réfraction positif et négatif avec N=8..... | 74 |
| II.5 Conclusion..... | 78 |
| Référence | 79 |
| Chapitre III Conception d'un filtre sélectif à base d'une structure périodique unidimensionnelle..... | / |
| III.1 Introduction..... | 81 |
| III.2 Notion générales sur les filtres..... | 81 |
| III.2.1 Les types des filtres..... | 82 |
| III.2.2 Caractérisation des filtres..... | 83 |
| III.3 Les filtres sélectifs à base d'une structure multicouche périodique à cristal photonique unidimensionnel | 85 |
| III.3.1 Conception d'un filtre sélectif à cristal photonique unidimensionnel à base de diélectriques..... | 86 |
| III.3.1.1 Les résultats numériques | 87 |
| a. Effet de la couche défective..... | 88 |
| b. Effets de la polarisation et de l'angle d'incidence sur les modes de défaut..... | 89 |
| c. Effet des couches de défaut..... | 91 |

| | |
|---|------------|
| III.3.2 Conception d'un filtre sélectif à base de cristal photonique supraconducteur à une dimension (1D-SPC)..... | 93 |
| III.3.2.1 Les résultats numériques..... | 95 |
| a. Propriétés de transmission sous différents épaisseurs de la couche supraconductrice..... | 96 |
| b. Propriétés de transmission sous différents angles d'incidence..... | 99 |
| c. Effet des couches défectueuses..... | 100 |
| III.3.3 Conception d'un filtre sélectif à base d'une structure multicouche 1D contenant des métamatériaux à indice négatif..... | 104 |
| III.3.3.1 Etude de l'influence de l'épaisseur de couches sur le mode de défaut..... | 104 |
| III.3.3.2 Propriétés de transmission sous différents angles d'incidence | 106 |
| III.3.3.3 Effet des couches de défaut sur le nombre de mode et la bande interdite..... | 109 |
| III.4 Conclusion..... | 111 |
| Référence..... | 112 |
| Chapitre IV 1D-PC basée sur l'utilisation d'un seul diélectrique avec l'intégration de la technique de dopage | / |
| IV.1 Introduction..... | 115 |
| IV.2 Notion générales..... | 115 |
| IV.2.1 Les constantes de réseau (Paramètres de maille)..... | 115 |
| IV.2.2 Le désaccord de paramètre de maille..... | 116 |
| IV.2.3 L'oxyde de zinc (ZnO)..... | 117 |
| a. Propriétés structurales..... | 117 |
| b. Propriétés optiques et luminescence..... | 119 |
| c. L'effet du dopage sur les propriétés, structurelles et optiques du ZnO..... | 119 |
| IV.3 Structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) basée sur l'utilisation d'un seul diélectrique avec l'intégration de la technique de dopage | 120 |
| IV.3.1 problématique..... | 120 |
| IV.3.2 Description de la structure..... | 121 |
| IV.3.3 Calcul des coefficients de transmission et de réflexion..... | 121 |
| IV.3.4 Résultats numériques et discussions..... | 122 |
| a. Effet de la couche défectueuse sur les modes de défaut dans le spectre de transmission..... | 123 |
| b. Effet de la densité de dopage du diélectrique (ZnO) sur les modes de défaut dans le spectre de transmission..... | 124 |
| c. Effet de l'angle d'incidence et la polarisation sur les modes de défaut dans le spectre de transmission..... | 129 |
| IV.4 Conclusion..... | 134 |
| Référence..... | 135 |
| Conclusion générale..... | 137 |
| Résumé | / |
| ملخص..... | / |
| Abstract..... | / |

Liste des acronymes

PCs : Les cristaux photoniques.

1D : Cristal photonique à une dimension.

2D : Cristal photonique à deux dimensions.

3D : Cristal photonique à trois dimensions.

1D-PC : Structure à cristal photonique unidimensionnelle sans défaut.

1D-DPC : Structure à cristal photonique unidimensionnelle avec défaut

1D-SPC : Structure de cristal photonique supraconducteur unidimensionnel.

PBG: Une bande interdite photonique (Photonic Band Gap).

NBF: Filtre à bande étroite (Narrow Band Filter).

DPS : Matériaux doublement positifs (Doubly Positive materials).

RHM : Matériaux main droite (Right Hand Materials).

ENG : Matériau à epsilon négatif (Epsilon-Negative materials).

MNG : Matériaux à mu-négatifs (Mu-Negative materials).

META : Métamatériaux.

SRR : Anneaux concentriques coupés (Split-Ring Résonateurs).

RAF : Résonateur en Anneau Fendu.

BC-SRR: Broadside Coupled- Split-Ring Résonateurs.

C-SRR : résonateur à activité magnétique en forme de C.

ZB : Zone de Brillouin.

CFC : Cubique à Face Centrée.

RI : Capteur à Indice de Réfraction.

FDTD : Méthode des différences finies (Finite-Difference Time-Domain).

RCWA : Méthode rigoureuse des ondes couplées (Rigorous Coupled-Wave Analysis).

TLM : La méthode de ligne de transmission (The Transmission Line Method).

TMM : La méthode des matrices de transfert (Transfer Matrix Method).

PIM : Matériaux à indice positif (Positive Index Materials).

NIM : Matériaux à indice négatif (Negative Index Materials).

FEM : méthodes aux éléments finis (Finite Element Methods).

DEL : Diodes Electroluminescentes.

ZnO : l'Oxyde de Zinc.

Li : lithium.

TE : Composante Transversale du champ Electrique

TM : Composante Transversale du champ Magnétique

Liste des figures

| | | |
|--------------------|--|----|
| Figure I.1 | Représentation des différentes classes de matériaux en fonction de leurs propriétés électromagnétiques ϵ et μ | 08 |
| Figure I.2 | Tiges métalliques..... | 15 |
| Figure I.3 | Résonateur en Anneau Fendu..... | 16 |
| Figure I.4 | Représentation d'une unité du RAF carré..... | 16 |
| Figure I.5 | Représentation d'une unité du BC-SRR circulaire..... | 17 |
| Figure I.6 | Représentation d'une unité du BC-SRR carré..... | 17 |
| Figure I.7 | Représentation d'une unité du RAF en forme de « C »..... | 18 |
| Figure I.8 | Représentation d'une unité du RAF circulaire en spirale..... | 18 |
| Figure I.9 | Représentation d'une unité du RAF carré en spirale..... | 18 |
| Figure I.10 | Résistivité et température critique dans le mercure..... | 20 |
| Figure I.11 | Aimant lévitant au-dessus d'un supraconducteur..... | 20 |
| Figure I.12 | Profondeur de pénétration λ en fonction de la température..... | 22 |
| Figure I.13 | Exemples de cristaux photoniques naturels (opales et ailes de papillon)..... | 26 |
| Figure I.14 | Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D)..... | 27 |
| Figure I.15 | Structure périodique 1D..... | 28 |
| Figure I.16 | Cristal photonique bidimensionnel, (a) Réseau triangulaire de trous d'air, (b) Réseau carré de tiges diélectriques..... | 28 |
| Figure I.17 | Structure 2D (a) Structure carrée, (b) Structure triangulaire, (c) Structure Hexagonale..... | 29 |
| Figure I.18 | Représentation d'un réseau carré dans l'espace réel et l'espace réciproque avec la première zone de Brillouin associée..... | 29 |
| Figure I.19 | Défauts ponctuels (a) Modification de la permittivité d'une tige, (b) Absence de la tige centrale..... | 32 |
| Figure I.20 | Quelques exemples de structures guidantes (a) Guide courbé, (b) Filtre, (c) Guide à cavités couplées..... | 32 |
| Figure I.21 | Polarisation TE et TM dans une structure bidimensionnel..... | 33 |
| Figure I.22 | Cristal photonique tridimensionnels..... | 34 |
| Figure I.23 | La bande interdite photonique pour une structure périodique 1D... | 34 |
| Figure I.24 | Diagramme de bande d'un cristal photonique 2D | 35 |
| Figure I.25 | Guide d'ondes réalisé dans un cristal photonique (a) structure linéique, (b) structure du virage..... | 36 |
| Figure I.26 | Schéma de principe d'une fonction de filtrage a base des cristaux photoniques :(a)filtre Fabry-Pérot, (b) filtre Add-Drop..... | 37 |

| | | |
|---------------------|--|----|
| Figure I.27 | Simulation FDTD d'un démultiplexeur en longueur d'onde (a) $\lambda = 1310$ nm, (b) $\lambda = 1490$ nm et (c) $\lambda = 1550$ nm respectivement..... | 38 |
| Figure I.28 | (a) Représentation schématique du capteur de température, (b) spectre de transmission du capteur à base de cavité à cristaux photonique en fonction de la longueur d'onde pour les différents indices de réfractifs..... | 39 |
| Figure I.29 | (a) Section transverse de fibre à cristaux photoniques structurée air- silice, (b) Collection d'images MEB de fibre a cristaux photoniques réalisées par Philip Russell..... | 39 |
| Figure II.1 | Structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC)..... | 49 |
| Figure II.2 | Structure multicouche unidimensionnelle à base de diélectriques (1D- PC)..... | 58 |
| Figure II.3 | Spectre de transmission de 1D, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 112.1$ nm, $d_L = 276.4$ nm et $F=0.288$ | 58 |
| Figure II.4 | Spectre de transmission de 1D, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 112.1$ nm, $d_L = 281.4$ nm, et $F=0.284$ | 59 |
| Figure II.5 | Spectre de transmission de 1D, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = d_H = 117.1$ nm, $d_L = 276.4$ nm, et $F=0.297$ | 59 |
| Figure II.6 | La largeur de la bande interdite en fonction de l'angle d'incidence, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 112.1$ nm et $d_L = 276.4$ nm..... | 60 |
| Figure II.7 | La largeur de la bande interdite en fonction de l'angle d'incidence, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 112.1$ nm and $d_L = 281.4$ nm..... | 60 |
| Figure II.8 | La largeur de la bande interdite en fonction de l'angle d'incidence, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 117.1$ nm and $d_L = 276.4$ nm..... | 61 |
| Figure II.9 | La bande interdite photonique de la structure (1D-PC) composée de, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 112.1$ nm et $d_L = 276.4$ nm, $\theta = 0^\circ$ | 62 |
| Figure II.10 | La bande interdite photonique de la structure (1D-PC) composée de, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 117.1$ nm et $d_L = 281.4$ nm, $\theta=0^\circ$ | 62 |
| Figure II.11 | La bande photonique de la structure (1D-PC) composée de, $n_H =$ 3.7 , $n_L = 1.5$, $d_H = 117.1$ nm et $d_L = 276.4$ nm, $\theta=0^\circ$ | 62 |
| Figure II.12 | Carte de bande interdite (fréquence normalisée $wa / 2\pi c$ en fonction du facteur de remplissage (d_H / d) de la structure (1D-PC) composée de $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d = 388.5$ nm, $\theta = 0^\circ$ | 63 |
| Figure II.13 | Carte de bande interdite (fréquence normalisée $wa / 2\pi c$ en fonction du facteur de remplissage (d_H / d) de la structure (1D-PC) composée de $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d = 388.5$ nm, mode TE, $\theta = 20^\circ$ | 64 |
| Figure II.14 | Carte de bande interdite (fréquence normalisée $wa / 2\pi c$ en fonction du facteur de remplissage (d_H / d) de la structure (1D-PC) composée de $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d = 388.5$ nm, mode TM, $\theta = 20^\circ$ | 64 |
| Figure II.15 | Structure multicouche supraconducteur diélectrique de $N/2$ périodes..... | 65 |
| Figure II.16 | Variation de coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde ($n_2 = n_{SrTiO_3} = 2.437$, $n_1 = n_{YBa_2Cu_3O_7} = \sqrt{\epsilon_r} =$ $\sqrt{1 - (\omega_r / \omega^2)}$, $d_1 = 40$ nm, $d_2 = 90$ nm, $T=4.2$ K, $T_C=92$ K, $\lambda_0=200$ nm et $N=10$)..... | 66 |
| Figure II.17 | Variation de coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde ($n_2 = n_{SrTiO_3} = 2.437$, $n_1 = n_{YBa_2Cu_3O_7} = \sqrt{\epsilon_r} =$ | |

| | | |
|---------------------|---|----|
| | $\sqrt{1 - (\omega_r/\omega^2)}$, $d_1 = 40\text{nm}$, $d_2 = 90\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $N=10$)..... | 66 |
| Figure II.18 | Variation de coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde ($n_2 = n_{\text{SrTiO}_3} = 2.437$, $n_1 = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - (\omega_r/\omega^2)}$, $d_1 = 50\text{nm}$, $d_2 = 90\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $N=10$)..... | 67 |
| Figure II.19 | Variation du coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde ($n_2 = n_{\text{SrTiO}_3} = 2.437$, $n_1 = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - (\omega_r/\omega^2)}$, $d_1 = 50\text{nm}$, $d_2 = 90\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $N=10$)..... | 67 |
| Figure II.20 | Variation du coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde ($n_2 = n_{\text{SrTiO}_3} = 2.437$, $n_1 = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - (\omega_r/\omega^2)}$, $d_1 = 60\text{nm}$, $d_2 = 90\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $N=10$)..... | 68 |
| Figure II.21 | Variation du coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde ($n_2 = n_{\text{SrTiO}_3} = 2.437$, $n_1 = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - (\omega_r/\omega^2)}$, $d_1 = 60\text{nm}$, $d_2 = 90\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $N=10$)..... | 68 |
| Figure II.22 | Variation du coefficient de réflexion en fonction de T pour les différentes valeurs de N ($d_1=210\text{nm}$, $n_2=2.437$, $d_2=210\text{nm}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$, $\lambda=460\text{nm}$)..... | 70 |
| Figure II.23 | Variation du coefficient de transmission en fonction de T pour les différentes valeurs de N ($d_1=210\text{nm}$, $n_2=2.437$, $d_2=210\text{nm}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$, $\lambda=460\text{nm}$)..... | 70 |
| Figure II.24 | Variation du coefficient de réflexion en fonction de T pour les différentes valeurs de n_2 ($d_1=50\text{nm}$, $d_2=90\text{nm}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$, $\lambda=450\text{nm}$, $N=20$)..... | 71 |
| Figure II.25 | Variation du coefficient de transmission en fonction de T pour les différentes valeurs de n_2 ($d_1=50\text{nm}$, $d_2=90\text{nm}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$, $\lambda=450\text{nm}$, $N=20$)..... | 71 |
| Figure II.26 | Variation du coefficient de transmission en fonction de la fréquence, $N = 8$, $n_H = 1,5$, $n_L = 3$, $d_H = 0,1 \mu\text{m}$, $d_L = 0,05 \mu\text{m}$, $\theta = 0$. | 73 |
| Figure II.27 | Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence, $N = 8$, $n_H = 1,5$, $n_L = 3$, $d_H = 0,1 \mu\text{m}$, $d_L = 0,05 \mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$ | 73 |
| Figure II.28 | Variation du coefficient de transmission en fonction de la fréquence, $N = 8$, $n_H = 1,5$, $n_L = -3$, $d_H = 0,1\mu\text{m}$, $d_L = 0,05\mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$ | 74 |
| Figure II.29 | Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence, $N = 8$, $n_H = 1,5$, $n_L = -3$, $d_H = 0,1\mu\text{m}$, $d_L = 0,05 \mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$ | 75 |
| Figure II.30 | Variation des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de la fréquence avec $n_1=n_4=1$, $n_2 = \sqrt{0.25}$, $n_3 = -\sqrt{4}$, $d_1=d_4=0.12\mu\text{m}$ et $d_2=d_3=0.03\mu\text{m}$, $\theta=0^\circ$ | 76 |
| Figure II.31 | Variation des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de l'angle d'incidence pour le mode TE, $n_1 = n_4 = 1$, $n_2 = \sqrt{0.25}$, $n_3 = -\sqrt{4}$, $d_1 = 0,12\mu\text{m}$ $d_2 = 0,03\mu\text{m}$ et $f_r = 2\text{GHz}$ | 77 |
| Figure II.32 | Variation des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de l'angle d'incidence pour le mode TM, $n_1 = n_4 = 1$, | |

| | | |
|----------------------|--|-----|
| | $n_2 = \sqrt{0.25}$, $n_3 = -\sqrt{4}$, $d_1 = 0,12 \mu\text{m}$, $d_2 = 0,03 \mu\text{m}$ et $f_r = 2 \text{ GHz}$ | 77 |
| Figure III.1 | Gabarits de filtres a) passe bas, b) passe haut, c) passe bande et d) coupe bande..... | 82 |
| Figure III.2 | Les pertes d'insertion d'un filtre..... | 83 |
| Figure III.3 | Coefficient de qualité d'un filtre..... | 84 |
| Figure III.4 | Structure 1D-DPC..... | 86 |
| Figure III.5 | Spectre de transmission d'une structure (1D-PC), $n_{\text{InAs}}=3.3842$, $n_{\text{SiO}_2}=1.4672$, $d_{\text{InAs}}=0.0318\mu\text{m}$, $d_{\text{SiO}_2}=0.0733\mu\text{m}$ | 88 |
| Figure III.6 | Spectres de transmission d'une structure (1D-DPC) symétrique et asymétrique..... | 89 |
| Figure III.7 | Spectre de transmission d'une structure (1D-DPC), modes TE et TM pour $\theta=0^\circ$ | 90 |
| Figure III.8 | Spectre de transmission d'une structure (1D-DPC), modes TE et TM pour $\theta=30^\circ$ | 90 |
| Figure III.9 | Spectre de transmission d'une structure (1D-DPC), modes TE et TM pour $\theta=60^\circ$ | 90 |
| Figure III.10 | Spectre de transmission d'une structure (1D-DPC), modes TE et TM pour $\theta=75^\circ$ | 91 |
| Figure III.11 | Spectre de transmission d'une structure (1D-DPC) ($n_{\text{InAs}} = 3,33842$, $n_{\text{SiO}_2} = 1,4672$, $d_{\text{InAs}} = 0,0318\mu\text{m}$, $d_{\text{SiO}_2} = 0,0733\mu\text{m}$, $n_{\text{TiO}_2} = 2,8717$, $d_{\text{TiO}_2} = 0,0374\mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$)..... | 92 |
| Figure III.12 | Structure d'un cristal photonique supraconducteur unidimensionnel (1D-SPC) : a. Sans couche défaut b. Avec couche de défaut..... | 93 |
| Figure III.13 | Spectre de transmission et carte des bandes interdites de la structure (1D-SPC) en fonction de la longueur d'onde $n_D = n_{\text{InAs}} = 3.3842$, $n_S = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_{r1}} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $d_S = 30\text{nm}$, $d_D = 80\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $N=12$ | 96 |
| Figure III.14 | Spectre de transmission et carte des bandes interdites de la structure (1D-SPC) en fonction de la longueur d'onde $n_D = n_{\text{InAs}} = 3.3842$, $n_S = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_{r1}} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $d_S = 50\text{nm}$, $d_D = 80\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $N=12$ | 97 |
| Figure III.15 | Spectre de transmission et carte des bandes interdites de la structure 1D-SPC en fonction de la longueur d'onde $n_D = n_{\text{InAs}} = 3.3842$, $n_S = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_{r1}} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $d_S = 80\text{nm}$, $d_D = 80\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $N=12$ | 98 |
| Figure III.16 | Spectre de transmission de la structure 1D-SPC calculé en fonction de la température. $\lambda=320 \text{ nm}$ $n_D = n_{\text{InAs}} = 3.3842$, $n_S = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $d_S = 30\text{nm}$, $d_D = 80\text{nm}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ and $N=20$, TE mode..... | 99 |
| Figure III.17 | Spectre de transmission de la structure 1D-SPC calculé en fonction de la température. $\lambda=320 \text{ nm}$ $n_D = n_{\text{InAs}} = 3.3842$, $n_S = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $d_S = 30\text{nm}$, $d_D = 80\text{nm}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ and $N=20$, TM mode..... | 100 |
| Figure III.18 | Spectre de transmission de la configuration (Air / (SD ₁) ⁶ D ₂ (D ₁ S) ⁶ / Air) calculé en fonction de la température. $n_{D1} = n_{\text{InAs}} = 3.3842$, $n_S = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_{r1}} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $n_{D2} = n_{\text{SrTiO}_3} = 2.437$, $d_S = d_{D1} = d_{D2} = 80\text{nm}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$ | 101 |

| | | |
|----------------------|--|-----|
| Figure III.19 | Spectre de transmission de la configuration $(Air/(SD_1)^6 D_2 D_1 D_2 (D_1 S)^6 / Air)$ calculé en fonction de la température. $n_{D1} = n_{InAs} = 3.3842$, $n_S = n_{YBa2Cu3O7} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $n_{D2} = n_{SrTiO3} = 2.437$, $d_S = d_{D1} = d_{D2} = 80nm$, $T_C=92K$, $\lambda_0=200nm$, $T=4.2K$ | 102 |
| Figure III.20 | Spectre de transmission de la configuration $(Air/(SD_1)^6 D_2 D_1 D_2 D_1 D_2 (D_1 S)^6 / Air)$ calculé en fonction de la température. $n_{D1} = n_{InAs} = 3.3842$, $n_S = n_{YBa2Cu3O7} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $n_{D2} = n_{SrTiO3} = 2.437$, $d_S = d_{D1} = d_{D2} = 80nm$, $T_C=92K$, $\lambda_0=200nm$, $T=4.2K$ | 102 |
| Figure III.21 | Structure 1D multicouche contenant un métamatériau à indice de réfraction négatif | 104 |
| Figure III.22 | Variation du coefficient de transmission pour une structure métamatériau 1D asymétrique, $(Air/(AB)^8 D (AB)^8 / Air)$, $n_A = -1.5$, $n_b = 2.584$, $n_d = -1$, $d_A = 12mm$, $d_B = 6mm$, $d_d = 6mm$, mode TE, $\theta = 0^\circ$ | 105 |
| Figure III.23 | Variation du coefficient de transmission pour une structure métamatériau 1D symétrique, $(Air/(AB)^8 D (BA)^8 / Air)$, $n_A = -1.5$, $n_b = 2.584$, $n_d = -1$, $d_A = 12mm$, $d_B = 6mm$, $d_d = 6mm$, mode TE, $\theta = 0^\circ$ | 105 |
| Figure III.24 | Variation du coefficient de transmission pour une structure métamatériau 1D asymétrique $(Air/(AB)^6 D (AB)^6 / Air)$, $n_a=1.38$, $n_b=2.584$, $n_d=-1.5$, $d_A = 12mm$, $d_B = 6mm$, $d_d = 6mm$, $\theta = 10^\circ$ | 106 |
| Figure III.25 | Variation du coefficient de transmission pour une structure métamatériau 1D asymétrique $(Air/(AB)^6 D (AB)^6 / Air)$, $n_a=1.38$, $n_b=2.584$, $n_d=-1.5$, $d_A = 12mm$, $d_B = 6mm$, $d_d = 6mm$, $\theta = 45^\circ$ | 107 |
| Figure III.26 | Variation du coefficient de transmission pour une structure métamatériau 1D asymétrique $(Air/(AB)^6 D (AB)^6 / Air)$, $n_a=1.38$, $n_b=2.584$, $n_d=-1.5$, $d_A = 12mm$, $d_B = 6mm$, $d_d = 6mm$, $\theta = 75^\circ$ | 107 |
| Figure III.27 | Variation de coefficient de transmission pour une structure métamatériau 1D asymétrique $(Air/(AB)^6 D (AB)^6 / Air)$, $n_a=1.38$, $n_b=2.584$, $n_d=-1.5$, $d_A = 12mm$, $d_B = 6mm$, $d_d = 6mm$, $\theta = 10^\circ$ | 108 |
| Figure III.28 | Variation du coefficient de transmission pour une structure métamatériau 1D asymétrique $(Air/(AB)^6 D (AB)^6 / Air)$, $n_a=1.38$, $n_b=2.584$, $n_d=-1.5$, $d_A = 12mm$, $d_B = 6mm$, $d_d = 6mm$, $\theta = 45^\circ$ | 108 |
| Figure III.29 | Variation du coefficient de transmission pour une structure métamatériau 1D asymétrique $(Air/(AB)^6 D (AB)^6 / Air)$, $n_a=1.38$, $n_b=2.584$, $n_d=-1.5$, $d_A = 12mm$, $d_B = 6mm$, $d_d = 6mm$, $\theta = 75^\circ$ | 109 |
| Figure III.30 | Variation du coefficient de transmission d'une structure métamatériau 1D asymétrique $(Air/(AB)^8 DBD(AB)^8 / Air)$, mode TE ou TM, $n_a=1.41$, $n_b=-2$, $n_d=-1.5$, $d_A = 6mm$, $d_B = 6mm$, $d_d = 12mm$, $N=35$ | 110 |

| | | |
|----------------------|---|-----|
| Figure III.31 | Variation du coefficient de transmission d'une structure métamatériau 1D asymétrique $(Air/(AB)^8DBDBD(AB)^8/Air)$, mode TE ou TM, $n_a=1.41$, $n_b=-2$, $n_d=-1.5$, $d_A=6\text{mm}$, $d_B=6\text{mm}$, $d_d=12\text{mm}$, $N=37$ | 110 |
| Figure IV.1 | Réseau triclinique de l'espace tridimensionnel..... | 116 |
| Figure IV.2 | désaccord de paramètre de maille d'une hétérostructure avec les différentes contraintes dut au ce désaccord..... | 117 |
| Figure IV.3 | ZnO crystal structures: cubic rocksalt (a), cubic zinc blende (b) and hexagonal Wurtzite (c) Les sphères grisées et noires représentent les atomes de zinc et d'oxygène..... | 118 |
| Figure IV.4 | Structure Wurtzite du ZnO montrant la coordination tétraédrique de Zn et O..... | 119 |
| Figure IV.5 | formation des structures non planes..... | 121 |
| Figure IV.6 | Structure (1D-PC) contenant une couche de défaut..... | 122 |
| Figure IV.7 | Spectre de transmission de la structure 1D-PC, $n_A = 3,6$, $n_B = 1,64$, $d_A = 0,0505 \mu\text{m}$, $d_B = 0,0715 \mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$, mode TE..... | 123 |
| Figure IV.8 | Spectre d'émission de la structure 1D-DPC ($n_A = 3,6$, $n_B = 1,64$, $n_D = 1,64$, $d_A = 0,0505 \mu\text{m}$, $d_B = 0,0715 \mu\text{m}$, $d_D = 0,0270 \mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$, 17 couches, mode TE..... | 124 |
| Figure IV.9 | Spectres de transmission d'une structure 1D-DPC avec les différentes densités de dopage des couches B: (a) 0% Li, (b) 4% Li, (c) 3% Li $\theta = 0^\circ$, 17 couches, mode TE..... | 125 |
| Figure IV.10 | Spectres de transmission d'une structure 1D-DPC avec les différentes densités de dopage des couches A: (a) 1% Li, (b) 2% Li, (c) 3% Li, $\theta = 0^\circ$, 17 couches, mode TE..... | 127 |
| Figure IV.11 | Spectres de transmission d'une structure 1D-DPC avec les différentes densités de dopage de la couche D: (a) 0% Li, (b) 3% Li, (c) 2% Li, $\theta = 0^\circ$, 17 couches, mode TE..... | 128 |
| Figure IV.12 | Spectre de transmission en fonction de λ ($\theta=0^\circ$, modes TE et TM). | 130 |
| Figure IV.13 | Spectre de transmission en fonction de λ ($\theta=15^\circ$, modes TE et TM) | 130 |
| Figure IV.14 | Spectre de transmission en fonction de λ ($\theta=30^\circ$, modes TE et TM) | 130 |
| Figure IV.15 | Spectre de transmission en fonction de λ ($\theta=45^\circ$, modes TE et TM) | 131 |
| Figure IV.16 | Spectre de transmission en fonction de λ ($\theta=60^\circ$, modes TE et TM) | 131 |
| Figure IV.17 | Spectre de transmission en fonction de λ ($\theta=75^\circ$, modes TE et TM) | 131 |
| Figure IV.18 | Longueur d'onde maximale dépendant de l'angle dans les modes TE et TM..... | 132 |
| Figure IV.19 | Largeur de bande dépendante de l'angle pour les modes TE et TM... | 132 |

Liste des tableaux

| | | |
|----------------------|--|-----|
| Tableau I.1 | T_c et λ_c de quelques supraconductrices hautes températures..... | 22 |
| Tableau II.1 | la largeur des bandes interdites..... | 69 |
| Tableau III.1 | La largeur de la bande interdite et la longueur d'onde du pic de transmission d'une structure 1D-DPC symétrique $(AB)^4 D (BA)^4 / \text{Air}$ avec différents angles d'incidence, modes TE et TM | 91 |
| Tableau III.2 | La largeur de la bande interdite et la valeur de la fréquence localisée pour les différents angles d'incidence dans les modes TE et TM | 106 |
| Tableau IV.1 | La largeur de la bande interdite, la longueur d'onde du pic de résonance et le désaccord de paramètre de maille avec des différentes densités de dopage de ZnO des couches B d'une structure 1D-DPC symétrique (mode TE)..... | 125 |
| Tableau IV.2 | La largeur de bande interdite, la longueur d'onde du pic de résonance et le désaccord de paramètre de maille avec des différentes densités de dopage de ZnO des couches A d'une structure 1D-DPC symétrique (mode TE)..... | 129 |
| Tableau IV.3 | La largeur de la bande interdite, la longueur d'onde du pic de résonance et le désaccord de paramètre de maille avec des différentes densités de dopage de ZnO de la couche de défaut D d'une structure 1D-DPC symétrique (mode TE)..... | 130 |

Introduction générale

Introduction générale

Ces dernières années, les structures périodiques ont suscité un intérêt considérable de la part des chercheurs en raison de leurs vastes applications dans les domaines des communications optiques, de l'électronique optique et des dispositifs optiques. Ces structures sont produites par l'empilement périodique de couches d'épaisseur et de propriétés physiques différentes afin de fournir un nouveau milieu dont les propriétés sont particulières [1]-[2]. Les cristaux photoniques font partie de ces structures. Ce sont des matériaux composites qui sont généralement constitués d'un réseau périodique d'inclusions diélectriques ou métalliques.

Les premières études portant sur un diélectrique aux propriétés périodiques remontent à 1887 lorsque Lord Rayleigh décrit le comportement des ondes dans un film multicouches pour lequel l'indice de réfraction alterne d'une couche à l'autre [3]. Ce type de structure est appelé réseau de Bragg. On peut choisir l'épaisseur des couches pour obtenir une structure parfaitement réfléchissante sur une certaine bande de longueurs d'onde. Celle-ci est appelée bande interdite électromagnétique ou photonique. L'idée d'une bande interdite dans les trois dimensions a été évoquée pour la première fois par E. Yablonovitch où il a étudié le mécanisme pour empêcher l'émission spontanée dans les semi-conducteurs afin d'augmenter l'efficacité des lasers [4]. Il a proposé une structure avec une périodicité spatiale de période égale à la moitié de la longueur d'onde dans les trois dimensions. En effet, c'est en 1991 qu'une première structure avec une bande interdite photonique est fabriquée en perçant des trous dans un diélectrique selon trois angles différents [5]. Les cristaux photoniques à deux dimensions sont aussi étudiés car ils sont beaucoup plus simples à fabriquer [6]. Si une ligne de trous est retirée d'un cristal photonique à deux dimensions, les modes de la bande interdite sont guidés le long de cette ligne de défauts. Cette propriété est utilisée pour faire des circuits photoniques [7].

Les cristaux photoniques (PCs) sont des milieux macroscopiques agencés périodiquement avec des indices de réfraction différents et dont la périodicité se situe dans la plage de la lumière incidente [8]. Dans de telles structures, la permittivité est une fonction périodique dans l'espace. Dans ce cas, la fonction de permittivité diélectrique se répète dans une dimension (1D) de la structure appelée cristal photonique à une dimension (1D-PC), si elle se répète en 2D ou 3D la structure est appelée cristal photonique à deux ou trois dimension [9]. La propriété principale des cristaux photoniques est l'existence de bandes de fréquences

interdites, c'est-à-dire que la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions et pour certaines fréquences.

La structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) a beaucoup intéressé les chercheurs en raison de ses nombreux avantages, notamment en ce qui concerne sa capacité à contrôler la propagation des ondes électromagnétiques dans des espaces restreints [10], elle est constituée de deux matériaux diélectriques présentant une variation périodique de leurs indices de réfraction [11]-[12]. Les structures à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) présentent des bandes d'arrêt électromagnétiques ou des entrefers de bande photoniques (Photonic Band Gap) induits en raison de la périodicité spatiale. L'introduction d'un autre matériau (défaut) rompra la périodicité de la structure et un mode de défaut localisé apparaît dans la PBG en raison de la rupture de cette périodicité. Ce mode de défaut induirait un pic de transmission dans la région PBG, ce qui répond bien aux exigences du filtre à bande étroite (Narrow Band Filter : NBF). Cette structure permet aux ondes de se propager à un point de fréquence tout en interdisant les ondes à toutes les autres gammes de fréquences. Le NBF est donc l'une des applications les plus répandues [13]-[14].

L'utilisation des matériaux diélectriques dans une structure 1D-PC est parfois inévitable pour faire face aux problèmes de perte inhérents découlants du coefficient d'extinction métallique. Pour traiter ce problème, il est possible de remplacer le diélectrique par des matériaux supraconducteurs [15]-[16]. On obtient ainsi une structure de cristal photonique supraconducteur unidimensionnel (1D-SPC). Les composants optiques supraconducteurs ont montré une supériorité significative relativement aux composants correspondants fabriqués avec des conducteurs normaux tels que l'or, l'argent et le cuivre en raison des avantages des supraconducteurs à haute température critique introduisant une très faible perte ce qui veut dire la réduction de l'atténuation et du niveau de bruit, une faible dispersion et une miniaturisation des dispositifs optiques [17]-[18]. Outre les supraconducteurs, on trouve également les métamatériaux qui forment une classe particulière de matériaux artificiels structurés présentant de nouvelles propriétés électromagnétiques qui n'existent pas dans les matériaux normaux [19]. Les métamatériaux peuvent être présentés en plusieurs types; les plus connus sont ceux susceptibles d'avoir à la fois une perméabilité et une permittivité négatives [20].

Les contraintes résultant des différences de paramètre de maille entre les divers matériaux utilisés dans les structures 1D-PC peuvent devenir suffisantes pour créer des défauts linéaires de structure (dislocations) ou la formation de structures non planes dont les effets sont très néfastes sur les propriétés optoélectroniques du dispositif construit à partir de ces structures [21]. D'autre part, l'augmentation de l'épaisseur des couches augmente le délai de transmission des ondes électromagnétiques et affecte le volume global du dispositif qui introduit une consommation électrique supplémentaire en raison de la résistivité du matériau.

L'objectif de cette thèse est d'étudier par simulation les caractéristiques des structures périodiques métallo-diélectriques. On s'intéresse en l'occurrence à l'étude des structures périodiques unidimensionnelles (1D) en proposant une nouvelle conception de ces structures. On se basant sur cette structure nous étudions les propriétés de transmission d'une structure multicouche contenant des milieux à indices de réfraction positive (diélectrique, supraconducteur) et négative (métamatériaux). Nous étudions également la conception d'un filtre sélectif à base d'une structure périodique multicouche unidimensionnelle.

Cette thèse est structurée en quatre chapitres :

Le premier chapitre est consacré aux rappels généraux sur les structures périodiques notamment les cristaux photoniques et les méthodes de modélisation de ces matériaux. Nous commençons le chapitre par la présentation de la nouvelle classification des matériaux puis nous exposons un aperçu sur les différents types de matériaux, en mettant l'accent sur les matériaux supraconducteurs, métamatériaux et diélectriques. Ensuite nous présentons les concepts de base liés aux cristaux photoniques; nous citons leurs propriétés physiques, leurs différents types ainsi que les applications optiques qui peuvent en découler. A la fin nous présentons les différentes méthodes de modélisation des cristaux photoniques.

Dans le deuxième chapitre nous présentons une étude théorique des propriétés de transmission d'une structure périodique multicouche sans défaut composée de couches alternées de milieux à indices de réfraction positive (diélectrique-diélectrique, diélectrique-supraconducteur) ainsi que positive et négative (diélectrique-métamatériau). Nous y rappelons également les principes de base qui gouvernent la propagation des ondes électromagnétiques dans un système stratifié périodique. Un modèle analytique relativement simple peut être évalué par le formalisme des matrices de transfert afin d'analyser le comportement de transmission spectrale d'empilements périodiques unidimensionnels et de déterminer les

coefficients de transmission et de réflexion pour les modes TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique) et les cartes des bandes photoniques de ces structures.

Dans le troisième chapitre, l'objectif sera orienté principalement sur l'étude des filtres à base d'une structure périodique multicouche à cristaux photoniques unidimensionnels. Nous donnons en premier lieu des notions de base sur les filtres, plus précisément les filtres sélectifs à base d'une structure périodique à cristal photonique unidimensionnel avec défaut (1D-DPC). Après, nous présentons une étude théorique d'un filtre sélectif à cristaux photoniques à une dimension (1D) à base de deux diélectriques, d'un diélectrique et un supraconducteur et enfin d'un diélectrique et un métamatériau. Nous combinons la méthode des matrices de transfert (TMM) avec le théorème de Bloch afin de trouver les caractéristiques des spectres de transmission et la bande interdite photonique de la structure de base constituant notre filtre. Les résultats de simulation numérique pour les différentes configurations seront présentés en terme de spectres de transmission et des cartes de dispersion. Certains facteurs affectant la qualité du filtre seront pris en compte, tels que l'épaisseur des couches, l'angle d'incidence et les propriétés physiques des matériaux sur lesquels repose la structure constitutive du filtre.

Dans le quatrième chapitre, et afin d'éliminer les contraintes résultants des différences de paramètre de maille entre les divers diélectriques utilisés dans la structure à cristaux photoniques unidimensionnels (1D-PC), nous proposons une nouvelle conception et analyse d'une structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) basée sur l'utilisation d'un seul diélectrique avec l'intégration de la technique de dopage. L'étude de cette structure prend en compte un élément important qui s'appelle le désaccord de paramètre de maille. L'optimisation consiste à améliorer la valeur de ce dernier pour obtenir une structure (1D-PC) en parfait accord de paramètre de maille. Nous commençons par des rappels sur les outils théoriques et les notions que nous avons utilisés dans ce chapitre. Puis, nous présentons les résultats numériques issus des effets de la densité de dopage du diélectrique utilisé (ZnO) sur quelques paramètres spécifiques caractérisant la structure proposée.

Références

- [1] K. Sakoda, “Optical Properties of Photonic Crystals”, *Springer-Verlag Berlin Heidelberg*, 2005.
- [2] M. Ismail, Z. M. Badawy et E. Abdel-Rahman, “Electromagnetic wave propagation through a high temperature superconductor-dielectric photonic crystal”, *Arab Journal of Nuclear Science and Applications*, vol. 48, No. 3, pp 68-74, 2015.
- [3] L. Rayleigh, “On the Maintenance of Vibrations by Forces of Double Frequency and on the Propagation of Waves through a Medium endowed with a Periodic Structure”, *Philosophical Magazine*, vol. 24, pp. 145-159, 1887.
- [4] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics”, *Physical Review Letters*, vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [5] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, et K. Leung, “Photonic Band Structure: The FaceCentered-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms”, *Physical Review Letters*, vol. 67, pp. 2295- 2298, 1991.
- [6] W. Robertson, G. Arjavalingam, R. Meade, K. Brommer, A. Rappe, et J. Joannopoulos, “Measurement of Photonic Band Structure in a Two-Dimensional Periodic Dielectric Array”, *Physical Review Letters*, vol. 68, pp. 2023-2026, 1992.
- [7] N. M. Shree J. McNab, “Ultra-low loss photonic integrated circuit with”, *Optics Express*, vol. 11, pp. 2927-2939, 2003.
- [8] A. H. Aly, “Metallic and Superconducting Photonic Crystal”, *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, vol. 21, No. 7, pp. 421-425, 2008.
- [9] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gerard, D. Maystre et A. Tchelnokov, “Photonic Crystals: Towards Nanoscale Photonic Devices”, 2nd Edition, *Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York*, 2008.
- [10] C. Sibilia, T. M. Benson, M. Marciniak et T. Szoplik, “Photonic Crystals: Physics and Technology”, *Springer-Verlag Italia*, 2008.
- [11] Z. Weigang, X. Guoyue, Z. Jianochao, W. Huihui et H. Haili, “Infrared spectrally selective low emissivity from Ge/ZnS one-dimensional”, 2014.
- [12] J. M. André et Ph. Jonnard, “Effective mass of photons in a one-dimensional photonic crystal” *IOP publishing, Phys. Scr*, vol. 84, pp. 1-5, 2011.
- [13] X. Shi, H. C. Xue, H. T. Jiang et H. Chen, “Topological description for gaps of one-dimensional symmetric all-dielectric photonic crystals”, *Opt. Express*, vol. 24, pp. 18580–18591, 2016.
- [14] F. Villa et J. Gaspar-Armenta, “A Photonic crystal surface modes: Narrow-bandpass filters”, *Opt. Express*, vol. 12, pp. 2338–2355, 2004.
- [15] C. J. Wu, M. S. Chen et T. J. Yang, “Photonic band structure for a superconductor dielectric super-lattice”, *Physica C*, vol. 432, pp. 133–139, 2005.

- [16] T. W. Chang, J. W. Liu, T. J. Wu et C. J. Yang, “Analysis of transmission properties in a photonic quantum well containing super-conducting materials”, *Progress in electromagnetic research*, vol. 140, pp. 327-340, 2013.
- [17] M. G. Viry et A. Perrin, “Couches minces supraconductrices à haute température critique pour l'électronique”, *The european physical journal applied physics*, vol. 3, pp. 141-147, 1998.
- [18] Z. Cai et J. Bornemann, “Generalized spectral-domain analysis for multilayered complex media and high T_c superconductor application”, *IEEE transactions on microwave Theory and Tec*, vol. 40, pp. 2137-2147, 1992.
- [19] C. Denz, S. Flach et Y. Kivshar, “Non linearities in Periodic Structures and Metamaterial”, *Springer*, 2010.
- [20] N. Engheta et R. W. Ziolkowski, “Metamaterials Physics and Engineering Explorations”, *IEEE PRESS*, 2006.
- [21] A. Pashaev, O. Davarashvili, Z. Akhvlediani, M. Erukashvili, R. Gulyaev et V. Zlomanov, “Unrelaxed State in Epitaxial Heterostructures Based on Lead Selenide”. *Journal of Modern Physics*, vol. 3, pp. 502-510, 2012.

Chapitre I

Généralités sur les structures périodiques

I. 1 Introduction

Ces dernières années, les structures périodiques ont suscité un intérêt considérable de la part des chercheurs en raison de leurs vastes applications dans les domaines des communications optiques, de l'électronique optique et des dispositifs optiques. Ces structures sont produites par l'empilement périodique de couches d'épaisseur et de propriétés physiques différentes afin de fournir un nouveau milieu dont les propriétés sont particulières [1]-[2]. Les cristaux photoniques font partie de ces structures. Ce sont des matériaux composites généralement constitués d'un réseau périodique d'inclusions diélectriques ou métalliques dont la taille caractéristique de la structuration est de l'ordre de la longueur d'onde incidente. La propriété principale des cristaux photoniques est l'existence de bandes de fréquences interdites, c'est-à-dire que la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions et pour certaines fréquences. On retrouve comme application de cet effet plusieurs dispositifs, comme par exemple les miroirs de Bragg ou les filtres diélectriques de Fabry-Perot qui ont des propriétés de réflexion et de transmission remarquables [3]. Ces structures sont des cristaux photoniques unidimensionnels, très dépendantes de la fréquence de l'onde incidente ainsi que de son angle d'incidence. Les cristaux photoniques 1D sont les plus simples à réaliser. Ils sont obtenus en empilant périodiquement des couches planes de diélectriques d'indices de réfraction différents.

Ce premier chapitre offre des rappels généraux sur les structures périodiques et les méthodes de modélisation de ces structures. Nous commençons par la présentation de la nouvelle classification des matériaux. Par la suite, nous exposons les concepts de base liés aux cristaux photoniques; nous citons leurs propriétés physiques, leurs différents types ainsi que les applications optiques qui peuvent en découler. A la fin nous présentons les différentes méthodes de modélisation des cristaux photoniques.

I. 2 La nouvelle classification des matériaux

De point de vue macroscopique, les matériaux peuvent être divisés en: matériaux linéaires et non linéaires, matériaux isotropes et anisotropes et matériaux homogènes et hétérogènes (composites et multicouches). En fonction de leurs applications, les matériaux peuvent aussi être classifiés en deux grandes catégories: conducteurs, semi-conducteurs, diélectriques et magnétiques[4].

Une classification basée sur les propriétés physiques des matériaux (permittivité ϵ et la perméabilité μ), par conséquent sur les valeurs de l'indice de réfraction et de la constante de phase (β) définies par les relations (I.1) et (I.2) est également prise en compte. Il est possible

de représenter les différentes configurations possibles du couple (ϵ, μ) des matériaux. La figure (I.1) montre le classement des matériaux en fonction du signe de leur permittivité ϵ et de leur perméabilité μ [5].

$$n^2 = \epsilon\mu \quad (\text{I.1})$$

$$\beta = \omega\sqrt{\epsilon\mu} \quad (\text{I.2})$$

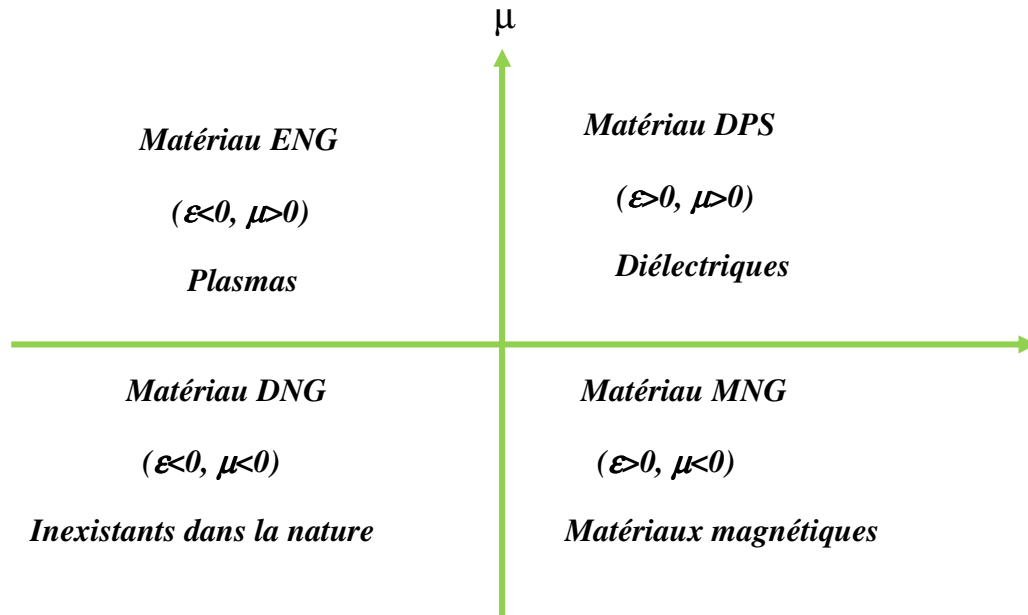


Figure I.1 Représentation des différentes classes de matériaux en fonction de leurs propriétés électromagnétiques ϵ et μ .

Si $\epsilon > 0$ et $\mu > 0$, ces matériaux conventionnels connu sous le nom de matériaux doublement positifs (DPS) ou matériaux main droite (RHM), par exemple les diélectriques. La propagation des ondes électromagnétiques est possible dans ces matériaux.

Si on passe à une situation où $\epsilon < 0$ et $\mu > 0$, les matériaux inclus dans cette catégorie sont connus sous le nom de 'epsilon-negative materials' (ENG). La propagation des ondes électromagnétiques est impossible dans ces matériaux.

Si matériaux $\epsilon > 0$ et $\mu < 0$, Les matériaux dans cette catégorie sont définis par le nom de 'mu-negative materials' (MNG). La propagation des ondes électromagnétiques est impossible dans ces matériaux.

Si $\epsilon < 0$ et $\mu < 0$, Les matériaux inclus dans ce cadre sont connus sous le nom de matériaux doublement négatifs (DNG) ou matériaux main gauche, ces matériaux n'existent pas dans la nature. La propagation des ondes électromagnétiques est possible dans ces matériaux.

I. 2. 1 Matériaux diélectriques

Un matériau est dit diélectrique lorsqu'il ne contient pas de charges libres dans sa structure et ne permet pas la circulation d'un courant électrique significatif. Ils peuvent aussi contenir des charges libres qui proviennent des impuretés et susceptibles de se déplacer sous l'action d'un champ électrique externe. On compte parmi ces milieux le verre et de nombreux plastiques. Par exemple, les câbles électriques sont souvent protégés d'un revêtement en plastique pour éviter que le courant électrique ne puisse en sortir. Parmi les milieux diélectriques solides usuels existés, nous avons le verre (utilisé pour faire des isolateurs de lignes haute tension), la céramique, la plupart des plastiques, et polypropylène (utilisé en particulier dans les condensateurs). Malgré l'impossibilité des milieux diélectriques de conduire le courant, ils présentent de nombreuses caractéristiques électriques qui sont [4]:

- ✓ Absence de courant électrique dans lequel il n'y a pas intrinsèquement de charges électriques susceptibles de se déplacer de façon macroscopique,
- ✓ Polarisation sous l'application d'un champ électrique.

I. 2. 1. 1 Grandeurs caractéristiques des milieux diélectriques

Les matériaux diélectriques sont caractérisés en particulier par:

- Leur rigidité diélectrique.
- Leur permittivité diélectrique ϵ , ou constante diélectrique.
- Leur angle de perte ou tangente delta ($\tan(\delta)$).

Un diélectrique est caractérisé par sa permittivité (ϵ^*) représentant la réponse du matériau diélectrique à une excitation par un champ électrique. Elle s'exprime par la relation suivante :

$$\vec{D} = \epsilon^* \vec{E} \quad (\text{I.3})$$

Avec

\vec{D} : est le vecteur d'induction électrique.

La constante diélectrique, appelée aussi constante diélectrique, s'écrit:

$$\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (\text{I.4})$$

Avec

ϵ' : est la partie réelle de la permittivité ou la constante diélectrique.

ϵ'' : est la partie imaginaire de la permittivité ou le facteur de perte.

La permittivité absolue (ε^*) est dite permittivité relative (ε_r^*) lorsqu'elle est normalisée par rapport à la permittivité du vide ε_0 ($\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$ F/m). Tel que,

$$\varepsilon^* = \varepsilon_0 \varepsilon_r^* \quad (\text{I.5})$$

et

$$\varepsilon_r^* = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' \quad (\text{I.6})$$

Dans la littérature, les propriétés diélectriques des matériaux sont souvent représentées par la constante diélectrique (ε_r'), et la tangente de l'angle de pertes ($\tan(\delta)$) qui est égale au quotient :

$$\tan(\delta) = \varepsilon_r'' / \varepsilon_r' = \varepsilon'' / \varepsilon' \quad (\text{I.7})$$

Le constant diélectrique ε_r' est associé à la capacité du matériau de stocker de l'énergie électrique dans le matériau, alors que le facteur de perte ε_r'' est associé à la dissipation de l'énergie dans le matériau lorsque celui-ci est soumis à un champ électrique. En pratique, on utilise ε_r'' ou $\tan(\delta)$.

I. 2. 1. 2 Variation des propriétés diélectriques

Les propriétés diélectriques de la plupart des matériaux (ε_r' et $\tan(\delta)$) varient en fonction de différents facteurs ; parmi ces facteurs, nous aborderons en particulier l'influence du temps de relaxation, de la fréquence et de la température.

✓ Influence de la fréquence

A l'exception de certains matériaux à très faibles pertes, les propriétés diélectriques de la plupart des matériaux varient considérablement avec la fréquence des champs électriques appliqués. Le phénomène important contribuant à la dépendance en fréquence des propriétés diélectriques est la polarisation résultant de l'orientation imposé par le champ électrique externe des molécules qui possèdent des moments dipolaires permanents.

À des fréquences très basses (champ statique : $\omega \rightarrow 0$) et des fréquences très élevées (fréquences optiques), la constante diélectrique ε_r' a des valeurs constantes, et les pertes sont très faibles. Aux fréquences intermédiaires, la constante diélectrique est soumise à une dispersion, et des pertes diélectriques ε_r'' se produisent avec un pic à la fréquence de relaxation.

✓ Influence de temps de relaxation

Dans un champ électrique alternatif, les molécules polaires tendent à s'aligner dans le sens du champ. Cependant, le changement d'orientation ne s'effectue pas immédiatement mais avec un certain retard par rapport aux changements du champ électrique externe. Ceci dépend des forces intermoléculaires et des forces d'inerties qui s'opposent à l'action du champ; le temps nécessaire pour vaincre ces forces appelé temps de relaxation τ . Aux fréquences inférieures à la relaxation, le temps de changement de direction du champ électrique est assez long. Ils restent en phase avec le champ et les pertes n'apparaissent pas. De même si les fréquences sont très élevées, le champ varie trop vite et ainsi l'ensemble des dipôles ne peut pas suivre le renversement de la polarité. Aucune énergie n'est alors perdue dans le milieu. Il existe une fréquence intermédiaire entre ces deux extrêmes où il apparaît un retard entre le moment dipolaire et le champ électrique entraînant une dissipation d'énergie à l'intérieur du matériau. Cette énergie perdue est responsable de l'évolution de la température.

✓ Influence de la température

Les propriétés diélectriques des matériaux sont en fonction de la température. Lorsque la température augmente, le temps de relaxation diminue et le pic du facteur de perte se déplace vers les hautes fréquences. Par ailleurs, non seulement les propriétés diélectriques sont affectées par la température, mais aussi de nombreux paramètres varient avec celle-ci tels que la conductivité électrique σ , le taux d'humidité, etc.

✓ Influence de l'humidité

La polarisation du matériau diélectrique augmente par l'absorption de l'eau, ce qui affecte forcément la permittivité et le facteur de dissipation.

I. 2. 1. 3 Propagation dans les milieux diélectriques

Les milieux diélectriques sont des milieux isolants. Leur conductivité est extrêmement faible, de l'ordre de 10^{-20} à 10^{-12} Sm^{-1} , celle d'un conducteur métallique étant de l'ordre de 10^7 Sm^{-1} , à température ambiante. Dans un matériau exposé à un rayonnement électromagnétique, les répartitions des champs électriques et magnétiques sont en fonction des propriétés électriques associées à la permittivité et des propriétés magnétiques associées à la perméabilité. Les relations qui lient les champs et les propriétés sont exprimées par les équations de Maxwell suivantes:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.8})$$

$$\text{rot} \vec{H} = +\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I.9})$$

$$\text{div} \vec{D} = 0 \quad (\text{I.10})$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{I.11})$$

Où $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ et $\vec{B} = \mu \vec{H}$

\vec{E} et \vec{H} désignent respectivement les champs électriques et magnétiques.

Avec : H en Tesla et E en V/m

\vec{D} : L'induction électrique (déplacement électrique) exprimée en C.m⁻².

μ : La perméabilité magnétique absolue du milieu exprimée en H.m⁻¹, tel que $\mu = \mu_0 \mu_r$.

μ_r : La perméabilité magnétique relative.

ε_r : Permittivité relative

$$\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m} \quad \text{et} \quad \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}.$$

A partir des équations de Maxwell, on peut établir l'équation de propagation de l'onde correspondant au champ électrique dans un milieu homogène.

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I.12})$$

De la même manière pour l'équation de propagation du champ magnétique \vec{H} , on obtient :

$$\Delta \vec{H} - \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I.13})$$

La propagation des champs électriques et magnétiques dans la structure, se fait en régime sinusoïdal. Il est possible de chercher des solutions de type harmonique, on peut écrire les champs électromagnétiques sous la forme suivante :

$$\vec{E}(t) = \vec{E} e^{-jkr} \quad (\text{I.14})$$

$$\vec{H}(t) = \vec{H} e^{jkr} \quad (\text{I.15})$$

Avec

ω : Pulsation de mouvement des champs électriques et magnétiques.

Alors les équations de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique s'écrit, après simplification, de la manière suivante :

Pour le champ électrique :

$$\Delta \vec{E} + \mu \varepsilon \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{E} = \vec{0} \quad (\text{I.16})$$

Pour le champ magnétique :

$$\Delta \vec{H} + \mu \varepsilon \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H} = \vec{0} \quad (\text{I.17})$$

La solution de l'équation de propagation est sous la forme :

$$E(r) = E_{0+} e^{-jkr} + E_{0-} e^{jkr} \quad (\text{I.18})$$

D'où

E_{0+} et E_{0-} sont les amplitudes des ondes incidentes et réfléchies.

k : est le vecteur d'onde.

r : la direction de propagation.

La relation entre le champ électrique et le champ magnétique est donnée par :

$$\frac{E}{H} = \frac{\mu \omega}{k} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \eta \quad (\text{I.19})$$

Donc :

$$H(r) = \frac{1}{\eta} E(r) = \frac{1}{\eta} (E_+(r) + E_-(r)) \quad (\text{I.20})$$

$$H(r) = \frac{1}{\eta} (E_{0+} e^{-jkr} + E_{0-} e^{jkr}) \quad (\text{I.21})$$

Où la vitesse de propagation de l'onde est :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \mu_r \varepsilon_0 \varepsilon_r}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} = \frac{c}{n} \quad (\text{I.22})$$

D'où $n = \sqrt{\mu_r \varepsilon_r}$ est l'indice de réfraction (ou indice optique) du milieu. Dans les milieux réels n est constant pour les grandes longueurs d'onde, tandis que pour les hautes fréquences, il faut faire intervenir le phénomène de dispersion qui entraîne une dépendance de n avec la fréquence. Dans la plupart des diélectriques $\mu_r = 1$, d'où $n = \sqrt{\varepsilon_r}$.

On peut également montrer que l'impédance caractéristique d'un tel milieu peut s'écrire :

$$Z = \frac{Z_0}{n} \text{ où } Z_0 \text{ est l'impédance caractéristique du vide.}$$

I. 2. 2 Métamatériaux

En physique, le terme métamatériaux désigne dans son ensemble des matériaux composites artificiels qui présentent des propriétés électromagnétiques qu'on ne retrouve pas dans les matériaux naturels. Son symbole est 'META', est un préfixe grec signifiant au-delà ou un niveau au-dessus, comme dans métaphysique ou métalogue. Donc les métamatériaux sont des matériaux ayant des propriétés «au-delà» de ce l'on peut espérer observer dans des matériaux naturels. Plus précisément, en électromagnétisme et en optique, les métamatériaux présentent des propriétés nouvelles susceptibles d'exciter l'imagination des chercheurs et des ingénieurs (l'indice de réfraction négatif, l'effet de doppler inverse,...). Le point le plus intéressant pour les métamatériaux c'est qu'ils ont un indice de réfraction négatif ($n < 0$) [5].

I. 2. 2. 1 Différent types des métamatériaux

En électromagnétisme, il est usuel de distinguer deux types de métamatériaux: le premier type a été proposé par Notomi et utilise les propriétés d'anisotropie des cristaux photoniques. Dans ce cas, une réfraction négative est obtenue même quand l'indice de réfraction est positif. Le deuxième type est obtenu par une perméabilité et une permittivité simultanément négative, il a été proposé d'après une étude théorique de Veselago en 1967 [6].

I. 2. 2. 1. 1 Matériaux à indice de réfraction négatif

Les matériaux à indice de réfraction négatif n'existent pas dans la nature. La combinaison d'un milieu à permittivité négative et d'un milieu à perméabilité négative donne lieu à un milieu à indice n négatif et permet d'exploiter les propriétés prédites par Veselago en 1967. Lorsque l'onde arrivant d'un milieu d'indice positif traverse un matériau d'indice négatif, le trièdre formé par le champ électrique, le champ magnétique et le vecteur d'onde est un trièdre inversé. L'indice négatif des métamatériaux implique que la vitesse de phase de l'onde est négative (la vitesse de groupe et la vitesse de phase ont donc des directions opposées), ce qui entraîne l'inversion du vecteur d'onde. Par contre le vecteur de Poynting forme toujours un trièdre direct avec le vecteur du champ électrique et le vecteur champ magnétique: le sens de circulation de l'énergie n'est pas inversé.

En 1967, Victor Veselago considéra, théoriquement, un matériau possédant simultanément une permittivité et une perméabilité négative. En 2000, John Pendry proposa une réalisation de ces matériaux à l'aide de structures périodiques métalliques formées d'anneaux concentriques coupés, appelées split-ring résonateurs (SRR), et de fils métalliques continus. Il avait démontré qu'un arrangement périodique de fils métalliques continus parallèles

présentait, en basse fréquence, une permittivité négative et qu'un réseau périodique de SRR présentait une perméabilité négative autour d'une fréquence de résonance. En réunissant les deux réseaux dans une structure périodique composite, ce milieu présentait alors un indice négatif au voisinage de la fréquence de résonance des SRR [6].

I. 2. 2. 1. 2 Métamatériaux à une dimension (lignes de transmission)

Les lignes de transmission ont des larges utilisations dans les domaines radiofréquences. En hyperfréquence, la longueur d'onde est petite devant la taille et la longueur de la ligne de transmission. Le modèle circuit d'une ligne de transmission dont la propagation est une propagation des ondes inversées. L'avantage de ce modèle est la simplicité d'obtenir directement toutes les caractéristiques fondamentales de telle ligne (main gauche) par la théorie élémentaire de la ligne de transmission [7].

I. 2. 2. 1. 3 Métamatériaux à deux dimensions

Pour réaliser les métamatériaux à deux dimensions, on utilise le principe de superposition des éléments. On cherche donc à créer des éléments à permittivité négative et des éléments à perméabilité négative. Enfin, on fera une jonction entre les deux structures [5].

✓ Métamatériaux électriques (tiges métalliques)

La structure avec un $\varepsilon < 0$ décrite par Pendry se compose d'une matrice carrée des fils métalliques parallèles infiniment minces et longs incorporés dans le milieu diélectrique, ils sont appelés aussi « résonateur à activité électrique » (figure (I.2)) [5].

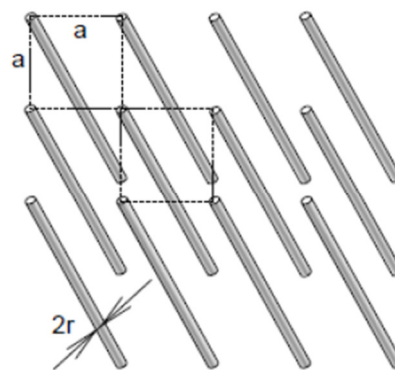


Figure I.2 Tiges métalliques.

✓ **Métamatériau magnétique**

Ce sont des métamatériaux qui ont un comportement magnétique et qui sont susceptibles de présenter une perméabilité négative, ils sont appelés aussi résonateur à activité magnétique. On peut citer plusieurs types parmi lesquels:

- **Résonateur en anneau fendu (RAF) circulaire**

En 1999 J.B. Pendry propose le premier métamatériau à perméabilité (μ) négatif. Le RAF circulaire montré sur la figure (I.3), résonne à une fréquence où la longueur d'onde du vide est largement supérieure à son diamètre. Une propriété intéressante du RAF circulaire est son pouvoir à concentrer de l'énergie électrostatique du champ incident dans les régions où la capacité est créée [5].



Figure I.3 Résonateur en Anneau Fendu.

- **Résonateur en anneau fendu (RAF) carré**

Le résonateur en anneau fendu carré est proposé par J.B. Pendry, ce type de résonateur présente les mêmes caractéristiques que le RAF circulaire. La structure montrée en figure (I.4) est réalisée en changeant les deux anneaux circulaires par deux anneaux de forme carrée [5].



Figure I.4 Représentation d'une unité du RAF carré.

- **BC-SRR circulaire**

Un nouveau modèle de RAF, illustre sur la figure (I.5) a été proposé par les auteurs afin d'éliminer ce couplage magnéto-électrique. Ce type de RAF est connu sous l'appellation 'Broadside Coupled' SRR. Le BC-SRR est composé de deux anneaux fendus de mêmes dimensions, se trouvant sur les deux faces opposées du support diélectrique. Ce nouveau motif présente aussi l'avantage additionnel d'avoir une fréquence de résonance réduite par rapport au RAF de Pendry [5].



Figure I.5 Représentation d'une unité du BC-SRR circulaire.

- **BC-SRR carré**

La structure est présentée sur la figure (I.6) et composée de deux anneaux carrés ont les mêmes dimensions et sont placés chacun sur une face du substrat. Le BC-SRR carré présente les mêmes caractéristiques que le BC-SRR circulaire [5].



Figure I.6 Représentation d'une unité du BC-SRR carré.

- **C-SRR**

Ce type de résonateur à activité magnétique RAF (Figure (I.7)) en forme de C a été introduit par O. Brien pour un fonctionnement dans la gamme des Tétra hertz (THz) [5].



Figure I.7 Représentation d'une unité du RAF en forme de C.

- **RAF circulaire en spirale**

Le RAF circulaire en spirale autre type des structures présentant une perméabilité négative, ces structures ont été proposées par J. Baena. La structure est réalisée en reliant les deux anneaux formant le RAF circulaire (Figure (I.8)) [5].



Figure I.8 Représentation d'une unité du RAF circulaire en spirale.

- **RAF carré en spirale**

Ce type de résonateur est réalisé en reliant les deux anneaux formant le RAF carré (Figure (I.9)) [5].



Figure I.9 Représentation d'une unité du RAF carré en spirale.

I. 2. 3 Matériaux magnétiques

Ils sont habituellement constitués d'atomes, molécules, ou ions qui possèdent un moment magnétique permanent. Nous pouvons distinguer:

- ✓ Les matériaux diamagnétiques ;
- ✓ Les matériaux paramagnétiques ;
- ✓ Les matériaux ferromagnétiques.

Les supraconducteurs sont également diamagnétiques.

I. 2. 3. 1 Définition d'un matériau supraconducteur

La supraconductivité est la propriété que possèdent certains matériaux de conduire le courant électrique sans résistance à condition que leur température soit inférieure à une certaine valeur appelée température critique (T_c). Ce phénomène a lieu à des températures très basses. Les courants électriques peuvent donc circuler à travers un métal sans aucune dissipation d'énergie. Ces matériaux présentent deux propriétés caractéristiques qui sont : résistance nulle et effet Meissner.

La supraconductivité est un état particulier de la matière dans lequel le matériau perd toute résistance électrique. Ainsi, tout courant parcourant une boucle supraconductrice peut perdurer indéfiniment sans perte d'énergie liée à l'effet Joule. Les supraconducteurs sont également diamagnétiques, ils repoussent tout champ magnétique auquel ils sont soumis. Pour qu'un matériau passe à l'état supraconducteur, il doit se trouver en dessous d'une certaine température, appelée température critique T_c , mais il existe aussi une limite à l'intensité du courant qui le parcourt, intensité critique I_c , et à l'intensité du champ magnétique auquel il est soumis, champ critique H_c . Les matériaux supraconducteurs connus actuellement ont des T_c allant de moins d'un micro Kelvin à 138K (-135°C) [8]-[10].

I. 2. 3. 2 Les propriétés du supraconducteur

Les propriétés fondamentales d'un matériau supraconducteur sont :

✓ Résistance nulle

C'est le phénomène le plus connu et le plus remarquable: en dessous d'une certaine température appelée température critique (T_c), la résistivité d'un matériau supraconducteur devient brutalement non mesurable (figure (I.10)). L'absence totale de résistance électrique d'un supraconducteur parcouru par un courant limité est donc évidemment leur propriété la plus connue. C'est d'ailleurs celle-ci qui a donné son nom au phénomène [10].

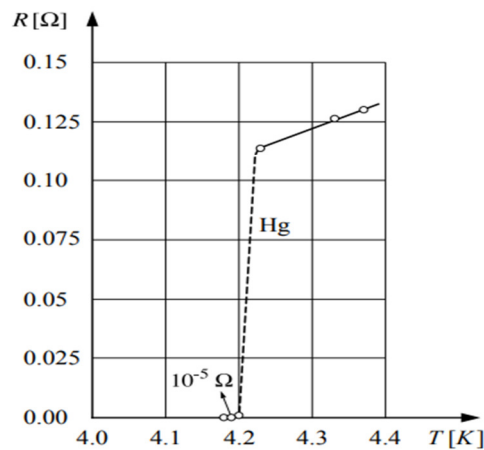


Figure I.10 Résistivité et température critique dans le mercure.

✓ **Effet Meissner**

Nommé d'après Walther Meissner les équations de Maxwell, dans tout matériau dont la résistance est nulle, le champ magnétique doit rester constant au cours du temps. Cependant, l'existence de l'effet Meissner montre que la supraconductivité ne se résume pas à l'existence d'une conductivité infinie [10].

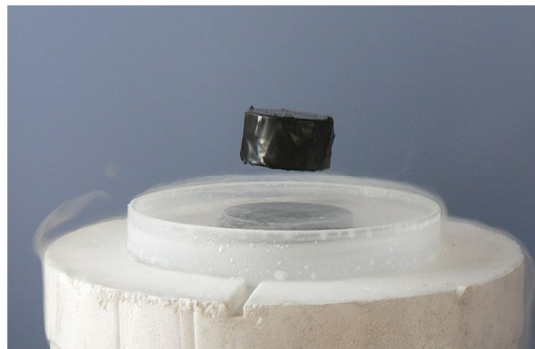


Figure I.11 Aimant lévitant au-dessus d'un supraconducteur.

I. 2. 3. 3 Quelques grandeurs importantes

Il existe deux paramètres qui vont systématiquement apparaître dans la discussion à propos des supraconducteurs [10] :

- ✓ La longueur de cohérence ξ : est la longueur sur laquelle la probabilité de présence des paires de Cooper responsables de la supraconductivité, peut passer de sa valeur maximale à zéro (pas de paires de Cooper \rightarrow pas de S-C). On rencontre ce cas dans les vortex où la supraconductivité est détruite localement.

- ✓ La longueur de pénétration λ : Les premiers qui ont eu besoin sont les Frères London dans leur théorie, on l'appelle aussi la longueur de London. L'effet Meissner se produit grâce aux super courants, or ces derniers doivent se déplacer dans le supraconducteur sinon on ne parlerait pas de Super courants. Il existe donc une région entre la surface de contact et l'intérieur du supraconducteur où le champ magnétique pénètre. On définit donc λ comme la distance sur laquelle le champ à l'intérieur du supraconducteur passe de sa valeur maximale à une valeur nulle. La longueur caractéristique λ , liée à l'affaiblissement du champ magnétique (m) sur la surface d'un supraconducteur est connue comme profondeur de pénétration, et elle dépend de la densité des électrons supraconducteurs (n_s), leur perméabilité μ_0 du milieu.

$$\lambda = \left[\frac{m}{\mu_0 n_s q^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I.23})$$

La densité de nombre des électrons supraconducteurs dépend de la température ainsi que la profondeur de pénétration. Pour $T=T_c$ tous les électrons libres sont supraconducteurs, mais la densité de nombre diminue de façon constante avec l'augmentation de la température jusqu'à atteindre zéro à la température critique. Selon le modèle de London λ est proportionnelle à $n^{-1/2}$, donc la profondeur de pénétration augmente pendant que la température approche à la température critique ; elle devient efficacement infinie correspondant à un champ uniforme dans le matériel et au dessus de la température critique. la figure (I.12) montre cette dépendance de la température pour un matériel supraconducteur, qui est bien représenté par l'expression [10]:

$$\lambda = \frac{\lambda(0)}{\left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{1/2}} \quad (\text{I.24})$$

Où

$\lambda(0)$: est la valeur de la profondeur de pénétration à $T=0K$

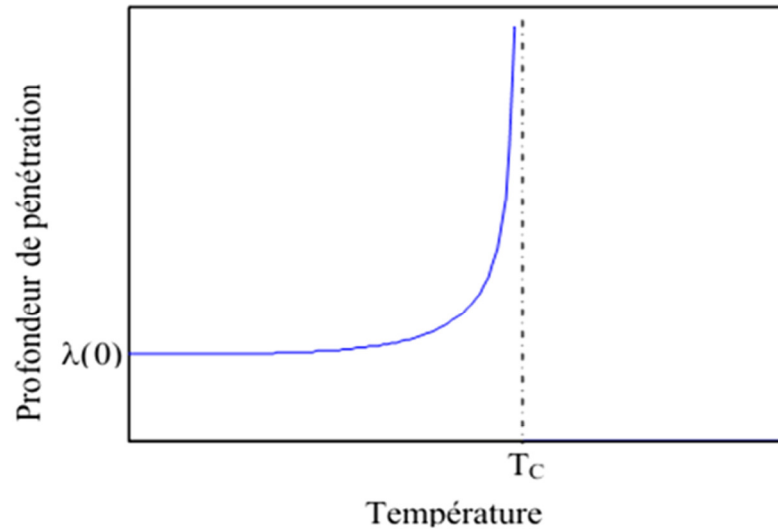


Figure I.12 Profondeur de pénétration λ en fonction de la température.

- ✓ Champs critiques H_{c1} et H_{c2} : La supraconductivité est détruite si l'échantillon est soumis à un champ magnétique, y compris son champ magnétique propre lorsqu'un courant le traverse.
- ✓ Température critique T_c : La température critique est très variable en fonction de la nature des matériaux. La température critique est comprise entre 100 K et 130 K pour plusieurs matériaux découverts depuis 1986. Ces derniers sont appelés supraconducteurs à haute température critique. Ils sont particulièrement intéressants puisqu'ils peuvent être utilisés à la température de l'azote liquide (77 K), gaz présent en abondance dans l'atmosphère, et dont la production est bien moins coûteuse que celle de l'hélium liquide.

| Composés | T_c (K) | λ_c |
|--------------------------|-----------|-------------|
| $YBa_2Cu_3O_7$ | 92 | 200 |
| $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_2O_8$ | 85 | 500 |
| $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_2O_{10}$ | 110 | 1000 |
| $Tl_2Ca_2Ba_2Cu_3O_{10}$ | 121 | 490 |
| NbTi | 9.5 | 300 |

Tableau I.1 T_c et λ_c de quelques supraconductrices à hautes températures.

I. 2. 3. 4 Les différents types de supraconducteurs

On distingue deux types de supraconducteurs [10]:

✓ Supraconducteurs type I

Un supraconducteur de type I : c'est un supraconducteur qui possède un seul champ magnétique critique. Il a la propriété de repousser tout champ magnétique extérieur, et on le retrouve dans deux états selon sa température critique et le champ magnétique critique à savoir :

- L'état normal : le domaine où $H > H$ critique et $T > T$ critique
- L'état supraconducteur gouverné par la loi de Meissner

✓ Supraconducteurs type II

Un supraconducteur de type II : c'est un supraconducteur qui possède deux champs magnétiques critiques. On peut le retrouver dans plusieurs états, selon sa température et les champs magnétiques critiques :

- L'état normal
- L'état supraconducteur: effet Meissner
- L'état mixte : il possède des zones supraconductrices et des zones non conductrices appelées "vortex". Ce sont des tubes de champ magnétique par lesquels le matériau se laisse pénétrer par le champ extérieur.

I. 3 Les cristaux photoniques

I. 3. 1 Etat de l'art

Les premières études des cristaux photoniques ont été réalisées sur les réseaux 3D, plus particulièrement sur les réseaux cubique-face-centrée. Les travaux considérés comme initiateurs de la thématique sont ceux de Yablonovitch et S. John en 1987, qui portent sur l'étude expérimentale des microsphères et de la mise en évidence des bandes interdites. D'un point de vue théorique, en 1990, la méthode des ondes planes est appliquée aux équations de Maxwell [11]. C'est aussi dès les années 90 que les études concernant les cristaux photoniques bidimensionnels débutent. En 1991, les premiers cristaux contenant des défauts volontaires sont réalisés expérimentalement. Ceci a permis de mettre en évidence les modes de résonance de ces défauts dans le diagramme de transmission [11]. En 1993, P.L. Gourley prouve techniquement la possibilité d'avoir des paramètres de réseau bidimensionnel proches de 400 nm fabriqué en AlGaAs. Ozbay et al. En 1994 qui confirmèrent expérimentalement l'existence des bandes interdites sur une série de tiges d'alumine aux fréquences des micro-ondes [11]. Les technologies évoluant au cours des années, Miguez et al. En 1997 créèrent des sphères de silice dont le diamètre varie entre 200 et 700 nm. En 1998, des travaux similaires ont été effectués sur des sphères inversées en titane avec des diamètres avoisinant les 500 nm. Par la suite, Garcia-Santamaria et al en 2002 réalisa des sphères de silice dont le diamètre varie entre 400 nm et 700 nm [12]. En 1997, les premières mesures expérimentales sont faites dans le matériau AlGaAs pour mettre en évidence les bandes interdites. L'année suivante, d'Urso et al. Compléta cette étude en étudiant l'impact des microcavités sur la propagation des ondes optiques [13]. A partir de 1999, les microcavités sont étudiées plus en détail : Labilloy et al, ont étudié leurs impacts sur les bandes interdites, O. Painter et al ont étudié le confinement des ondes dans ces microcavités pour la conception de micro-laser. D'autres structures sont étudiées, en particulier un réseau de piliers à la place d'un réseau d'inclusions. Enfin en 2000, l'étude des microcavités se prolonge par celle des guides d'ondes [13].

I. 3. 2 Analogie électron- photon

L'analogie électron-photon découle de la similitude entre l'équation de Schrödinger, régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel périodique, et les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique périodique (ϵ) [13].

Dans le cas d'un milieu diélectrique linéaire, homogène, isotrope, non magnétique, de permittivité relative $\epsilon_r(\vec{r})$, et en l'absence de charges et de courants, l'équation de propagation (équation de Helmholtz) pour le champ électrique est donnée par :

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}) = -\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I.25})$$

L'équation de Schrödinger pour la fonction d'onde ψ d'un électron dans un potentiel V s'écrit :

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) = -\frac{2m}{\hbar^2} (U - V(\vec{r})) \psi(\vec{r}) \quad (\text{I.26})$$

Où

U : Energie de l'électron.

m : Masse.

Dans ce cas, l'équation de la fonction d'onde d'un électron de masse m dans un potentiel V (équation (I.26)) est analogue à l'équation d'onde électromagnétique dans un milieu caractérisé par sa constante diélectrique $\epsilon(\vec{r})$.

La permittivité diélectrique relative $\epsilon_r(\vec{r})$ dans l'équation (I.25) joue un rôle analogue au potentiel électrique $V(\vec{r})$ dans l'équation (I.26). La variation périodique de $\epsilon_r(\vec{r})$ pourra ainsi conduire à l'apparition des bandes interdites pour les photons appelées « Bandes Interdites Photoniques ». Ces bandes interdisent la propagation du photon (l'onde électromagnétique) dans le cristal photonique, raisonnement déjà connu pour les bandes interdites électroniques dans les semi-conducteurs [14].

I. 3. 3 Définition des cristaux photoniques

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde dans une, deux ou trois directions de l'espace. Cette variation périodique de l'indice optique suivant les différentes directions entraîne l'apparition de gammes de fréquences pour lesquelles la lumière ne peut pas se propager dans la structure [13]. C'est l'analogie entre la propagation d'une onde électromagnétique dans ces milieux et la propagation des électrons dans un cristal atomique qui a mené à l'appellation de ces bandes de fréquences, bandes interdites photoniques (BIP) [15].

Les cristaux photoniques existent dans la nature à l'état minéral et biologique. Par exemple les opales sont des minéraux composés d'arrangements de sphères de silice hydratée. Leurs feux sont dus à la diffraction de la lumière par leur structure en cristal photonique tridimensionnel. L'origine de la coloration de nombreuses espèces animales et végétales

provient aussi de motifs périodiques. La coloration bleue des ailes de papillons morpho et des feuilles de certaines variétés de Sélaginelle en sont des exemples (figure (I.13)) [15].

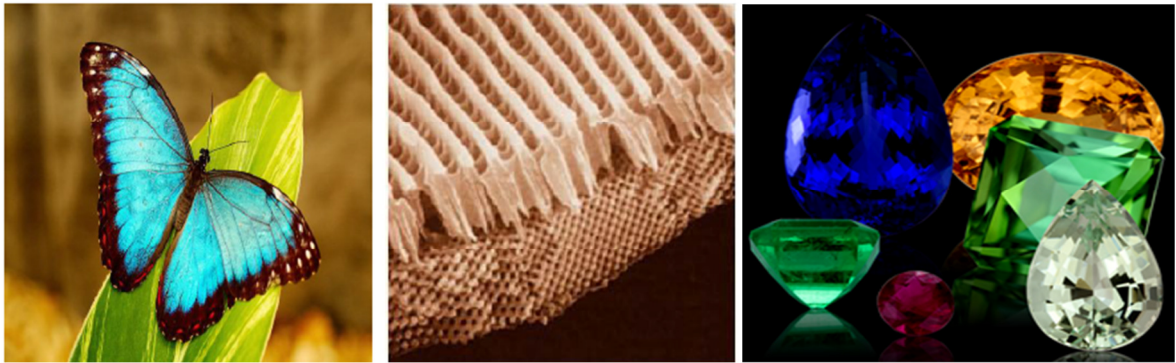


Figure I.13 Exemples de cristaux photoniques naturels (opales et ailes de papillon).

I. 3. 4 Différents types de cristaux photoniques

Les cristaux photoniques sont des structures artificielles dont la constante diélectrique est modulé de façon périodique dans une, deux ou trois directions avec une période de l'ordre des longueurs d'onde des photons optiques (Figure (I.14)) [16]. 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 [17].

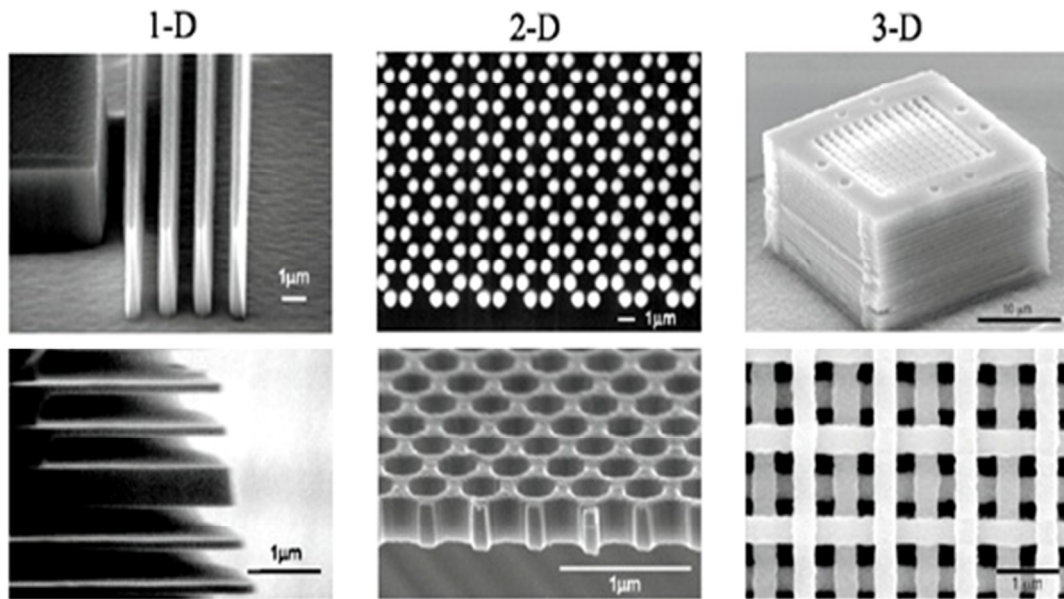


Figure I.14 Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

I. 3. 4. 1 Cristaux photoniques à une dimension (réseau de Bragg)

Les structures à une dimension (1D) sont constituées de couches empilées les unes sur les autres suivant à une alternance périodique de deux matériaux (figure (I.15)). Dans le domaine optique, les structures 1D sont constituées de multicouches diélectriques. Lord Rayleigh en 1887 a été le premier à étudier théoriquement la propagation de la lumière dans les structures périodiques 1D. Ce type de structure peut être ramené à un agencement constitué de couches diélectriques périodiques ayant des indices de réfraction différents. Il s'agit typiquement d'un agencement de couches alternées de haut et bas indices de réfraction avec un contraste suffisant. Il émit ainsi l'hypothèse que l'effet de bande interdite dans ces systèmes permettrait d'obtenir des miroirs à forts coefficients de réflexion, les miroirs dits «de Bragg». Car c'est en 1913 que W.G. Bragg confirma ses travaux en utilisant les rayons X sur un cristal [14]. Il remarqua des pics intenses de réflexions suivant le choix spécifique de l'angle d'incidence et la longueur d'onde des rayons incidents. Ces expériences constituent les premiers travaux de la mise en évidence des bandes interdites.

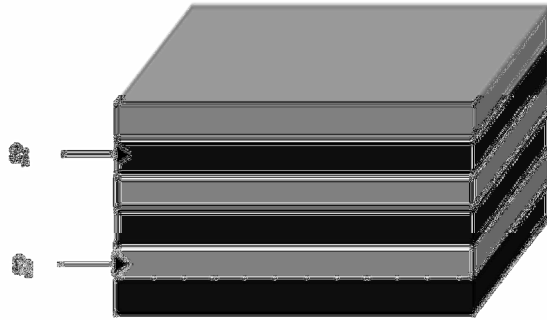


Figure I.15 Structure périodique 1D.

I. 3. 4. 2 Cristaux photoniques bidimensionnels (2D)

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Les cristaux photoniques bidimensionnels sont généralement composés d'un réseau périodique de piliers diélectriques dans l'air (structure déconnectée) ou de trous d'air percés dans une matrice diélectrique (structure connectée) (figure (I.16)) [18].

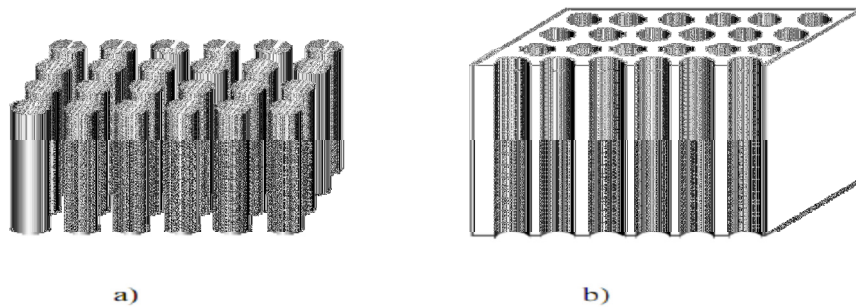


Figure I.16 Cristal photonique bidimensionnel
(a) Réseau triangulaire de trous d'air
(b) Réseau carré de tiges diélectriques.

Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand.

Les réponses optiques de ces structures dépendent de la polarisation et peut ne pas posséder une bande interdite complète. On parle d'une bande interdite complète lorsque la structure interdit la propagation pour toutes les directions dans le plan de la périodicité, quelle que soit la polarisation. Elles se regroupent principalement suivant trois familles qui sont les réseaux carrés, triangulaires et hexagonales (Figure (I.17)) [19]-[21].

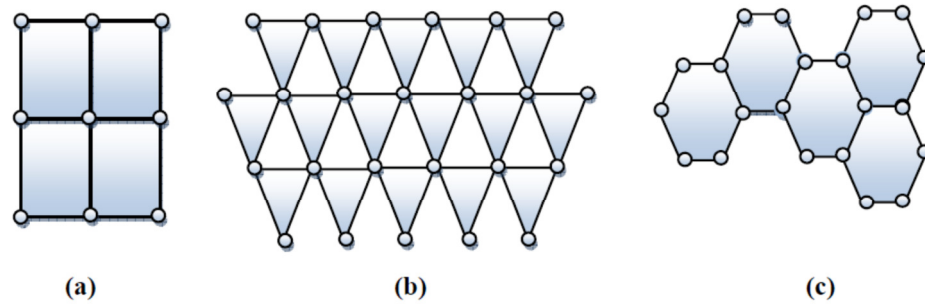


Figure I.17 Structure 2D
(a) Structure carrée, (b) Structure triangulaire, (c) Structure Hexagonale.

Toute structure cristalline est associée deux réseaux: le réseau direct et le réseau réciproque. Les axes dans le réseau réciproque sont les normales aux plans principaux du réseau cristallin. Si les vecteurs de base du réseau direct sont \vec{a} , \vec{b} et \vec{c} , les vecteurs de base du réseau réciproque correspondant \vec{A} , \vec{B} et \vec{C} sont définis tels que:

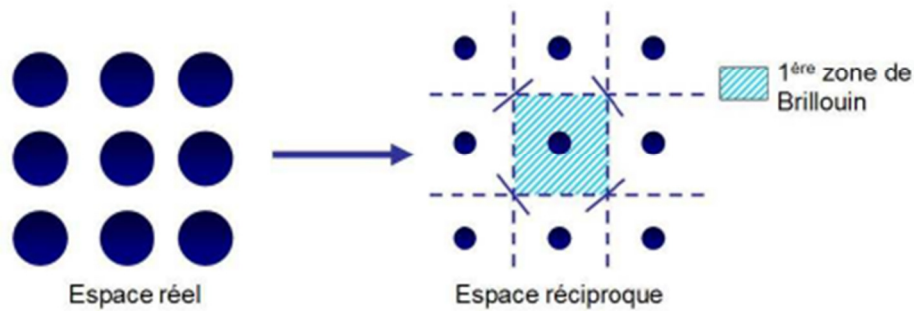


Figure I.18 Représentation d'un réseau carré dans l'espace réel et l'espace réciproque avec la première zone de Brillouin associée.

On appelle zone de Brillouin irréductible la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) en utilisant les symétries du réseau réciproque [21].

$$\vec{A} = 2\pi \frac{\vec{b} \wedge \vec{c}}{\vec{a}(\vec{b} \wedge \vec{c})} \quad (\text{I.27})$$

$$\vec{B} = 2\pi \frac{\vec{c} \wedge \vec{a}}{\vec{a}(\vec{b} \wedge \vec{c})} \quad (\text{I.28})$$

$$\vec{C} = 2\pi \frac{\vec{a} \wedge \vec{b}}{\vec{a}(\vec{b} \wedge \vec{c})} \quad (\text{I.29})$$

Dans le cas bidimensionnel, le vecteur d'onde \vec{k} peut prendre toutes les directions de propagations dans le plan de la périodicité. La plus petite aire issue de ces vecteurs est une zone fondamentale qui s'appelle: la première zone de Brillouin. Cette zone présente deux directions privilégiées dites «directions de hautes symétries». Elles correspondent dans l'espace direct aux directions décrites par les vecteurs liant un motif à ses premiers voisins.

L'un des paramètres les plus importants c'est le facteur de remplissage, noté f , qui correspond au rapport de l'aire des motifs sur l'aire de la cellule unitaire. Ce paramètre influe sur la largeur des bandes interdites. L'expression de facteur de remplissage est donnée par [22]:

$$f = \frac{A_{t\grave{a}ge}}{A_{maille\ \acute{e}l\acute{e}mentaire}} \quad (\text{I. 30})$$

Sachant que, pour le réseau triangulaire l'aire de la cellule élémentaire est :

$$A_c = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2 \quad (\text{I. 31})$$

Où

a : est le paramètre de maille

Le facteur de remplissage est alors:

$$f_{\text{triangulaire}} = \frac{A}{A_c} = \frac{\pi.r^2}{\frac{\sqrt{3}}{2}a^2} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (\text{I.32})$$

Pour le réseau carré l'aire de la cellule élémentaire est $A_c = a^2$.

Le facteur de remplissage est alors:

$$f_{\text{carré}} = \pi \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (\text{I.33})$$

I. 3. 4. 2. 1 Caractéristiques des cristaux photoniques bidimensionnels (2D)

Un cristal photonique est caractérisé par les matériaux qui le composent (l'indice de réfraction), le système cristallin selon lequel ces matériaux sont organisés (la période) et les volumes relatifs qu'ils occupent dans la cellule élémentaire du cristal (le facteur de remplissage). Les quantités représentatives de ces différentes caractéristiques sont [23] :

- ✓ La dimensionnalité : est déterminée par la périodicité de l'indice de réfraction. La périodicité d'un cristal photonique peut s'étendre à une, deux ou trois dimensions.
- ✓ La symétrie : La position des éléments d'un cristal photonique détermine la symétrie du réseau.
- ✓ La topologie : La topologie rend compte de l'architecture et de la compacité du matériau. Un réseau d'une symétrie donnée peut présenter des topologies différentes (cas de briques constitutives interpénétrées, en contact ou isolées).
- ✓ Le paramètre du réseau : C'est la distance fondamentale entre deux éléments constitutifs. Il détermine la région spectrale où le cristal photonique interagit avec l'onde électromagnétique.
- ✓ Le contraste d'indice de réfraction : Ce paramètre est défini comme le rapport (n_1/n_2) entre les indices de réfraction des éléments et de la matrice. Il offre une idée générale de la force de diffusion des deux matériaux composants du cristal photonique.

I. 3. 4. 2. 2 Type des défauts des cristaux photoniques bidimensionnels

Dans une structure périodique à deux dimensions, il est possible de créer des ruptures sur la périodicité diélectrique selon deux types [23]-[24] :

- ✓ Les mono défauts où les défauts ponctuels consistent à créer un défaut dans un seul et même endroit.
- ✓ Les multi défauts, où les défauts linéaires se répètent dans plusieurs et différents endroits à l'intérieur de la structure. Donc on peut créer des défauts en changeant:
 - La distance entre motifs élémentaires ;
 - Les dimensions des motifs élémentaires ;
 - La valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires ;
 - Les défauts par vacuité.

Dans le cas d'un réseau de trous, le défaut peut consister en l'absence d'un ou plusieurs trous. Il existe principalement deux types de défauts, les défauts ponctuels (cavités) et les défauts linéaires (guide d'ondes).

✓ Défauts ponctuels

Le défaut peut être créé en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau. Pour les cristaux photoniques composés de tiges diélectriques, on peut enlever une tige comme on peut modifier sa permittivité ou sa géométrie (figure (I.19)).

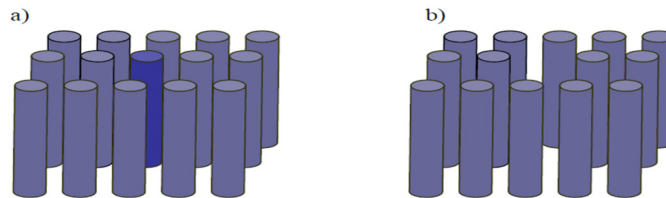


Figure I.19 Défauts ponctuels
a) Modification de la permittivité d'une tige
b) Absence de la tige centrale.

✓ Défauts linéaires

En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou plusieurs rangées de motifs élémentaires), il est possible de guider la lumière selon une direction choisie. La lumière va se propager le long de ce guide avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal (Figure (I.20)).

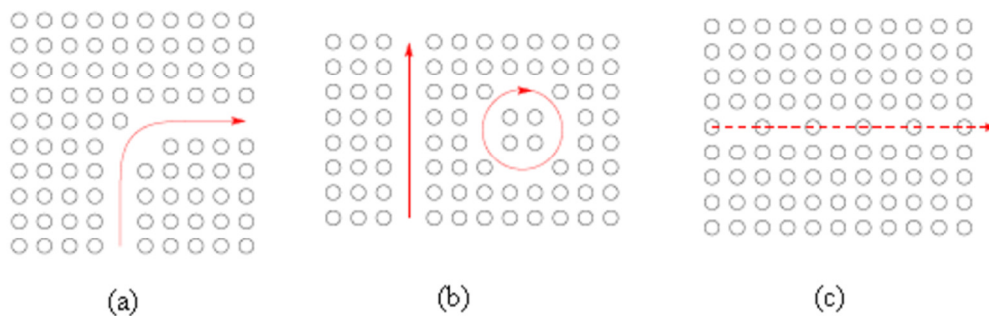


Figure I.20 Quelques exemples de structures guidantes
(a) Guide courbé
(b) Filtre
(c) Guide à cavités couplées.

I. 3. 4. 2. 3 Les modes de propagation dans une structure bidimensionnelle

La réalisation de la périodicité dans toutes les directions de l'espace permet de réfléchir une onde lumineuse quel que soit son angle d'incidence ou sa polarisation. Dans le cas particulier d'une structure bidimensionnelle, la résolution des équations de Maxwell renvoie deux modes de polarisation [25]:

- La polarisation TE pour laquelle le champ E est perpendiculaire au plan d'incidence.
- La polarisation TM pour laquelle le champ H est perpendiculaire au plan d'incidence.

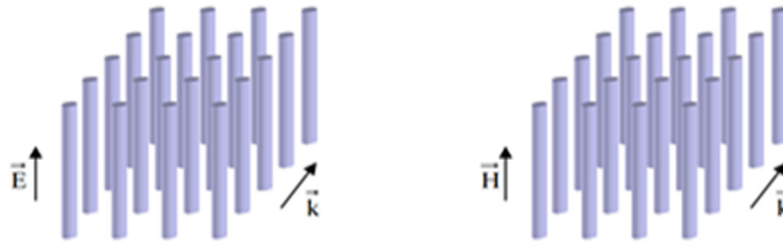


Figure I.21 Polarisation TE et TM dans une structure bidimensionnelle.

I. 3. 4. 3 Cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D) suscitent encore beaucoup d'intérêts. Ce sont des structures tridimensionnelles périodiques suivant les trois directions de l'espace. Il existe un grand nombre de structures possibles. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué par S. Y. Lin et al. Il était formé de sphères de silicium arrangées selon une structure diamant [25]. En 1993, E. Yablonovitch fabriquait un cristal photonique 3D en perçant chaque trou dans un bloc de plexiglas selon trois angles azimutaux séparés de 120° . Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur "la Yablonovite". Avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois. Auguste Bravais a établi un classement de différentes familles de cristaux. Il a montré que les cristaux peuvent se répartir en sept types de mailles (7 systèmes cristallins) et 14 types de réseaux (réseaux de Bravais). En réalité, peu de structures 3D possèdent une bande interdite complète. K. M. Ho et al ont été les premiers à montrer théoriquement la présence d'une bande interdite complète dans une structure à symétrie cubique à face centrée (CFC) ou communément appelée structure diamant.

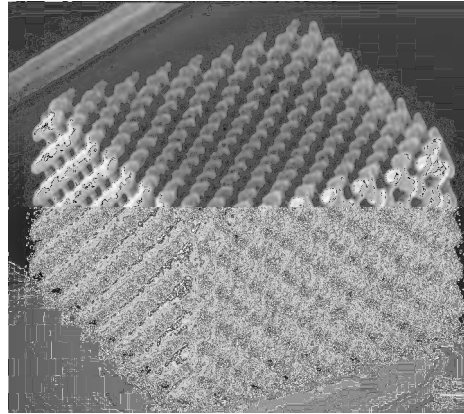


Figure I.22 Cristal photonique tridimensionnel.

I. 3. 5 Bande interdite photonique

La relation reliant la pulsation (ω) de l'électron à son vecteur d'onde k est appelée la relation de dispersion dont la représentation est la courbe de dispersion. Il peut exister certaines gammes de pulsation où k prend des valeurs complexes ou imaginaires. Ces bandes de fréquence portent le nom de bandes interdites. Lorsqu'elles existent quelle que soit la direction de propagation, on parle alors de bandes interdites omnidirectionnelles. Dans le cas des champs vectoriels, cette bande est dite complète si en plus elle existe quelle que soit la polarisation. La représentation graphique de l'ensemble des courbes de dispersion pour les valeurs du vecteur d'onde appartenant à la première zone de Brillouin est appelée le diagramme de dispersion, ou diagramme de bande. Généralement, on se limite à l'intervalle des vecteurs d'ondes de la première zone de Brillouin : le « diagramme de bande restreint. Les courbes de dispersion de cristal 1D de deux couches successives d'un matériau d'indice haut n_h et d'un autre d'indice bas n_b (la période est notée a) présentent l'évolution de la pulsation réduite en fonction du vecteur d'onde k variant de $(-\pi/a$ à $\pi/a)$ afin de décrire la première zone de Brillouin [25].

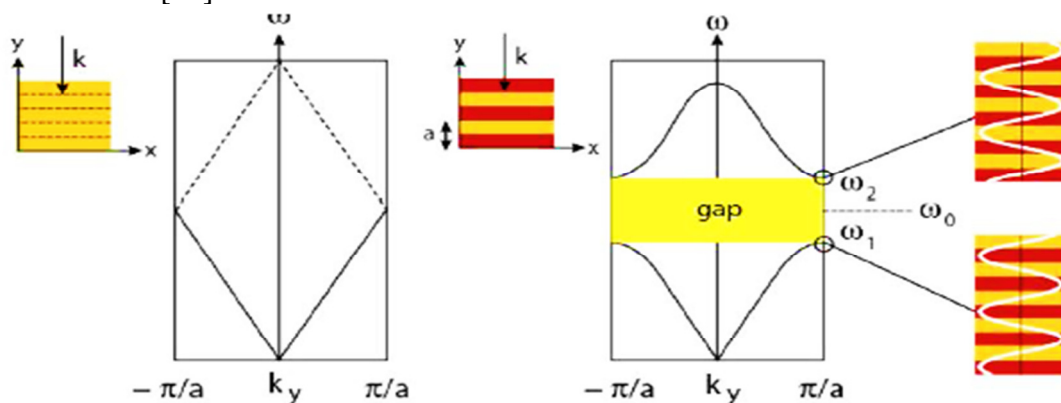


Figure I.23 La bande interdite photonique pour une structure périodique 1D.

I. 3. 6 Cartes des bandes interdites

Le cristal photonique est caractérisé par son diagramme de dispersion. La définition du diagramme de bandes ou des surfaces de dispersion consistera à reporter les courbes de dispersion (k) représentant la variation de la fréquence des modes en fonction du module du vecteur k le long des directions de haute symétrie : ΓM , ΓK et KM . Pour le réseau périodique. Donc, pour avoir la structure de bandes photoniques, il faut balayer la zone de Brouillon irréductible.

Un exemple de diagramme de bandes, calculé pour un cristal de réseau triangulaire de trous d'air percés dans le silicium ($\epsilon=12$) et pour un rapport $r/a=0.45$ avec r le rayon des trous et a la période du réseau, le diagramme de bande est représenté sur la figure (I.24), les polarisations se distinguent par des traits différents. L'un des principaux résultats de cette figure concerne la différence de comportement entre les polarisations TM (Transverse magnétique : le champ E est parallèle aux tiges) et TE (Transverse électrique : le champ E est perpendiculaire aux tiges). Une large bande interdite photonique est visible apparaît pour la polarisation TE et une bande plus réduite pour la polarisation TM [25].

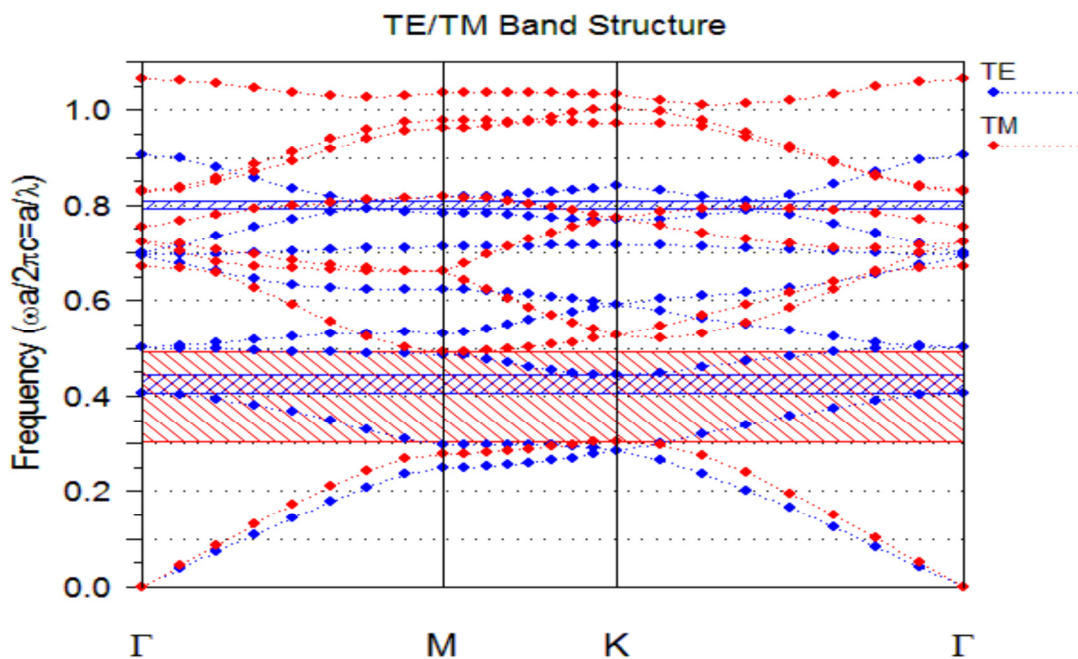


Figure I.24 Diagramme de bande d'un cristal photonique 2D.

I. 3. 7 Applications des cristaux photoniques

Les applications des cristaux photoniques sont multiples et touchent de nombreux domaines. La plupart de ces applications sont en domaine optique, informatique, microonde et télécommunications. Nous allons décrire quelques exemples d'applications principales des cristaux photoniques tels que: cavités, guides d'ondes, filtres, capteurs, multiplexeurs/démultiplexeurs, fibres optiques et antennes.

I. 3. 7. 1 Cavités et guides d'ondes

La réalisation des cavités à cristaux photoniques est obtenue par inclusion des défauts ponctuels dans une structure à cristaux photoniques. Les premières études sur les cavités avec des structures bidimensionnelles ont été réalisées en 1997 par Labilloy [26]. Les cavités à cristaux photoniques permettant de piéger la lumière dans une bande de fréquence très étroite, ce confinement permet d'atteindre de forts facteurs de qualité des cavités à cristaux photoniques. Ces microcavités permettent de réaliser des sources de lasers pompées optiquement, le critère pour cette application ou autre application demeure la réalisation des cavités avec des facteurs de qualité Q élevés.

L'utilisation de défauts linéiques pour réaliser des fonctions de guidage a été introduite en 1994 par Meade et al [27]. Les guides d'ondes sont des défauts alignés dans un cristal photonique. La lumière qui se propage dans le couloir de guide d'onde par une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal est confinée et peut être acheminée le long de ce couloir de guide d'onde, cette propagation guidée est limitée par la loi de la réfraction aux interfaces du guide. La transmission à travers ces dispositifs peut être optimisée en modifiant la taille ou la forme des trous au niveau des interfaces du guide.

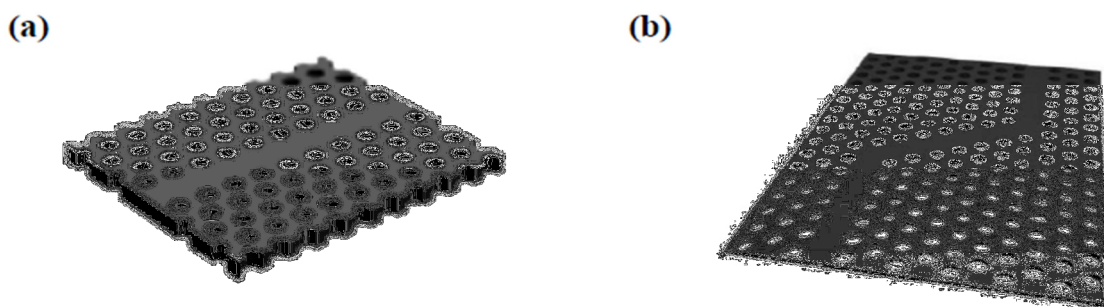


Figure I.25 Guide d'ondes réalisé dans un cristal photonique

(a) structure linéique

(b) structure du virage.

Les guides linéiques présentent beaucoup de pertes. Il existe un autre type de guide qu'on appelle guide avec virage. Un guide avec virage de 60° ou 120° à base des cristaux photoniques bidimensionnels a été conçu pour assurer une transmission élevée sur une large bande passante. Une modification géométrique de la région du virage a été appliquée pour améliorer les caractéristiques de transmission. Cette modification aboutit à améliorer la transmission d'environ 80 à 90 % pour un guide étroit avec une rangée de trous omise et de 78 % pour un guide plus large [28].

I. 3. 7. 2 Filtres et multiplexeurs/démultiplexeurs

Divers types de filtres à base de cristal photonique ont déjà été réalisés. Le filtrage spatio-fréquentiel est une des spécificités des filtres à cristal photonique. À ce titre, le filtrage le plus simple à base des structures périodiques consiste à ajouter une rupture de la périodicité pour la transmission d'une seule onde à une fréquence précise, des travaux ont utilisé ce principe pour réaliser des filtres très sélectifs [29]. Les filtres peuvent aussi être réalisés dans des structures périodiques en se basant sur le couplage entre guides d'ondes et cavités comme il est montré sur la figure (I.26). Dans ce cas, la plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques-unes, qui seront couplées à la cavité. Cette approche permet plutôt de réaliser des filtres de type "Fabry Péro" et des filtres de type "Add Drop" [30].

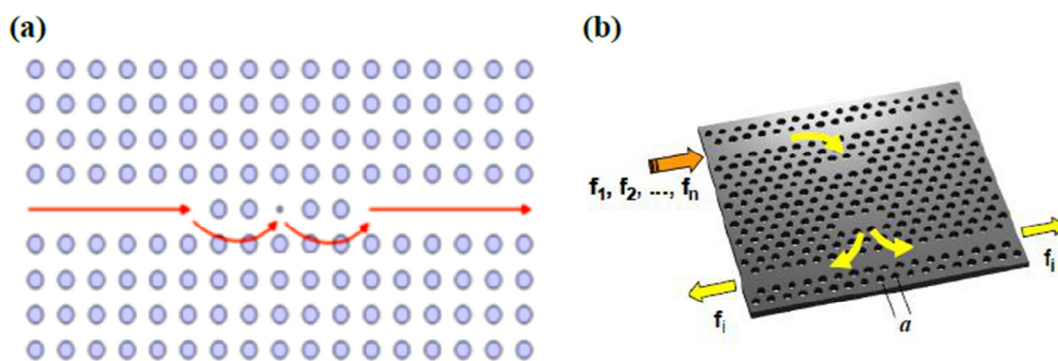


Figure I.26 Schéma de principe d'une fonction de filtrage à base des cristaux photoniques

(a) filtre Fabry-Pérot, (b) filtre Add-Drop.

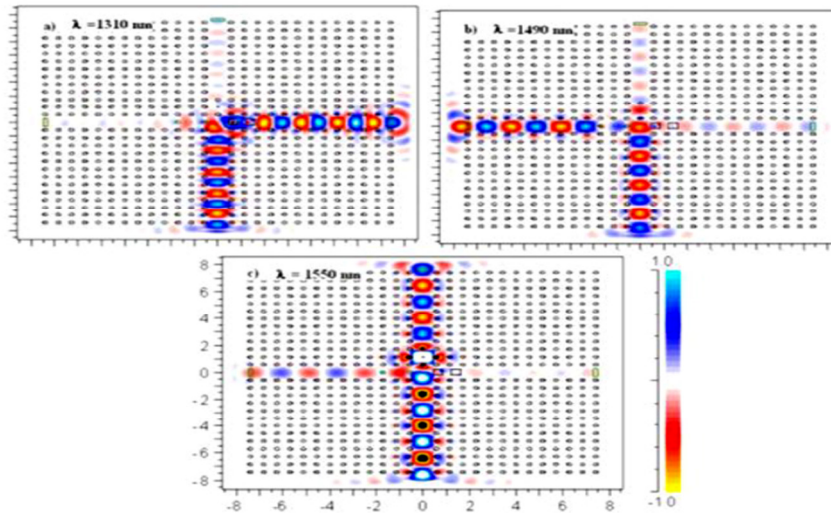


Figure I.27 Simulation FDTD d'un démultiplexeur en longueur d'onde:
 (a) $\lambda = 1310$ nm, (b) $\lambda = 1490$ nm et (c) $\lambda = 1550$ nm respectivement.

Les cristaux photoniques peuvent aussi être utilisés dans la réalisation des multiplexeurs/démultiplexeurs. Le multiplexage en longueur d'onde est une fonction particulièrement importante d'optique intégrée. Le but est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises dans un flux de données. Ce dispositif peut être réalisé en utilisant la sélectivité d'une cavité résonante couplée par recouvrement des ondes évanescentes à des guides d'onde. Une première proposition théorique fut donnée par Fan *et al.* en 1998 [30]. Plusieurs réalisations ont montré la possibilité du couplage d'une cavité avec un guide. Ces réalisations permettent l'extraction ou l'insertion dans un guide une longueur d'onde précise.

I. 3. 7. 3 Capteurs à cristaux photoniques

Différents types de cristaux photoniques sont utilisés comme capteurs à cause de leur haute sensibilité aux différences d'indices de réfraction. Par exemple, Lee *et al.* utilisent un cristal photonique à deux dimensions ayant une cavité centrale formée par un trou plus petit que les autres trous du cristal photonique [31]. Ils ont fonctionnalisé la cavité pour que des protéines spécifiques s'attachent. Lorsqu'elles s'attachent, le pic de résonance transmis est décalé.

Récemment, l'idée d'utiliser la variation des résonances guidées pour la détection dans les capteurs RI (capteur à indice de réfraction). Ces capteurs utilisent les cristaux photoniques bidimensionnels ayant une microcavité située à l'intérieur de guide. La sensibilité de ces dispositifs peut être optimisée en modifiant la taille ou la forme des trous au niveau de la cavité ou des interfaces du guide [32].

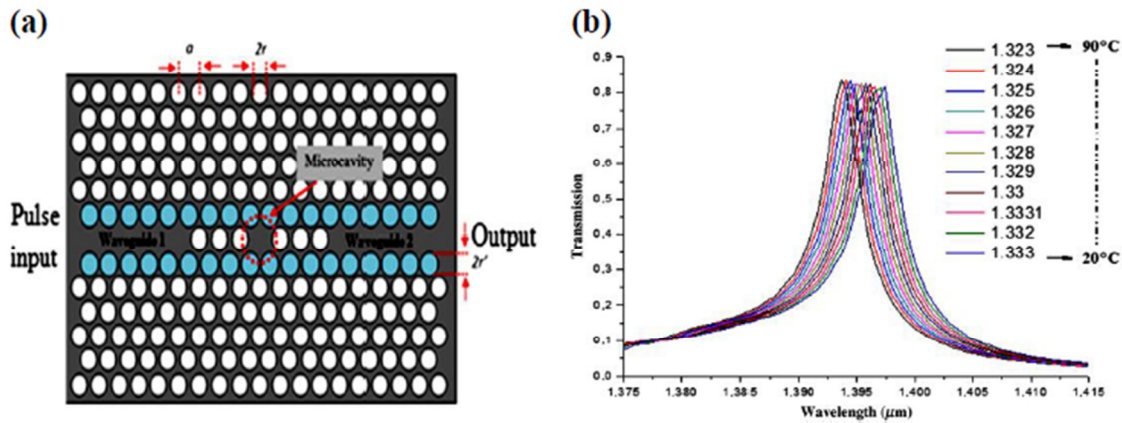


Figure I.28 (a) Représentation schématique du capteur de température, (b) spectre de transmission du capteur à base de cavité à cristaux photoniques en fonction de la longueur d'onde pour les différents indices de réfractions.

I. 3. 7. 4 Fibres optiques

Généralement, les fibres à cristaux photoniques sont des guides de lumière cylindrique, ils guident la lumière par réflexion totale interne. Elles ont été proposées pour la première fois dans les années 1999 [33]. Les fibres structurées air-silice sont aujourd'hui très largement développées. Ils utilisent soit le principe de guidage dans le cas où le cœur est en silice pure, soit le guidage par bande interdite photonique, et c'est généralement dans le cas de fibre à cœur creux ou dite à cœur d'air.

Si l'on introduit un défaut de périodicité dans le cristal, un faisceau lumineux dont la longueur d'onde appartient à la bande interdite photonique pourra être piégé et propagé au niveau du défaut. Cette nouvelle génération de fibres optiques doit permettre le guidage d'ondes lumineuses, ultraviolettes, visibles ou infrarouges, ouvrant des champs d'applications vastes dans les domaines des télécommunications, de l'industrie, de la biophotonique et de l'environnement (figure I.29) [34].

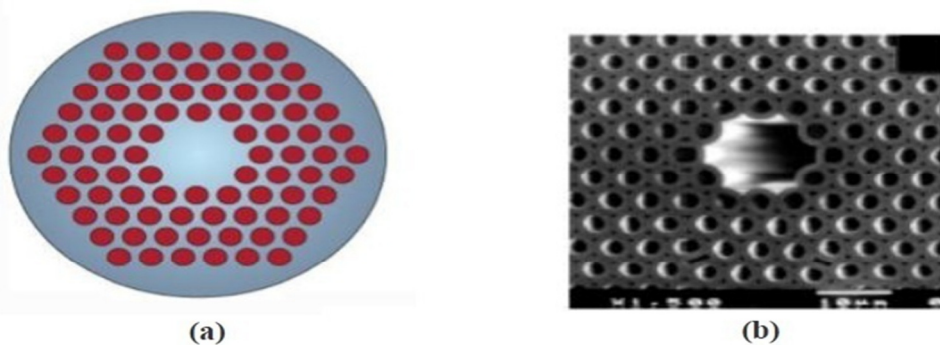


Figure I.29 (a) Section transverse de fibre à cristaux photoniques structurée air-silice, (b) fibre à cristaux photoniques réalisées par Philip Russell et al.

I. 3. 7. 5 Applications en antennes

De nombreux dispositifs basés sur les matériaux périodiques existent en micro-ondes. Une des voies les plus développées pour l'application des cristaux photoniques aux fréquences microondes concerne le domaine des antennes et leurs effets sur le rayonnement. De nombreuses études ont été menées et montrent l'utilisation des cristaux photoniques comme substrat d'antennes, comme réflecteur dans le but d'augmenter la directivité des antennes, ou dans le but de créer des antennes agiles en utilisant des matériaux à BIP.

L'amélioration du gain d'une antenne peut être réalisée par un cristal photonique. En 1993, Yablonovitch et al ont montré à travers leur antenne plane disposée sur un substrat de cristal photonique que le cristal photonique se comporte comme un réflecteur parfait dans la bande interdite et que le rayonnement est alors principalement dirigé dans l'air et non dans le substrat; ce qui suggère une augmentation importante de l'efficacité de la structure [35]. Une structure multicouche de type miroir de Bragg a également montré un meilleur gain pour la structure BIP disposée en couverture au-dessus de l'antenne [36]. L'association des deux cristaux photoniques en substrat et en couverture est réalisée avec une antenne patch dont le gain et la directivité est sensiblement améliorée.

De nombreux prototypes ont été testés pour contrôler la directivité du rayonnement antennaire grâce aux cristaux photoniques. Ainsi, en utilisant le principe des cavités de type Fabry Pérot, Thévenot et al, ont augmenté la directivité d'une antenne imprimée fonctionnant en bande [37]. Il a réalisé un dipôle très directif en l'insérant dans un matériau périodique d'indice faible devant celui de l'air.

Une autre application concerne la réalisation de réflecteurs. La faisabilité d'un réflecteur, de forme parabolique à bande interdite photonique a été démontrée par les travaux de Thévenot et al sur des réflecteurs fonctionnant à 40 GHz [38]. Il est composé d'un empilement d'assiettes diélectrique espacé de gap d'air utilisant le principe du miroir de Bragg. Ce dispositif présente une meilleure sélectivité en fréquence comparé au réflecteur métallique.

Ainsi, les cristaux photoniques ont des applications potentielles extrêmement importantes dans le domaine civil ou militaire tels que pour les satellites, l'aéronautique ou plus généralement les moyens de communications, en améliorant vitesse, qualité et sensibilité des communications. Un groupe de matériaux périodiques un peu particulier est en cours de développement dont l'objectif est l'obtention d'un matériau à indice de réfraction négatif.

I. 3. 8 Méthodes de modélisation des cristaux photoniques

Pour étudier et comprendre la propagation des champs électromagnétiques dans les cristaux photoniques, Il existe, en fait, une grande variété des modèles numériques ont pris une part prédominante dans la résolution des problèmes électromagnétiques. Plusieurs méthodes sont utilisées pour déterminer les paramètres des structures et d'analyser la propagation du champ électromagnétique pour le calcul de la transmission et de la réflexion, les courbes et les cartes de dispersion. Pour cela, plusieurs méthodes de calcul informatisées sont utilisées [39] :

I. 3. 8. 1 Méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes est une technique numérique, pour résoudre des problèmes électromagnétiques périodiques. Inspirée de la méthode de calcul de bande utilisée en physique du solide pour les matériaux à bande interdite électronique. Elle est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques en une superposition d'ondes planes. Cette méthode est essentiellement utilisée pour analyser les propriétés dispersives des matériaux à bandes interdites photoniques.

I. 3. 8. 2 Méthode des différences finies FDTD

La méthode FDTD (Finite-Difference Time-Domain) est une méthode pour résoudre directement les équations de Maxwell. Elle donne des résultats précis même sur des structures à fort contraste d'indice comme les cristaux photoniques, où la résolution des équations est réalisée dans le domaine temporel. Ce qui nous permet d'étudier l'évolution de la transmission et de la réflexion d'une onde électromagnétique dans les matériaux BIPs afin d'appréhender visuellement la propagation d'une onde électromagnétique dans ce milieu.

I. 3. 8. 3 Méthode rigoureuse des ondes couplées (Rigorous Coupled-Wave Analysis)

La méthode rigoureuse des ondes couplées est une méthode différentielle de diffraction par les réseaux. Elle a été décrite pour la première fois en 1981 par Moharam et Gaylord pour des réseaux plans diélectriques ou métalliques modulés sinusoïdalement. Elle fut généralisée aux réseaux présentant des reliefs de surface puis au cas tridimensionnel d'incidence conique. La méthode a également été étendue aux cas de réseaux anisotropes. La méthode RCWA est basée sur la décomposition du champ électromagnétique et de la permittivité diélectrique en séries de Fourier. Pour cette raison, elle est appelée « méthode modale par expansion de Fourier ». Cette méthode est rigoureuse car elle résout les équations de Maxwell dans toute leur généralité sans recourir à des approximations.

Nous nous intéressons dans ce travail à la méthode des matrices de transfert en raison de la simplicité des formules qu'elle propose et de sa capacité à modéliser des structures complexes. Pendry et MacKinnon ont utilisé cette méthode pour calculer la transmission électromagnétique à travers des matériaux PBG [40].

I. 3. 8. 4 Ligne de transmission

La méthode de ligne de transmission (TLM) résout les équations de Maxwell dans le domaine temporel. L'approche de base de la méthode TLM est d'obtenir un modèle discret, résolu ensuite exactement par des moyens numériques; les approximations ne sont introduites qu'au stade de la discrétisation. L'algorithme TLM est basé sur une analogie simple entre la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu et la propagation des tensions et des courants dans un réseau de lignes de transmission. Cette analogie est naturelle si nous considérons la ressemblance frappante des équations de Maxwell et de l'équation des télégraphistes. Il suffit alors de simuler la propagation des tensions et courants dans un réseau de lignes de transmission adéquat pour en déduire celle des ondes électromagnétiques dans un environnement donné.

I. 3. 8. 5 Méthode des matrices de transfert

La solution aux équations de Maxwell associées à un système électromagnétique interactif peut être obtenue avec plusieurs méthodes mathématiques qui représentent différentes approximations de la même solution. Pourtant, une méthode peut être meilleure que l'autre en termes de structure analytique, de stabilité numérique et de temps d'ordinateur. Ces différences sont fondamentales pour obtenir des calculs efficaces dans les cas particulièrement sensibles aux erreurs numériques [41]-[42].

La méthode des matrices de transfert (TMM) est l'une des méthodes les plus fréquemment utilisées pour comprendre la propagation des ondes électromagnétiques dans une structure multicouche unidimensionnelle. C'est une méthode très simple, précise et rapide dans laquelle une structure multicouche diélectrique est décomposée en parties finies plus facilement solubles. TMM est une méthode de propagation en ce sens qu'elle prend en compte les fonctions de transfert d'une position pour obtenir la fonction de transfert dans une autre position de la structure. Cette procédure est répétée de manière itérative jusqu'à ce que tous les points différents de la structure soient connectés dans une forme spécifique, qui est représentée par la solution. Cependant, la propagation des ondes électromagnétiques dans une multicouche n'est pas unidirectionnelle car dans chaque interface où l'indice de réfraction change, il n'y a pas que la transmission, mais aussi la réflexion. Par conséquent, l'ensemble

d'interfaces génère plusieurs réflexions le long de la structure, ce qui génère des ondes exponentielles vers l'avant et vers l'arrière dans chaque couche. En ce sens, la propagation en chaque point de la multicouche à une dimension est le résultat d'un processus d'interférence entre les ondes émises et réfléchies provenant de l'ensemble de la structure [42].

I. 4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les notions générales sur les structures périodiques, notamment les cristaux photoniques et les méthodes de modélisation de ces matériaux. Nous avons commencé par la nouvelle classification des matériaux à travers la présentation d'un aperçu sur les différents types de matériaux du point de vue électromagnétique en mettant l'accent sur les matériaux supraconducteurs, les métamatériaux et les diélectriques. Puis nous avons exposé les concepts de base liés aux cristaux photoniques où nous avons énuméré les différents types de cristaux photoniques, leurs propriétés physiques et géométriques ainsi que les différentes applications qui peuvent en découler. Enfin, nous avons présenté les différentes méthodes de modélisation des cristaux photoniques.

Référence

- [1] K. Sakoda, “Optical Properties of Photonic Crystals”, *Springer-Verlag Berlin Heidelberg*, 2005.
- [2] M. Ismail, Z. M. Badawy et E. Abdel-Rahman, “Electromagnetic wave propagation through a high temperature superconductor-dielectric photonic crystal”, *Arab Journal of Nuclear Science and Applications*, vol. 48, No. 3, pp. 68-74, 2015.
- [3] O. L. Berman et R. Y. Kezerashvili, “Graphene-based one-dimensional photonic crystal”, *IOP Publishing journal*, vol. 24, No. 1, 2011.
- [4] C. Kittel, “Physique de l’État solide”, *Dunod*, ISBN 2-10-003267-4, 1998.
- [5] N. Engheta et R. W. Ziolkowski “Metamaterials Physics and Engineering Explorations”, *IEEE Press*, 2006.
- [6] V. Veselago, L. Braginsky, V. Shklover et C. Hafner, “Negative Refractive Index Materials”, *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience* , vol. 3, pp. 1–30, 2006.
- [7] T. G. Kim et B. Lee, “Modelling and analysis of radiation effects for one-dimensional metamaterial-based transmission lines”, *journal of IET Microwaves, Antennas & Propagation*, vol.4, pp. 287-295, 2010.
- [8] V. A. Popescu, N. N. Puscas et G. Perrone, “Determination of field profiles in buffer superconducting multilayer optical planar waveguides”, *journal of optoelectronics and advanced materials*, vol. 12, No. 5, pp. 994 – 999, 2010.
- [9] M. W. Coffey et J. R. Clem, “Theory of microwave transmission and reflection in type-II superconductors in the mixed state”, *Physical review B*, vol. 48, No. 1, 1993.
- [10] C. An Hu, J. WeiLiu, C. JangWu, T. JerYang et S. LinYang, “Effects of superconducting film on the defect mode in dielectric photonic crystal heterostructure”, *Solid state communications*, vol. 157, pp. 54–57, 2013.
- [11] E. R. Brown et C. D. Parker, “Radiation properties of planar antenna on a photonic-crystal substrate”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 10, No. 2, pp. 404-407, 1993.
- [12] A. Pirhadiand et M. Hakkak, “Using Electromagnetic Band Gap Superstrate to Enhance the Bandwidth of Probe–Fed Micro strip Antenna”, *P. O. Box 14155-3961, Tehran, Iran*, pp. 215–230, 2006.
- [13] C. Sibilia, T. M. Benson, M. Marciniak et T. Szoplik, “Photonic Crystals: Physics and Technology” *Springer-Verlag Italia*, doi 10.1007/978-88-470-0844-1, 2008.
- [14] S. A. Ramakrishna, “physics of negative refractive index materials”, *Rep. Prog.Pys.*68, pp. 449-521, 2005.
- [15] K. M. Ho, C. T. Chan et C. M. Soukoulis, “Existence of a photonic Gap in Periodic Dielectric Structures”, *Physical Review Letters*, vol. 65, pp. 3152-3155, 1990.

- [16] M.V. Rybin, A. B. Khanikaev, M. Inoue, A.K. Samusev, M.J. Steel, G. Yushin et M. F. Limonov, “Bragg scattering induces Fano resonance in photonic crystals”, *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications*, vol. 8, No. 2, pp. 86–93, 2010.
- [17] T.E. Sale, “Vertical cavity surface emitting lasers,” *Taunton, Somerset, England: Research Studies Press; New York: Wiley*, 1995.
- [18] G. Tayeb et D. Maystre, “Rigorous theoretical study of finite size two dimensional photonic crystal doped by microcavities”, *J. Opt. Soc. Am*, vol. 14, pp.3323-3332, 1997.
- [19] P. R. Villeneuve et M. Piché, “Photonic band gap in two-dimensional square lattices: Square and Circular rods” *Physical Review B*, vol. 46, pp. 4673, 1992.
- [20] M. Plihal et A. A. Maradudin, “Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice” *Physical Review B*, vol. 44, pp. 8565-8571, 1991.
- [21] D. Cassagne, C. Jouanin et D. Bertho “Hexagonal photonic band gap structures ”, *Physical Review B*, vol. 53, pp. 7134-7141, 1996.
- [22] D. Felbacq et E. Centeno, “Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary”, *J. Optics Communications*, vol. 199, pp. 39–45, 2001.
- [23] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics”, *Phys. Rev. Lett*, vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [24] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, “Photonic bound states in periodic dielectric materials,” *Phs. Rev. B*, vol. 44, pp. 13772-13774, 1991.
- [25] A. Petcu et L. Preda, “The optical transmission of one-dimensional photonic Cristal”, *Journ. Phys*, Vol. 54, N°. 5–6, pp. 539–546, 2009.
- [26] D. Labilloy, H. Bénisty, C. Weisbush, T.F. Krauss, V. Bardinal et U. Oesterle, “Demonstration of cavity mode between two-dimensional-crystal mirrors”, *J. Electronics Letters*, vol. 33, pp. 1978–1980, 1997.
- [27] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand et D. A. Smith, “Novel applications of photonic band gap materials : Low-loss bends and high Q cavities”, *J. Applied Physics*, vol. 75, pp. 4753–4755, 1994.
- [28] J. Moosbürger, M. Kamp, A. Forchel, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch et U. Oesterle, “Enhanced transmission through photonic crystal based waveguides by bend engineering”, *J. Applied Physics Letters*, vol. 79, pp. 3579–3581, 2002.
- [29] Y. Akahane, T. Asano, H. Takano, B.S. Song, Y. Takana et S. Noda, “Two dimensional photonic crystal slab channel drop filter with flat top response”, *J. Optics Express*, vol. 13, pp. 2512–2530, 2005.
- [30] A. J. M. Adnan, S. Shaari, R. Mohamed et I. Tengku, “Photonic Crystal Demultiplexer with Square Defect Scatterers”, *J. IEEE Lasers & Electro Optics & The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics*, vol. 8, pp. 657-667, 2009.

- [31] M. Lee et P.M. Fauchet, “Two dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection”, *J. Optics Express*, vol. 15, pp. 4530–4535, 2007.
- [32] A. Hocini, A. Harhouz, Modeling and analysis of the temperature sensitivity in two-dimensional photonic crystal microcavity, *J. Nanophotonics*, vol. 10, pp. 16007–16017, 2016.
- [33] A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, J. A. Monsoriu, M.V. Andrés et P. S. J. Russell, “Designing a photonic crystal fibre with flattened chromatic dispersion”, *J. Electronic Letters*, vol. 35, pp. 325–327, 1999.
- [34] P. S. J. Russell, Photonic crystal fibers et J. Light, “wave Technology”, *Journal of light wave technology*, vol. 24, pp. 4729–4749, 2006.
- [35] E. R. Brown, C. D. Parker et E. Yablonovitch, “Radiation properties of a planar antenna on a photonic-crystal substrate”, *J. Optical Society of America B*, vol. 10, pp. 404–407, 1993.
- [36] A. R. Weily, K. P. Esselle, B.C. Sanders et T.S. Bird, “High gain 1D EBG resonator antenna”, *J. Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 47, pp. 107–114, 2005.
- [37] M. Thevenot, C. Cheypre, A. Reinex et B. Jecko, “Directive photonic band gap antennas”, *J. IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, pp. 2115–2122, 1999.
- [38] M. G. Moharam, D. A. Pommet, E. B. Grann, et T. K. Gaylord, “Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach”, *J. Opt. Soc.Am*, vol. 12, pp. 1077-1086, 1995.
- [39] H. S. Sözüer et J. W. Haus, “Photonic bands: Convergence problems with the plane-wave method Phys”, *Rev. B*, vol. 45, pp. 13962-13972, 1992.
- [40] J. B. Pendry et A. Mackinnon, “Calculation of photon dispersion”, *Phys Rev Lett*. Vol. 69, pp. 2772– 2775, 1992.
- [41] L. Li, “Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings”, *J. Opt. Soc. Am*, vol. 13, pp. 1024-1035, 1996.
- [42] M. Skorobogatiy et J. Yang, “Fundamentals of Photonic Crystal Guiding”. *Cambridge: Cambridge University Press*, vol. 51, No. 2, pp. 177-192, 2009.

Chapitre II

Étude théorique des structures périodiques unidimensionnelles sans défaut

II. 1 Introduction

Les milieux stratifiés périodiques, aussi appelés multicouches périodiques ou plus récemment cristaux photoniques, forment une classe particulière des milieux stratifiés pour lesquels les matériaux diélectriques sont assemblés de manière alternée. Les cristaux photoniques unidimensionnels (1D) sont connus depuis plusieurs décennies sous le nom de miroirs de Bragg. Il a été démontré que la méthode des matrices de transfert est un outil précieux pour l'étude numérique de ces structures périodiques.

Ce chapitre est consacré à l'étude théorique des propriétés de transmission d'une structure multicouche unidimensionnelle sans défaut composée de couches alternées de milieux à indices de réfraction positive et négative ; La structure est divisée en des successions de couches de périodicité (d). Un modèle analytique relativement simple peut être évalué par le formalisme des matrices de transfert afin de relier les champs d'une couche à une autre et de déterminer les coefficients de transmission et de réflexion pour les modes TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique) ainsi que les cartes des bandes interdites photoniques de cette structure. La fréquence est ici une variable et non plus une inconnue comme dans le cas des ondes planes.

II. 2 Structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC)

La structure de super-réseau diélectrique binaire unidimensionnelle a beaucoup intéressé les chercheurs au cours des deux dernières décennies en raison de ses nombreux avantages, notamment en ce qui concerne sa capacité à contrôler la propagation des ondes électromagnétiques dans des espaces restreints [1]. Cette structure est en fait connue sous le nom de cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) [2]-[3], elle est constituée de deux matériaux diélectriques présentant une variation périodique de leurs indices de réfraction. En utilisant de telles couches structurées, il est possible d'obtenir un miroir de Bragg diélectrique qui est utile dans de nombreux systèmes photoniques modernes [4]-[5].

Les structures à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) présentent des bandes interdites électromagnétiques ou des entrefers de bande photoniques (PBG) induits en raison de la périodicité spatiale. L'introduction d'un autre matériau (défaut) rompra la périodicité de la structure, ce qui conduira à la création d'un statut autorisé dans la PBG; cet état est très similaire aux états de défaut générés dans la bande interdite dans le cas d'un semi-conducteur dopé. On appelle aussi les modes de défauts [6]. Dans ce chapitre, nous allons s'intéresser aux structures à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) sans défaut.

II. 2. 1 Calcul des coefficients de transmission et de réflexion des structures périodiques multicouches à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC)

La modélisation numérique d'une structure multicouche périodique à travers le calcul des coefficients de transfert et de réflexion ainsi que l'évaluation des champs électriques et magnétiques comprend plusieurs techniques de calcul. Pendry, MacKinnon, Banerjee et al. [7]-[10] ont utilisé avec succès la méthode des matrices de transfert (TMM) pour évaluer les champs électriques et magnétiques dans une structure périodique multicouche consistant en une structure alternée de matériaux à indice positif (PIM) et de matériaux à indice négatif (NIM) en modes TE et TM. Les résultats ont été comparés à ceux obtenus avec les méthodes classiques aux éléments finis (FEM). Il a été constaté que les calculs de la méthode TMM sont moins exigeants, non limités par l'épaisseur des structures et peuvent être effectués pour des spectres d'ondes planes angulaires arbitraires.

II. 2. 1. 1 Etude théorique d'une structure périodique unidimensionnelle sans défaut par la méthode des matrices de transfert (TMM)

La méthode des matrices de transfert fournit un moyen analytique pour étudier la propagation des ondes dans des milieux multicouches. Cette méthode est basée sur la résolution des équations de Maxwell et le principe de continuité des composantes tangentielles des vecteurs des champs électriques et magnétiques (E et H) à l'interface entre deux milieux de structure. Ces équations constituent une série d'équations différentielles couplées qui permettent de décrire les évolutions spatio-temporelles des champs électriques et magnétiques. La méthode TMM permet une évaluation précise et efficace des champs électromagnétiques dans des milieux en couches par la multiplication de 2×2 matrices. La solution des équations des modes couplés (TE et TM) est représentée par une matrice de transfert 2×2 qui relie les amplitudes de champ se propageant en avant et en arrière. La structure de réseau est divisée en plusieurs sections de réseau uniformes, chacune avec sa propre matrice de transfert analytique. Les matrices de transfert de la structure entière sont obtenues en multipliant les matrices de transfert individuelles [11]. Les conditions aux limites pour les vecteurs du champ électrique E de part et d'autre d'une interface non spécifiée permettent une description simple par une matrice 2×2 .

Considérons la structure 1D-PC constituée d'une alternance de multicouches de la forme $(AB)^N$ telles qu'elles sont décrites à la figure (II.1). Il y a $2N$ couches, chaque couche doit avoir une épaisseur d_1 et un indice de réfraction n_1 . Nous supposons que l'onde électromagnétique incidente vient de l'air vers les couches A et B. Les couches sont dans le plan x-y, la direction z est normale à l'interface des couches.

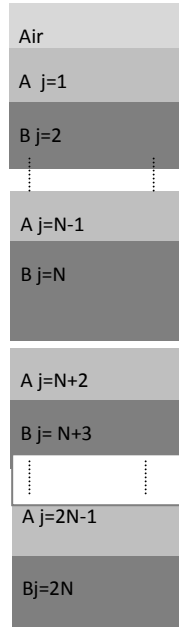


Figure II.1 Structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC).

Le profil d'indice de réfraction de la structure considérée peut être donné comme suit:

$$\varepsilon_l = \begin{cases} \varepsilon_1 & 0 < z < d_1 \\ \varepsilon_2 & d_1 < z < d_2 \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

$$\varepsilon_l(z) = \varepsilon_l(z + d) \quad (\text{II.2})$$

Où

l : est le nombre de couches

$d = d_1 + d_2$: est la période

De façon générale, la propagation des ondes électromagnétiques est décrite par les équations de Maxwell. La densité de charge ρ , et la densité de courant J sont toutes nulles si bien que les équations de Maxwell se réduisent à :

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.3})$$

$$\text{rot} \vec{H} = +\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.4})$$

$$\text{div} \vec{D} = 0 \quad (\text{II.5})$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{II.6})$$

Où $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ et $\vec{B} = \mu \vec{H}$

\vec{E} : Le champ électrique exprimé en V.m^{-1} .

\vec{H} : Champ magnétique (en A/m).

\vec{B} : L'induction magnétique exprimée en Tesla (T).

\vec{D} : L'induction électrique (déplacement électrique) exprimée en C.m^{-2} .

Après diverses manipulations classiques sur les opérateurs rotationnels, en prenant par exemple le rotationnel de l'équation (II.3) et en remplaçant, au second membre $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}$ de l'équation (II.4), par la valeur donnée à la seconde relation, les équations résultantes sont :

$$\Delta \vec{E} - \mu \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.7})$$

$$\Delta \vec{H} - \mu \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.8})$$

\vec{r} : Variables d'espace et de temps.

$\vec{E}(\vec{r}, t)$: Champ électrique (en V/m).

$\vec{H}(\vec{r}, t)$: Champ magnétique (en A/m).

$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r})$: Permittivité diélectrique.

ε_0 : Permittivité dans le vide. ($\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$).

μ_0 : Perméabilité dans le vide. ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$).

Les équations (II.7) et (II.8) sont appelées les équations de propagation, on va s'intéresser à une solution particulière qui est une fonction qui varie dans le temps et dans l'espace de façon exponentiel.

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j\omega t} e^{-j\vec{k}\vec{r}} \quad (\text{II.9})$$

Et

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{j\omega t} e^{-j\vec{k}\vec{r}} \quad (\text{II.10})$$

Les équations d'onde prennent alors une nouvelle forme :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{0} \quad (\text{II.11})$$

$$\text{Et} \quad \vec{\nabla}^2 \vec{H}(\vec{r}, t) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{0} \quad (\text{II.12})$$

Sur la base des équations de Maxwell et des conditions aux limites, les composantes transversales des champs électriques (E) et magnétiques (H) dans la couche 1, pour la polarisation TM, sont données par:

$$H_{ly} = A_l e^{i(\omega t - k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} + B_l e^{i(\omega t + k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} \quad (\text{II-13})$$

$$E_{lx} = \eta_l \cos \theta_l (A_l e^{i(\omega t - k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} - B_l e^{i(\omega t + k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))}) \quad (\text{II-14})$$

$$E_{lz} = -\eta_l \cos \theta_l (A_l e^{i(\omega t - k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} + B_l e^{i(\omega t + k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))}) \quad (\text{II-15})$$

Où A_l et B_l sont les amplitudes des ondes progressives dans la l^{ème} couche.

Les composantes transversales des champs électriques (E) et magnétiques (H) des équations de Maxwell dans la l^{ème} couche, pour la polarisation du TE, sont données par:

$$E_{ly} = A_l e^{i(\omega t - k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} + B_l e^{i(\omega t + k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} \quad (\text{II-16})$$

$$H_{lx} = -\frac{\eta_l}{\cos \theta_l} (A_l e^{i(\omega t - k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} - B_l e^{i(\omega t + k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))}) \quad (\text{II-17})$$

$$H_{lz} = \frac{\eta_l}{\cos \theta_l} (A_l e^{i(\omega t - k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))} + B_l e^{i(\omega t + k_l(Z_l \cos \theta_l + X_l \sin \theta_l))}) \quad (\text{II-18})$$

Où le nombre d'onde et les impédances intrinsèques sont:

$$k_l = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_l \mu_l} \quad (\text{II-19})$$

$$\eta_l = \frac{k_l}{\omega \varepsilon_l \varepsilon_0} = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_l}{\varepsilon_0 \varepsilon_l}} \quad (\text{II-20})$$

Avec l'utilisation des conditions aux limites et de la condition de continuité des champs E et H aux interfaces de $z = 0$ et $z = d_1, d_2, d_3 \dots \dots d_N$, on peut trouver la relation entre les champs de structure 1D-PC consistant en l couche, cette relation est déjà exposée par [12]-[16]:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = M_A M_B \dots M_N \dots M_{2N} \begin{bmatrix} E_l \\ H_l \end{bmatrix} \quad (\text{II-21})$$

La matrice M_{l-1} de la $l^{\text{ème}}$ couche peut être écrite sous la forme suivante [16]-[17]:

$$M_{(l-1)} = \begin{bmatrix} \cos(\delta_{(l-1)}) & i \gamma_{(l-1)} \sin(\delta_{(l-1)}) \\ i \gamma_{(l-1)}^{-1} \sin(\delta_{(l-1)}) & \cos(\delta_{(l-1)}) \end{bmatrix} \quad (\text{II-22})$$

$\delta_{(l-1)}$ et $\gamma_{(l-1)}$ étant les paramètres de la matrice en fonction de l'angle incident de la lumière, les constantes optiques et l'épaisseur de la couche sont exprimées par:

$$\delta_{(l-1)} = k_{(l-1)} \cdot d_{(l-1)} \cdot \cos \theta_{(l-1)} \quad (\text{II-23})$$

$$\gamma_{(l-1)} = \begin{cases} \frac{\eta_{(l-1)}}{\cos \theta_{(l-1)}} & TE \text{ mode} \\ \eta_{(l-1)} \cos \theta_{(l-1)} & TM \text{ mode} \end{cases} \quad (\text{II-24})$$

On note que $\theta_{(l-1)}$ est liée à l'angle d'incidence θ_0 par l'équation de Snell-Descart:

$$n_{(l-1)} \sin \theta_{(l-1)} = n_0 \sin \theta_0 \quad (\text{II-25})$$

Considérant la matrice de transmission de chaque couche, nous pouvons obtenir les matrices de transmission de la structure entière.

Pour l nombre de multicouches, la matrice de transfert correspondante peut être définie comme un produit des matrices de chaque couche:

$$M = \prod_{k=1}^{(2N)} M_k = (M_A M_B)^N = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{II-26})$$

Où

M_A est la matrice de transfert de la première couche du diélectrique;

M_B est la matrice de transfert de la deuxième couche du diélectrique;

m_{11} , m_{12} , m_{21} and m_{22} sont des nombres complexes.

La transmission t et la réflexion r sont définies comme les rapports des flux des ondes émises et réfléchies, respectivement, au flux de l'onde incidente. Après quelques dérivations, les coefficients de réflexion et de transmission totaux sont donnés par [18]:

$$r = \frac{(m_{11} + p_s^{-1} m_{12}) p_0^{-1} - (m_{21} + p_s^{-1} m_{22})}{(m_{11} + p_s^{-1} m_{12}) p_0^{-1} + (m_{21} + p_s^{-1} m_{22})} \quad (\text{II-27})$$

$$t = \frac{2 p_0^{-1}}{(m_{11} + p_s^{-1} m_{12}) p_0^{-1} + (m_{21} + p_s^{-1} m_{22})} \quad (\text{II-28})$$

Ici p_0 et p_s sont le premier et le dernier support de la structure, donnés par:

$$p_s^{-1} = \begin{cases} \frac{\eta_s \cos \theta_s}{Z_0} & TE \text{ mode} \\ \frac{\eta_s}{Z_0 \cos \theta_s} & TM \text{ mode} \end{cases} \quad (\text{II-29})$$

$$p_0^{-1} = \begin{cases} \frac{\eta_0 \cos \theta_0}{Z_0} & TE \text{ mode} \\ \frac{\eta_0}{Z_0 \cos \theta_0} & TM \text{ mode} \end{cases} \quad (\text{II-30})$$

Où

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

II. 3 Relation de dispersion

En 1928, une méthode qui a permis de déterminer le comportement des électrons en présence d'un potentiel périodique a été introduite par F. Bloch. Cette méthode de Bloch fut ensuite développée mathématiquement par Floquet. Le théorème de Bloch stipule que la périodicité du cristal impose une forme particulière aux vecteurs propres: ces vecteurs propres sont des fonctions de Bloch qui sont données par :

$$u_k(r) = u_k(r + T) \quad (\text{II.31})$$

Avec

T : période du cristal photonique.

Félix Bloch démontra un important théorème qui précise que les solutions de l'équation de Schrödinger pour un potentiel périodique ont la forme :

$$\psi_k(r) = u_k(r) \exp(ik \cdot r) \quad (\text{II.32})$$

Selon le théorème de Bloch, les solutions de l'équation d'onde pour un milieu périodique sont de la forme :

$$H_k(z) = H_k \exp(ik \cdot z) \quad (\text{II.33})$$

$$E_k(z) = E_k \exp(ik \cdot z) \quad (\text{II.34})$$

$H_k(k)$ et $E_k(k)$ sont des fonctions périodiques de période d . Les modes sont numérotés en fonction du paramètre k contenu dans la première zone de Brillouin du cristal à une dimension ($k \in \left[\frac{-\pi}{d} \quad \frac{\pi}{d} \right]$); Ce paramètre k est défini comme le nombre d'onde de Bloch. On utilise le théorème de Bloch pour obtenir la relation de dispersion des ondes électromagnétiques qui se propagent dans une structure de période $d = d_1 + d_2$

On a:

$$\begin{bmatrix} E_{T1} \\ H_{T1} \end{bmatrix} = e^{-ikd} \begin{bmatrix} E_{T3} \\ H_{T3} \end{bmatrix} \quad (\text{II.35})$$

En comparant la matrice de transfert d'une période, et la condition de Bloch (formule (II.35)), on obtient:

$$[M_1][M_2] \begin{bmatrix} E_{T3} \\ H_{T3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{T3} \\ H_{T3} \end{bmatrix} = e^{-ikd} \begin{bmatrix} E_{T3} \\ H_{T3} \end{bmatrix} \quad (\text{II.36})$$

L'utilisation de la méthode des matrices de transfert nécessite des efforts de calcul importants. La somme des valeurs propres est calculée en employant la trace de la matrice M, la forme de valeur propre de la matrice $M = [M_1][M_2]$ est :

$$\text{Tr}[M_1.M_2] = \xi = (M_{11} + M_{22}) \quad (\text{II.37})$$

Avec ξ : est le cosinus de la phase de Bloch

$$\xi = 2\cos(kd) \quad (\text{II.38})$$

La relation de dispersion, reliant le vecteur d'onde de Bloch k à la fréquence angulaire ω s'écrit :

$$\cos(kd) = \cos(\delta_1) \cdot \cos(\delta_2) - \left(\frac{\eta_2^2 + \eta_1^2}{2\eta_1\eta_2} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2) \quad (\text{II.39})$$

La relation de dispersion (équation (II.39)) est une caractéristique du milieu dans lequel se propage l'onde et offre ainsi des informations sur la propagation de l'onde électromagnétique. Donc, nous pouvons donner les relations de dispersion pour chaque polarisations (modes TM et TE).

✓ La relation de dispersion pour le mode TE

Les impédances pour une structure de deux couches s'écrivent par :

$$\eta_{mE} = \frac{1}{\cos\theta_m} \sqrt{\frac{\mu_m}{\epsilon_m}} \quad (\text{II.40})$$

On sait que les milieux sont non magnétiques, on aura alors :

$$\eta_1 = \frac{1}{n_1 \cdot \cos\theta_1} \quad (\text{II.41})$$

$$\eta_2 = \frac{1}{n_2 \cdot \cos\theta_2} \quad (\text{II.42})$$

L'expression de dispersion (II.39) devient :

$$\cos(kd) = \cos(\delta_1) \cdot \cos(\delta_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{n_1 \cdot \cos\theta_1}{n_2 \cdot \cos\theta_2} + \frac{n_2 \cdot \cos\theta_2}{n_1 \cdot \cos\theta_1} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2) \quad (\text{II.43})$$

Nous simplifions l'équation (II.43), nous trouvons :

$$\cos(kd) = \cos(\delta_1) \cdot \cos(\delta_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{k_1}{k_2} + \frac{k_2}{k_1} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2) \quad (\text{II.44})$$

Le vecteur d'onde de Bloch k est donné par :

$$kd = \arccos\left(\cos(\delta_1) \cdot \cos(\delta_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{k_1}{k_2} + \frac{k_2}{k_1} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2)\right) \quad (\text{II.45})$$

✓ La relation de dispersion pour le mode TM

Les impédances des différents milieux s'écrivent :

$$\eta_{mM} = \cos\theta_m \sqrt{\frac{\mu_m}{\epsilon_m}} \quad (\text{II.46})$$

donc

$$\eta_1 = \frac{\cos\theta_1}{n_1} \quad (\text{II.47})$$

$$\eta_2 = \frac{\cos\theta_2}{n_2} \quad (\text{II.48})$$

Les relations de dispersion pour le mode TM sont données par :

$$\cos(kd) = \cos(\delta_1) \cdot \cos(\delta_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{n_1 n_2 \cos\theta_2}{n_2^2 \cos\theta_1} + \frac{n_1 n_2 \cos\theta_1}{n_1^2 \cos\theta_2} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2) \quad (\text{II.49})$$

Après la simplification, nous obtenons :

$$\cos(kd) = \cos(\delta_1) \cdot \cos(\delta_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{n_1^2 k_2}{n_2^2 k_1} + \frac{n_2^2 k_1}{n_1^2 k_2} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2) \quad (\text{II.50})$$

Le vecteur d'onde de Bloch k est donné par :

$$kd = \arccos\left(\cos(\delta_1) \cdot \cos(\delta_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{n_1^2 k_2}{n_2^2 k_1} + \frac{n_2^2 k_1}{n_1^2 k_2} \right) \sin(\delta_1) \sin(\delta_2)\right) \quad (\text{II.51})$$

En résolvant les équations (II.45)-(II.51), les solutions trouvées représentent les bandes interdites photoniques.

II. 4 Simulation des caractéristiques d'une structure périodique unidimensionnelle sans défaut

Dans cette partie, nous présentons une étude effectuée par simulation des structures périodiques unidimensionnelles sans défaut en traitant les deux cas suivants:

- ✓ structures périodiques unidimensionnelles composées de couches alternées de milieux à indices de réfraction positifs.
- ✓ structures périodiques unidimensionnelles composées de couches alternées de milieux à indices de réfraction positifs et négatifs.

Les résultats des courbes (spectres de transmission) et des cartes de dispersion sont obtenus en utilisant les relations de dispersion tirées de la méthode des matrices de transfert et le théorème de Bloch montrent dans les parties (II.2.1.1 et II.3). Nous avons élaboré des programmes en langage MATLAB. Ces programmes servent à simuler et analyser les spectres de transmission, les cartes des bandes interdites et les diagrammes de bandes interdites des cristaux photoniques à une dimension.

II. 4. 1 Structures périodiques unidimensionnelles composées de couches alternées de milieux à indices de réfraction positive

On peut citer dans les structures unidimensionnelles périodiques composées de couches alternées de milieux à indices de réfraction positifs deux catégories de base ; des structures contenant un empilement de deux diélectriques et des structures contenant un empilement d'un diélectrique avec un supraconducteur.

II. 4. 1. 1 Propriétés de transmission d'une structure multicouche unidimensionnelle à base de deux diélectriques (1D-PC)

Nous démontrons par simulation numérique la conception générale d'une structure multicouche unidimensionnelle sans défaut (1D-PC). La structure considérée est constituée d'une alternance de multicouches de matériaux diélectriques (Si et SiO₂), elle est restructurée en $(H_n L_n)_m$ où $n = 1 \dots m$, m est choisi égal à 15. Chaque couche doit avoir une épaisseur d_i et un indice de réfraction n_i (voir figure (II.2)). Nous ne considérons que l'incidence normale de l'onde électromagnétique sur la structure 1D-PC. Les couches sont dans le plan x-y, la direction z étant normal à l'interface des couches. Pour vérifier l'exactitude de notre code MATLAB, les résultats issus de la simulation ont été comparés à ceux obtenus à partir de la référence [19].

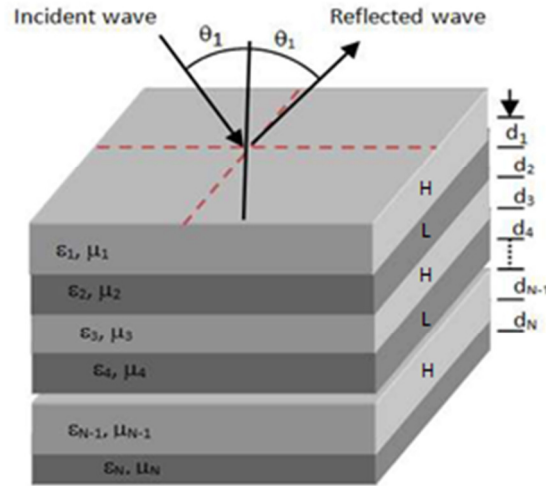


Figure II.2 Structure multicouche unidimensionnelle à base de diélectriques (1D-PC).

a. Propriétés de transmission sous différentes épaisseurs des couches

Dans cette sous-section, Nous considérons les trois valeurs différentes de l'épaisseur des couches suivantes: ($d_H = 112,1$ nm, $d_L = 276,4$ nm), ($d_H = 112,1$ nm, $d_L = 281,4$ nm) et ($d_H = 117,1$ nm, $d_L = 281,4$ nm). Les indices de réfraction sont de : $n_H = 3,7$ et $n_L = 1,5$. Le spectre de transmission des figures (II.3) à (II.5) est calculé et tracé avec une longueur d'onde centrée à $2,5$ μm en tenant compte des différentes valeurs du facteur de remplissage ($F = d_H / d$).

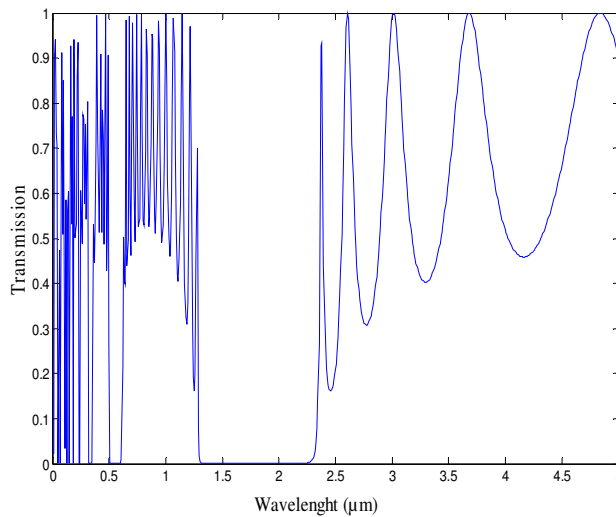


Figure II.3 Spectre de transmission d'une structure multicouche 1D, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 112.1$ nm, $d_L = 276.4$ nm et $F=0.288$.

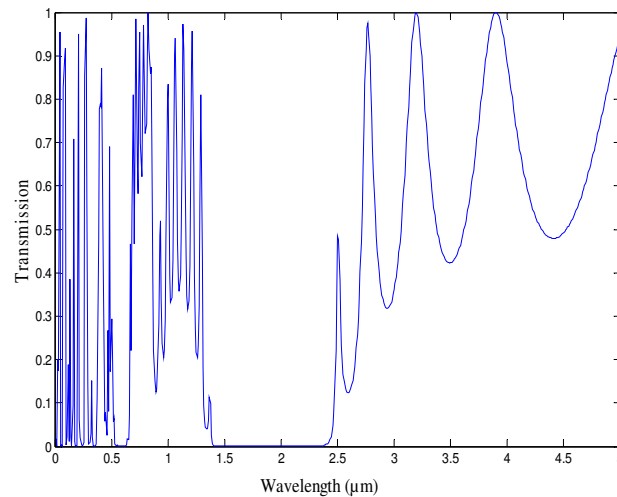


Figure II.4 Spectre de transmission d'une structure multicouche 1D, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 112.1$ nm, $d_L = 281.4$ nm, et $F=0.284$.

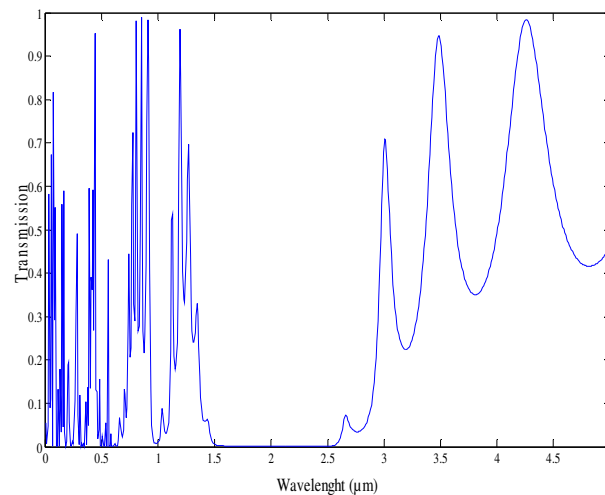


Figure II.5 Spectre de transmission d'une structure multicouche 1D, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = d_H = 117.1$ nm, $d_L = 276.4$ nm, et $F=0.297$.

Les figures (II.3) à (II.5), montrent que notre structure présente diverse intervalles de bande interdite où les états photoniques sont interdits ; nous considérons que seule la largeur de la bande interdite la plus grande. L'influence de la variation de l'épaisseur des couches H et L et par conséquent, l'influence de la variation du facteur de remplissage sur la position et la largeur de la bande interdite est remarquable; pour les valeurs de F : 0.288, 0.284 et 0.297, la bande interdite est comprise respectivement entre 1294-2321 nm, 1394-2437 nm et 1463-2699 nm. Nous concluons donc, qu'à travers la modification du facteur de remplissage nous pouvons d'obtenir une structure pouvant avoir une largeur d'écart ajustable. Notant, que pour une incidence normale (0°), les valeurs obtenues pour les modes TE et TM sont similaires. Une simple comparaison a montrée que la concordance entre nos résultats et ceux obtenus

dans la référence [19] est très acceptable puisque les écarts entre les deux ensembles de résultats sont inférieurs à 0,8%.

b. Propriétés de transmission sous différents angles d'incidence

L'angle d'incidence est un facteur important de l'élargissement de la largeur de bande interdite. Dans ce qui suit, nous présentons les résultats obtenus de la largeur de bande interdite en fonction de l'angle incident pour les deux modes (TE et TM).

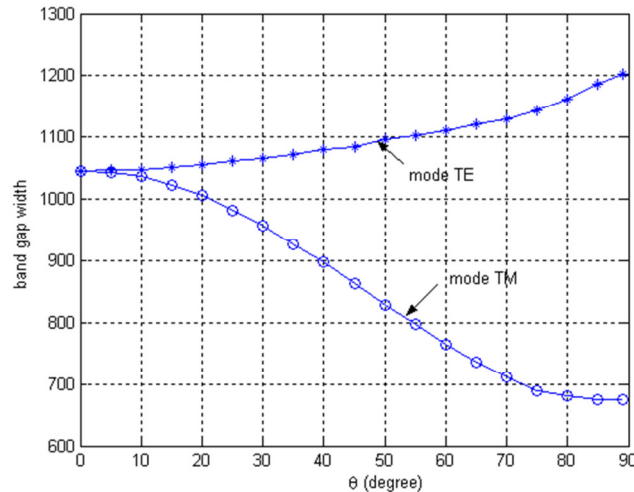


Figure II.6 La largeur de la bande interdite en fonction de l'angle d'incidence, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 112.1$ nm et $d_L = 276.4$ nm.

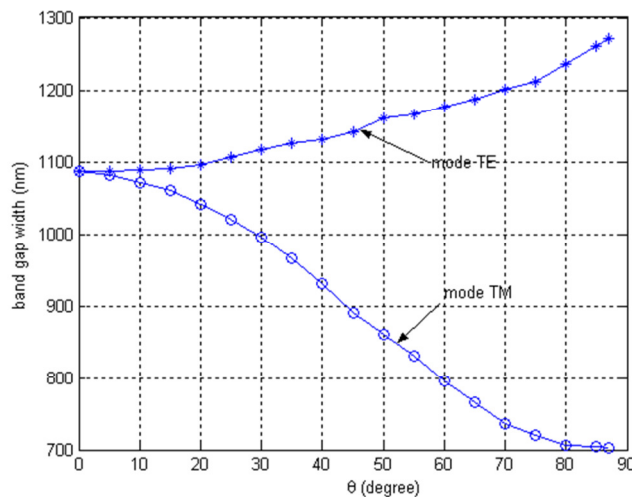


Figure II.7 La largeur de la bande interdite en fonction de l'angle d'incidence, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 112.1$ nm and $d_L = 281.4$ nm.

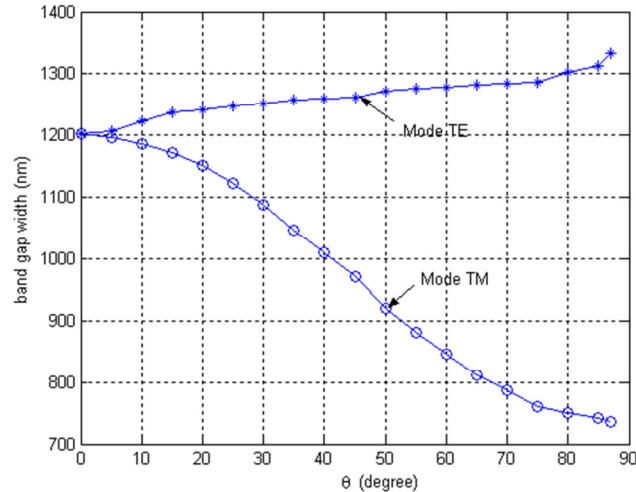


Figure II.8 La largeur de la bande interdite en fonction de l'angle d'incidence, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 117.1$ nm and $d_L = 276.4$ nm.

Les figures (II.6) à (II.8) montrent clairement que la largeur de la bande interdite pour le mode TM est inférieure à celle du mode TE. Aussi, elle est diminuée dans le mode TM avec l'augmentation de l'angle incidence, bien que elle est plus appropriée lorsque l'angle est important pour le mode TE et ce pour les trois valeurs différentes de l'épaisseur des couches.

c. Bande interdite photonique de la structure (1D-PC)

Afin de prédire la propagation d'une onde électromagnétique dans une structure 1D-PC, il est nécessaire de connaître sa relation de dispersion $\omega(k)$, où ω est la pulsation d'une onde de nombre d'onde k . pour cela nous avons calculé la fréquence normalisée par rapport au vecteur d'onde pour les modes transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM).

Les figures (II.9) à (II.11) présentent les résultats du diagramme de dispersion de la structure analysée. Le diagramme de bande de la figure (II.9) est étendu entre les fréquences normalisées ($0.4344 (\lambda/d)$ à $0.7713 (\lambda/d)$). Pour les figures (II.10) et (II.11), on a ($0.4294 (\lambda/d)$ à $0.7631 (\lambda/d)$) et ($0.4245 (\lambda/d)$ to $0.7532 (\lambda/d)$) respectivement.

Il existe un intervalle facilement identifiable entre les états autorisés, cela correspond à la bande interdite de la structure. L'existence de la bande interdite photonique est apparue lorsque la valeur du vecteur d'onde de Bloch devient complexe. Cependant, les valeurs réelles du vecteur d'onde de Bloch k sont correspondantes à la bande passante et les valeurs imaginaires correspondent à la bande interdite.

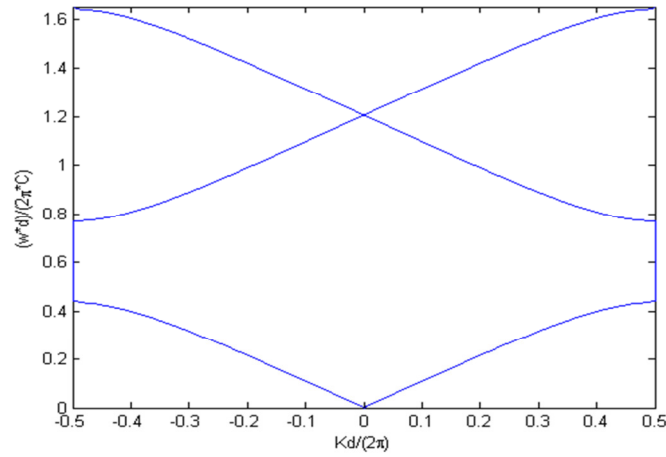


Figure II.9 La bande interdite photonique de la structure (1D-PC) composée de, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 112.1$ nm et $d_L = 276.4$ nm, $\theta = 0^\circ$.

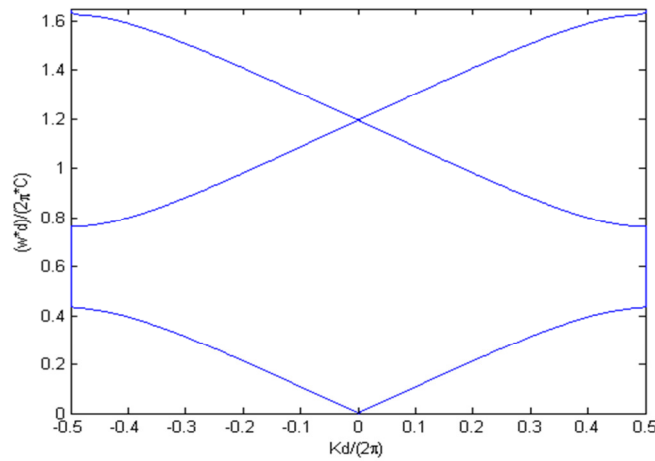


Figure II.10 La bande interdite photonique de la structure (1D-PC) composée de, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 117.1$ nm et $d_L = 281.4$ nm, $\theta = 0^\circ$.

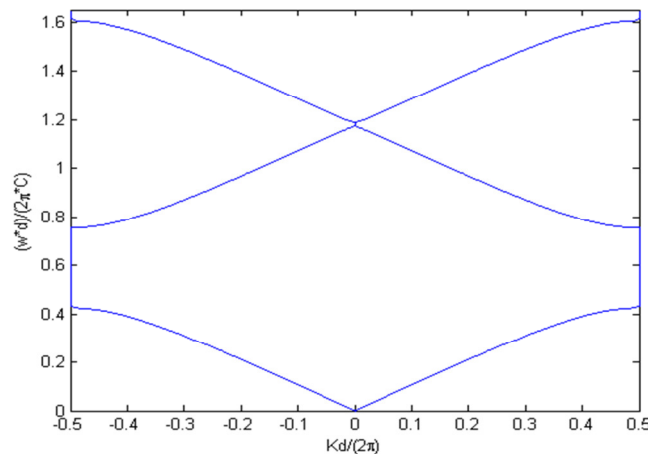


Figure II.11 La bande intrdite photonique de la structure (1D-PC) composée de, $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_H = 117.1$ nm et $d_L = 276.4$ nm, $\theta = 0^\circ$.

d. Calcul des cartes des bandes interdites de la structure (1D-PC)

Les cartes des bandes interdites illustrée aux figures (II.12) à (II.14) représentent les résultats en termes de fréquences $\frac{fd}{C}$ (où d est la constante de période, C la vitesse de la lumière et f la fréquence) en fonction du facteur de remplissage $F = d_H / d$. Les régions rouges indiquent la variation de la largeur de bande interdite photonique (PBG) et les régions d'espace vide (blanc) représentent les plages de transmission. La carte de bande interdite pour le mode TE (incidence normale) est présentée dans la figure (II.12). Les figures (II.13) et (II.14) représentent les cartes des bandes interdites en mode TE (rouge) et en mode TM (bleue) pour une incidence oblique ($\theta = 20^\circ$). Les simulations montrent que la largeur de la bande interdite varie avec la variation du facteur de remplissage (d_H / d) dans les deux modes TE et TM ; l'augmentation du facteur de remplissage F augmente la largeur de la bande interdite. Aussi, au fur et à mesure que l'angle d'incident augmente, il a également été constaté que la largeur de bande interdite augmentait et s'est décalée vers des régions de fréquences plus élevées.

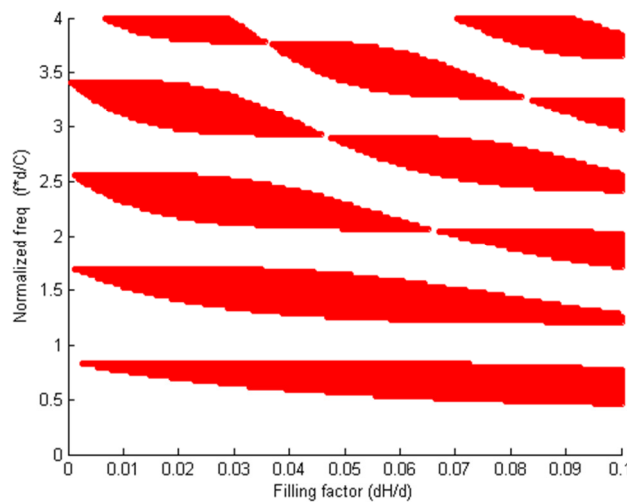


Figure II.12 Carte de bande interdite (fréquence normalisée en fonction du facteur de remplissage (d_H / d) de la structure (1D-PC) composée de $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d = 388.5$ nm, $\theta = 0^\circ$.

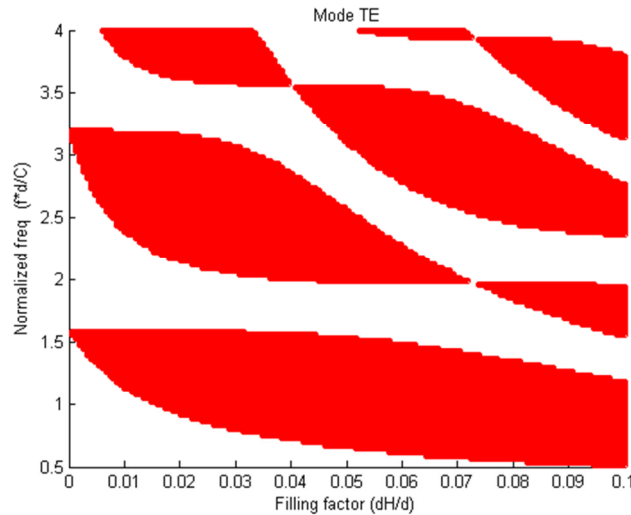


Figure II.13 Carte d'intervalle photonique (fréquence normalisée en fonction du facteur de remplissage (d_H / d) de la structure (1D-PC) composée de $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_L = 388.5$ nm, mode TE, $\theta = 20^\circ$.

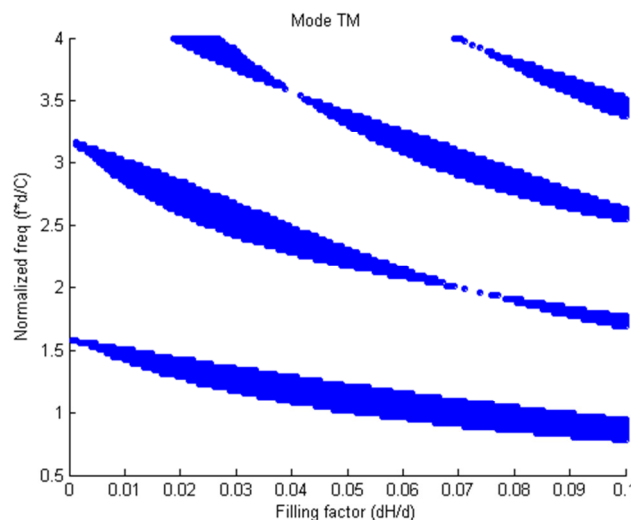


Figure II.14 Carte de bande interdite (fréquence normalisée en fonction du facteur de remplissage (d_H / d) de la structure (1D-PC) composée de $n_H = 3.7$, $n_L = 1.5$, $d_L = 388.5$ nm, mode TM, $\theta = 20^\circ$.

Les simulations précédentes nous ont montré que la sensibilité du PBG d'une structure périodique à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) à base de deux diélectriques (Si et SiO₂) dépend de nombreux facteurs, tels que le facteur de remplissage et les modes de polarisation ainsi que l'angle d'incidence de l'onde émise.

II. 4. 1. 2 Propriétés de transmission d'une structure multicouche unidimensionnelle à base de supraconducteur-diélectrique

Dans cette partie, nous étudions les propriétés optiques d'une structure multicouche de matériaux supraconducteurs-diélectriques. Le matériau supraconducteur à haute température critique utilisé est $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ avec un indice de réfraction $n_1 = \sqrt{1 - (\omega_{th}^2/\omega^2)}$ et une épaisseur d_1 . Pour la couche de diélectrique, nous utilisons le Strontium-Titanite (SrTiO_3), avec une épaisseur d_2 et un indice de réfraction n_2 .

Dans nos calculs, nous excitons la structure multicouche périodique de $N/2$ périodes, par une onde électromagnétique sous l'angle d'incidence de $\theta=0^\circ$, ce qui donne les mêmes résultats pour les deux modes TE, et TM.

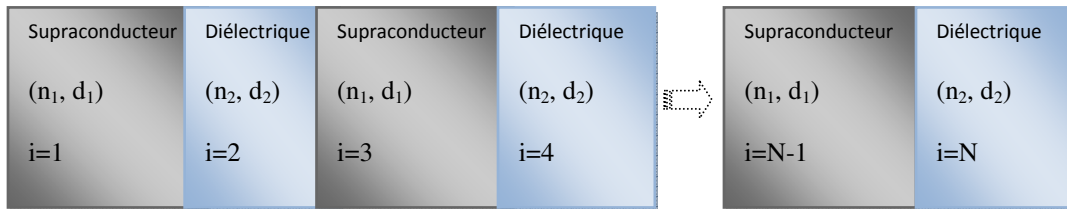


Figure II. 15 Structure multicouche supraconducteur diélectrique de $N/2$ périodes.

Dans les figures (II.16) et (II.17), nous traçons la variation des coefficients de transmission et de réflexion en prenant les valeurs des paramètres de la couche supraconducteur ($d_1 = 40$ nm, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $n_1 = \sqrt{1 - (\omega_{th}^2/\omega^2)}$). Concernant la couche diélectrique, nous avons: $d_2 = 90$ nm, $n_2 = 2.437$. Le nombre de couches est $N = 10$.

Les figures (II.16) et (II.17), montrent qu'il y a deux bandes photoniques interdites, la largeur de la première PBG est de $(190-160)$ nm = 30nm, tandis que la largeur du deuxième PBG est de $(298.5-240)$ nm= 58.5 nm.

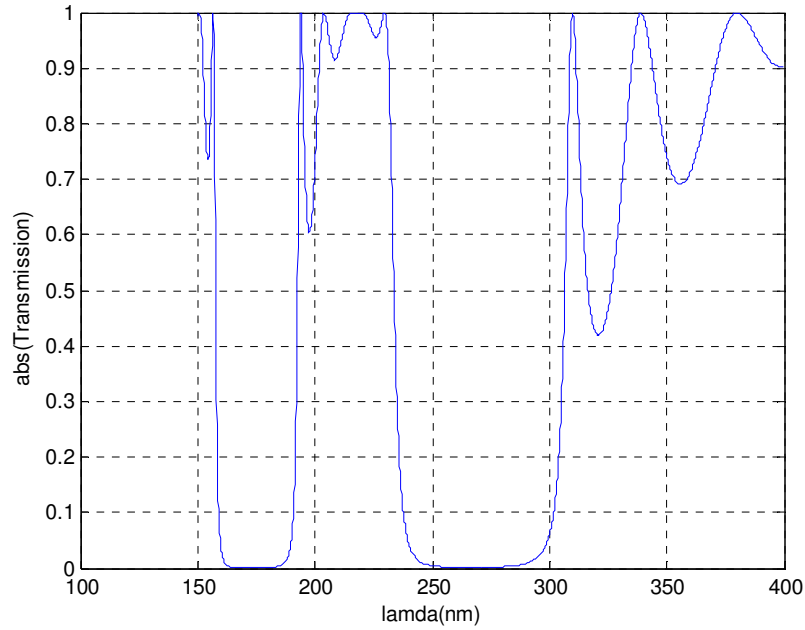


Figure II.16 Variation du coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde ($n_2 = n_{\text{SrTiO}_3} = 2.437$, $n_1 = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - (\omega_r / \omega^2)}$, $d_1 = 40\text{nm}$, $d_2 = 90\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $N=10$).

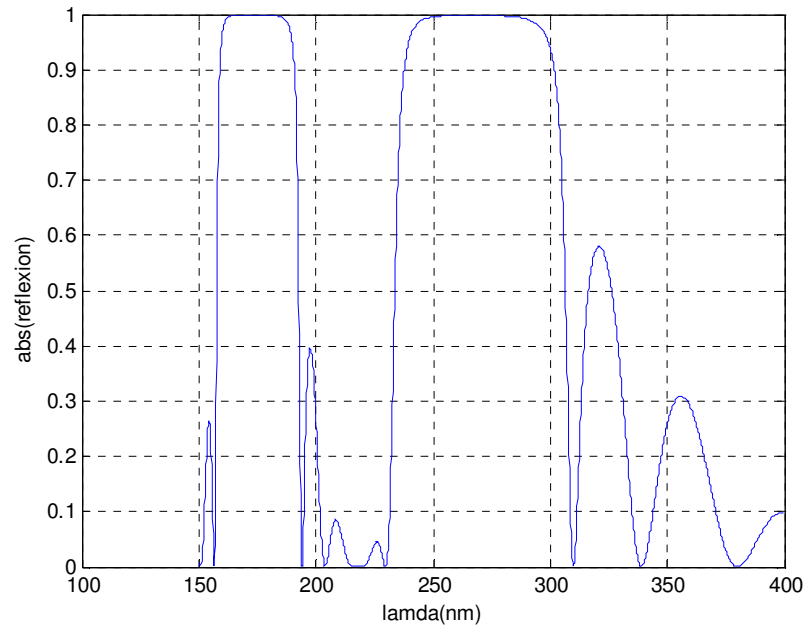


Figure II.17 Variation du coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde ($n_2 = n_{\text{SrTiO}_3} = 2.437$, $n_1 = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - (\omega_r / \omega^2)}$, $d_1 = 40\text{nm}$, $d_2 = 90\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $N=10$).

a. Propriétés de transmission sous différentes épaisseurs des couches

Les figures (II.18) à (II.21) montrent la dépendance de la largeur de bande interdite photonique par rapport à l'épaisseur de la couche supraconductrice d_1 . Dans les figures (II.18) et (II.19), Nous remarquons que l'augmentation de l'épaisseur de la couche supraconductrice ($d_1 = 50$ nm) a provoqué l'augmentation de la largeur de la PBG ainsi que le décalage du spectre de cette bande interdite vers les valeurs les plus élevées de la longueur d'onde. Les largeurs des bandes interdites obtenues sont : $\Delta\lambda = 194.7-164.4 = 30.3$ nm et $\Delta\lambda = 311.6-244 = 67.6$ nm.

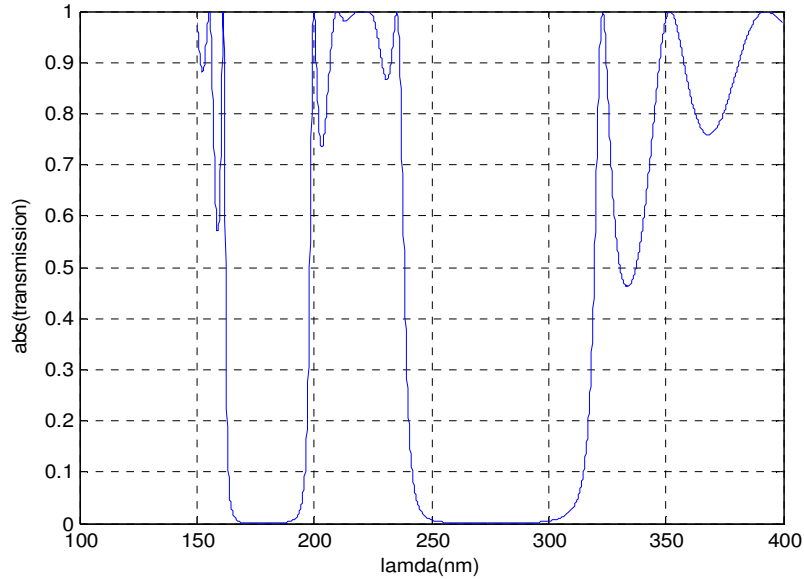


Figure II.18 Variation du coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde ($n_2 = n_{\text{SrTiO}_3} = 2.437$, $n_1 = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - (\omega_r / \omega^2)}$, $d_1 = 50$ nm, $d_2 = 90$ nm, $T=4.2$ K, $T_C=92$ K, $\lambda_0=200$ nm et $N=10$).

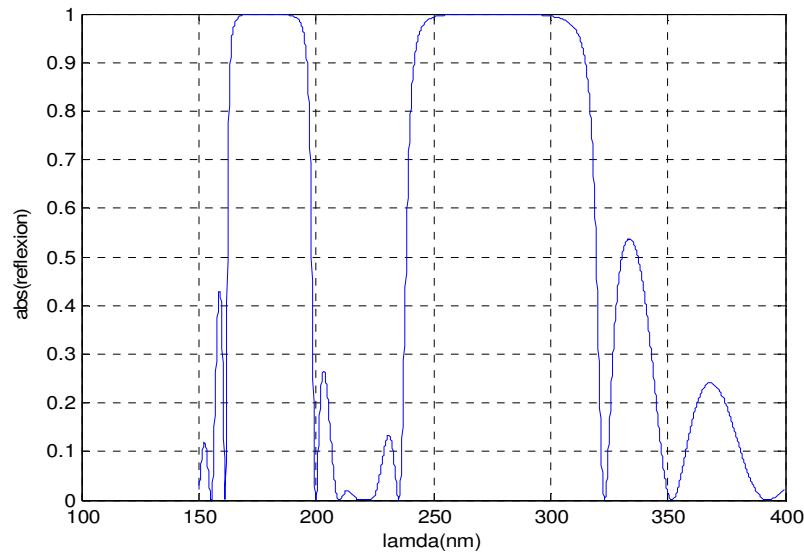


Figure II.19 Variation du coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde ($n_2 = n_{\text{SrTiO}_3} = 2.437$, $n_1 = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - (\omega_r / \omega^2)}$, $d_1 = 50$ nm, $d_2 = 90$ nm, $T=4.2$ K, $T_C=92$ K, $\lambda_0=200$ nm et $N=10$).

Nous augmentons maintenant l'épaisseur de la couche supraconductrice à $d_1 = 60$ nm. Les figures (II.20) et (II.21) montrent l'effet de cette augmentation. Nous observons que la largeur de la première PBG diminue, par contre la largeur de la deuxième PBG augmente. Les largeurs des bandes interdites obtenues sont $\Delta\lambda=28.5$ nm et $\Delta\lambda=74$ nm. Donc, l'épaisseur du supraconducteur est un paramètre de signification dans cette structure.

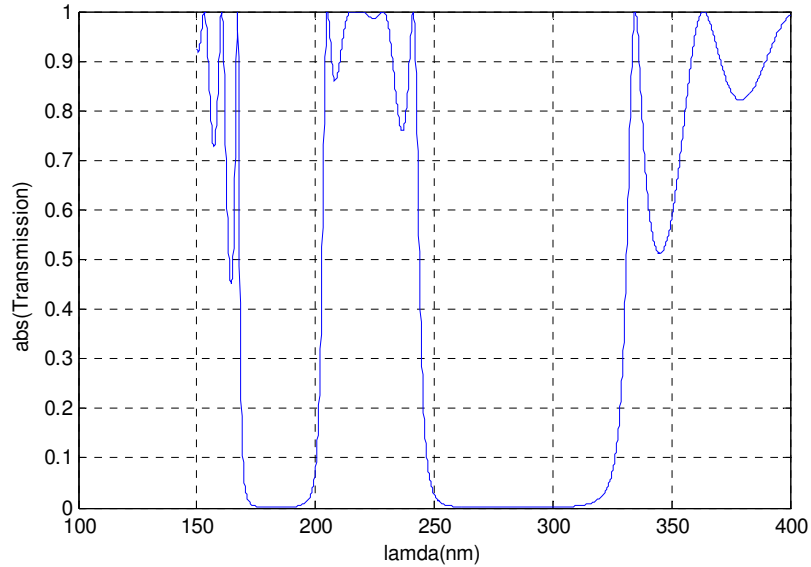


Figure II.20 Variation du coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde ($n_2 = n_{\text{SrTiO}_3} = 2.437$, $n_1 = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - (\omega_r/\omega^2)}$, $d_1 = 60$ nm, $d_2 = 90$ nm, $T=4.2$ K, $T_C=92$ K, $\lambda_0=200$ nm et $N=10$).

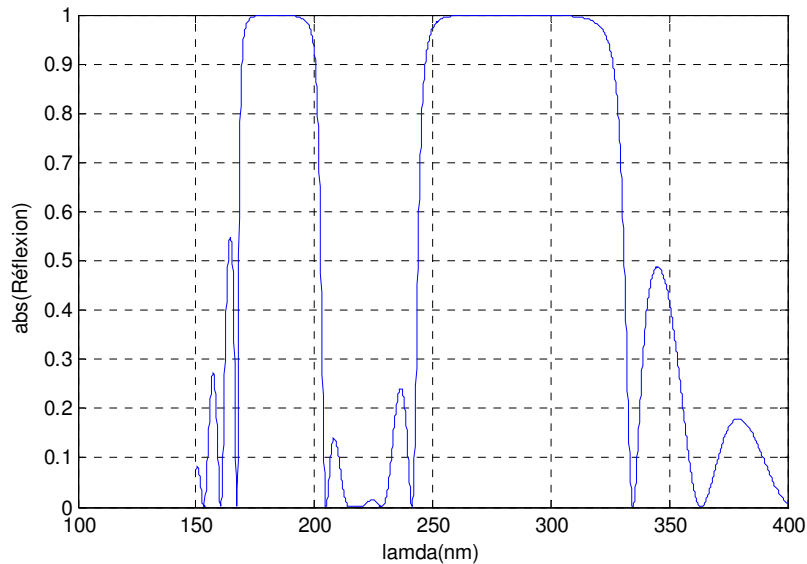


Figure II.21 Variation du coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde ($n_2 = n_{\text{SrTiO}_3} = 2.437$, $n_1 = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - (\omega_r/\omega^2)}$, $d_1 = 60$ nm, $d_2 = 90$ nm, $T=4.2$ K, $T_C=92$ K, $\lambda_0=200$ nm et $N=10$).

Le tableau (II.1) donne les valeurs de bandes interdites présentées dans les figures (II.16)-(II.20).

| | Figure II.16 $d_1 = 40\text{nm}$ | | Figure II.18 $d_1 = 50\text{nm}$ | | Figure II.20 $d_1 = 60\text{nm}$ | |
|---|-------------------------------------|-------------------------|-------------------------------------|-------------------------|-------------------------------------|-------------------------|
| | 1 ^{ière} PBG | 2 ^{ème} PBG | 1 ^{ière} PBG | 2 ^{ème} PBG | 1 ^{ière} PBG | 2 ^{ème} PBG |
| Largeur des PBG $\Delta\lambda$ (nm) | 30 | 58.5 | 30.3 | 67.6 | 28.5 | 74 |

Tableau II.1 la largeur des bandes interdites.

b. Influence de la température T sur les propriétés de transmission et de réflexion

Les figures (II.22) à (II.25) montrent l'influence de la température T sur la variation des coefficients de réflexion et de transmission.

Dans la figure (II.22), nous observons que le coefficient de réflexion diminue progressivement avec l'augmentation de la température. Cette diminution devient plus importante pour les valeurs de température proche de la température critique; le même comportement a été observé dans les résultats indiqués dans les références [20]-[21]. Nous avons aussi constaté que l'augmentation du nombre de couche entraîne une augmentation du coefficient de réflexion.

Dans la figure (II.23), La variation du coefficient de transmission est très insignifiante pour les valeurs de température qui sont éloignées de la température critique. Le coefficient de transmission reste presque inchangée pour $T < T_c$, mais une grande augmentation de leur valeur est obtenue pour des températures proches de la température critique. En général les variations brusques des caractéristiques de structure au voisinage de la température critique sont dues à la disparition du phénomène supraconducteur.

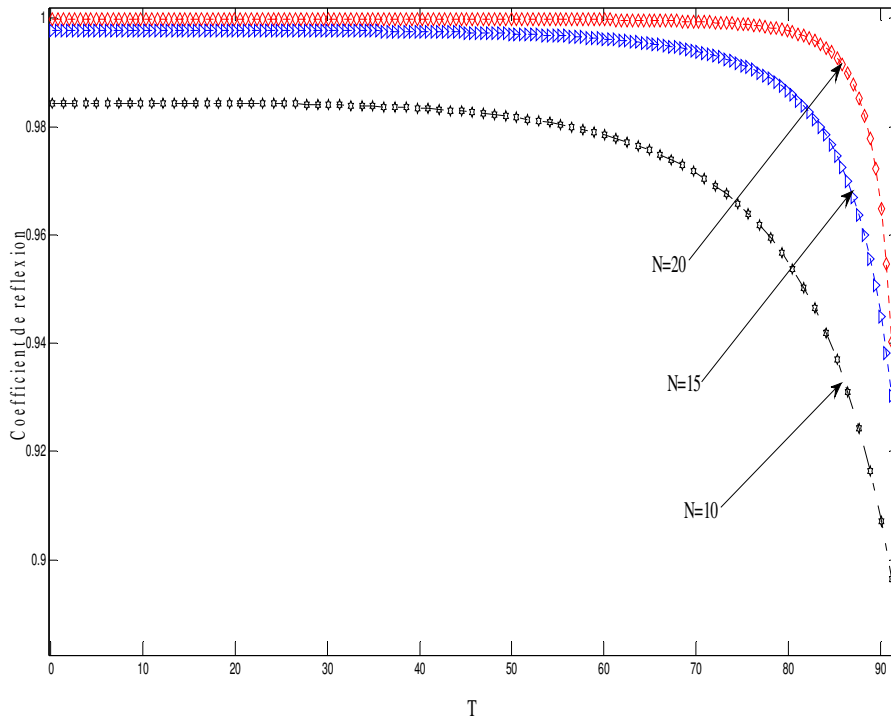


Figure II.22 Variation du coefficient de réflexion en fonction de T pour les différentes valeurs de N ($d_1=210\text{nm}$, $n_2=2.437$, $d_2=210\text{nm}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$, $\lambda=460\text{nm}$).

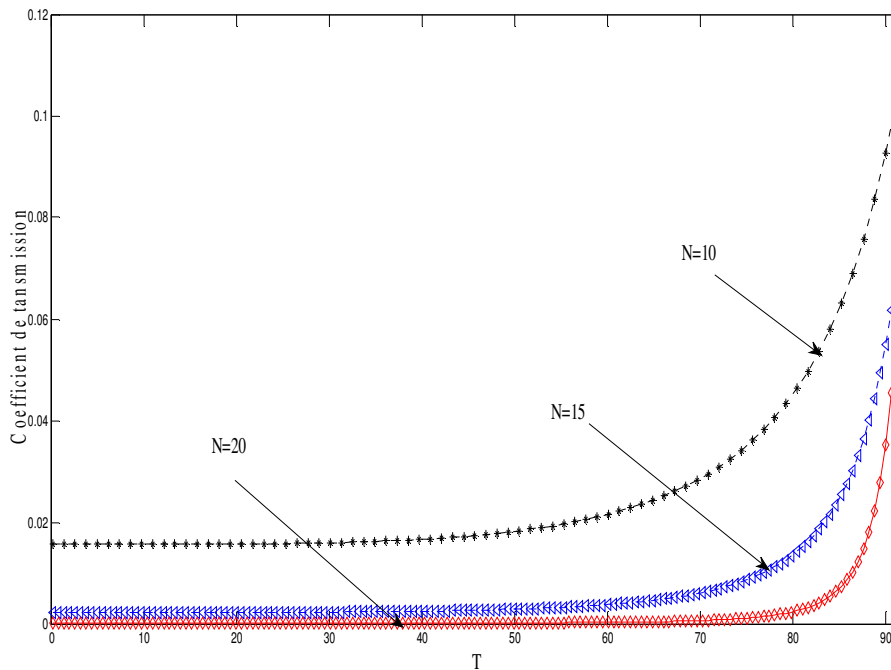


Figure II.23 Variation du coefficient de transmission en fonction de T pour les différentes valeurs de N ($d_1=210\text{nm}$, $n_2=2.437$, $d_2=210\text{nm}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$, $\lambda=460\text{nm}$).

Dans les figures (II.24) et (II.25), nous montrons l'effet de la température T sur les coefficients de transmission et de réflexion pour les différentes valeurs d'indice de réfraction de la couche diélectrique.

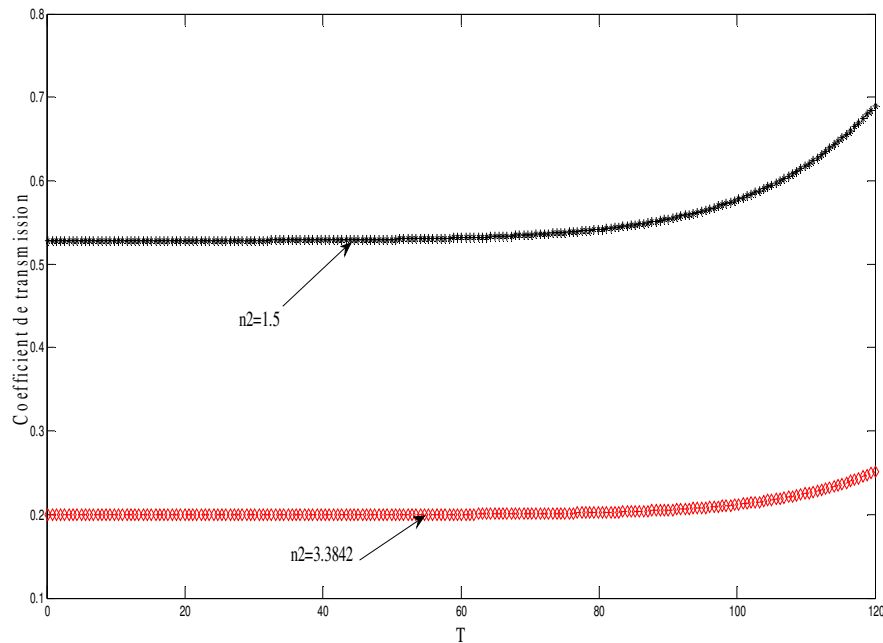


Figure II. 24 Variation du coefficient de réflexion en fonction de T pour les différentes valeurs de n_2 ($d_1=50\text{nm}$, $d_2=90\text{nm}$, $T_C =92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$, $\lambda=450\text{nm}$, $N=20$).

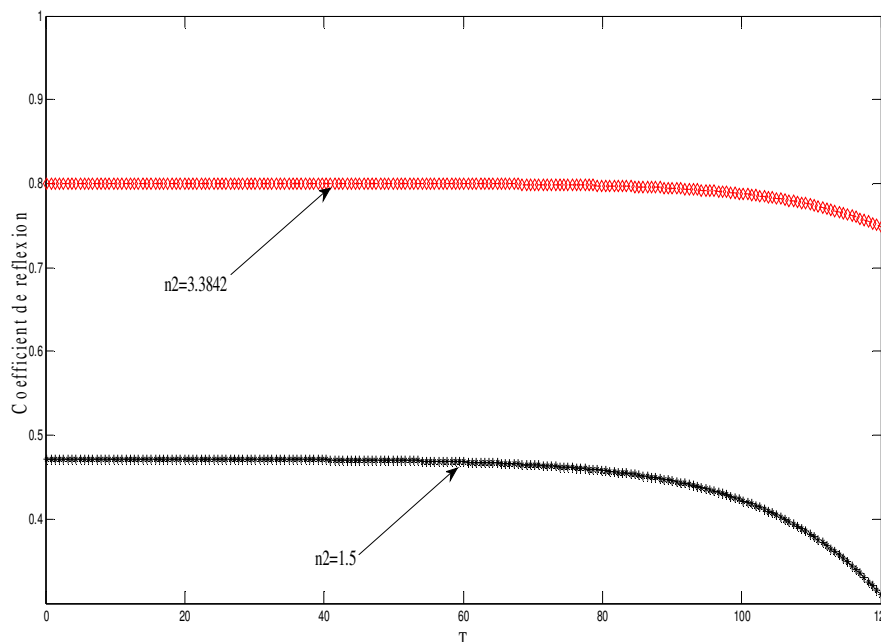


Figure II. 25 Variation du coefficient de transmission en fonction de T pour les différentes valeurs de n_2 ($d_1=50\text{nm}$, $d_2=90\text{nm}$, $T_C =92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$, $\lambda=450\text{nm}$, $N=20$).

A partir des figures (II.24) et (II.25), nous observons que le coefficient de réflexion diminue avec l'augmentation de l'indice de réfraction de la couche du diélectrique. Tandis que, le coefficient de transmission augmente avec l'augmentation de l'indice de réfraction de la couche diélectrique.

II. 4. 2 Etude des propriétés de transmission d'une structure multicouche unidimensionnelle contenant des métamatériaux à indice négatif.

Nous présentons dans cette partie une étude théorique des propriétés de transmission d'une structure multicouche contenant des métamatériaux à indice négatif.

Dans les matériaux doublement négatifs, la permittivité et la perméabilité relatives sont données par :

$$\sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{-|\varepsilon_r|} = j\sqrt{\varepsilon_r} \quad (\text{II.55})$$

et

$$\sqrt{\mu_r} = \sqrt{-|\mu_r|} = j\sqrt{\mu_r} \quad (\text{II.56})$$

Dans ces matériaux l'indice de réfraction est défini par la formule suivante :

$$n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} = -\sqrt{|\varepsilon_r| |\mu_r|} \quad (\text{II.57})$$

II. 4. 2. 1 Propriétés de transmission et de réflexion d'un empilement composées de couches alternées de milieux à indice de réfraction positif et négatif

Afin de déterminer l'addition qui peut être obtenue en utilisant un matériau à indice de réfraction négatif, nous traçons les spectres de transmission et de réflexion d'un empilement composées de couches alternées de milieux à indice de réfraction positif et un autre à indice de réfraction positif et négatif puis on effectue une simple comparaison pour illustrer la nature de cet ajout.

a. Empilement composées de couches alternées de milieux à indice de réfraction positif avec N=8

La structure est restructurée en $(H_n L_n)^m$ où $n = 1, \dots, m$, m est choisi 8. Les spectres de transmission et de réflexion des figures (II.26) et (II.27) sont calculés et tracés en fonction de la fréquence. La figure (II.26) montre la variation du coefficient de transmission dans le cas de la permittivité diélectrique positive des couches. Les indices de réfraction des couches H et L sont fixés à $n_H = 1,5$, $n_L = 3$ et les valeurs de l'épaisseur des couches considérées sont : $d_H = 0,1$ m, $d_L = 0,05$ m. On peut remarquer que la structure contenant la permittivité diélectrique

positive présente diverses bandes interdites et que l'oscillation de la transmission est due à l'interférence des ondes qui se propagent à l'intérieur de la structure.

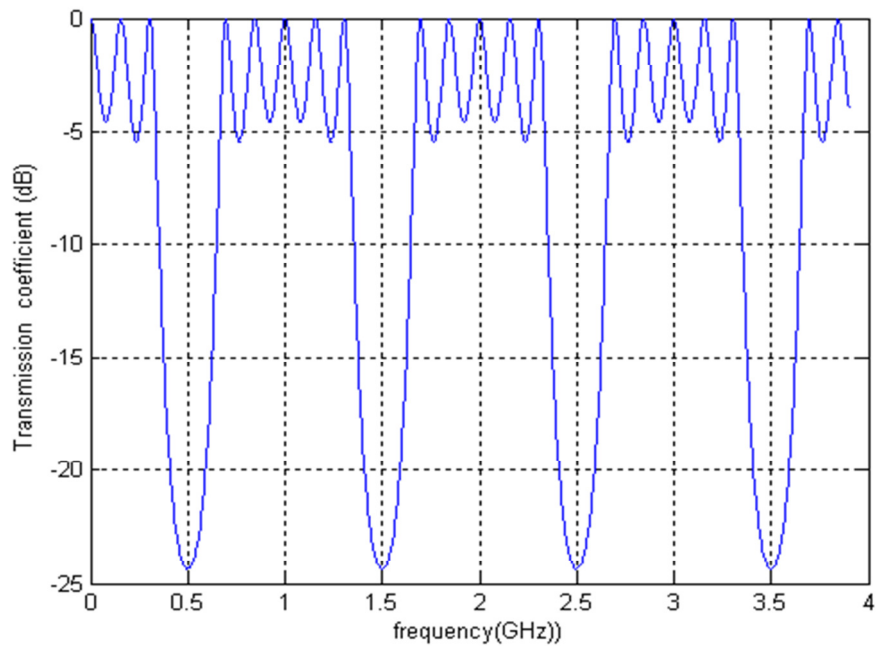


Figure II.26 Variation du coefficient de transmission en fonction de la fréquence, $N = 8$, $n_H = 1,5$, $n_L = 3$, $d_H = 0,1 \mu\text{m}$, $d_L = 0,05 \mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$.

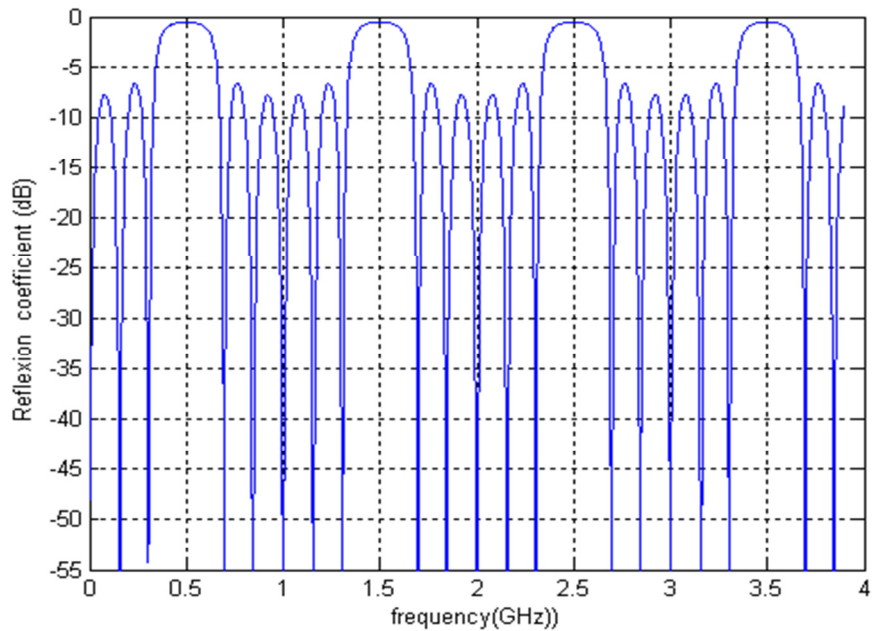


Figure II.27 Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence, $N = 8$, $n_H = 1,5$, $n_L = 3$, $d_H = 0,1 \mu\text{m}$, $d_L = 0,05 \mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$.

b. Empilement composées de couches alternées de milieux à indice de réfraction positif et négatif avec $N=8$

Les figures (II.28) et (II.29) représentent respectivement la variation des coefficients de transmission et de réflexion pour une structure composées de 8 couches alternées de milieux à indice de réfraction positif et négatif avec :

- ✓ des épaisseurs (μm) [0.1, 0.05, 0.1, 0.05, 0.1, 0.05].
- ✓ des indices de réfractifs [1.5, -3, 1.5, -3, 1.5, -3].

Dans la figure (II.28) on peut observer que pour le cas d'une structure à indice de réfraction positive et négative ($n_H = 1,5$, $n_L = -3$), la bande interdite photonique est plus large que le cas d'une structure à permittivité diélectrique positive. Le spectre de transmission apparaît plus grand avec de nombreuses bandes interdites. Le même comportement a été observé dans les résultats de M. Maksimovic et Z. Jaksic [22].

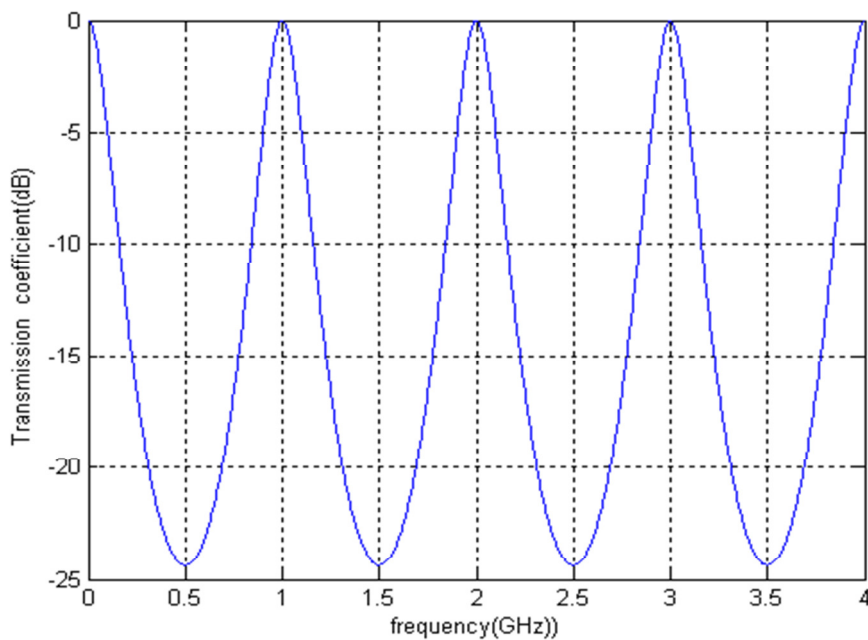


Figure II.28 Variation du coefficient de transmission en fonction de la fréquence, $N = 8$, $n_H = 1,5$, $n_L = -3$, $d_H = 0,1\mu\text{m}$, $d_L = 0,05\mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$.

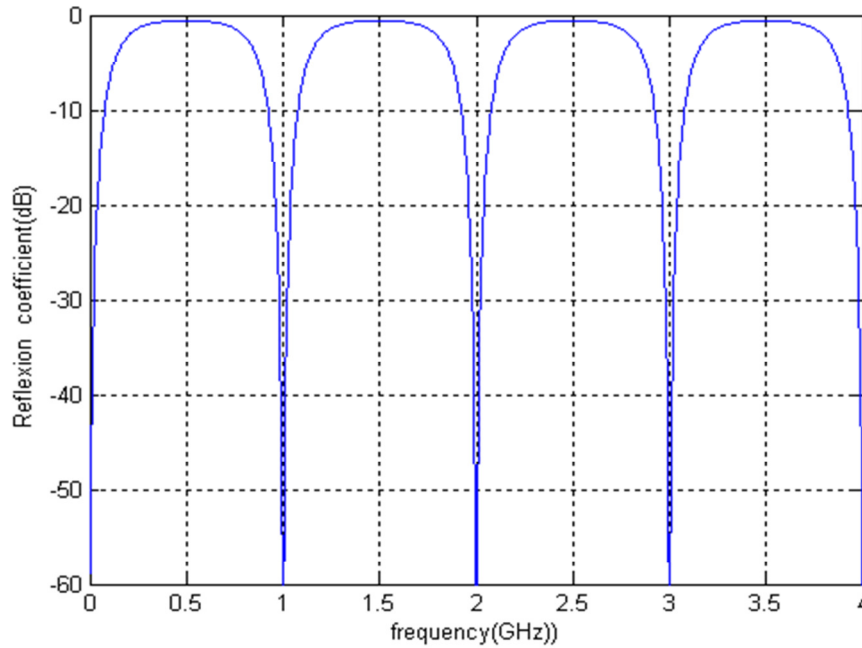


Figure II.29 Variation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence, $N = 8$, $n_H = 1,5$, $n_L = -3$, $d_H = 0,1\mu\text{m}$, $d_L = 0,05\mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$.

Dans ce qui suit nous traçons la variation des coefficients de transmission et de réflexion d'un empilement composées de couches alternées de milieux à indice de réfraction positif et négatif avec :

- Un nombre de couche $N=4$
- des indices de réfraction de : $n_1 = n_4 = 1$, $n_2 = \sqrt{0.25}$ et $n_3 = -\sqrt{4}$
- une épaisseur de couches donnée comme suit : $d_1 = d_4 = 0.12\text{ m}$ et $d_2 = d_3 = 0.03\text{m}$,
- Angle incident $\theta = 0^\circ$

✓ La variation de fréquence

La figure (II.30) montre la variation des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de la fréquence d'une structure à quatre couches; une paire de diélectriques (couches 1 et 4) avec des indice de réfraction $n_1 = n_4 = 1$ et une paire de métamatériaux (couches 2 et 3) avec des indices de réfractons $n_2 = \sqrt{0.25}$, $n_3 = -\sqrt{4}$ et d'épaisseurs $d_1 = d_4 = 0.12\mu\text{m}$ et $d_2 = d_3 = 0.03\mu\text{m}$. Les permittivités utilisées sont choisies pour optimiser le coefficient de réflexion. Dans ce cas, pour une onde qui est normalement incidence, la valeur du coefficient de réflexion varie entre 0,48 et 0,78 en fonction de la fréquence (500MHz à 2 GHz). A la fréquence $f = 1.25\text{GHz}$, des valeurs très élevées de réflexion (minimum de transmission) sont atteints.

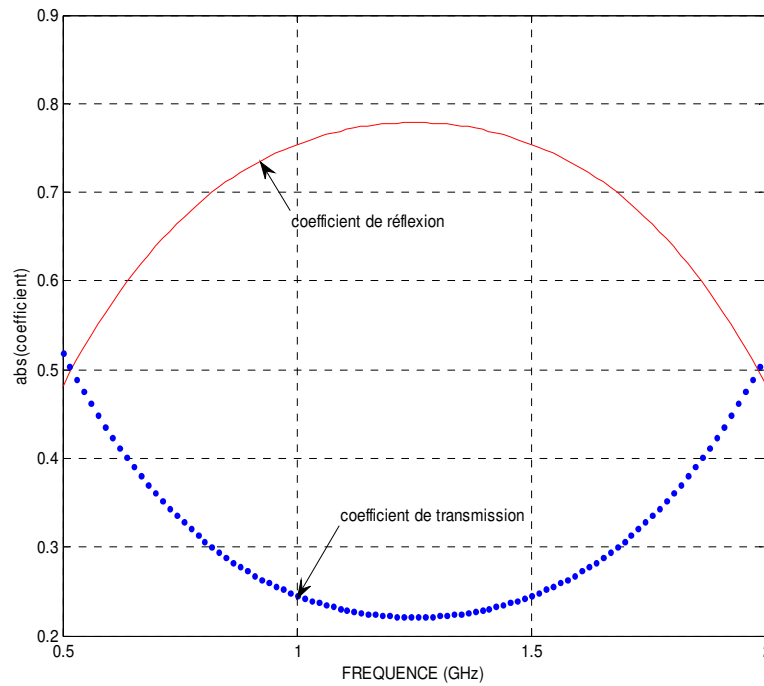


Figure II. 30 Variation des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de la fréquence avec $n_1 = n_4 = 1$, $n_2 = \sqrt{0.25}$, $n_3 = -\sqrt{4}$, $d_1 = d_4 = 0.12 \mu\text{m}$ et $d_2 = d_3 = 0.03 \mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$.

✓ Variation de l'angle incidence

Pour une structure de quatre couches, nous avons représenté dans les figures (II.31) et (II.32) la variation des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de l'angle incidente respectivement en mode TE et TM avec $n_1 = n_4 = 1$, $n_2 = \sqrt{0.25}$, $n_3 = -\sqrt{4}$, $d_1 = d_4 = 0.12 \mu\text{m}$ et $d_2 = d_3 = 0.03 \mu\text{m}$.

Dans la figure (II.31), nous avons constaté qu'à la fréquence $f = 2 \text{ GHz}$, des valeurs très élevées de coefficient de réflexion (minimum de transmission) sont atteintes pour la plupart des angles d'incidence supérieur à $\theta = 27^\circ$, cet angle correspond à un coefficient de réflexion minimum (maximum de transmission).

Dans la figure (II.32), le coefficient de réflexion augmente rapidement pour la plupart des angles d'incidence jusqu'à l'angle d'incidence $\theta = 50^\circ$ au-delà de cette valeur, le coefficient de réflexion est également constant.

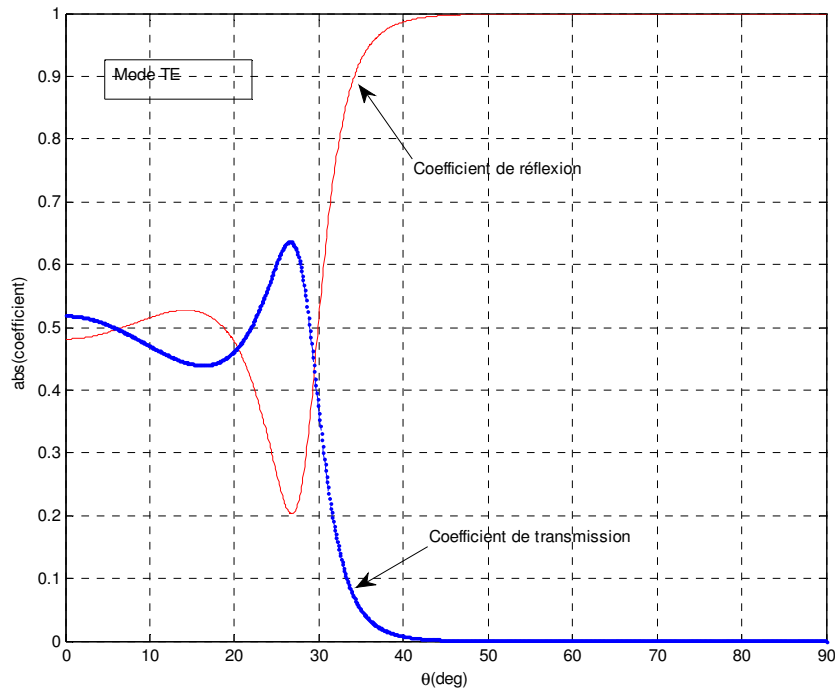


Figure II.31 Variation des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de l'angle incidente en mode TE avec $n_1 = n_4 = 1$, $n_2 = \sqrt{0.25}$, $n_3 = -\sqrt{4}$, $d_1 = d_4 = 0.12 \mu\text{m}$ et $d_2 = d_3 = 0.03 \mu\text{m}$, $f_r = 2\text{GHz}$.

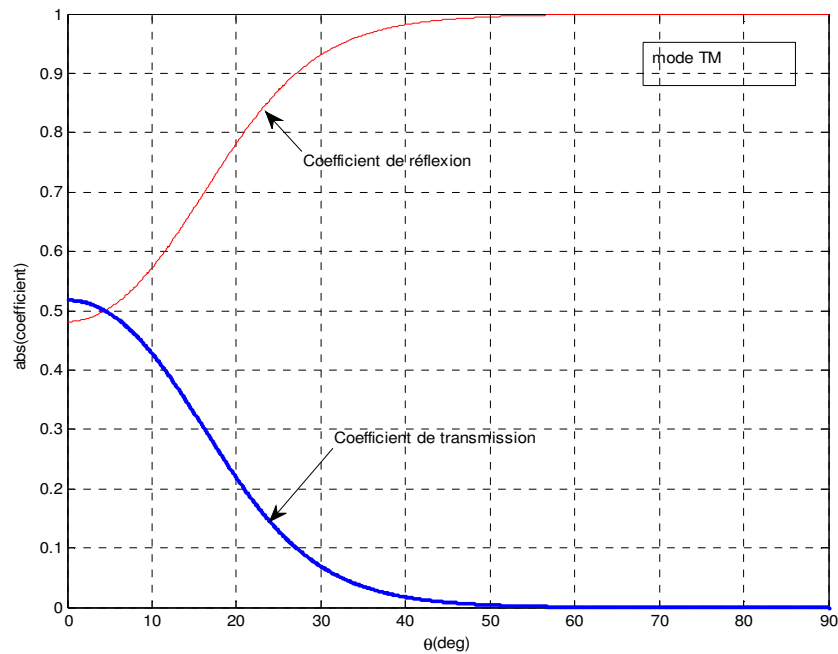


Figure II.32 Variation des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de l'angle incidente en mode TM avec $n_1 = n_4 = 1$, $n_2 = \sqrt{0.25}$, $n_3 = -\sqrt{4}$, $d_1 = d_4 = 0.12 \mu\text{m}$ et $d_2 = d_3 = 0.03 \mu\text{m}$, $f_r = 2\text{GHz}$.

Donc, pour les structures périodiques composées de couches alternées de milieux à indice de réfraction positif et négatif, Les résultats ont montré que les matériaux à indice négatif offrent une bande interdite significativement plus large que les matériaux à indice positif ce qui indique la possibilité d'utiliser une structure méta-matérielle au lieu de celle conventionnelle pour obtenir une fonctionnalité améliorée.

II. 5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une étude théorique et simulation des structures périodiques 1D composées de couches alternées de milieux à indices de réfraction positive (diélectrique-diélectrique, diélectrique-supraconducteur) et de milieux à indice de réfraction positif et négatif (diélectrique-métamatériaux). Les résultats des courbes (spectres de transmission) et des cartes de dispersion ont été obtenus en utilisant les relations de dispersion tirées de la méthode des matrices de transfert et de théorème de Bloch. Les simulations précédentes nous ont montré que la sensibilité du PBG d'une structure périodique à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) à base de deux diélectriques dépend de nombreux facteurs, tels que le facteur de remplissage et les modes de polarisation ainsi que l'angle d'incidence de l'onde émise. Pour l'empilement diélectrique-supraconducteur, l'augmentation de l'épaisseur de la couche du matériau supraconducteur entraîne une diminution du coefficient de réflexion. Cette diminution devient plus importante pour des valeurs de température proche de la température critique. Enfin, les structures périodiques à base de métamatériaux et diélectrique nous ont présenté une bande interdite significativement plus large que les matériaux à indice positif.

Référence

- [1] K. Sakoda, “Optical Properties of Photonic Crystals”, *Springer-Verlag Berlin Heidelberg*, 2005.
- [2] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics”, *Phys. Rev. Lett*, vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [3] E. Gondek et P. Karasiński, “One-dimensional photonic crystals as selective back reflectors” *Optics & Laser Technology*, vol. 48, pp. 438–446, 2013.
- [4] Z. Weigang, X. Guoyue, Z. Jianochao, W. Huihui et H. Haili, “Infrared spectrally selective low emissivity from Ge/ZnS one-dimensional” *Chinese Journal of Aeronautics*, vol. 27, pp. 343-346, 2014.
- [5] J. M. André et P. Jonnard, “Effective mass of photons in a one-dimensional photonic crystal”, *IOP publishing, Phys. Scr*, vol. 84, pp. 1-5, 2011.
- [6] Y. J. C. C. Jen Lee, K. H. Lu, C. Y. Jheng et Y. J. Chen, “Fabry-Perot based metal-dielectric multilayered filters and metamaterials”, *Optical Society of America OSA*, vol. 23, pp. 33008-33017, 2015.
- [7] J. B. Pendry et A. Mackinnon, “Calculation of photon dispersion”, *Phys Rev Lett*. Vol. 69, pp. 2772– 2775, 1992.
- [8] P.P. Banerjee, L. Han, R. Aylo et G. Nehmetallah, “Transfer matrix to propagation of angular plane wave spectra through metamaterial multilayer structures”, *Proc. Of SPIE*, vol. 8093, 80930P, pp. 1-7, 2011.
- [9] S. Chen, Y. Wang, Z.Y. Duan et Z. Song, “Absorption enhancement in 1D Ag/ SiO₂ metallic-dielectric photonic crystals”, *Opt. Appl*, vol. 39, pp. 473–479, 2009.
- [10] M. Born et E. Wolf, “Principles of optics”, *Cambridge U. Press, Cambridge, 7th edn*, pp. 54–74, 1999
- [11] A. C. Petcu, “The optical transmission of one-dimensional photonic crystals containing double-negative materials”, *National Research and Development Institute for Gas Turbines Bucharest, Romania*, ISBN: 978-953-51-0416-2, 2012.
- [12] H. Nemeč, P. Kuzel, F. Garet, et L. Duvillaret, “Time-domain terahertz study of defect formation in one-dimensional photonic crystals”, *Applied Optics*, vol. 43, pp. 1965-1970, 2004.
- [13] H. Oraizi, A. Abdolali, “Several theorems for reflection and transmission coefficients of plane wave incidence on planar multilayer metamaterial structures”, *IET Microw Antennas Propag*, vol. 4, pp. 1870–1879, 2010.
- [14] F. Scotognella, “Four-material one dimensional photonic crystals”, *Elsevier Optical Materials*, vol. 34, pp. 1610-1613, 2012.
- [15] S. Dehdashti, R. Roknizadeh et A. Mahdifar, “Analogue special and general relativity by optical multilayer thin films: the Rindler space case”, *Journal of Modern Optics*, vol. 60, pp. 233-239, 2013.

- [16] M. C. Lin, R. F. Jao et K. H. Huang, “Transfer matrix approach to study light scattering in complex layered media Novel Devices and Components”, *IEEE*, vol. 47, pp. 689- 690, 2004.
- [17] M. Born et E. Wolf, “Principle of Optics”, *41h edition, Pergamon, Oxford*, 1970.
- [18] F. F. D. Medeiros, E. L. Albuquerque, et M. S. Vasconcelos, “Optical transmission spectra in quasiperiodic multilayered photonic structure”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 18, pp. 8737–8747, 2006.
- [19] H. Tian, Y. Ji, C. Li et H. Liu, “Transmission properties of one-dimensional graded photonic crystals and enlargement of omnidirectional negligible transmission gap”, *Elsevier, Optics Communications*, vol. 275, pp. 83–89, 2007.
- [20] C. J. Wu, “Transmission and reflection in a periodic superconductor/dielectric Film Multilayer Structure”, *Progress in Electromagnetic Research Symposium, Hangzhou, China*, pp. 22-26, 2005.
- [21] A. H. Aly, W. Sabra, et E. Abdel-Rahman, “Investigation of the transmittance in superconducting photonic crystal”, *Progress in electromagnetic research symposium proceedings*, pp. 27-30, 2012.
- [22] M. Maksimovic et Z. Jaksic, “Transmission Spectra of Thue-Morse multilayers containing negative index metamaterials”, *Acta Physica Polonica A*, vol. 112, pp. 1049-1054 , 2007.

Chapitre III

Conception d'un filtre sélectif à base d'une structure périodique unidimensionnelle

III. 1 Introduction

Les propriétés originales de propagation de la lumière dans les milieux de constant diélectrique périodique ont été étudiées théoriquement et démontrées expérimentalement. Récemment, ces propriétés ont été étudiées dans les structures d'optique intégrées, et ont ouvert la voie vers de nouveaux concepts et applications [1]-[4]. Une fonction particulièrement importante de l'optique intégrée qui est les filtres sélectifs, peut être réalisée à base de cristaux photoniques unidimensionnels avec l'introduction de défauts dans le système multicouche à indices de réfractions éloignés.

Les filtres sélectifs sont des composants essentiels dans une grande variété de systèmes optiques. Les spécifications de ces composants sont souvent proches de la limite de ce qui est théoriquement possible en termes de sélectivité de fréquences. Une énorme quantité de travaux publiés sur ce sujet est disponible dans la littérature [3]-[5]. Les filtres sont généralement utilisés pour faire passer une bande de fréquences et pas d'autres, par ailleurs leur positionnement dans les systèmes doit être étudié en matière de compatibilité et de pertes. Ces pertes doivent être moins possibles [6]-[7].

L'objectif de ce chapitre sera orienté principalement sur l'étude des filtres à base d'une structure multicouche périodique à cristaux photoniques unidimensionnels avec défauts. Nous combinons la méthode des matrices de transfert (TMM) avec le théorème de Block afin de trouver les caractéristiques des spectres de transmission et la bande interdite photonique de la structure de base constituant notre filtre. Les épaisseurs de couches de PC et / ou les types de matériaux sont considérés comme des paramètres désignables.

III. 2 Notion générales sur les filtres

Un filtre est un dispositif, caractérisé par une fonction de transfert, qui réalise une opération de traitement du signal. Il se base sur le couplage entre plusieurs cellules résonantes qui forment finalement un certain gabarit en termes de pertes, de transmission et de réflexion. Il atténue certaines composantes d'un signal sur une bande de fréquence et en laisse passer d'autres dans une autre bande de fréquence appelée bande passante [5].

III. 2. 1 Les types des filtres

Les filtres sont classés par type comme étant passe haut, passe bas, passe bande et coupe bande (voir figure (III.1)) ou par technologies en étant passif, actif, mécanique ou numérique.

Les différents types de filtres sont :

- ✓ Un filtre passe-bas: est un filtre qui laisse passer les basses fréquences et qui atténue les hautes fréquences, c'est-à-dire les fréquences supérieures à la fréquence de coupure. Il pourrait également être appelé filtre coupe-haut. Les filtres passe-bas incluent des filtres de coupure IR, des miroirs chauds, et des verres anti-caloriques.
- ✓ Un filtre passe-haut : est l'inverse du filtre passe-bas, il laisse passer les hautes fréquences et qui atténue les basses fréquences. Les filtres passe-haut comprennent les miroirs froids, les filtres de verre colorés.
- ✓ Un filtre passe bande : formé d'une combinaison entre les deux filtres passe-bas et passe-haut, il ne laisse passer qu'une bande ou intervalle de fréquences compris entre deux fréquences de coupure basse et haute [6]. Ils sont particulièrement sensibles aux angles. Aussi une grande prudence doit être apportée lors du montage et de l'intégration de ces derniers dans un système optique. Des filtres par pulvérisation doivent être choisis pour optimiser la transmission des longueurs d'onde sélectionnée.
- ✓ Filtres à bande large caractérisés par une transmission de bande extrêmement large (de 50 nm à 80 nm), la bande passante comprise entre 20% et 80%.
- ✓ Filtres à bande étroite caractérisés par une transmission de bande extrêmement étroite (de 2 nm à 10 nm), la bande passante est inférieure à 20%.

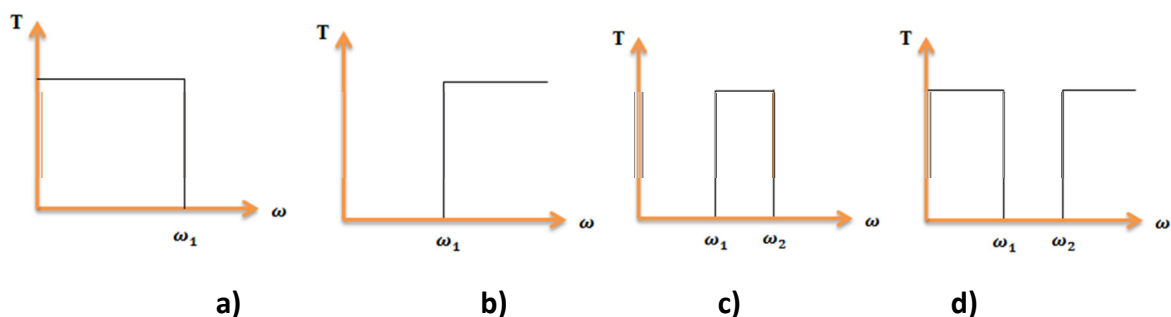


Figure III.1 Gabarits de filtres : a) passe bas, b) passe haut, c) passe bande et d) coupe bande.

III. 2. 2 Caractérisation des filtres

Parmi les paramètres principaux qui permettent la caractérisation des filtres on cite :

- ✓ Les pertes d'insertion : sont définies comme le niveau de pertes mesuré à la résonance sur la réponse électrique en transmission, ce qui correspond à l'atténuation du paramètre $|T|$ à la fréquence centrale (Figure (III.2)). Les pertes d'insertion sont le plus souvent exprimées en dB. [7].

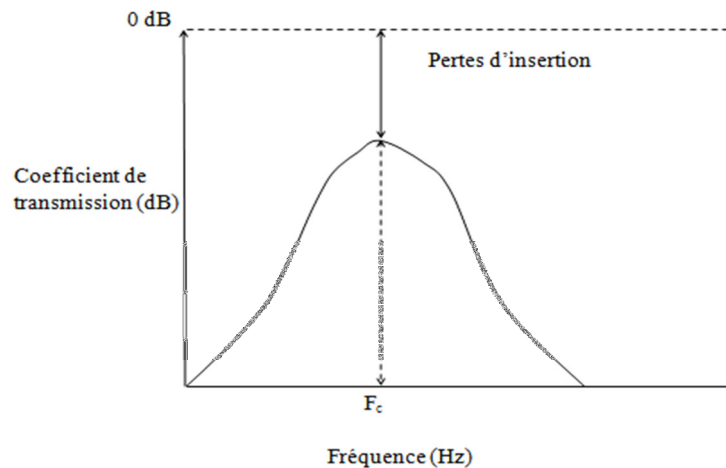


Figure III.2 Les pertes d'insertion d'un filtre.

L'intérêt de ce paramètre est de représenter l'ensemble des pertes rencontrées dans l'élément considéré ainsi que dans les dispositifs de couplage du résonateur avec l'extérieur (pertes par rayonnement, ohmiques, diélectriques). L'adaptation à la fréquence centrale doit être bonne (inférieure à -15 dB) pour que l'atténuation à F_c corresponde à des pertes d'insertion et non à une désadaptation.

- ✓ Le calcul du coefficient de qualité : Permet seulement de juger la sélectivité d'un résonateur et de son dispositif d'alimentation. Il est calculé à partir de la réponse électrique en transmission $|T|$ comme suit $Q_{ch} = \frac{F_c}{F_2 - F_1}$.

Où les fréquences F_1 et F_2 correspondent à la bande passante prise à -3 dB et F_c est la fréquence de résonance, c'est-à-dire la fréquence pour laquelle le niveau de pertes est minimal (Figure (III.3)).

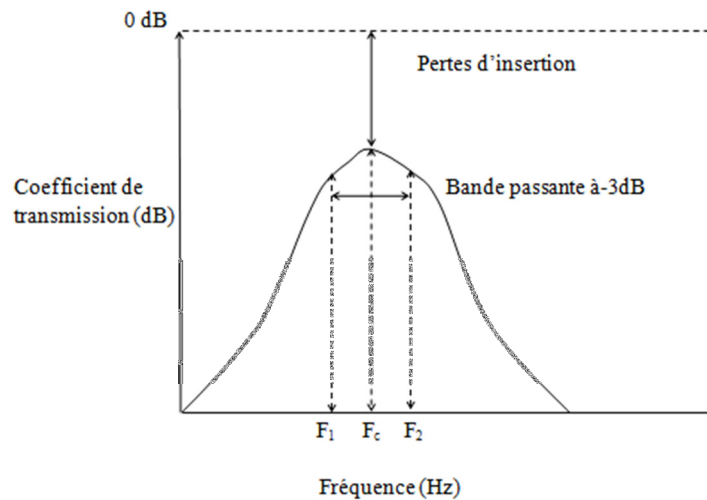


Figure III.3 Coefficient de qualité d'un filtre.

Plusieurs types de filtres sont disponibles avec des caractéristiques différentes (pertes, ondulation, adaptation et réjection). Après le choix du type adéquat, on peut déduire la fonction de transfert relative. En optique, un filtre est un dispositif qui laisse passer une partie du rayonnement lumineux, sans autrement affecter son cheminement. Les filtres sont utilisés en photographie, dans de nombreux instruments d'optique comme ceux utilisés en astronomie, ainsi que pour l'éclairage de scène de spectacle [5],[8]. On distingue trois procédés de filtrage:

- Le filtrage par absorption transmet ou absorbe le rayonnement selon sa longueur d'onde dans le vide. Le rayonnement absorbé ou transmis peut être visible ce qui détermine la couleur du filtre ; mais aussi infrarouge et ultraviolet;
- Le filtrage de polarisation absorbe la lumière à proportion de la différence de polarisation par rapport à son axe ;
- Un filtre dichroïque, ou interférentiel, transmet une partie de la lumière et réfléchit le reste.

Le filtrage spatial peut utiliser un procédé optique pour sélectionner des fréquences spatiales dans l'échange des informations. Il est utilisé dans certains instruments d'optique, et au contact des capteurs de photographie numérique comme filtre anti-repliement.

Il y a aussi les Filtres Fabry- Pérot, qui sont des filtres sélectifs en longueur d'onde qui fonctionnent par le principe d'une cavité Fabry-Pérot. Ils sont constitués de deux lames partiellement réfléchissantes, l'onde qui s'installe entre ces deux lames est limitée dans un intervalle précis de longueur d'onde. Ainsi ces filtres permettent de réduire fortement la bande passante de la lumière utilisée [3]. Ils sont souvent utilisés en optique afin de travailler en lumière quasi-monochromatique.

III. 3 Les filtres sélectifs à base d'une structure multicouche périodique à cristal photonique unidimensionnel.

Les cristaux photoniques (PCs) ayant été initialement proposés par Yablonovitch et John et al. [9]-[10], ils ont attiré une attention significative en raison de ses nouvelles propriétés électromagnétiques (EM) et de leurs applications potentielles dans les domaines liés à l'optoélectronique [11]-[13]. Comme pour les bandes interdites électroniques de semi-conducteurs, les ordinateurs personnels possèdent la bande interdite photonique (PBG) pour la raison de la diffusion de Bragg dans une structure diélectrique périodique [14]-[15]. La propagation des ondes électromagnétiques dans les PCs est fortement inhibée lorsque la fréquence tombe dans la PBG [16]-[17]. Lorsque la couche de défauts est introduite dans les PCs, le mode de défaut localisé apparaît dans la PBG en raison de la rupture de la périodicité [18]- [21]. Pour le PC défectueux, le mode de défaut induirait un pic de transmission dans la région PBG, ce qui répond bien aux exigences du filtre à bande étroite (NBF). Cela permet aux ondes de se propager à un point de fréquence tout en interdisant les ondes à toutes les autres gammes de fréquences. Le NBF est donc l'une des applications les plus répandues [22]-[23].

En pratique, les NBF conventionnels proviennent des interférences multi-faisceaux dans les filtres de type Fabry-Perot [24]-[25], tels que les filtres métal-diélectrique-métal (MDM) et les filtres à base de diélectrique seulement, qui n'étaient pas faciles à intégrer dans les systèmes optoélectronique miniaturés. Pour résoudre ce problème, des systèmes NBF efficaces et compacts ont été proposés à partir des PCs composés de films multicouches [26]-[27]. Certaines études ont été consacrées à la sélection de matériaux spéciaux de la couche de défauts et à la conception de nouvelles structures pour le PC défectueux, qui permettraient d'obtenir un FBN réglable et de grande qualité [28]-[29]. Cependant, ces conceptions ne conviennent pas à l'application en raison de la complexité des matériaux et des structures, et la plupart d'entre elles ne sont que des résultats de simulation. Ainsi, la NBF avec une bande passante étroite et une transmission élevée, utilisant des matériaux accessibles et des structures concises, est hautement souhaitable. Généralement, le facteur de qualité (Q) est un paramètre principal pour mesurer les performances d'un filtre [30]-[31]. Le plus grand Q étant nécessaire pour obtenir un filtre NBF de haute qualité.

Nous présentons ci-dessous une étude théorique munies des simulations d'un filtre sélectif à base d'une structure périodique multicouche unidimensionnelle contenant des métamatériaux à indice négatif, de deux diélectriques et aussi d'un diélectrique et un supraconducteur. Les résultats des simulations numériques pour les différentes configurations seront présentés en terme de spectres de transmission. Certains facteurs affectant la qualité du filtre seront pris en compte, tels que l'épaisseur des couches, l'angle d'incidence et les propriétés physiques des matériaux sur lesquels repose la structure constitutive du filtre.

III. 3. 1 Conception d'un filtre sélectif à cristal photonique unidimensionnel à base de diélectriques

Nous démontrons par simulation numérique la conception d'un filtre sélectif à cristal photonique défectif à une dimension (1D-DPC). Les simulations faites se basent sur la théorie décrite dans la partie (II.2.1.1). La méthode des matrices de transfert est utilisée pour déterminer le coefficient de transmission pour les modes TE (Transverse électrique) et TM (Transverse Magnétique).

Considérons la structure (1D-PC) constituée d'une alternance de multicouches représentée dans la figure (III.4), où la couche N ou la période ($N/2$) étant constituée des matériaux diélectriques A (InAs), B (SiO_2) et une couche défectueuse D (TiO_2). Chaque couche doit avoir une épaisseur d_i et un indice n_i . Afin de trouver la formulation de la structure, nous supposons que l'onde électromagnétique incidente vient de l'air vers le milieu InAs et SiO_2 . Les couches sont dans le plan x-y, la direction z est normale à l'interface des couches.

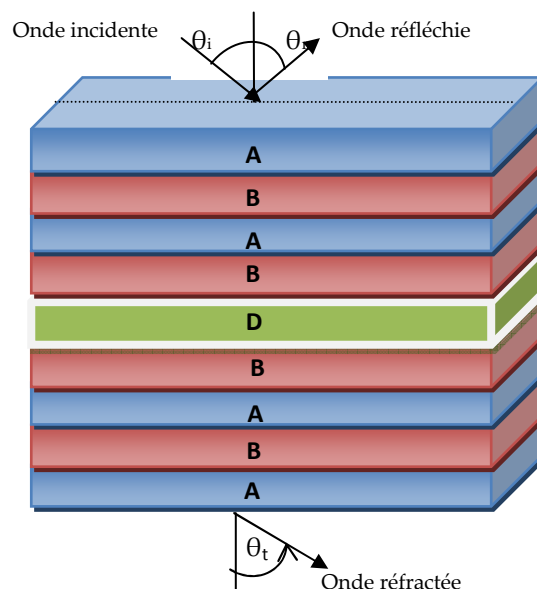


Figure III.4 Structure 1D-DPC.

La relation entre les champs électriques et magnétiques de différentes couches de la structure est donnée par:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = M_A M_B \dots M_D \dots M_B M_A \begin{bmatrix} E_l \\ H_l \end{bmatrix} \quad (\text{III-1})$$

La matrice $M_{A,B}$ de la $l^{\text{ème}}$ couche peut être écrite sous la forme [16]-[17]:

$$M_{A,B} = \begin{bmatrix} \cos(\delta_{A,B}) & i \gamma_A \sin(\delta_{A,B}) \\ i \gamma_{A,B}^{-1} \sin(\delta_{A,B}) & \cos(\delta_{A,B}) \end{bmatrix} \quad (\text{III-2})$$

$\delta_{A,B}$ et $\gamma_{A,B}$ sont les paramètres de la matrice en fonction de l'angle de la lumière incident, les constantes optiques et l'épaisseur des couches des diélectrique A et B.

Pour un nombre l de couches; la matrice de transfert correspondante peut être définie comme un produit de matrices.

Pour la structure symétrique nous avons :

$$M = \prod_{k=1}^{(2N+1)} M_k = (M_A M_B)^N M_D (M_B M_A)^{(2N+1)} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{III-3})$$

Où

M_A est la matrice de transfert de la première couche du diélectrique;

M_B est la matrice de transfert de la deuxième couche du diélectrique;

M_D est la matrice de transfert de la couche du défaut.

m_{11} , m_{12} , m_{21} and m_{22} sont des nombres complexes.

La transmission t et la réflexion r sont définies dans la partie II. 2. 1. 1.

III. 3. 1. 1 Les résultats numériques

La figure (III.5) montre la variation du spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde λ . Nous nous considérons que l'incidence normale de l'onde électromagnétique sur la structure 1D-PC. La structure proposée est restructurée en $(A_n B_n)_m$ où $n = 1 \dots m$, m est prise 8. Les indices de réfraction sont fixés à $n_{\text{InAs}} = 3,33842$ et $n_{\text{SiO}_2} = 1,4672$ à $\lambda = 0,43 \mu\text{m}$. Les épaisseurs des couches ont été prises comme suit: $d_{\text{SiO}_2} = 0,0733 \mu\text{m}$ et $d_{\text{InAs}} = 0,0318 \mu\text{m}$. Notre structure présente un large intervalle de bande interdite limité entre 342,7 nm et 578,3 nm.

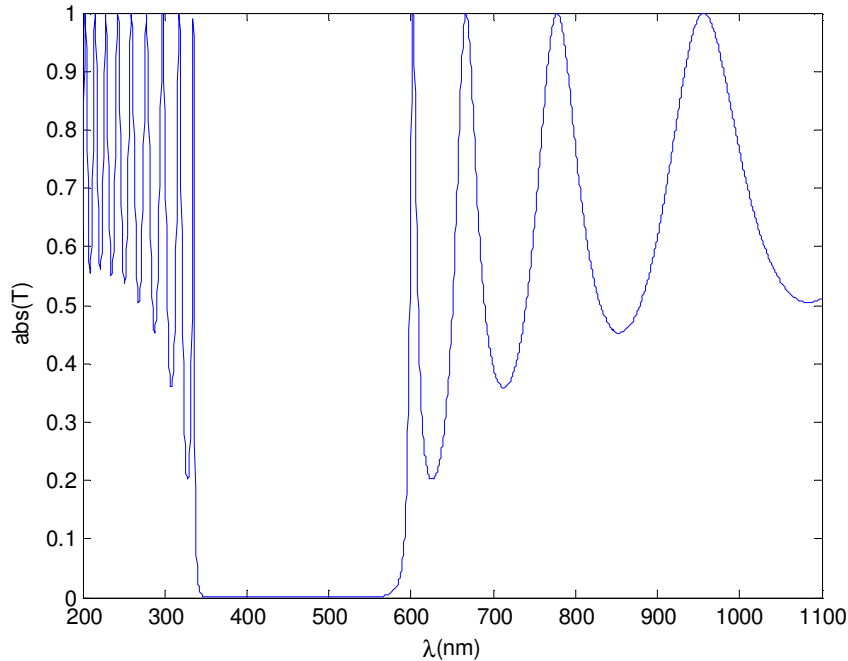


Figure III.5 Spectre de transmission d'une structure 1D-PC, $n_{\text{InAs}}=3.3842$, $n_{\text{SiO}_2}=1.4672$, $d_{\text{InAs}}=0.0318\mu\text{m}$, $d_{\text{SiO}_2}=0.0733\mu\text{m}$.

a. Effet de la couche défective

Afin de vérifier les effets de la couche défective, nous introduisons une couche défective TiO_2 avec un indice de réfraction $n_{\text{TiO}_2} = 2,8717$ et une épaisseur $d_{\text{TiO}_2} = 0,0187 \mu\text{m}$. Sur la figure (III.6), nous avons tracé les spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde d'une structure 1D-DPC pour les deux formes symétriques et asymétriques. En raison de l'existence d'une couche de défauts, il est constaté qu'il existe une bande passante très étroite ou un mode de défaut unique dans la bande interdite photonique (PBG). Pour la structure de forme asymétrique 1D-DPC avec la configuration $(\text{Air} / (\text{AB})^4\text{D}(\text{AB})^4 / \text{Air})$; la largeur de la PBG est calculée comme suit: $\Delta_{\text{Bwp}} = (601.504 - 332.1712) = 269.3328\text{nm}$ et le pic de résonance se situe à la longueur d'onde nominale de $\lambda = 370,2 \text{ nm}$. Pour la structure de forme symétrique 1D-DPC avec la configuration $(\text{A} / (\text{AB})^4\text{D}(\text{BA})^4 / \text{Air})$; la largeur de la bande interdite est calculée comme suit: $\Delta_{\text{Bwp}} = (604.294 - 334.252) = 270.042\text{nm}$. Le pic de résonance se situe à la longueur d'onde de $\lambda = 532,4 \text{ nm}$. De plus, dans la structure de forme asymétrique, les modes de défaut apparaissent dans les hautes fréquences avec une faible amplitude par rapport à la structure de forme symétrique. Cette réduction de l'amplitude du pic de défaut devient plus importante dans le cas d'une structure asymétrique. Ces comportements concordent parfaitement avec ceux rapportés par les travaux [7], [32]-[33].

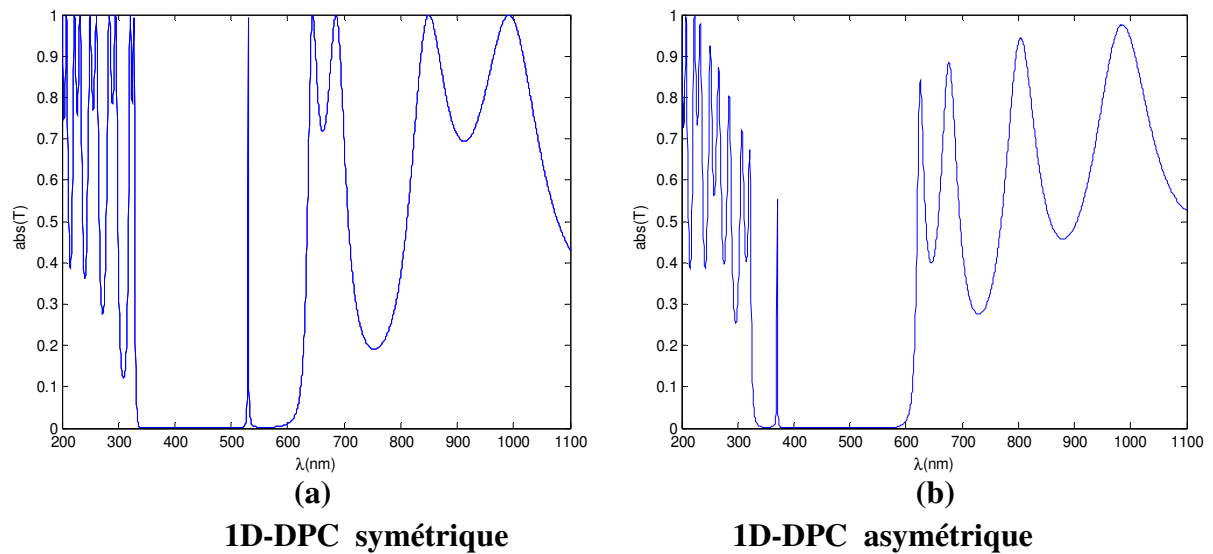


Figure III.6 Spectres de transmission d'une structure 1D-DPC symétrique et asymétrique.

b. Effets de la polarisation et de l'angle d'incidence sur les modes de défaut

Les effets de la polarisation et de l'angle d'incidence sur les modes de défaut dans les spectres de transmission pour les modes TE et TM sont illustrés dans les figures (III.7) à (III.10) et le tableau (III.1). Nous pouvons clairement observer que le spectre de transmission du mode de défaut est lié à l'angle d'incidence dans les deux modes TE et TM. La position de la bande passante étroite (pic de transmission) et la largeur de la bande interdite sont modifiés; la première diminue vers les plus petites longueurs d'onde avec l'augmentation de l'angle d'incidence (pour le mode TM) et la deuxième augmente dans le mode TE et diminue dans le mode TM.

Comme le montrent les figures (III.7) à (III.10), dans le mode TE, et avec les valeurs de θ qui sont : 0° , 30° , 60° et 75° , le pic de résonance atteindra respectivement les longueurs d'ondes: 532,4 nm, 519,9 nm, 492,2 nm et 481,6 nm. Dans le mode TM, une valeur faible de ce pic de transmission s'est produit aux longueurs d'onde : 504,6 nm ($\theta = 30^\circ$), 444,2 nm ($\theta = 60^\circ$) et 420,8 nm ($\theta = 75^\circ$). De plus, pour les deux polarisations, la fréquence du mode de défaut est décalée vers la fréquence la plus élevée à mesure que l'angle augmente. Aussi, nous constatons qu'avec l'augmentation de l'angle d'incidence, la hauteur maximale du mode de défaut (l'amplitude du pic de transmission) diminue dans le mode TM et augmente dans le mode TE.

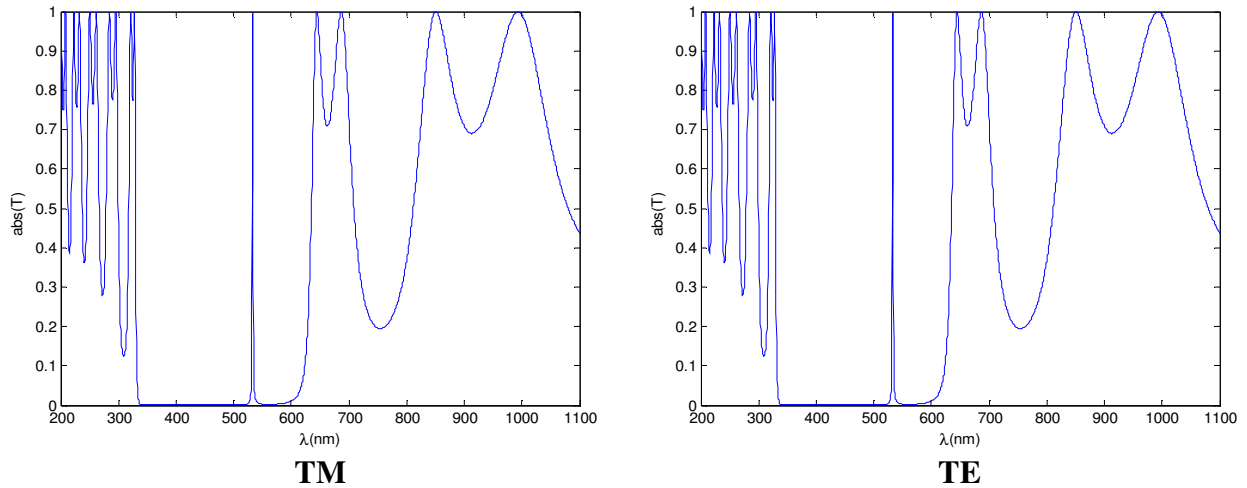


Figure III.7 Spectre de transmission d'une structure (1D-DPC), modes TE et TM pour $\theta=0^\circ$.

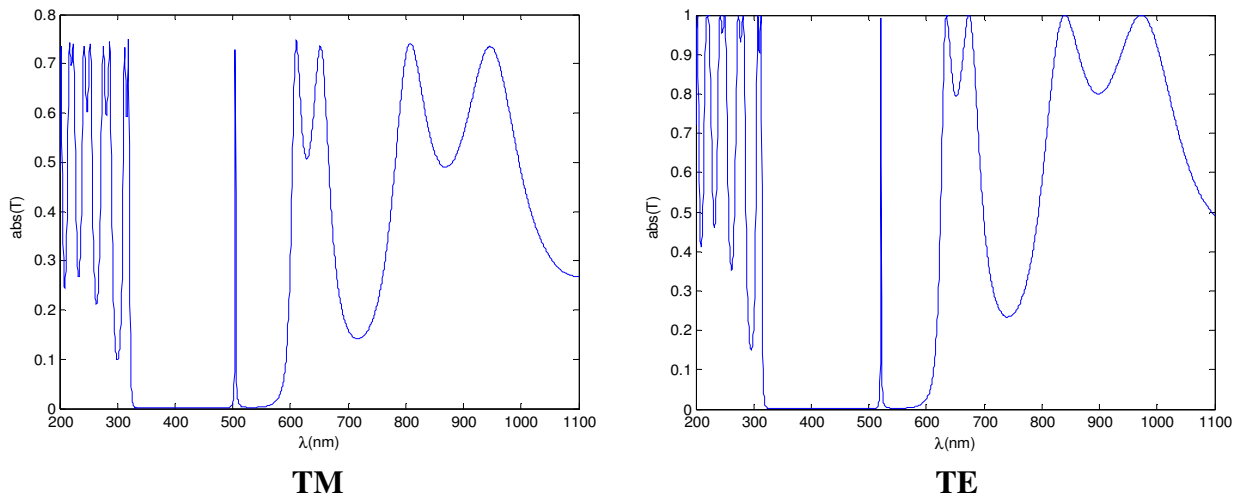


Figure III.8 Spectre de transmission d'une structure (1D-DPC), modes TE et TM pour $\theta=30^\circ$.

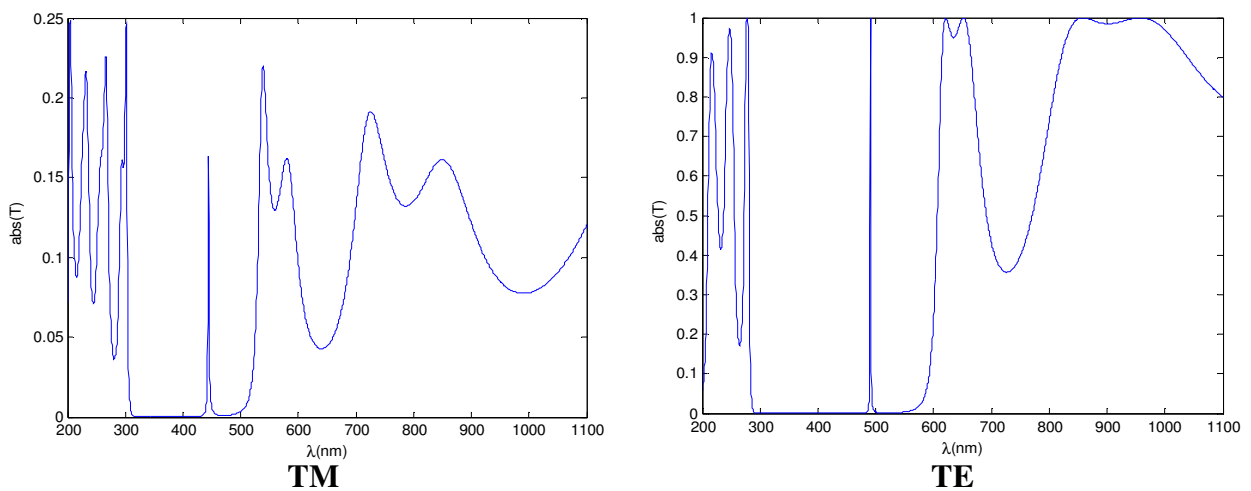


Figure III.9 Spectre de transmission d'une structure (1D-DPC), modes TE et TM pour $\theta=60^\circ$.

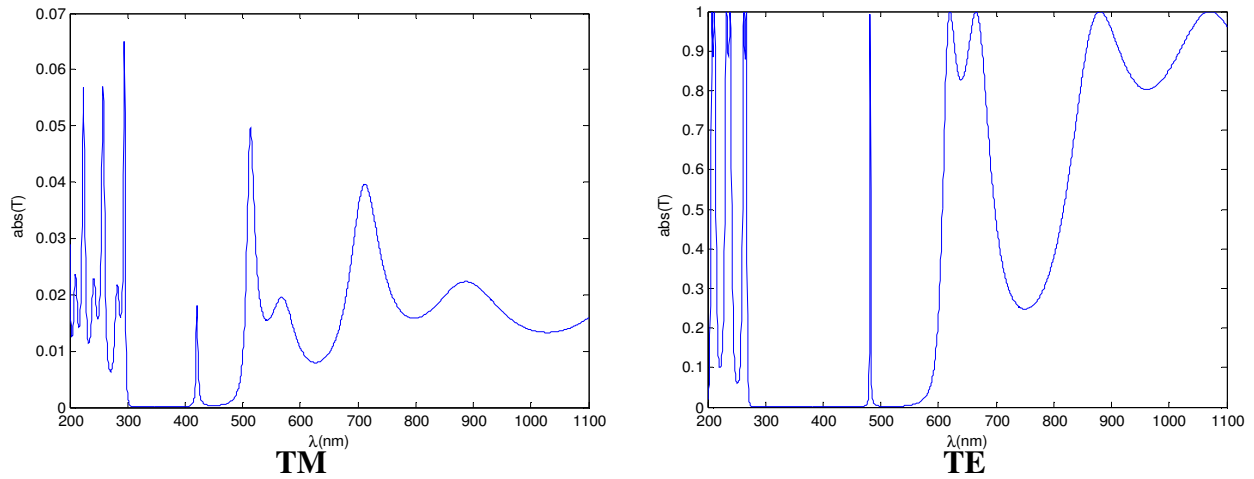


Figure III.10 Spectre de transmission d'une structure (1D-DPC), modes TE et TM pour $\theta=75^\circ$.

| θ | TE mode | | TM mode | |
|------------|-----------------------------|----------------|-----------------------------|----------------|
| | ΔB_{wp} (nm) | λ (nm) | ΔB_{wp} (nm) | λ (nm) |
| 0° | $(604.294-334.252)=270.042$ | 532.4 | $(604.294-334.252)=270.042$ | 532.4 |
| 30° | $(597.66-318.9)=278.76$ | 519.9 | $(579.1-325.4)=253.7$ | 504.6 |
| 60° | $(576.5-285.9)=290.6$ | 492.2 | $(518.1-306.3)=211.8$ | 444.2 |
| 75° | $(574.4-271.6)=302.8$ | 481.6 | $(504.9-296.6)=208.3$ | 420.8 |

Tableau III.1 La largeur de la bande interdite et la longueur d'onde du pic de transmission d'une structure 1D-DPC symétrique $(Air)/(AB)^4D(BA)^4/Air$ avec différents angles d'incidence, modes TE et TM.

c. Effet des couches de défaut

Dans la figure (III.11), nous examinons les effets des deux couches de défauts en introduisant deux couches de défauts TiO_2 d'épaisseur $d_{TiO_2} = 0,0374\mu m$, dans la structure 1D-DPC de forme symétrique et de forme asymétrique.

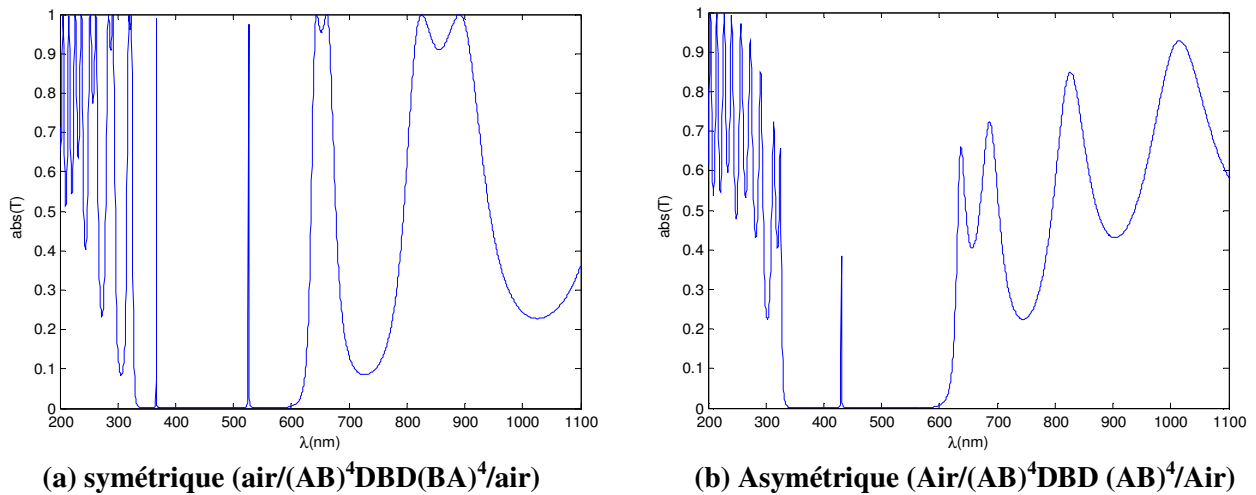


Figure III.11 Spectre de transmission d'une structure (1D-DPC) ($n_{\text{InAs}} = 3,33842$, $n_{\text{SiO}_2} = 1,4672$, $d_{\text{InAs}} = 0,0318\mu\text{m}$, $d_{\text{SiO}_2} = 0,0733\mu\text{m}$, $n_{\text{TiO}_2} = 2,8717$, $d_{\text{TiO}_2} = 0,0374\mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$).

On constate qu'il existe deux modes de défauts dans la bande interdite photonique de la structure 1D-DPC symétrique avec la configuration (Air/(AB)⁴DBD(BA)⁴/Air). La largeur de la bande interdite est calculée comme suit : $\Delta_{\text{Bwp}} = (613.312 - 331.404) = 281.908\text{nm}$, ainsi que les pics de résonance se situent aux longueurs d'onde de $\lambda_1 = 364.9\text{ nm}$ et $\lambda_2 = 523.6\text{nm}$. Pour la structure 1D-DPC asymétrique avec la configuration (Air/(AB)⁴DBD(AB)⁴/Air), il existe un seul mode de défaut et le pic de résonance se situe à la longueur d'onde de $\lambda_1 = 430,1\text{ nm}$. La largeur de la bande interdite est calculée comme suit: $\Delta_{\text{Bwp}} = (600,4 - 335,3) = 265,1\text{nm}$. Nos résultats impliquent que le nombre de défauts peut être augmenté en ajoutant de la couche TiO₂ dans la structure 1D-DPC de forme symétrique.

III. 3. 2 Conception d'un filtre sélectif à base de cristal photonique supraconducteur à une dimension (1D-SPC)

Considérons la structure 1D-SPC constituée d'une multicouche alternée de la forme $(SD)^N$ décrite à la figure (III.12.a); il existe $2N$ de couches composées de supraconducteur S ($YBa_2Cu_3O_7$) et de matériau diélectrique D(InAs). Chaque couche doit avoir une épaisseur d_i et indice de réfraction n_i .

La structure conçue (1D-SPC) avec couche de défaut est illustrée à la Figure (III.12.b). La structure de symétrie 1D-SPC avec la configuration $(Air/(SD_1)^N D_2 (D_1 S)^N / Air)$ est constituée de supraconducteur S et des matériaux diélectriques D_1 et D_2 .

Nous supposons que l'onde électromagnétique incidente vient de l'air vers la couche de supraconducteur et la couche de diélectrique. Les couches sont sur le plan x-y et la direction z est normale à l'interface de la couche.

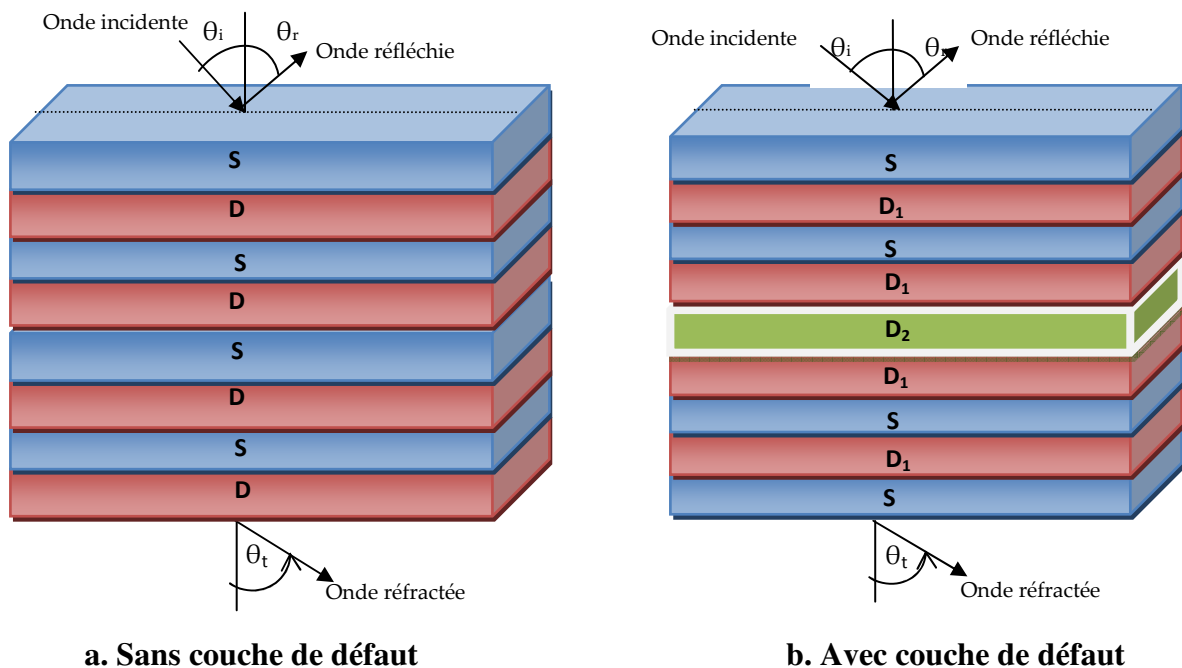


Figure III.12 Structure d'un cristal photonique supraconducteur unidimensionnel (1D-SPC) : a. Sans couche de défaut b. Avec couche de défaut.

Le profil d'indice de réfraction ($n_l = \sqrt{\varepsilon_l}$) des milieux supraconducteurs (S) et diélectriques (D) peut être défini comme suit:

$$\begin{cases} n_1 = \sqrt{\varepsilon_1} = \sqrt{\varepsilon_S} & 0 < z < d_1 \\ n_2 = \sqrt{\varepsilon_2} = \sqrt{\varepsilon_D} & d_1 < z < d_2 \end{cases} \quad (\text{III.4})$$

Où

$\varepsilon_S, \varepsilon_D, n_1, n_2, d_1,$ et d_2 désignent respectivement la permittivité relative, les indices de réfraction et les épaisseurs des milieux S et D.

On suppose que la perméabilité magnétique de la structure (1D-SPC) est égale à celle de l'espace libre. Puisque ε_l est une fonction périodique de z , la constante diélectrique peut être écrite ainsi:

$$\varepsilon_l(z) = \varepsilon_l(z + d) \quad (\text{III.5})$$

Où

l : est le nombre de couche.

$d = d_1 + d_2$: est la période.

À partir des deux modèles de fluide, nous constatons que l'indice de réfraction du supraconducteur est :

$$n_1 = \sqrt{\varepsilon_{r1}} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2} \quad (\text{III.6})$$

Où

ω_{th} est la fréquence de seuil du supraconducteur, donnée par [34-37]:

$$\omega_{th}^2 = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0 \lambda_L^2} \quad (\text{III.7})$$

Où

λ_L est la profondeur de pénétration de Londres dépendant de la température et donnée par

$$\lambda_L^2 = \frac{\lambda_0^2}{1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^4} \quad (\text{III.8})$$

Où

λ_0 : la profondeur de pénétration à $T = 0$ K.

T : la température de fonctionnement

T_C : la température critique du supraconducteur.

La couche diélectrique ayant l'indice de réfraction sous la forme:

$$n_2 = \sqrt{\epsilon_{r2}} \quad (\text{III.9})$$

Nous combinons la méthode des matrices de transfert (TMM) avec le théorème de Bloch afin de trouver les caractéristiques des spectres de transmission et la bande interdite photonique de la structure de base constituant notre filtre en se basant sur les relations numériques expliquées dans les parties (II.2.1.1 et II.3).

Le produit des matrices de structure (1D-SPC) avec couche défectueuse peut alors être écrit comme suit:

$$M = \prod_{k=1}^{(2N+1)} M_k = (M_S M_{D1})^N M_{D2} (M_{D1} M_S)^{(2N+1)} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{III.10})$$

Où

M_S : la matrice de transfert de la première couche supraconductrice.

M_{D1} : la matrice de transfert de la couche diélectrique.

M_{D2} : la matrice de transfert de la couche diélectrique de défaut.

m_{11}, m_{12}, m_{21} et m_{22} sont les nombres complexes.

Les coefficients de réflexion et de transmission totaux sont donnés par les relations (II-27 et II-28):

III. 3. 2. 1 Les résultats numériques

La structure proposée est restructurée comme suit: $(S_n D_n)_m$ où $n = 1 \dots m$, la valeur de m est prise 6. On suppose que la couche supraconductrice est constituée de $(YBa_2Cu_3O_7)$ avec une épaisseur d_S . Les caractéristiques du matériau supraconducteur sont les suivantes: $\lambda = 200$ nm et $T_c = 92K$, la température de fonctionnement est $T = 4.2K$, l'indice de réfraction $n_S = n_{YBa_2Cu_3O_7} = \sqrt{\epsilon_{r1}} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$ et $d_S = 30$ nm. Pour le diélectrique, l'indice de réfraction est de $n_D = n_{InAs} = 3.3842$, et l'épaisseur des couches est $d_D = 80$ nm.

a. Propriétés de transmission sous différents épaisseurs de la couche supraconductrice

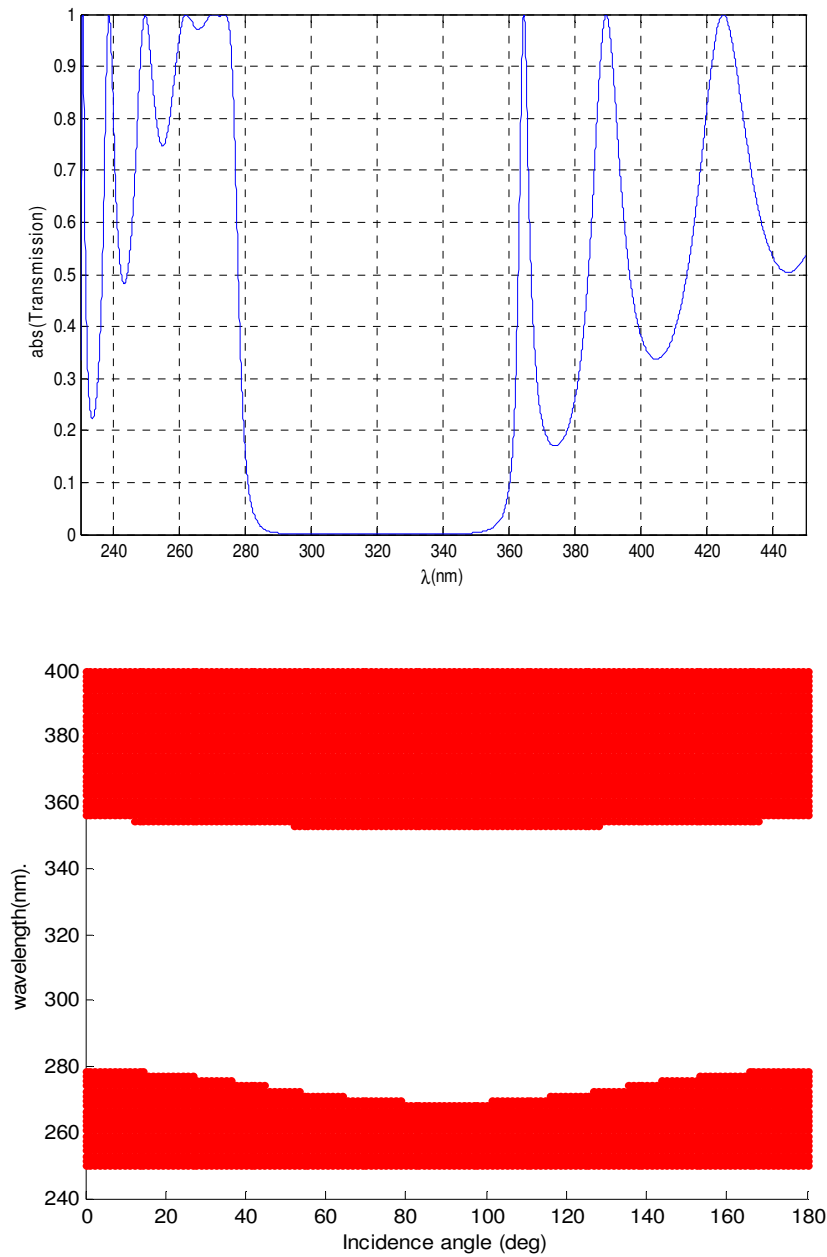


Figure III.13 Spectre de transmission et carte des bandes interdites de la structure (1D-SPC) en fonction de la longueur d'onde, $n_D = n_{\text{InAs}} = 3.3842$, $n_S = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_{r1}} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $d_S = 30\text{nm}$, $d_D = 80\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $N=12$.

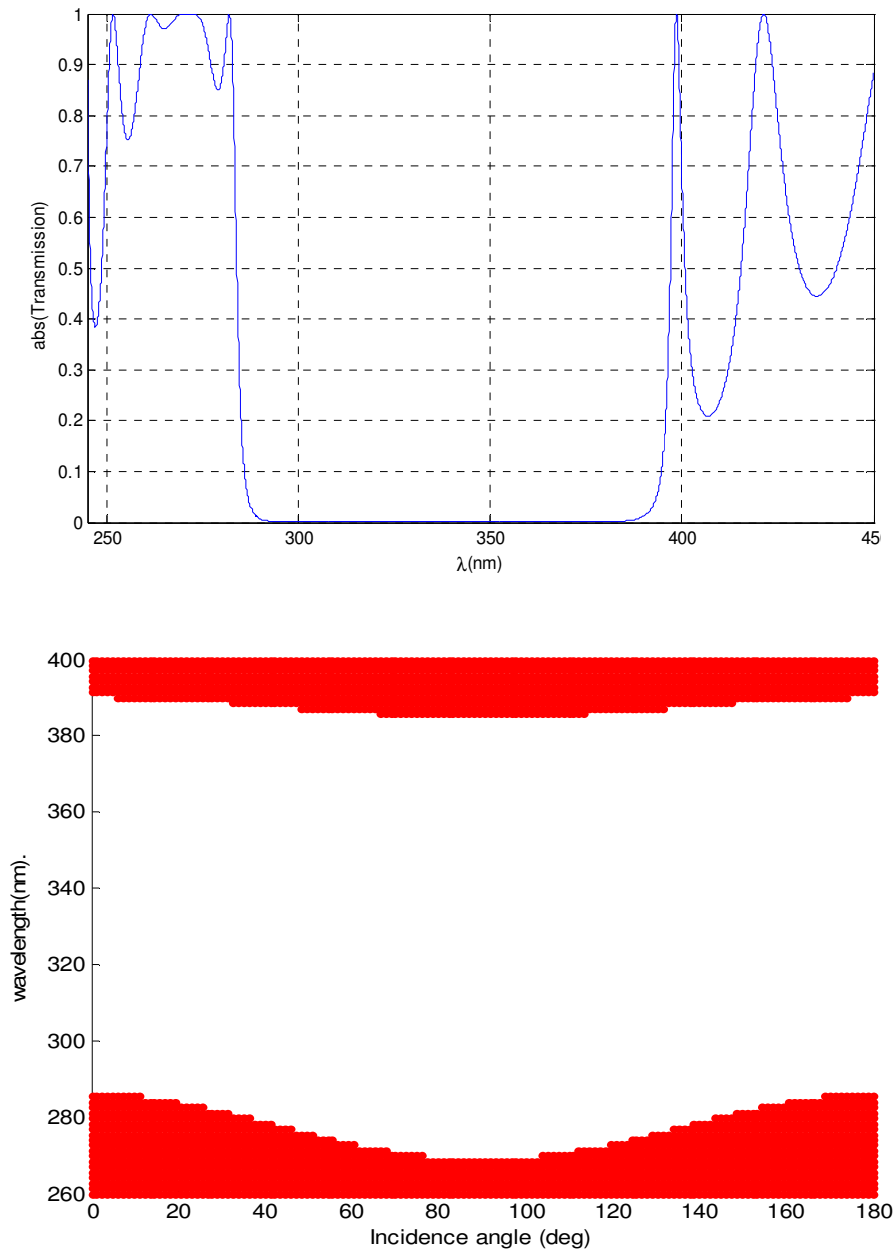


Figure III.14 Spectre de transmission et carte des bandes interdites de la structure (1D-SPC) en fonction de la longueur d'onde, $n_D = n_{\text{InAs}} = 3.3842$, $n_S = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_{r1}} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $d_S = 50\text{nm}$, $d_D = 80\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $N=12$.

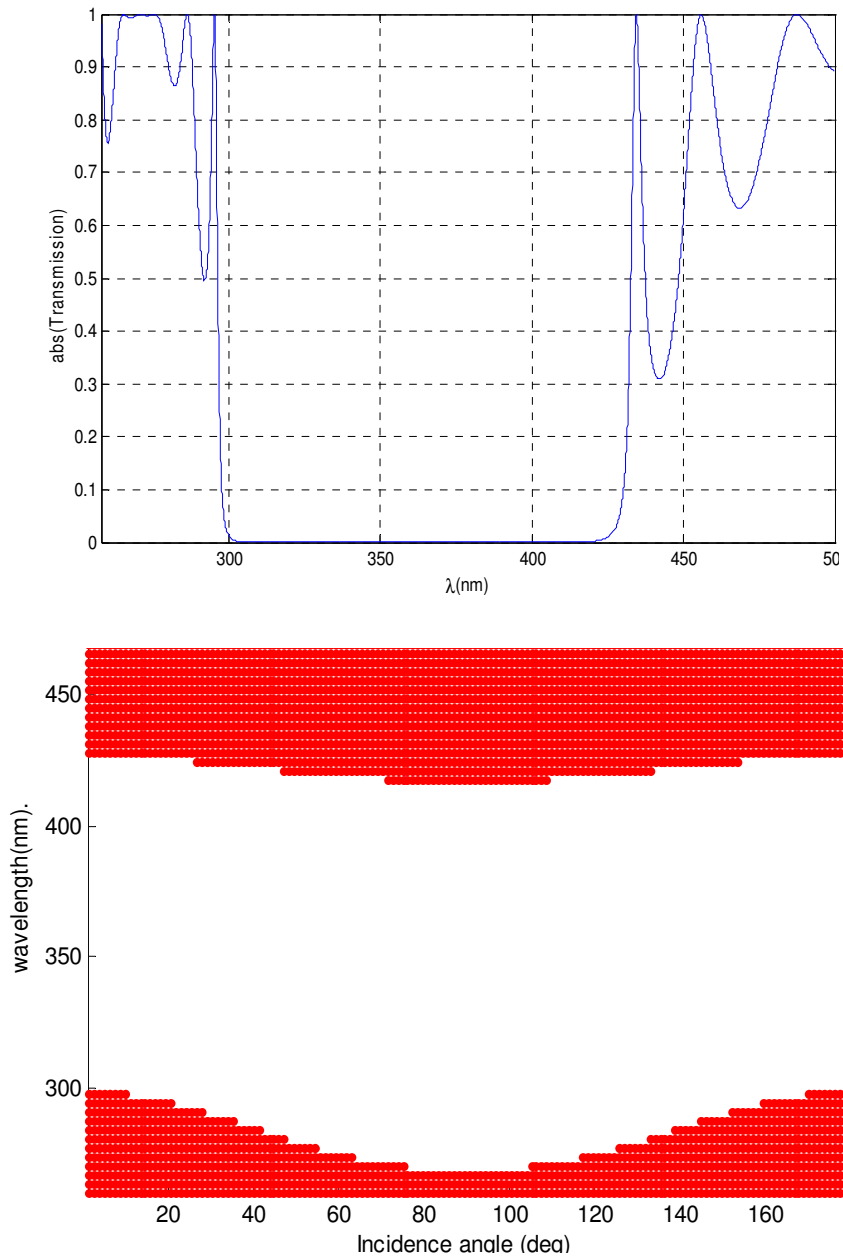


Figure III.15 Spectre de transmission et carte des bandes interdites de la structure 1D-SPC en fonction de la longueur d'onde, $n_D = n_{\text{InAs}} = 3.3842$, $n_S = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_{r1}} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $d_S = 80\text{nm}$, $d_D = 80\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$, $T_C=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$ et $N=12$.

D'après les figures (III.13) à (III.15), nous avons clairement observé que la structure proposée présente des différentes bandes interdites (ou bande d'arrêt). La largeur de la bande interdite photonique varie en fonction du changement d'épaisseur de la couche supraconductrice; elle est limitée de 286,8 nm à 353,6 nm pour $d_S = 30$ nm, alors que pour environ $d_S = 50$ nm et $d_S = 80$ nm, il passe respectivement à 99,2 nm et 123,1 nm. La largeur de la bande interdite est plus sensible à l'augmentation de l'épaisseur de la couche

supraconductrice. Nous concluons que l'épaisseur du supraconducteur est un paramètre important dans cette structure [36]-[39]. On note que la région rouge dans les figures (III.13) à (III.15) indique les plages de la transmission et la région d'espace vide représente la bande interdite photonique (PBG).

b. Propriétés de transmission sous différents angles d'incidence

Il est possible de modifier la structure de la bande interdite photonique (PBG) en faisant varier l'angle d'incidence. La dépendance des spectres de transmission par rapport à l'angle d'incidence pour les modes TE et TM est illustrée aux figures (III.16) et (III.17). Certaines caractéristiques méritent d'être notées, surtout lorsque l'angle d'incidence augmente. On remarque que la largeur de la bande interdite augmente et se déplace vers les régions de longueurs d'onde supérieures. Le spectre de transmission étant fortement augmenté avec l'augmentation de la température et l'angle d'incidence pour les modes TE et TM. Le même comportement ($\theta = 0^\circ$) est trouvé par Chien-Jang Wu [38].

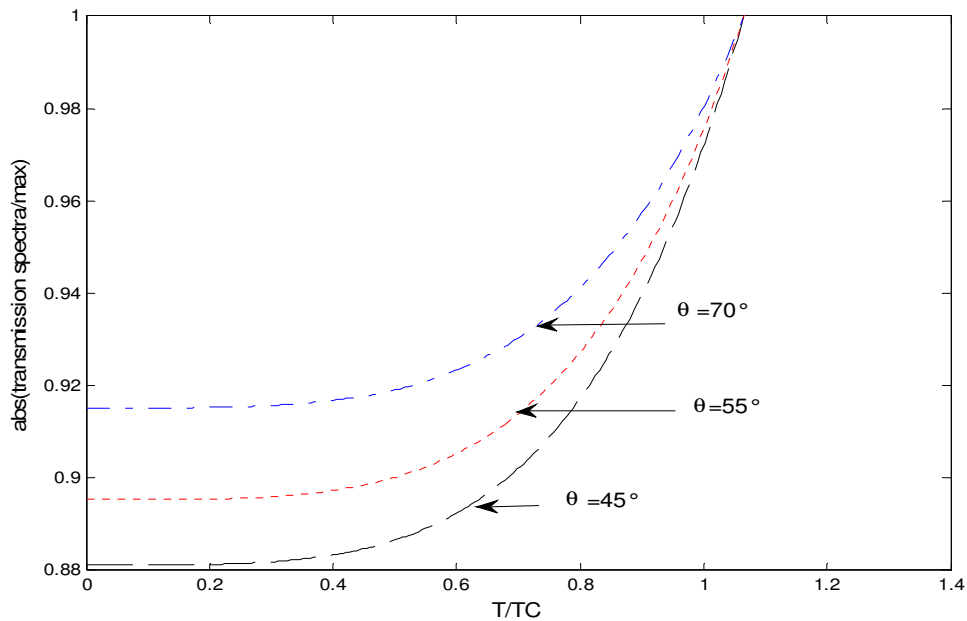


Figure III.16 Spectre de transmission de la structure 1D-SPC calculé en fonction de la température, $\lambda=320$ nm, $n_D = n_{\text{InAs}} = 3.3842$, $n_S = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $d_S = 30$ nm, $d_D = 80$ nm, $T_C=92$ K, $\lambda_0=200$ nm and $N=20$, mode TE.

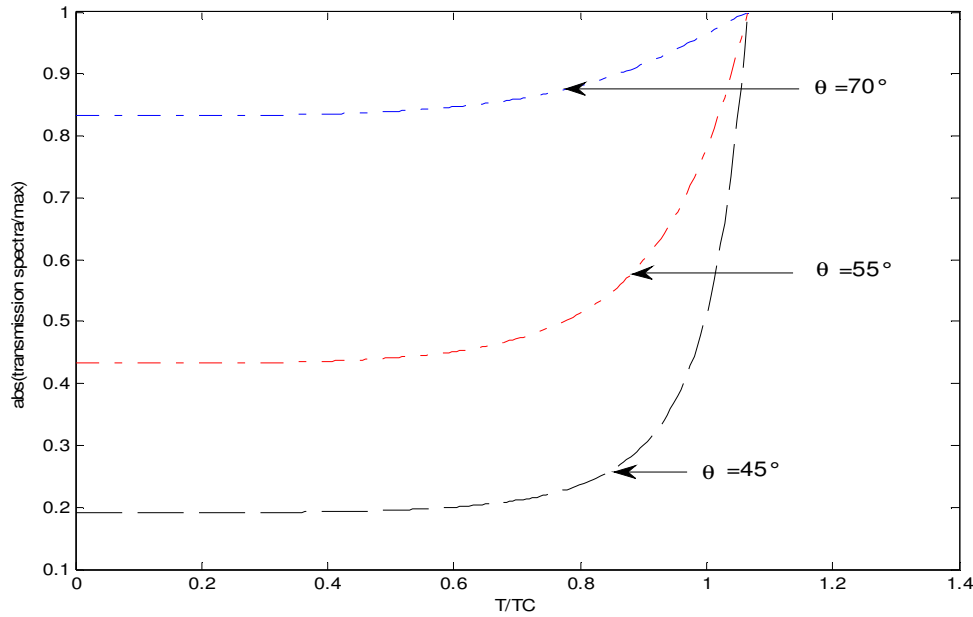


Figure III.17 Spectre de transmission de la structure 1D-SPC calculé en fonction de la température, $\lambda=320$ nm, $n_D = n_{\text{InAs}} = 3.3842$, $n_S = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $d_S = 30$ nm, $d_D = 80$ nm, $T_C=92$ K, $\lambda_0=200$ nm and $N=20$, mode TM.

c. Effet des couches défectueuses

L'effet des couches défectueuses sur les spectres de transmission pour une incidence normale (0°) est illustré aux figures (III-18) à (III-20). Pour les structures résonantes, on remarque que la capacité est exprimée en terme de facteur de qualité Q . Ce dernier est défini comme suit: $Q = \lambda / \Delta\lambda$, où λ est la longueur d'onde de résonance et $\Delta\lambda$ est la largeur du pic de résonance.

Sur la figure (III.18), nous avons tracé les spectres de transmission de la structure symétrique 1D-SPC avec la configuration (Air / (SD₁)⁶ D₂ (D₁S)⁶ / Air) pour $\theta=0^\circ$. Les valeurs obtenues pour les modes TE et TM sont similaires. Le pic de résonance est apparu à la longueur d'onde $\lambda_c = 365,6$ nm. Le facteur de qualité est de $Q = 2437.3$.

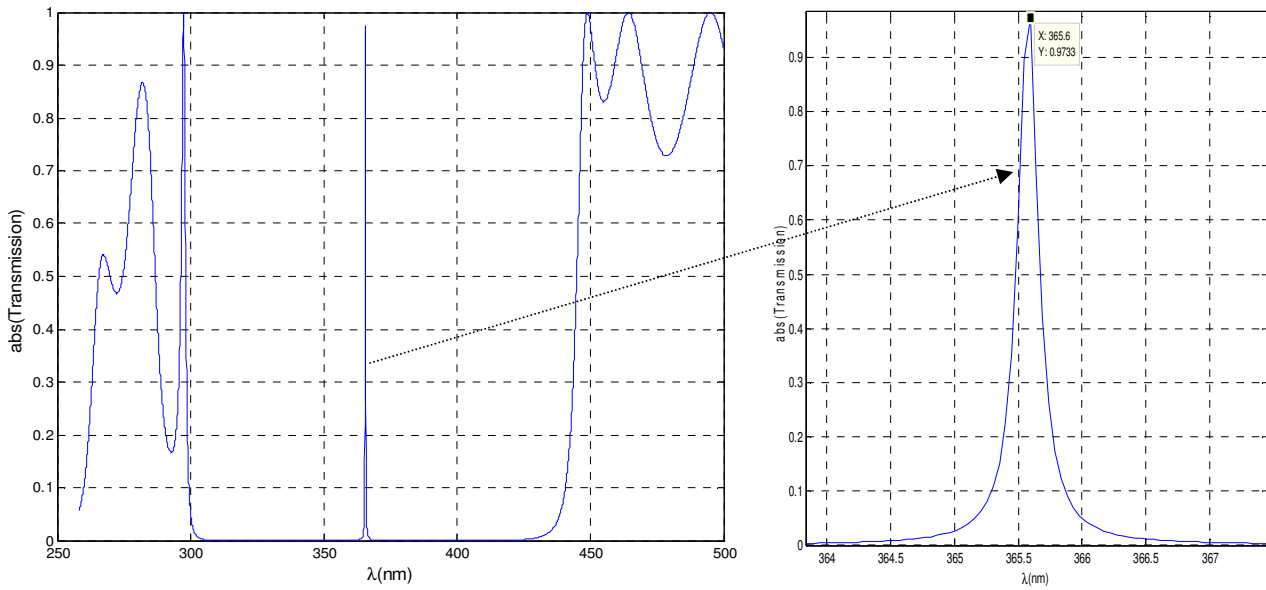


Figure III.18 Spectre de transmission de la configuration $(\text{Air} / (\text{SD}_1)^6 \text{D}_2 (\text{D}_1\text{S})^6 / \text{Air})$ calculé en fonction de la température. $n_{\text{D}_1} = n_{\text{InAs}} = 3.3842$, $n_{\text{S}} = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_{\text{r1}}} = \sqrt{1 - (\omega_{\text{th}} / \omega)^2}$, $n_{\text{D}_2} = n_{\text{SrTiO}_3} = 2.437$, $d_{\text{S}} = d_{\text{D}_1} = d_{\text{D}_2} = 80\text{nm}$, $T_{\text{C}}=92\text{K}$, $\lambda_0=200\text{nm}$, $T=4.2\text{K}$.

Pour étudier la relation entre le nombre de couches de défauts et les modes de défauts, nous avons tracé le spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde. Une gamme d'indices de réfraction a été sélectionnée: $n_{\text{D}_1} = n_{\text{InAs}} = 3.3842$, $n_{\text{S}} = n_{\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7} = \sqrt{\epsilon_{\text{r1}}} = \sqrt{1 - (\omega_{\text{th}} / \omega)^2}$, $n_{\text{D}_2} = n_{\text{SrTiO}_3} = 2.437$, et $d_{\text{S}} = d_{\text{D}_1} = d_{\text{D}_2} = 80\text{nm}$. L'épaisseur des couches est calculé comme suit: $d_{\text{S}} = d_{\text{D}_1} = d_{\text{D}_2} = 80\text{ nm}$.

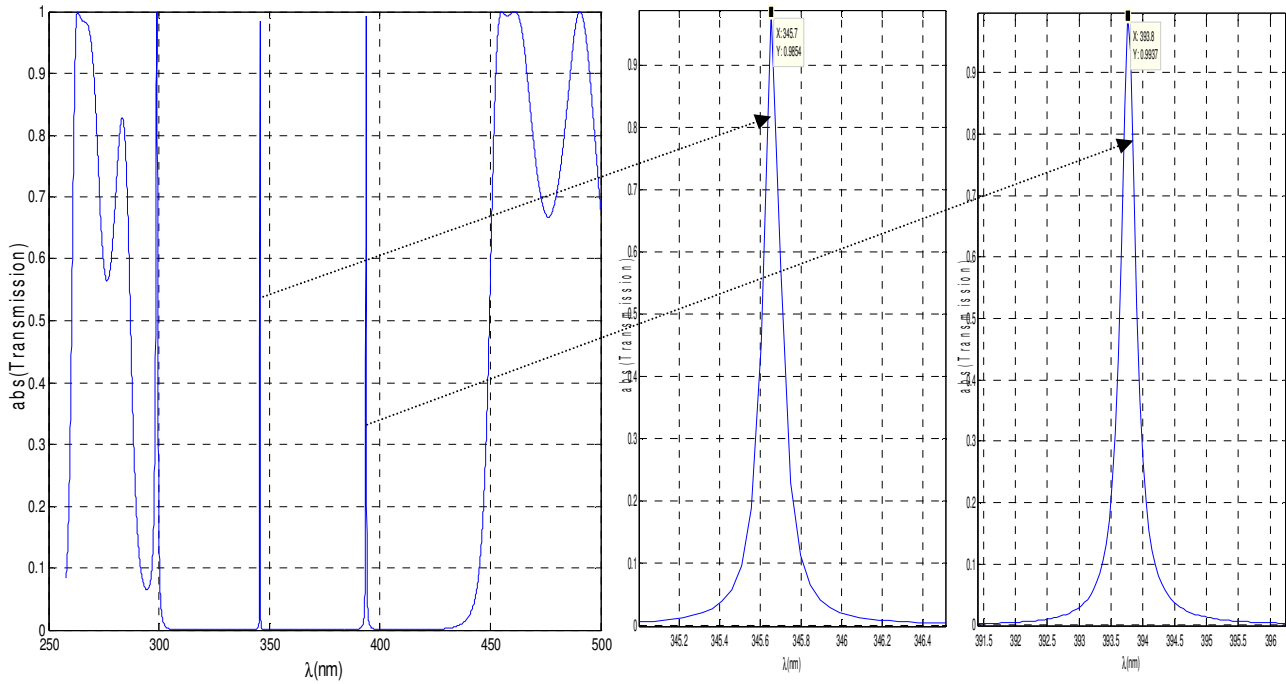


Figure III.19 Spectre de transmission de la configuration $(Air/(SD_1)^6 D_2 D_1 D_2 (D_1 S)^6 / Air)$ calculé en fonction de la température. $n_{D1} = n_{InAs} = 3.3842$, $n_S = n_{YBa_2Cu_3O_7} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $n_{D2} = n_{SrTiO_3} = 2.437$, $d_S = d_{D1} = d_{D2} = 80nm$, $T_C=92K$, $\lambda_0=200nm$, $T=4.2K$.

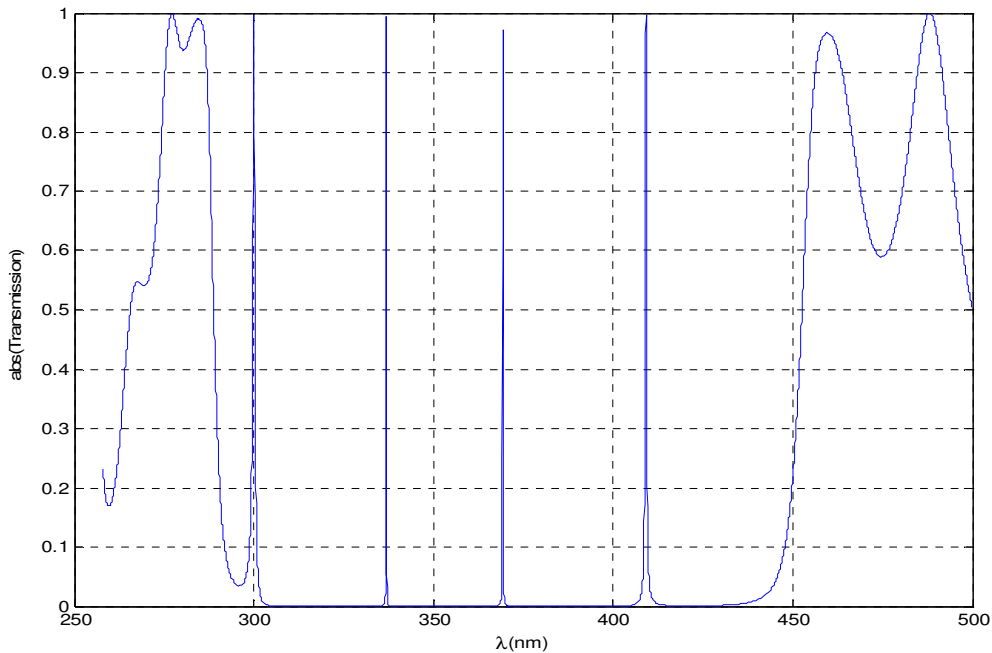


Figure III.20 Spectre de transmission de la configuration $(Air/(SD_1)^6 D_2 D_1 D_2 D_1 D_2 (D_1 S)^6 / Air)$ calculé en fonction de la température. $n_{D1} = n_{InAs} = 3.3842$, $n_S = n_{YBa_2Cu_3O_7} = \sqrt{1 - (\omega_{th}/\omega)^2}$, $n_{D2} = n_{SrTiO_3} = 2.437$, $d_S = d_{D1} = d_{D2} = 80nm$, $T_C=92K$, $\lambda_0=200nm$, $T=4.2K$.

On peut observer à partir des figures (III.19) et (III.20) que la structure (1D-SPC) avec les configurations (Air / (SD1)⁶D₂ D₁ D₂ (D₁S)⁶ / Air) et (Air / (SD₁)⁶D₂ D₁ D₂ D₁ D₂ (D₁S)⁶ / Air) montre l'existence de deux et trois modes de défaut respectivement dans la bande interdite photonique (PBG); les pics de résonance sont situés aux des longueurs d'onde de ($\lambda_1 = 345,7$ nm, $\lambda_2 = 393,8$ nm) avec des valeurs de facteur de qualité de ($Q_1 = 3457$, $Q_2 = 1969$) pour la configuration (Air / (SD1) 6D2 D1 D2 (D1S) 6 / Air). Pour la configuration (Air / (SD₁)⁶D₂ D₁ D₂ D₁ D₂ (D₁S)⁶/ Air), les pics de résonance sont situés aux des longueurs d'onde de ($\lambda_1 = 336,9$ nm, $\lambda_2 = 336,3$ nm, $\lambda_3 = 409,1$ nm) avec des valeurs de facteur de qualité de ($Q_1 = 7486,7$, $Q_2 = 5605$, $Q_3 = 1549,6$). Nos résultats impliquent que le nombre de modes de défaut peut être augmenté en ajoutant des couches de défauts dans la structure.

Dans cette partie, un filtre sélectif à base de cristal photonique supraconducteur à une dimension (1D-SPC) a été présenté. Les résultats théoriques en termes de spectres de transmission pour des différentes configurations ont été discutés. Les simulations actuelles montrent que la largeur de la bande interdite photonique peut être ajustée en modifiant l'épaisseur et l'angle d'incidence de la couche supraconductrice. En cas de température fixe, en augmentant l'épaisseur de la couche supraconductrice, un angle d'incidence pourrait également augmenter la largeur de la bande interdite photonique. De plus, le spectre de transmission sous différents angles d'incidence augmente de façon monotone avec l'augmentation de la température. En effet, en raison de l'existence d'une couche défectueuse, on observe qu'il existe une bande passante très étroite dans la bande interdite photonique. Le nombre de modes de défauts peut être contrôlé en ajustant le nombre de couches de défauts dans la structure. Par conséquent, les configurations de structures proposées peuvent être potentiellement utiles et intéressantes pour de nombreuses applications tels que les filtres sélectifs dans les communications optiques.

III. 3. 3 Conception d'un filtre sélectif à base d'une structure multicouche 1D contenant des métamatériaux à indice négatif

Les filtres à métamatériaux 1D sont fabriqués en utilisant les matériaux périodiques à des indices de réfraction négatifs avec des défauts. Plusieurs études montrent que la position, le nombre et le type de matériau de défaut influent sur la bande passante de filtre. La création d'un défaut dans la structure à des indices de réfraction négatifs (métamatériaux) peut être faite par le changement d'indice de réfraction ou bien le changement de l'épaisseur de structure. Les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés modes de défaut.

III. 3. 3. 1 Etude de l'influence de l'épaisseur de couches sur le mode de défaut

Afin d'examiner les variations du coefficient de transmission en fonction de la fréquence, nous avons considéré une structure multicouche composée de deux matériaux A ($n_A = -1.5$, $d_A = 12\text{mm}$) et B ($n_B = 2.584$, $d_B = 6\text{mm}$). Nous avons introduit une couche de défaut ($n_D = -1$, $d_D = 6\text{mm}$) dans la structure. Les structures traitées sont : structure de forme symétrique ($\text{Air}/(\text{AB})^4\text{D}(\text{BA})^4/\text{Air}$) et structure de forme asymétrique ($\text{Air}/(\text{AB})^4\text{D}(\text{AB})^4/\text{Air}$) en prenant $N=32$.

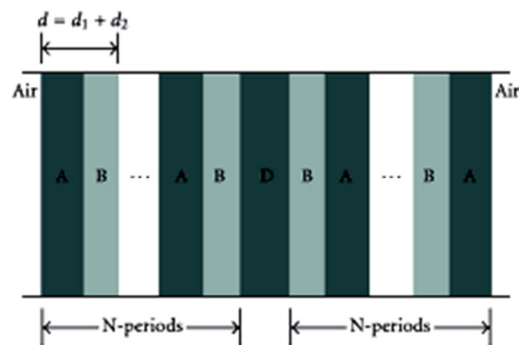


Figure III.21 Structure 1D multicouche contenant un métamatériau à indice de réfraction négatif.

Nous avons tracé les courbes du spectre de transmission en fonction de la fréquence pour les deux formes de la structure (symétrique et asymétrique).

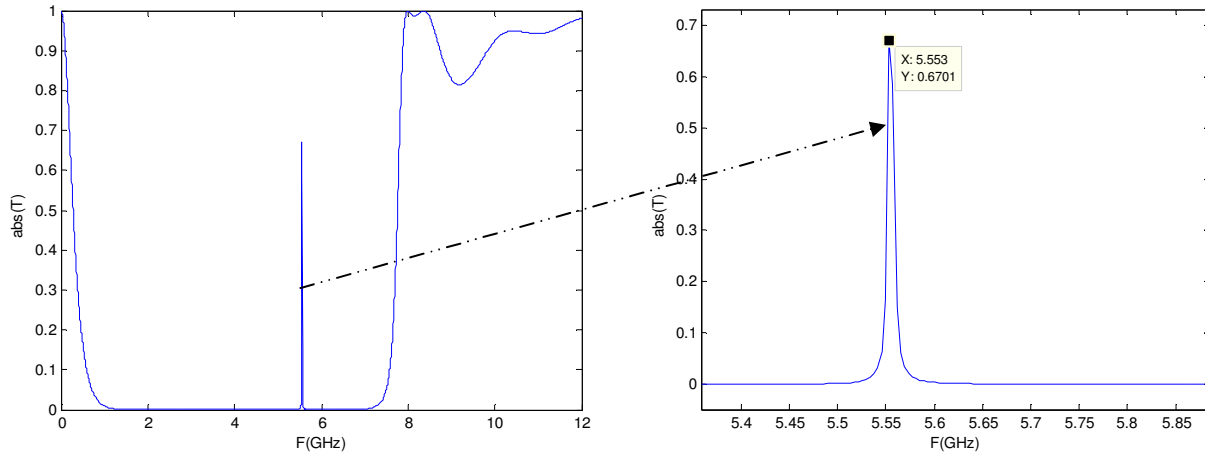


Figure III.22 Variation du coefficient de transmission d'une structure 1D multicouche asymétrique contenant un métamatériau, $(Air/(AB)^{\delta}D(AB)^{\delta}/Air)$, $n_A = -1.5$, $n_B = 2.584$, $n_D = -1$, $d_A = 12\text{mm}$, $d_B = 6\text{mm}$, $d_D = 6\text{mm}$, $\theta = 0^{\circ}$.

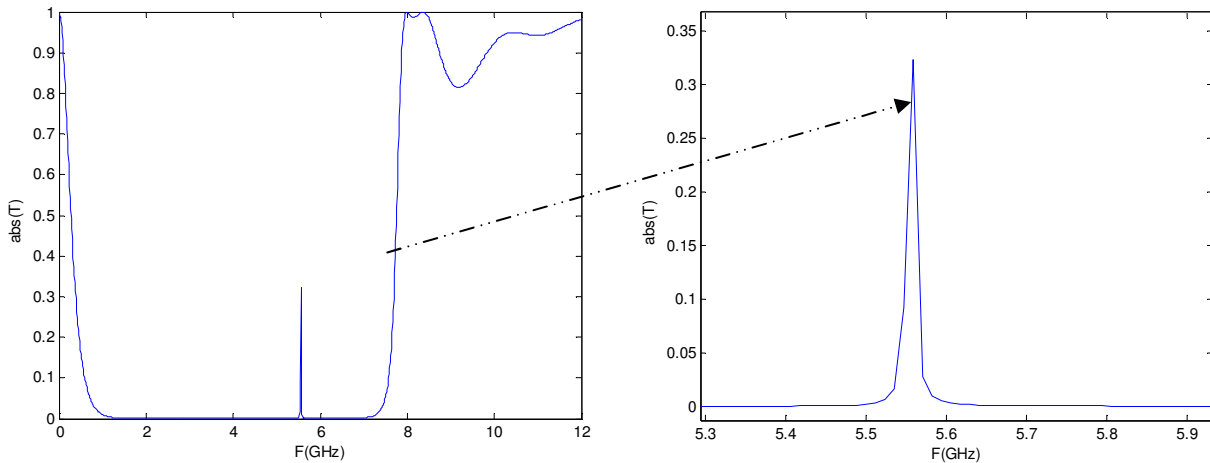


Figure III.23 Variation du coefficient de transmission d'une structure 1D multicouche symétrique contenant un métamatériau, $(Air/(AB)^{\delta}D(BA)^{\delta}/Air)$, $n_A = -1.5$, $n_B = 2.584$, $n_D = -1$, $d_A = 12\text{mm}$, $d_B = 6\text{mm}$, $d_D = 6\text{mm}$, $\theta = 0^{\circ}$.

On constate qu'il ya un mode de défaut unique au sein de la bande interdite pour les deux configurations. la création des défauts dans la périodicité de la structure conduit également à la création des niveaux d'énergies permis dans la bande interdite qui sont les modes de défaut.

Les figures (III.22) et (III.23) montrent aussi qu'il ya une impulsion dont la fréquence centrale est à 5,55 GHz . Aussi, nous remarquons que le coefficient de transmission du filtre porte une particularité importante, qu'il a un sommet pointu précisément centré à la fréquence centrale. Ce sommet pointu signifie que le dispositif agit comme un filtre à bande étroite.

III. 3. 3. 2 Propriétés de transmission sous différents angles d'incidence

Nous étudions dans cette section l'influence de la variation de l'angle incidence sur les modes de défaut d'une structure périodique 1D contenant des métamatériaux à indice négatif de forme asymétrique avec un seul défaut dans les deux modes de polarisation TE et TM. Les figures (III.24) à (III.29) montrent les variations du coefficient de transmission et la position de la fréquence localisée. Nous remarquons que la position du mode de défaut est décalée vers la droite lorsque l'angle d'incidence augmente ainsi que la fréquence du mode de défaut augmente lorsque l'angle d'incidence augmente.

Le tableau (III.2) montre les valeurs de la largeur de bande interdite et la valeur de la fréquence localisée pour les différents angles d'incidence dans les modes TE et TM.

| θ | Mode TE | | Mode TM | |
|------------|------------------------------|-----------------|------------------------------|-----------------|
| | $\Delta_{Bwp} f(\text{GHz})$ | $f(\text{GHz})$ | $\Delta_{Bwp} f(\text{GHz})$ | $f(\text{GHz})$ |
| 10° | $5.739-3.657 = 2.082$ | 4.011 | $5.752-3.647 = 2.105$ | 4.025 |
| 45° | $6.457-3.827=2.63$ | 4.242 | $6.118-4.146=1.972$ | 4.535 |
| 75° | $7.389-4.03=3.359$ | 4.491 | $6.541-4.84=1.701$ | 5.237 |

Tableau III.2 La largeur de la bande interdite et la valeur de la fréquence localisée pour les différents angles d'incidence dans les modes TE et TM.

✓ Pour le mode TE

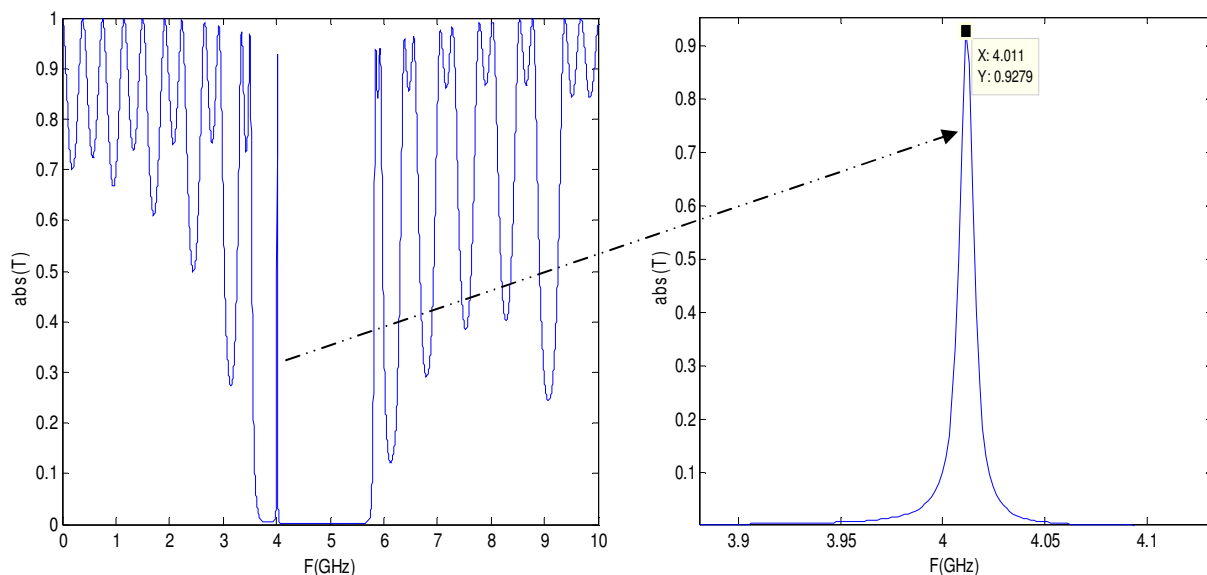


Figure III.24 Variation du coefficient de transmission d'une structure 1D multicouche asymétrique contenant un métamatériau $(Air/(AB)^6 D (AB)^6 / Air)$, $n_A=1.38$, $n_B=2.584$, $n_D= -1.5$, $d_A= 12\text{mm}$, $d_B =6\text{mm}$, $d_D =6\text{mm}$, $\theta = 10^\circ$.

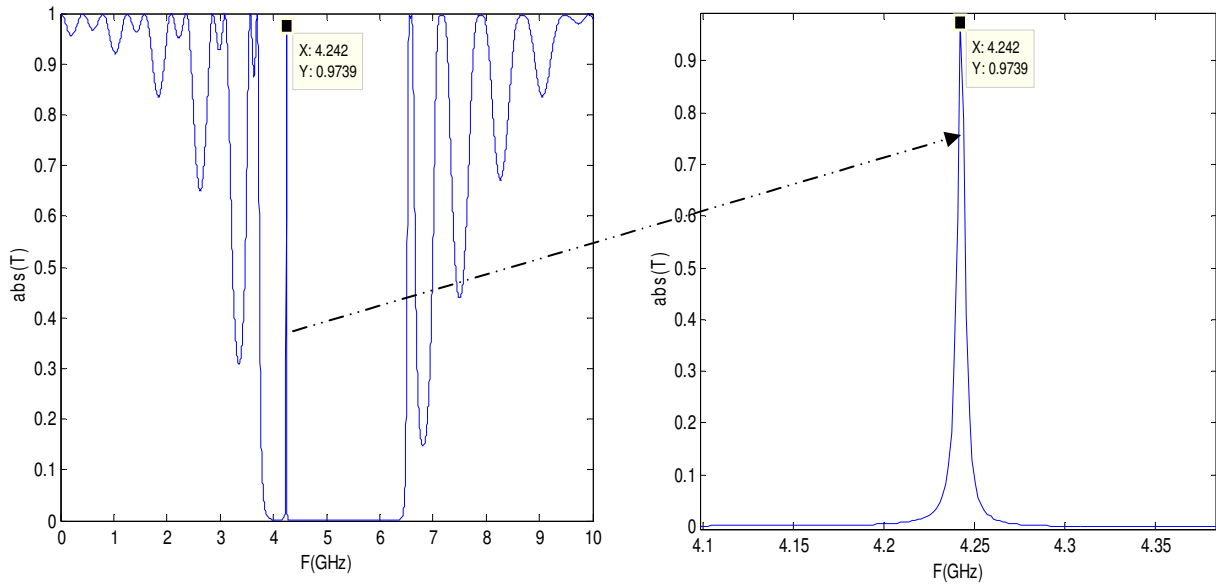


Figure III.25 Variation du coefficient de transmission d'une structure 1D multicouche asymétrique contenant un métamatériau $(Air/(AB)^6 D (AB)^6 / Air)$, $n_A=1.38$, $n_B=2.584$, $n_D = -1.5$, $d_A=12\text{mm}$, $d_B=6\text{mm}$, $d_D=6\text{mm}$, $\theta = 45^\circ$

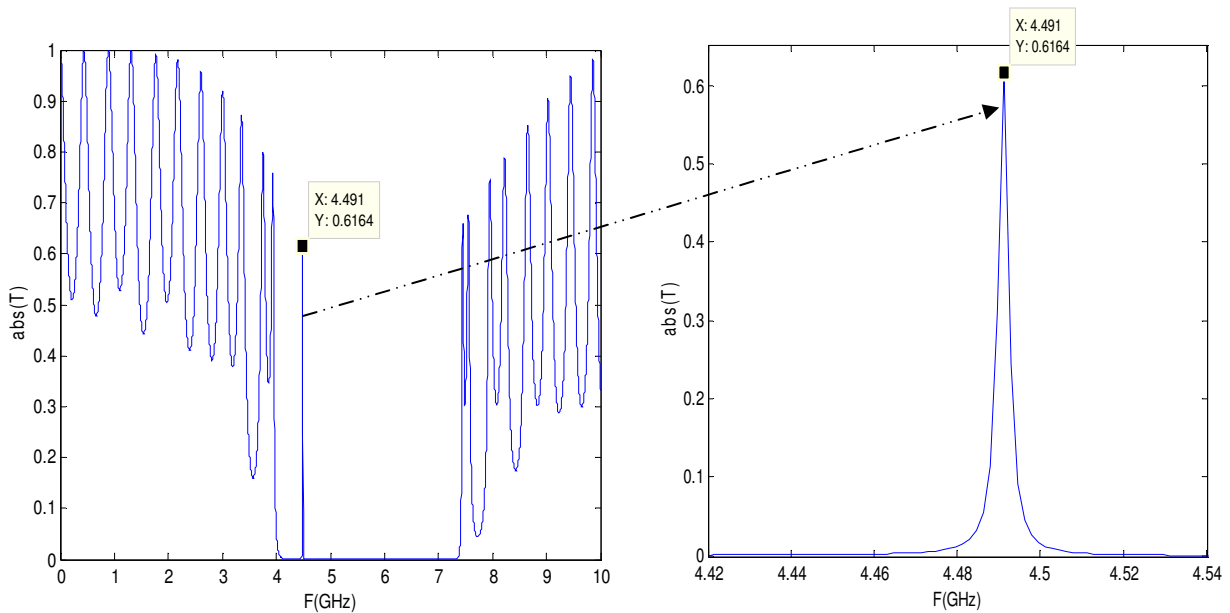


Figure III.26 Variation du coefficient de transmission d'une structure 1D multicouche asymétrique contenant un métamatériau $(Air/(AB)^6 D (AB)^6 / Air)$, $n_A=1.38$, $n_B=2.584$, $n_D = -1.5$, $d_A=12\text{mm}$, $d_B=6\text{mm}$, $d_D=6\text{mm}$, $\theta = 75^\circ$

✓ Pour le mode TM

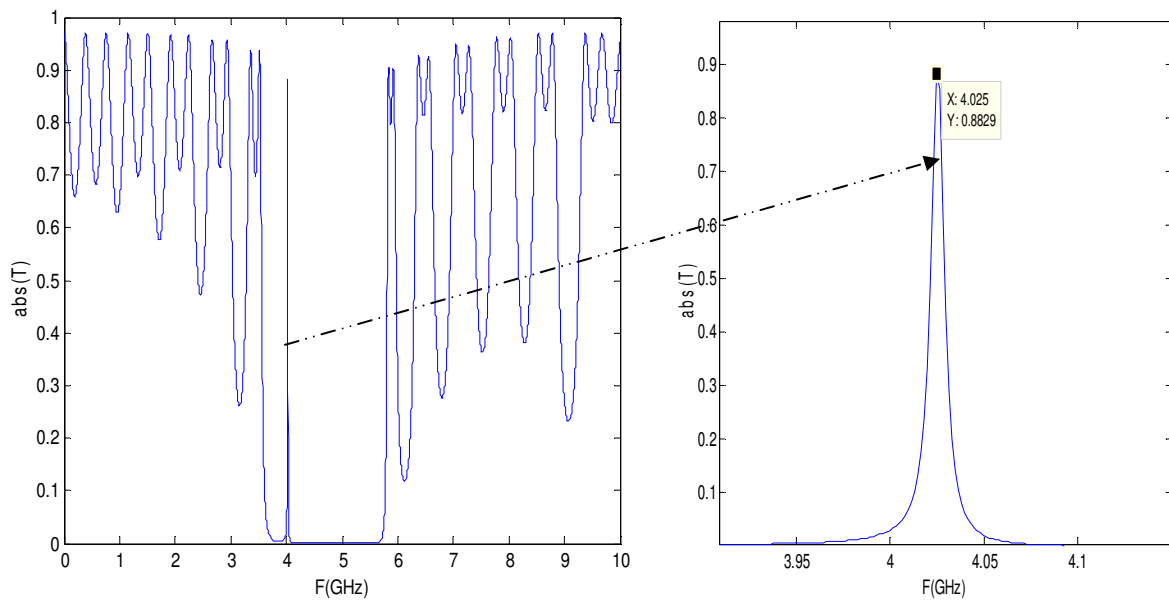


Figure III.27 Variation du coefficient de transmission d'une structure 1D multicouche asymétrique contenant un métamatériau $(Air/(AB)^6 D (AB)^6 / Air)$, $n_A=1.38$, $n_B=2.584$, $n_D=-1.5$, $d_A=12\text{mm}$, $d_B=6\text{mm}$, $d_D=6\text{mm}$, $\theta = 10^\circ$

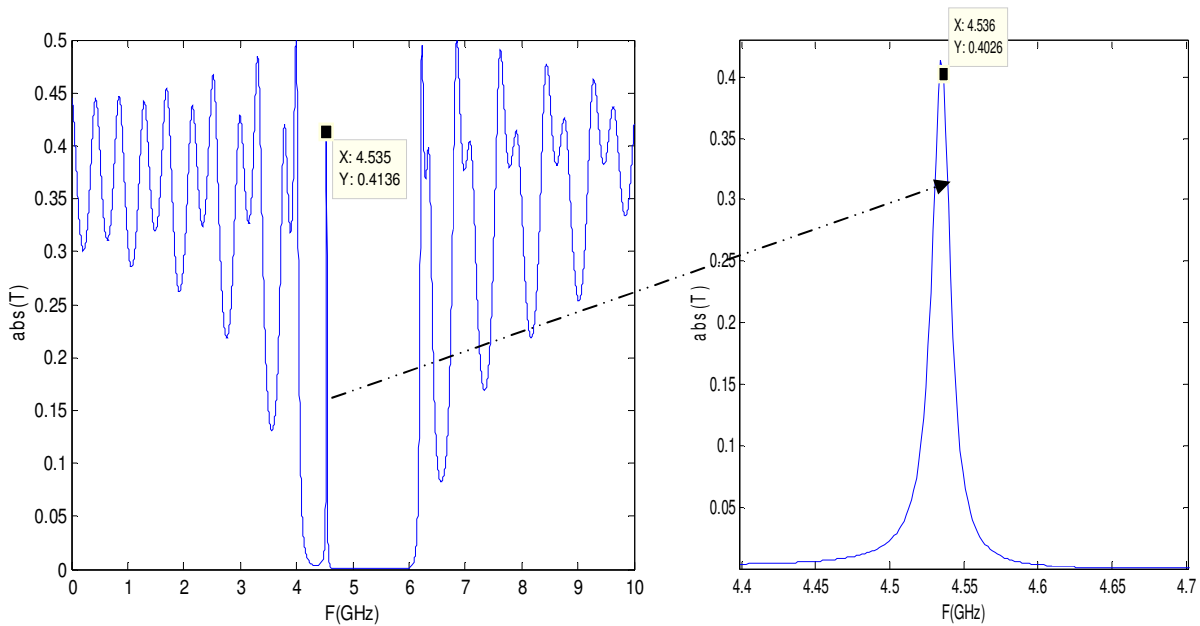


Figure III.28 Variation du coefficient de transmission d'une structure 1D multicouche asymétrique contenant un métamatériau $(Air/(AB)^6 D (AB)^6 / Air)$, $n_A=1.38$, $n_B=2.584$, $n_D=-1.5$, $d_A=12\text{mm}$, $d_B=6\text{mm}$, $d_D=6\text{mm}$, $\theta = 45^\circ$

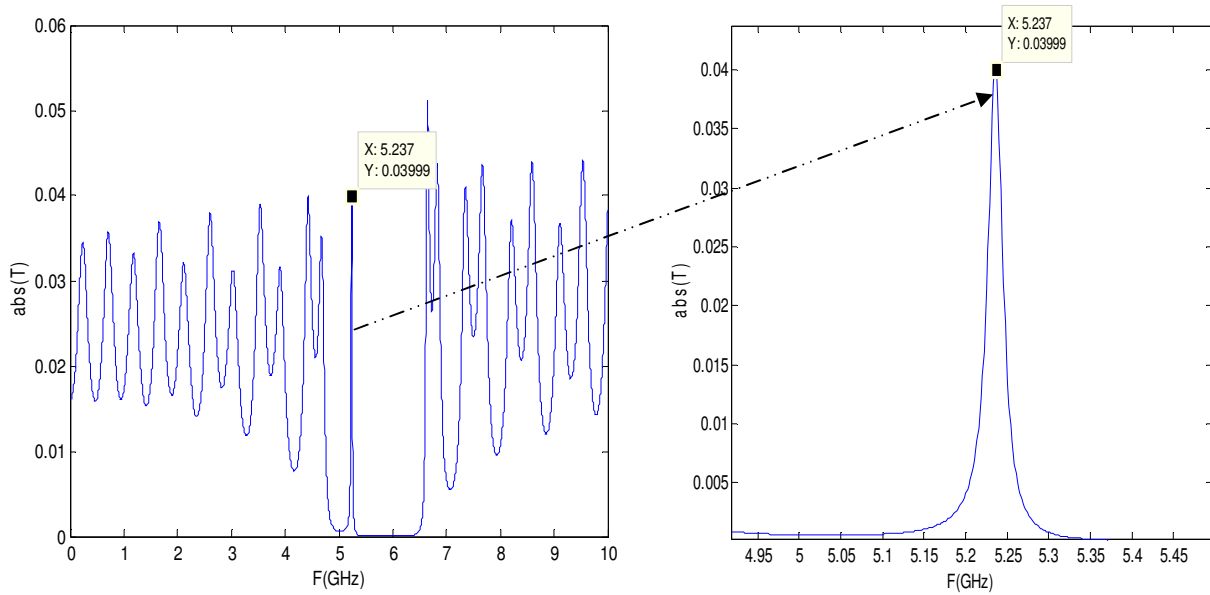


Figure III.29 Variation du coefficient de transmission d'une structure 1D multicouche asymétrique contenant un métamatériau $(Air/(AB)^6 D (AB)^6 / Air)$, $n_A=1.38$, $n_B=2.584$, $n_D=-1.5$, $d_A=12\text{mm}$, $d_B=6\text{mm}$, $d_D=6\text{mm}$, $\theta = 75^\circ$

III. 3. 3. 3 Effet des couches de défaut sur le nombre de mode et la bande interdite

La structure considérée est composée d'un empilement périodique dans une seule direction de l'espace de deux milieux diélectriques de constantes diélectriques ϵ_A et ϵ_B et d'épaisseurs d_A et d_B . Une façon simple de créer plusieurs modes permis dans le gap consiste à introduire de N couches de défaut de constantes diélectrique ϵ_D et d'épaisseurs d_D dans la structure, c'est-à-dire des imperfections dans l'arrangement périodique de la structure diélectrique.

Dans la figure (III.30), nous examinons les effets des deux couches de défaut ont un indice de réfraction de $n_d=-1.5$ dans une structure 1D multicouche de forme asymétrique contenant un métamatériau $(Air/(AB)^8 DBD(AB)^8 / Air)$. La variation du coefficient de transmission est représentée. Les résultats obtenus montrent que le nombre des modes de défaut au sein de la bande interdite dépend du nombre de couches de défaut. Les valeurs de la largeur de bande interdite et les fréquences localisées sont respectivement : $\Delta_{BWP} = (46.26 - 40.14) = 6.12\text{GHz}$, $f_1 = 42,26\text{ GHz}$ et $f_2 = 44,82\text{ GHz}$.

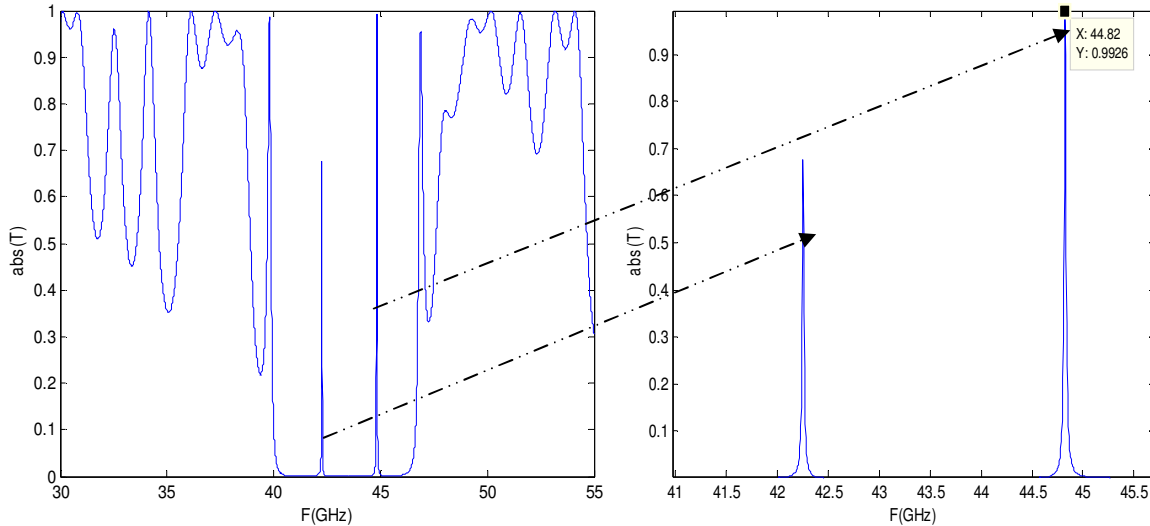


Figure III.30 Variation du coefficient de transmission d'une structure 1D multicouche asymétrique contenant un métamatériau $Air/(AB)^8DBD(AB)^8/Air$, mode TE ou TM, $n_A=1.41$, $n_B=-2$, $n_D=-1.5$, $d_A=6\text{mm}$, $d_B=6\text{mm}$, $d_D=12\text{mm}$, $N=35$.

Dans la figure (III.31), nous traitons les effets des trois couches de défaut, par l'introduction de trois couches d'indice de réfraction $n_d=-1.5$ dans une structure 1D multicouche de forme asymétrique contenant un métamatériau $((Air/(AB)^8DBD(AB)^8/Air))$. Les valeurs de la largeur de bande interdite et les fréquences localisées sont : $\Delta_{BWP} = (46.25 - 40.04) = 6.21\text{GHz}$, $f_1 = 41.53\text{ GHz}$, $f_2 = 43.14\text{ GHz}$ et $f_3 = 44.9\text{ GHz}$ respectivement.

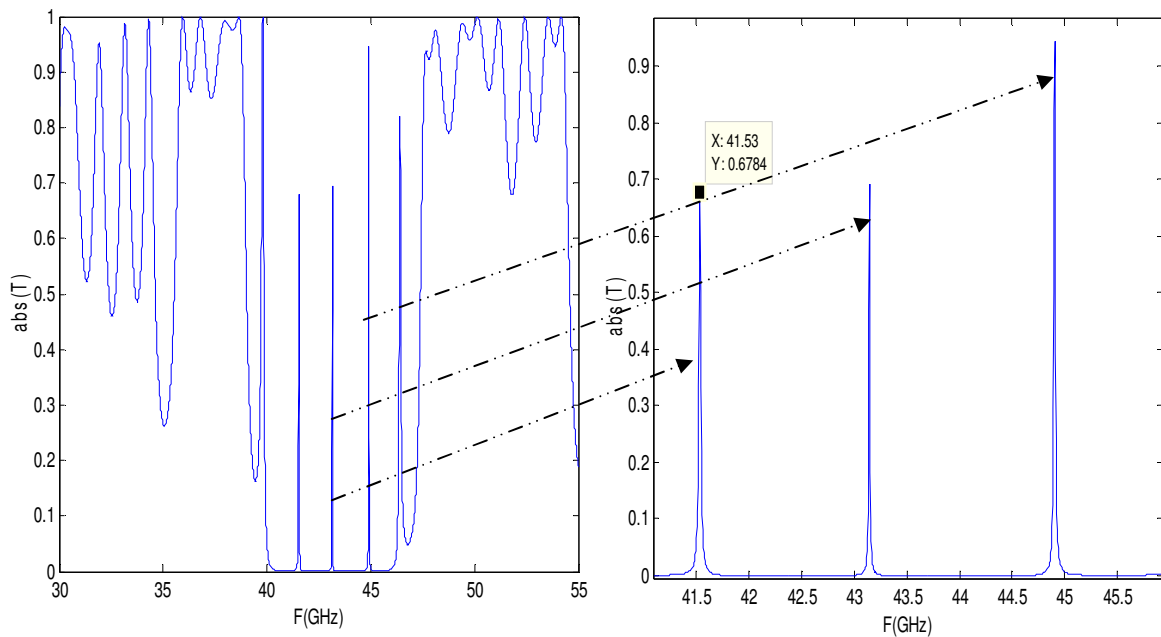


Figure III.31 Variation du coefficient de transmission d'une structure métamatériau 1D asymétrique $(Air/(AB)^8DBDDBD(AB)^8/Air)$, mode TE ou TM, $n_A=1.41$, $n_B=-2$, $n_D=-1.5$, $d_A=6\text{mm}$, $d_B=6\text{mm}$, $d_D=12\text{mm}$, $N=37$.

III. 4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une conception et étude d'un filtre à une structure multicouche périodique unidimensionnelle. Nous avons commencé par les concepts de base liés aux filtres, plus particulièrement les filtres sélectifs. Ensuite, nous avons présenté les trois filtres sélectifs à une structure multicouche périodique unidimensionnelle avec défaut contenant des métamatériaux à indice négatif, de deux diélectriques, d'un diélectrique et un supraconducteur. Nous avons combiné la méthode des matrices de transfert (TMM) avec le théorème de Bloch afin de trouver les caractéristiques des spectres de transmission et la bande interdite photonique de la structure de base constituant notre filtre. Nous avons étudié également l'effet de certains facteurs affectant la qualité du filtre, tels que l'épaisseur des couches, l'angle d'incidence et les propriétés physiques des matériaux sur lesquels repose la structure constitutive du filtre.

Référence

- [1] S. Simsek, "A novel method for designing one dimensional photonic crystals with given band gap characteristics", *International journal of electronics and communications*, vol. 67, pp. 827-832, 2013.
- [2] M. Elhamjasim, "Numerical design tem-polarization one-dimensional photonic crystal", *international journal of industrial engineering and technology (IJJET)*, vol. 3, pp. 11-18, 2013.
- [3] C. J. Wu et Z. H. Wang, "Properities of deffect modes in one-dimensional photonic crystals", *progress in electromagnetics research, PIER*, vol. 103, pp.169-184, 2010.
- [4] A. Petcu et L. Preda, "The optical transmission of one-dimensional photonic crystal", *Rom. Journ. Phys*, vol. 54, pp. 539-546, 2009.
- [5] S. Robinson and R. Nakkeeran, "Single and dual PCRR in square lattice for filtering applications", *2nd International conference on advances in energy engineering (ICAEE)*, pp. 1343-1348, 2011.
- [6] A. Hadjira. Badaoui et M. Abri "One-dimensional photonic crystal selective filters design using simulated annealing optimization technique", *Progress in electromagnetic research B*, vol. 53, pp 107-125, 2013.
- [7] V. Kumar, B. Suthar, J. V. Malik, A. Kumar, Kh. S. Singh, T.P. S ingh et A. Bhargva, "Defect mode properties and origin in one dimensional photonic crystal", *Photonics and optoelectronics (P&O)*, vol. 2, 2013.
- [8] Z. Luo , Z. Tang, Y. Xiang, H. Luo et S. Wen, "Polarization-independent low-pass spatial filters based on one-dimensional photonic crystals containing negative-index materials", *Appl Phys B, Springer*, vol. 94, pp. 641-646, 2009.
- [9] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", *Phys. Rev. Lett*, vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [10] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric super-lattices", *Phys. Rev. Lett*, vol. 58, No. 23, pp. 2486-2489, 1987.
- [11] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto et A. Chutinan, "Full three-dimensional photonic band gap crystals at near-infrared wavelengths", *American Association for the Advancement of Science* vol. 289, No. 5479, pp. 604-606, 2000.
- [12] J. G. Fleming, S.Y. Lin, I. El-Kady, R. Biswas et K.M. Ho, "All-metallic three-dimensional photonic crystals with a large infrared band gap", *letters to nature*, vol. 417, pp. 52-55, 2002.
- [13] J. M. Bendickson et J. P. Dowling, "Analytic expressions for the electromagnetic mode density in finite, one-dimensional, photonic band-gap structures", *Phys. Rev. E*, vol. 53, pp. 4107-4121, 1996.
- [14] K.Y. Xu, X. G. Zheng, C. L. Li et W. L. She, "Design of omnidirectional and multiple channeled filters using one-dimensional photonic crystals containing a defect layer with a negative index", *Phys. Rev. E*, vol. 71, pp. 066604, 2005.

- [15] Y. H. Chen, "Tunable omnidirectional multichannel filters based on dual-defective photonic crystals containing negative-index materials", *J. Phys. D Appl. Phys.*, vol. 42, pp. 075106, 2009.
- [16] D. Qi, X. Wang, Y. Z. Cheng, R. Z. Gong et B.W. Li, "Design and characterization of one-dimensional photonic crystals based on ZnS/Ge for infrared-visible compatible stealth applications", *Opt. Mater.*, vol. 62, pp. 52-56, 2016.
- [17] X. Wang, D. Qi, F. Wang, Y. Z. Cheng, Y. Nie et R. Z. Gong, "Design and fabrication of energy efficient film based on one-dimensional photonic band gap structures", *J. Alloy Compd.*, vol. 697, pp. 1-4, 2017.
- [18] G.Q. Liang, P. Han et H.Z. Wang, "Narrow frequency and sharp angular defect mode in one-dimensional photonic crystals from a photonic heterostructure". *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 192-194, 2004.
- [19] H. Nemeč, L. DuVillaret et F. Garet, "Thermally tunable filter for terahertz range based on a one-dimensional photonic crystal with a defect", *J. Appl. Phys.*, vol. 96, pp. 4072-4075, 2004.
- [20] R. Moradian et J. Samadi, "Frequency comparison of light transmission in a defected quasi-one-dimensional photonic crystal slab", *Int. Nano Lett.*, vol. 3, pp. 27-38, 2013.
- [21] K. J. Lee, J. W. Wu, K. Kim, "Defect modes in a one-dimensional photonic crystal with a chiral defect layer", *Opt. Mater. Express*, vol. 4, pp. 2542-2550, 2014.
- [22] X. Shi, C. H. Xue, H. T. Jiang et H. Chen, "Topological description for gaps of one-dimensional symmetric all-dielectric photonic crystals", *Opt. Express*, vol. 24, pp. 18580-18591, 2016.
- [23] F. Villa et J. A. Gaspar-Armenta, "Photonic crystal surface modes Narrow-bandpass filters", *Opt. Express*, vol. 12, pp. 2338-2355, 2004.
- [24] Y. Z. Li, L. M. Qi, J. S. Yu, Z. J. Chen, Y. Yao et X. M. Liu, "One-dimensional multiband terahertz graphene photonic crystal filters", *Opt. Mater. Express*, vol. 7, pp. 1228-1239, 2017.
- [25] S. J. Jiang, J. R. Li, J. J. Tang et H. Z. Wang, "Multi-channel and sharp angular spatial filters based on one-dimensional photonic crystals", *Chin. Opt. Lett.*, vol. 4, pp. 605-607, 2006.
- [26] Y. P. Zhang, Y. Gao et H.Y. Zhang, "Independent modulation of defect modes in fractal potential patterned graphene super-lattices with multiple defect layers", *J. Phys. D Appl. Phys.*, vol. 45, pp. 055101, 2012.
- [27] X. K. Kong, S. B. Liu, H. F. Zhang et C. Z. Li, "A novel tunable filter featuring defect mode of the TE wave from one-dimensional photonic crystals doped by magnetized plasma", *Phys. Plasmas*, vol. 17, pp. 103506. 2010.
- [28] H.T. Jiang, H. Chen, H. Q. Li, Y.W. Zhang et S.Y. Zhu, "Compact high-Q filters based on one-dimensional photonic crystals containing single-negative materials", *J. Appl. Phys.*, vol. 98, pp. 013101, 2005.
- [29] H. T. Wang, J. D. Lin, C. R. Lee et W. Lee, "Ultralow-threshold single-mode lasing based on a one-dimensional asymmetric photonic bandgap structure with liquid crystal as a defect layer", *Opt. Lett.*, vol. 39, pp. 3516-3519, 2014.

- [30] T. V. Dolgova, A. I. Maidikovski, M. G. Martemyanov, A. A. Fedyanin et O. A. Aktsipetrov, "Giant optical second-harmonic generation in single and coupled microcavities formed from one-dimensional photonic crystals", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, pp. 2129-2140, 2002.
- [31] M. Bayindir, C. Kural et E. Ozbay, "Coupled optical micro cavities in one-dimensional photonic bandgap structures", *J. Opt. A Pure Appl. Opt*, vol. 3, pp.184, 2001.
- [32] C.J. Wu et Z. H. Wang, "properties of defect modes in one-dimensional photonic crystals", *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 103, pp. 169-184, 2010.
- [33] T. A. Tameh, B. I. Memarzadeh, N. Granpayeh et al, "Analysis and optimization of optical bistability in one-dimensional nonlinear photonic crystal with (HL)p(D)q(LH)p and (LH)p(D)q(HL)p structures", *Elsevier Optik*, vol. 121, pp.1729-1734, 2010.
- [34] H. M. Lee, J. C. Wu, "Transmittance spectra in one-dimensional superconductor-dielectric photonic crystal", *J. Appl. Phys*, vol. 107, 09E149-09E149-3, 2010.
- [35] H. Chung-An, L. Jia-Wei, C. J. Wu, Y. Tzong-Jer et Y. Su-Lin, "Effects of super-conducting film on the defect mode in dielectric photonic crystal heterostructure", *Solid State Commun*, vol. 157, pp. 54-57, 2013.
- [36] A. H. Aly, W. Sabra et E. Abdel-Rahman, "Investigation of the transmittance in superconducting photonic crystal", *Progress in electromagnetics research symposium proceedings*, pp. 27-30, 2012.
- [37] A. H. Aly, "Metallic and superconducting photonic crystal", *J. Supercond. Nov. Magn*, vol. 21, pp. 421-425, 2008.
- [38] W.C. Jang, "Transmission and Reflection in a Periodic Superconductor/Dielectric Film Multilayer Structure", *Progress in Electromagnetic Research Symposium*, pp. 22-26, 2005.
- [39] S. K. Srivastava, "Study of defect modes in 1D photonic crystal structure containing high and low-Tc superconductor as a defect layer", *J. Supercond. Nov. Magn*, vol. 27, pp. 101-114, 2014.

Chapitre IV

1D-PC basée sur l'utilisation d'un seul diélectrique avec l'intégration de la technique de dopage

IV. 1 Introduction

Les contraintes résultant des différences de paramètre de maille entre les divers matériaux utilisés dans les structures 1D-PC peuvent devenir suffisantes pour créer des défauts linéaires de structure (dislocations), ou la formation de structures non planes dont les effets sont très néfastes sur les propriétés optoélectroniques du dispositif construit à partir de ces structures [1]; La structure à cristaux photoniques unidimensionnels (1D-PC) est l'une de ces structures exposées à ce problème car elle est constituée de deux diélectriques ou plus.

Dans ce chapitre, nous proposons une nouvelle conception et analyse d'une structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) basée sur l'utilisation d'un seul diélectrique avec l'intégration de la technique de dopage. L'étude de cette structure prend en compte un élément important qui s'appelle le désaccord de paramètre de maille. L'optimisation consiste à améliorer la valeur de ce dernier pour obtenir une structure 1D-PC en parfait accord de paramètre de maille. Nous présentons également les résultats numériques issus des effets de la densité de dopage du diélectrique utilisé (ZnO) sur quelques paramètres spécifiques caractérisant la structure proposée. Aussi, nous discutons le comportement de notre structure par rapport à des différents angles d'incidence des ondes émises. Nous terminons ce chapitre par une comparaison des résultats obtenus avec la littérature.

IV. 2 Notions générales

IV. 2. 1 Les constantes de réseau (Paramètres de maille)

Les constantes de réseau, aussi appelés paramètres de maille, sont des grandeurs utilisées pour décrire la maille d'un cristal. Les réseaux à trois dimensions ont généralement trois constantes (a , b et c) et trois angles (α , β et γ). Cependant, dans le cas particulier des structures cristallines cubiques, toutes les constantes sont égales. De même, dans les structures cristallines hexagonales, les constantes a et b sont égales et nous nous référons uniquement aux constantes a et c . Un groupe de constantes de réseau pourrait être appelé paramètres de réseau. Les paramètres a , b et c sont mesurés en angströms (Å), en nanomètres (nm), et parfois en picomètres, alors que α , β et γ en degrés (°) [2].

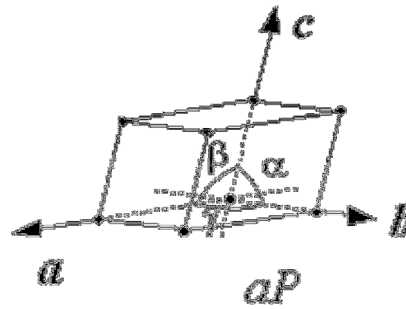


Figure VI.1 Réseau triclinique de l'espace tridimensionnel.

La détermination des paramètres de maille est la première étape pour déterminer la structure d'un cristal. Les méthodes utilisées sont:

- la microscopie à force atomique.
- le plus souvent, la diffraction de rayons X.

Dans le cas de la diffraction, les quantités accessibles expérimentalement sont les intensités des réflexions, leurs positions et leurs largeurs de raie [2]-[3].

Pour les mesures sur poudre, on obtient un diffractogramme linéaire, contenant les intensités en fonction de l'angle de diffraction θ . Plusieurs méthodes d'indexation permettent de déterminer directement les paramètres de maille du cristal. Pour les mesures sur monocristal, à partir des positions des réflexions dans l'espace tridimensionnel il est possible de déterminer les paramètres de maille et le réseau de Bravais du réseau réciproque; les paramètres de maille du cristal sont calculés à partir de ceux du réseau réciproque [2]-[4].

IV. 2. 2 Le désaccord de paramètre de maille

C'est le problème majeur rencontré au cours de l'hétéro-épitaxie. Il exprime les différences dans la constante de réseau (a) entre les matériaux constitutifs de l'hétérojonction [5].

Considérons deux matériaux: le matériau A de hauteur h_A et la constante de réseau a_A et le matériau B de hauteur h_B et la constante de réseau a_B . On définit le désaccord de paramètre de maille entre les deux matériaux de la manière suivante [1]:

$$f = \frac{\Delta a}{a} = \frac{a_B - a_A}{a_A}$$

Où

a_A : paramètre de maille du matériel A

a_B : paramètre de maille du matériel B

Les contraintes résultant des différences de paramètres de maille entre les divers semi-conducteurs utilisés dans les hétérostructures, actuellement exploitées pour modéliser les propriétés des couches semi-conductrices, peuvent devenir suffisantes pour créer des défauts linéaires de structure (dislocations) ou la formation de structures non planes, voir figure (IV.2) [1], [5]-[6].

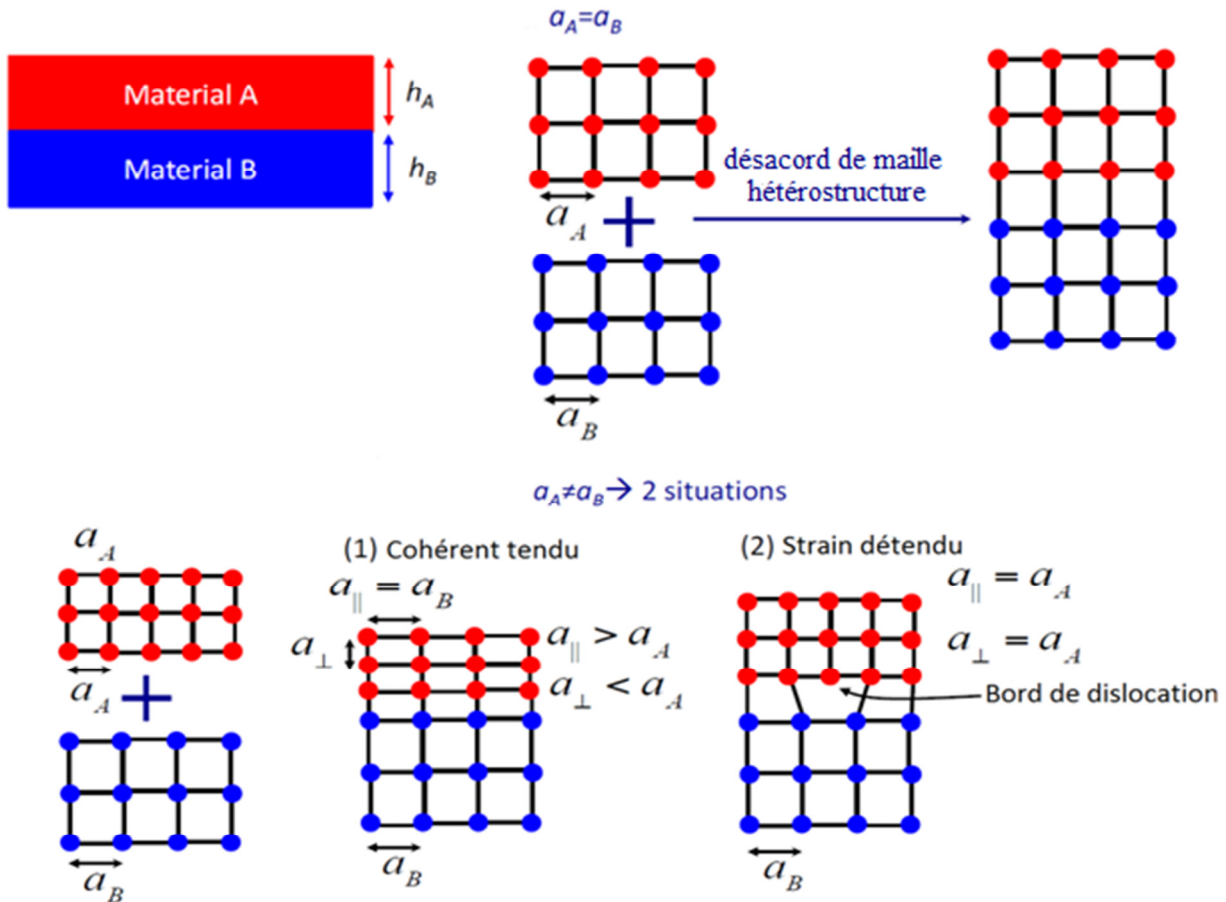


Figure IV.2 désaccord de paramètre de maille d'une hétérostructure avec les différentes contraintes causées par ce désaccord.

IV. 2. 3 L'oxyde de zinc (ZnO)

IV. 2. 3. 1 Propriétés structurales

L'oxyde de zinc est l'un des matériaux de la famille des semi-conducteurs II-VI qui a été étudié de manière approfondie par de nombreux chercheurs en raison de ses applications potentielles dans les cellules solaires, les dispositifs optoélectroniques, piézoélectriques et ferromagnétiques [7]-[8]. C'est un composé chimique d'oxygène et de zinc, corps ionique de formule chimique ZnO, il est caractérisé par ses propriétés électriques et optiques hautement souhaitables. Par conséquent, il s'agit d'un matériau polyvalent et fonctionnel, présentant un large éventail de morphologies structurales [9]-[10].

L'oxyde de zinc est un composé pouvant être cristallisé sous forme wurtzite, blende de zinc ou rocksalt (figure (IV.3)). Cette spécificité est liée à la nature mixte des liaisons au sein du cristal [11].

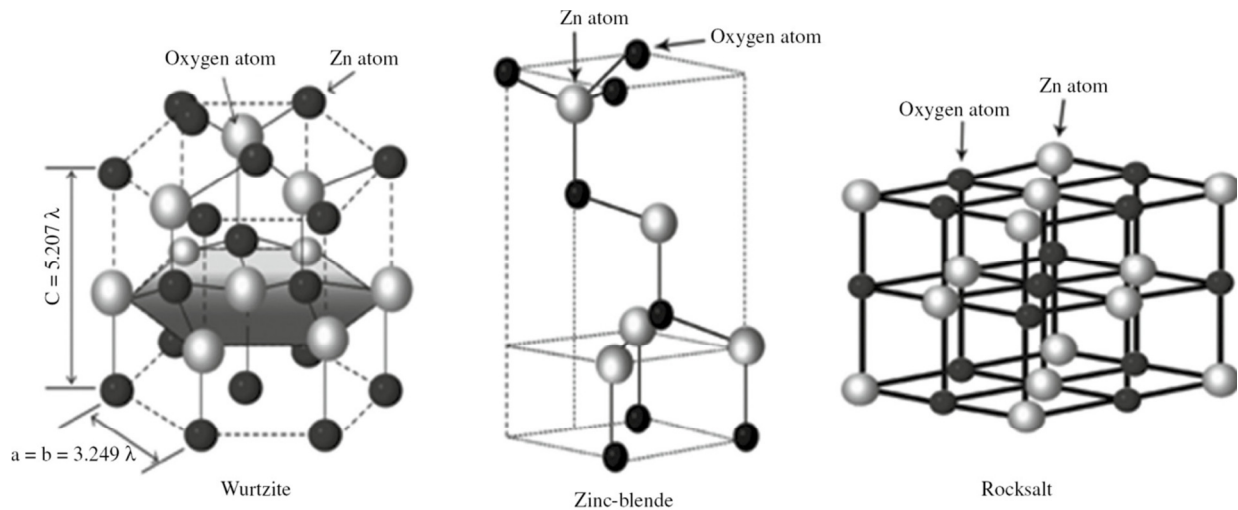


Figure IV.3 ZnO crystal structures: cubic rocksalt, cubic zinc blende et hexagonal Wurtzite.

La structure hexagonale Wurtzite est thermodynamiquement stable à température ambiante, Elle est formée par l'empilement de plans d'atomes d'oxygène qui sont chargés négativement et de plans d'atomes de zinc qui sont chargés positivement. Plus précisément, elle est composée de deux sous-réseaux interpénétrés de type hexagonal compact translétés l'un par rapport à l'autre. Les paramètres de la maille élémentaires sont $a = 0.32496$ nm, $c = 0.52042$ nm et $\beta = 120^\circ$ [12], avec un rapport de $c/a=1.601$ qui est proche de celui d'une structure hexagonale compacte idéale ($c/a = 1.633$) (figure (IV.4)) [13]. La structure Zinc blende (cubique) est observée lorsque le ZnO est déposé sur certains substrats de symétrie cubique. Alors que la structure Rock Salt (type NaCl) est obtenue lorsqu'une pression hydrostatique (10–15) GPa est appliquée sur la structure Wurtzite. Cette dernière est métastable et peut persister à pression atmosphérique [11].

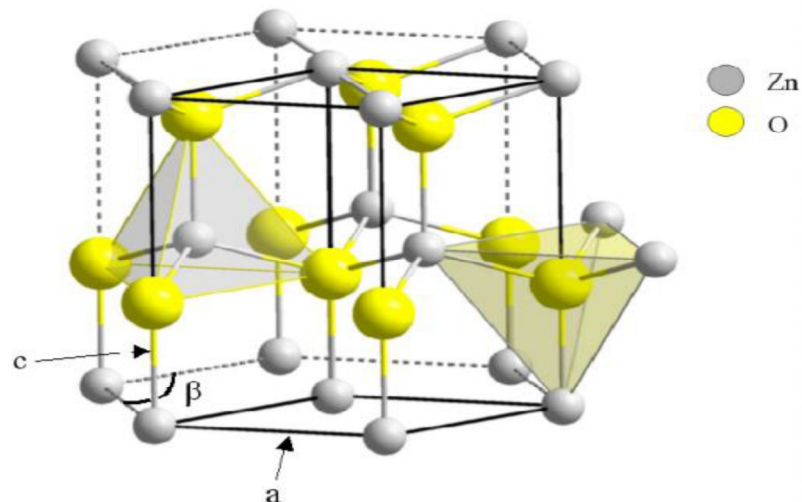


Figure IV.4 Structure Wurtzite du ZnO montrant la coordination tétraédrique de Zn et de l'O.

IV. 2. 3. 2 Propriétés optiques et luminescence

L'oxyde de zinc est un matériau transparent dont l'indice de réfraction sous la forme massive est égal à 2 [14]. Sous forme de couche mince, son indice de réfraction et son coefficient d'absorption varient en fonction des conditions d'élaboration. L'indice de réfraction a une valeur qui varie entre 1.90 et 2.20 [15]-[16]. L'oxyde de zinc pur a une grande énergie de bande interdite de 3,37 eV et une grande énergie de liaison de 60 meV à la température ambiante [17]. Le ZnO présente un potentiel important en termes de la détection de la lumière ultraviolette, cellules solaires et de diodes électroluminescentes (DEL).

IV. 2. 3. 3 L'effet du dopage sur les propriétés, structurales et optiques du ZnO

En général, l'effet du dopage sur les propriétés structurales et optiques des diélectriques est remarquable tel que son influence sur l'indice de réfraction, la largeur de la bande interdite optique, le paramètre de maille 'a' ainsi que la transmission et la réflexion des ondes électromagnétiques à travers ces matériaux sur des longueurs d'onde d'intervalles bien définissent. Nous prenons l'exemple de l'oxyde de zinc (ZnO) utilisé dans notre étude qui a dans son état initial (non dopé) un indice de réfraction et un paramètre de maille (a) de 1,64 et 3,257 respectivement [18]. Après un dopage de 1% avec du lithium (Li) ils deviennent 3,60 et 3,247, alors que pour un dopage de 2%, 3% et 4% avec le même dopant (Li) on obtient $n = 3,38$, $n = 2,89$, $n = 2,4$, $a = 3,249$, $a = 3,247$ et $a = 3,249$ respectivement [18]. En ce qui concerne la transmission, elle s'est maximisée avec l'augmentation du dopage au lithium (87%), tandis que la réflexion atteint le seuil de 35%. Aussi, l'énergie de la bande interdite optique diminue de 3,285eV à 3,264 eV respectivement pour un dopage de 0 et 4% avec du lithium (Li) [18].

IV. 3 Structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) basée sur l'utilisation d'un seul diélectrique avec l'intégration de la technique de dopage

IV. 3. 1 problématique

Auparavant, toutes les structures 1D-PC étaient basées sur l'utilisation de deux diélectriques différents ayant des indices de réfraction différents. Certaines propriétés de ces structures ont été contrôlées soit par l'augmentation de l'épaisseur de la couche structurale ou bien par l'introduction d'une couche de défauts (autres matériaux). Cependant, ces modifications peuvent créer des problèmes lors des processus de fabrication en raison de l'utilisation de plusieurs matériaux différents. Les contraintes résultant des différences de paramètre de maille entre les divers diélectriques utilisés peuvent devenir suffisantes pour créer des défauts linéaires de structure (dislocations) ou la formation de structures non planes dont les effets sont très néfastes sur les propriétés optoélectroniques du dispositif construit à partir de ces structures (voir figures (IV.2) et (IV.5)) [1]. Aussi, l'augmentation de l'épaisseur des couches augmente le délai de transmission des ondes électromagnétiques et affecte le volume global du dispositif qui introduit une consommation électrique supplémentaire en raison de la résistivité du matériau. Pour cela, et afin de minimiser ce genre de problème, nous proposons une nouvelle structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) basée sur l'utilisation d'un seul diélectrique au lieu de deux avec l'incorporation d'un nouveau moyen pour contrôler certaines propriétés spécifiques de cette structure sans affecter l'épaisseur des couches.

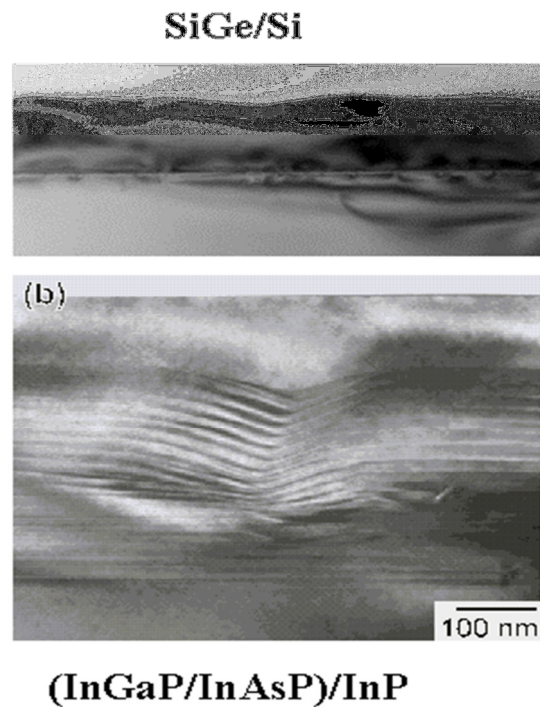


Figure IV.5 formation des structures non planes.

IV. 3. 2 Description de la nouvelle structure

La structure proposée est basée sur l'utilisation d'un seul diélectrique avec l'intégration de la technique de dopage. Nous exploitons l'impact que le dopage peut apporter sur les propriétés optiques du ZnO, en particulier sur l'indice de réfraction afin de générer deux ou plusieurs indices de réfraction à partir de ce diélectrique et de former deux couches de ZnO avec deux indices de réfraction différents empilés de façons symétrique et asymétrique. Nous avons choisi le ZnO comme un diélectrique et ce choix pourrait être remplacé par un autre diélectrique.

IV. 3. 3 Calcul des coefficients de transmission et de réflexion

La modélisation numérique des cristaux photoniques est basée sur le calcul des coefficients de transmission et de réflexion. Considérons la structure 1D-PC constituée d'une alternance de multicouches de la forme $(AB)^N D (AB)^N$ et $(AB)^N D (BA)^N$ telles qu'elles sont décrites à la figure (IV.6), où A, B et D désigne l'oxyde de zinc (ZnO) contenant des nanoparticules de lithium (Li) avec les pourcentages de 1%, 0% et 0% respectivement. Il y a $2N + 1$ couche, chaque couche doit avoir une épaisseur d_i et un indice de réfraction n_i . Nous supposons que l'onde électromagnétique incidente vient de l'air vers les couches A et B. les couches sont sur le plan x-y, et la direction z est normale à l'interface de ces couches.

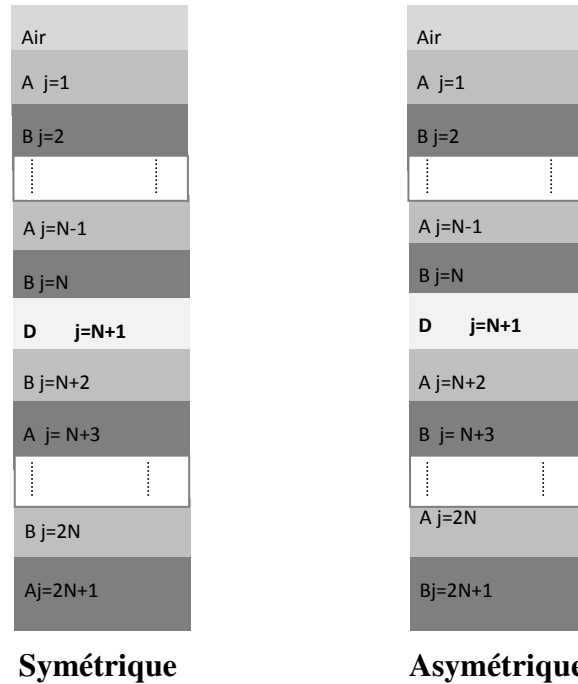


Figure IV.6 Structure 1D-PC contenant une couche de défaut.

Le profil d'indice de réfraction de la structure considérée peut être donné comme suit:

$$\varepsilon_l = \begin{cases} \varepsilon_1 & 0 < z < d_1 \\ \varepsilon_2 & d_1 < z < d_2 \end{cases} \quad (1)$$

$$\varepsilon_l(z) = \varepsilon_l(z + d) \quad (2)$$

Où

l: est le numéro de couches.

d = d₁ + d₂: est la période.

Le calcul des coefficients de transmission et de réflexion est basé sur les relations décrites dans la partie (II.2.1.1).

IV. 3. 4 Résultats numériques et discussions

Pour les simulations numériques suivantes, nous avons appliqué la méthode des matrices de transfert. Le modèle mathématique est implémenté dans MATLAB et les résultats obtenus sont présentés en termes de spectres de transmission. La figure (IV.7) montre la variation du spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde λ (mode TE) d'une structure 1D-PC composée de seize (16) couches de la forme (AB)^N, où A et B sont : l'oxyde de zinc contenant des nanoparticules de lithium avec un pourcentage de 1% et l'oxyde de zinc non dopé respectivement. L'épaisseur des couches est prise comme suit: d_A = 0,0505 μ m et d_B = 0,0715

μm . Les indices de réfraction des couches A et B sont fixés à $n_A = 3,6$ et $n_B = 1,64$ [18]. A partir de la figure (IV.7), nous pouvons remarquer que notre structure présente un intervalle de bande interdite large limité entre 506,4 nm et 796,8 nm.

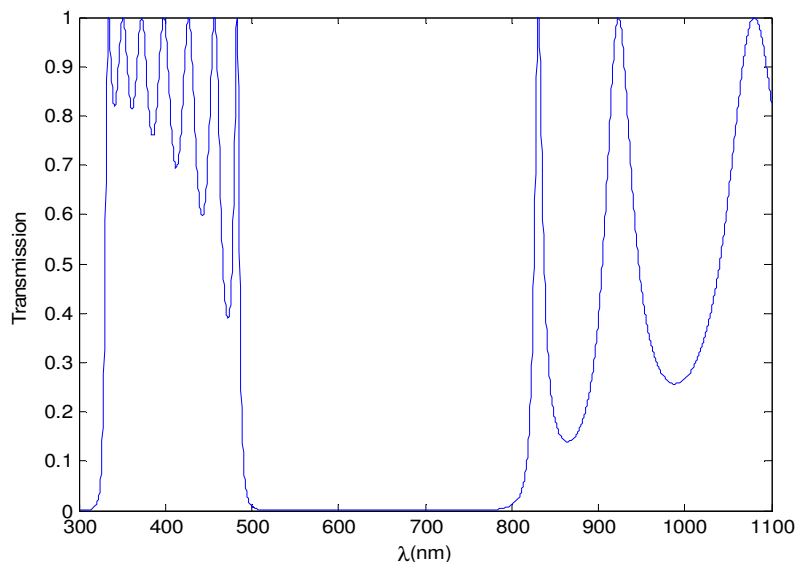


Figure IV.7 Spectre de transmission de la structure 1D-PC, $n_A = 3,6$, $n_B = 1,64$, $d_A = 0,0505 \mu\text{m}$, $d_B = 0,0715 \mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$.

a. Effet de la couche défectueuse sur les modes de défaut dans le spectre de transmission

Afin de vérifier l'effet de la couche défectueuse sur les modes de défaut dans le spectre de transmission, nous introduisons une couche D (oxyde de zinc non dopé) avec un indice de réfraction $n_D = 1,64$ [18]. On obtient une structure 1D-DPC de la configuration $(AB)^N D (AB)^N$ (asymétrique) et de la configuration $(AB)^N D (BA)^N$ (symétrique); A est l'oxyde de zinc contenant des nanoparticules de lithium avec un pourcentage de 1% et B est l'oxyde de zinc non dopé. Les épaisseurs des trois couches sont les suivantes: $d_A = 0,0505 \mu\text{m}$, $d_B = 0,0715 \mu\text{m}$ et $d_D = 0,0270 \mu\text{m}$. Sur la figure (IV.8), nous traçons les spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde d'une structure 1D-DPC pour les deux formes symétriques et asymétriques.

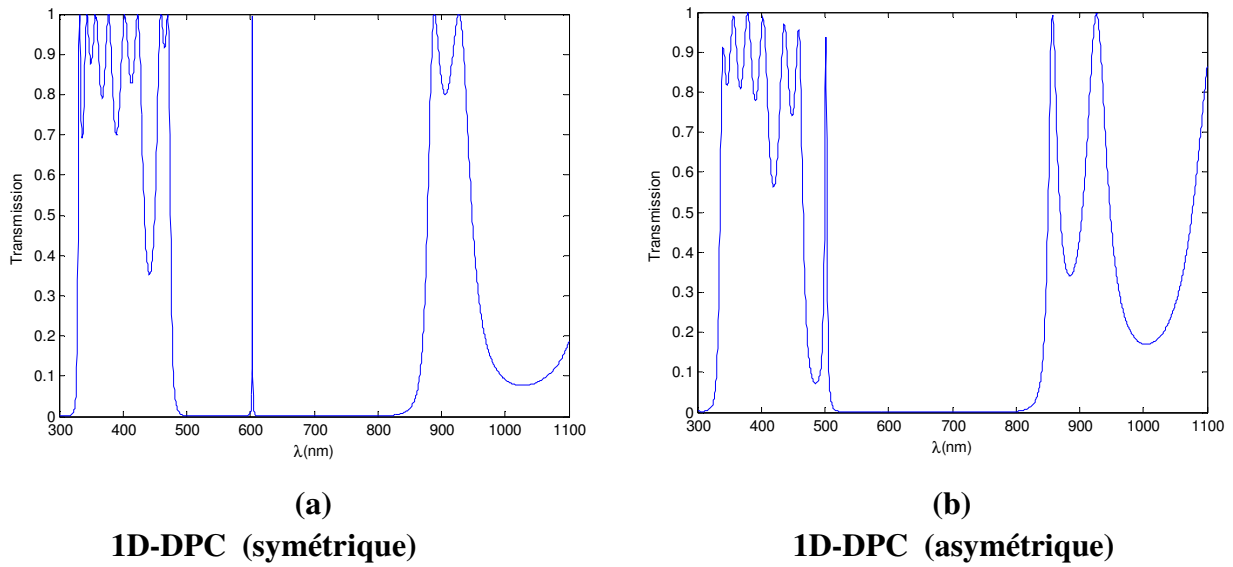


Figure IV.8 Spectre de transmission de la structure 1D-DPC ($n_A = 3,6$, $n_B = 1,64$, $n_D = 1,64$, $d_A = 0,0505 \mu\text{m}$, $d_B = 0,0715 \mu\text{m}$, $d_D = 0,0270 \mu\text{m}$, $\theta = 0^\circ$, 17 couches) :
(a) symétrique, (b) asymétrique.

En raison de l'existence d'une couche défectueuse, il s'avère qu'il existe une bande passante très étroite ou un mode mono-défaut au sein de la bande interdite photonique. Pour la structure 1D-DPC symétrique avec la configuration $(\text{Air} / (\text{AB})^4 \text{D} (\text{BA})^4 / \text{Air})$, la largeur de la bande interdite est de $\Delta_{\text{BWP}} = 353,6 \text{ nm}$, le pic de résonance se situe à la longueur d'onde de $\lambda = 603,2 \text{ nm}$. Pour la structure 1D-DPC asymétrique avec la configuration $(\text{Air} / (\text{AB})^4 \text{D} (\text{AB})^4 / \text{Air})$, la largeur de la bande interdite est de $\Delta_{\text{BWP}} = 276,1 \text{ nm}$, le pic de résonance se situe à la longueur d'onde de $\lambda = 502 \text{ nm}$. En effet, dans la structure asymétrique, les modes de défaut apparaissent dans les hautes fréquences avec une faible amplitude par rapport à la structure symétrique. Alors, la structure proposée peut être potentiellement utile dans de nombreuses applications telles que les filtres sélectifs et le multiplexage [19]-[20].

b. Effet de la densité de dopage du diélectrique (ZnO) sur les modes de défaut dans le spectre de transmission

Pour expliquer les effets de la densité de dopage du diélectrique (ZnO) sur les modes de défaut dans le spectre de transmission, nous présentons les Tableaux (IV.1) à (IV.3) et les figures (IV.9) à (IV.11). Nous présentons également les tendances qui correspondent à la variation du désaccord de paramètre de maille, les longueurs d'onde des pics de transmission et la largeur de la bande interdite. Le désaccord de paramètre de maille entre les couches A et B est défini comme suit: $f = \Delta a / a_A = a_B - a_A / a_A$, où a_A et a_B sont les paramètres de maille des couches A et B.

Dans le tableau (IV.1) et la figure (IV.9), nous fixons la densité de dopage de ZnO des couches A (oxyde de zinc contenant des nanoparticules de lithium avec un pourcentage de 1%), la couche défectueuse D (oxyde de zinc non dopé), et nous faisons varier la densité de dopage de ZnO des couches B (oxyde de zinc contenant des nanoparticules de lithium avec des pourcentages de 0%, 4% et 3%). Les indices de réfraction des couches A, B et D sont: n_A (1% Li) = 3,6, n_D (0% Li) = 1,64, n_B (0% Li) = 1,64, n_B (4% Li) = 2,4, n_B (3% Li) = 2,89 [18].

| | | | |
|--|-------|-------|-------|
| Densité de dopage des couches A | 1% Li | 1% Li | 1% Li |
| Densité de dopage de la couche D | 0% Li | 0% Li | 0% Li |
| Densité de dopage des couches B | 0% Li | 4% Li | 3% Li |
| La largeur de la bande interdite Δ_{Bwp} (nm) | 353.6 | 269.2 | 210.2 |
| Pic de résonance λ (nm) | 603.2 | 698.4 | 776.8 |
| Désaccord de paramètre de maille f (%) | 0.31 | 0.06 | 00 |

Tableau IV.1 La largeur de la bande interdite, la longueur d'onde du pic de résonance et le désaccord de paramètre de maille avec des différentes densités de dopage de ZnO des couches B d'une structure 1D-DPC symétrique (mode TE).

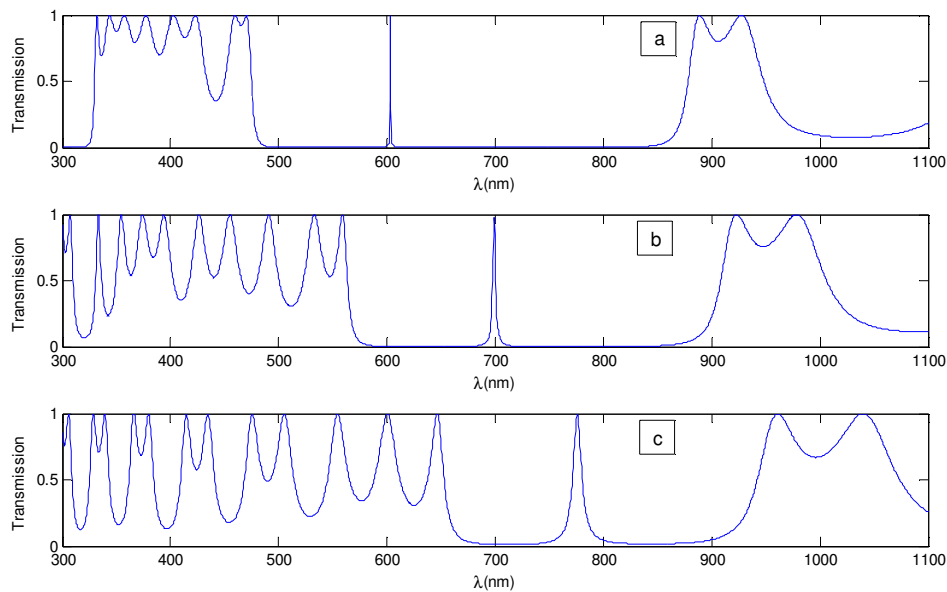


Figure IV.9 Spectres de transmission d'une structure 1D-DPC avec les différentes densités de dopage des couches B: (a) 0% Li, (b) 4% Li, (c) 3% Li ($\theta = 0^\circ$, 17 couches).

Nous observons que le spectre de transmission du mode de défaut est lié à la densité de dopage de ZnO des couches B. Le pic de résonance, la largeur de la bande interdite photonique et le désaccord de paramètre de maille sont modifiés; le premier augmente vers les plus grandes longueurs d'ondes et le second diminue vers les plus courtes. Avec un dopage de ZnO des couches B de 0%, 4% et 3% en Li, le pic de résonance atteindra respectivement les

longueurs d'ondes nominales 603,2 nm, 698,4 nm et 776,8 nm, ainsi que la largeur de la bande interdite photonique atteindra les valeurs suivantes : 353,6 nm, 269,2 nm et 210,2 nm. De plus, nous pouvons observer que le paramètre du désaccord de maille entre les couches A et B a pris les valeurs : 0,31%, 0,06% et 0% avec le changement du paramètre de maille a_B , où $a_{B (0\% \text{ Li})} = 3,257$, $a_{B (4\% \text{ Li})} = 3,249$, $a_{B (3\% \text{ Li})} = 3,247$, respectivement. Sachant que le paramètre de maille a_A est constant ($a_{A (1\% \text{ Li})} = 3,247$) en raison de la non modification du dopage des couches A.

Dans le tableau (IV.2) et la figure (IV.10), nous fixons la densité de dopage de ZnO des couches B (0% Li) et la couche défectueuse D (0% Li), et nous modifions la densité de dopage du ZnO des couches A (oxyde de zinc contenant des nanoparticules de lithium avec des pourcentages de 1%, 2% et 3%). Les indices de réfraction des couches A, B et D sont les suivants: ($n_{A (1\% \text{ Li})} = 3,6$, $n_{A (2\% \text{ Li})} = 3,38$, $n_{A (3\% \text{ Li})} = 2,89$, $n_{D (0\% \text{ Li})} = 1,64$, $n_{B (0\% \text{ Li})} = 1,64$) [18].

| Densité de dopage des couches A | 1% Li | 2% Li | 3% Li |
|--|-------|-------|-------|
| Densité de dopage de la couche D | 0% Li | 0% Li | 0% Li |
| Densité de dopage des couches B | 0% Li | 0% Li | 0% Li |
| La largeur de bande interdite $\Delta_{B_{wp}}$ (nm) | 353.6 | 304.4 | 232.1 |
| Pic de résonance λ (nm) | 603.2 | 584.4 | 549.6 |
| Désaccord de paramètre de maille f (%) | 0.31 | 0.25 | 0.31 |

Tableau IV.2 La largeur de bande interdite, la longueur d'onde du pic de résonance et le désaccord de paramètre de maille avec des différentes densités de dopage de ZnO des couches A d'une structure 1D-DPC symétrique (mode TE).

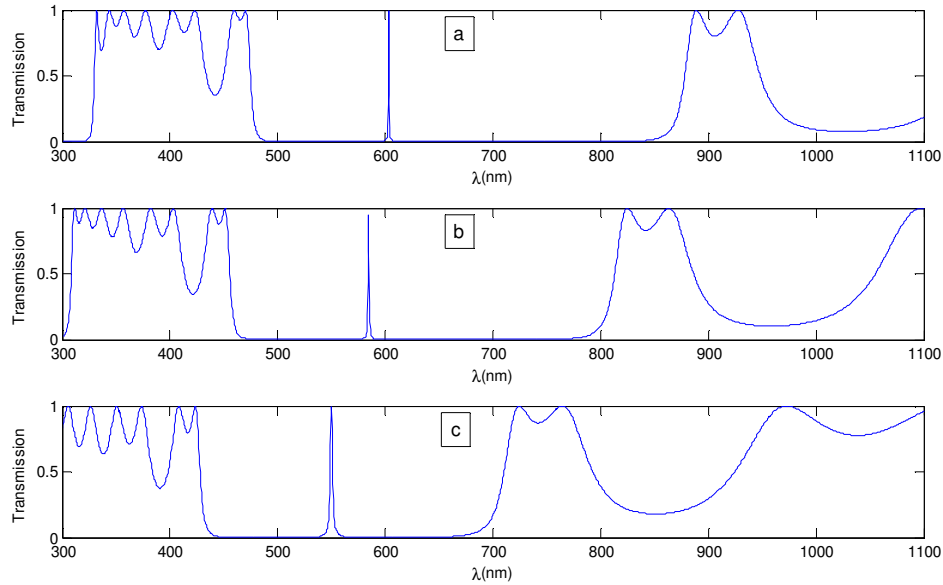


Figure IV.10 Spectres de transmission d'une structure 1D-DPC avec les différentes densités de dopage des couches A: (a) 1% Li, (b) 2% Li, (c) 3% Li, ($\theta = 0^\circ$, 17 couches).

Nous remarquons qu'il y a un changement significatif de la largeur de la bande interdite photonique et du pic de résonance par rapport aux résultats du tableau (IV.1) et de la figure (IV.9). La densité de dopage de ZnO des couches A en Li avec des valeurs de 1%, 2% et 3% a entraîné une énorme diminution de la largeur de la bande interdite photonique et du pic de résonance. D'après la figure (IV.10), nous observons que le pic de résonance est apparu à des longueurs d'ondes de 603,2 nm, 584,4 nm et 549,6 nm, la largeur de la bande interdite photonique est également modifiée en 353,6 nm, 304,4 nm et 232,1 nm. À partir de ces valeurs, nous pouvons conclure que la diminution de la largeur de la bande interdite photonique est constatée soit pour les ondes de longueur basses ou hautes. Le désaccord de paramètre de maille change en fonction de la variation de la densité de dopage de ZnO des couches A (0,31%, 0,25% et 0,31%). Cette variation est causée par le changement du paramètre de maille a_A (a_A (1% Li) = 3,247, a_A (2% Li) = 3,249 et a_A (3% Li) = 3,247), tandis que le paramètre de maille a_B des couches B est constant (a_B (0% Li) = 3,257) en raison de la non modification du dopage des couches B.

Dans le tableau (IV.3) et la figure (IV.11), nous fixons la densité de dopage de ZnO des couches A (1% Li) et B (0% Li) et nous modifions la densité de dopage de ZnO de la couche défectueuse D (oxyde de zinc contenant des nanoparticules de lithium avec des pourcentages de 0 %, 3% et 2%). Les indices de réfraction des couches A, B et D sont respectivement: (n_A (1% Li) = 3,6, n_B (0% Li) = 1,64, n_D (0% Li) = 1,64, n_D (3% Li) = 2,89, n_D (2% Li) = 3,38) [18]

| | | | |
|--|-------|-------|-------|
| Densité de dopage des couches A | 1% Li | 1% Li | 1% Li |
| Densité de dopage de la couche D | 0% Li | 3% Li | 2% Li |
| Densité de dopage des couches B | 0% Li | 0% Li | 0% Li |
| La largeur de la bande interdite Δ_{Bwp} (nm) | 353.6 | 354.1 | 355.6 |
| Pic de résonance λ (nm) | 603.2 | 692.4 | 727.6 |
| Disaccord de maille f (%) | 0.31 | 0.31 | 0.31 |

Tableau IV.3 La largeur de la bande interdite, la longueur d'onde du pic de résonance et le désaccord de paramètre de maille avec des différentes densités de dopage de ZnO de la couche de défaut D d'une structure 1D-DPC symétrique (mode TE).

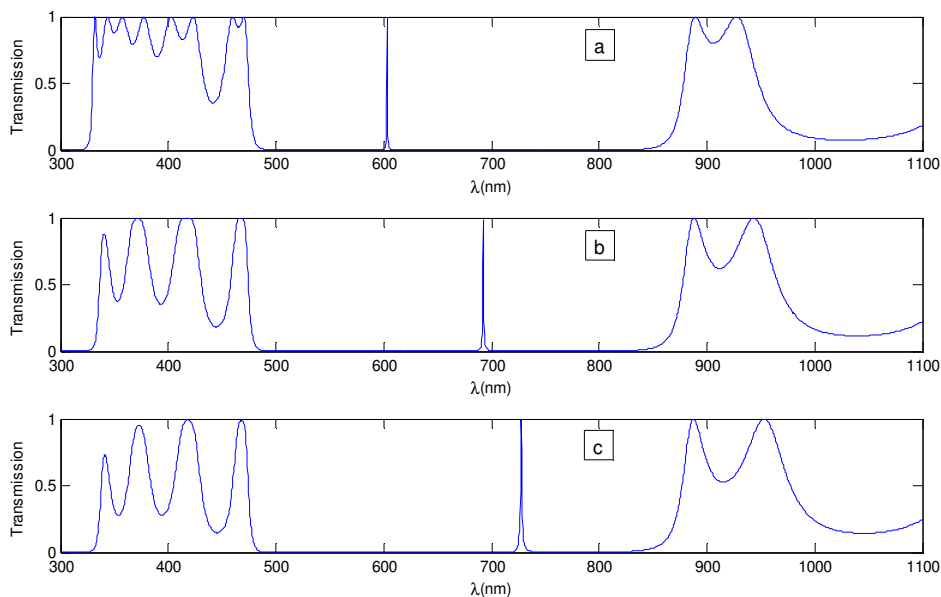


Figure IV.11 Spectres de transmission d'une structure 1D-DPC avec les différentes densités de dopage de la couche D: (a) 0% Li, (b) 3% Li, (c) 2% Li, ($\theta = 0^\circ$, 17 couches, mode TE).

Il est à noter ici qu'il existe une légère variation de la largeur de la bande interdite mais une variation considérable de la position du pic de résonance, celle-ci s'est produite à des longueurs d'ondes de 603,2 nm, 692,4 nm et 727,6 nm. La largeur de la bande interdite photonique change à 353,6 nm, 354,1 nm et 355,6 nm lorsque le ZnO de la couche D est dopé successivement de 0%, 3% et 2% en Li. Dans ce cas, nous observons que pour le paramètre de désaccord de maille, il n'y a pas de variation (0,31%) car nous n'avons pas modifié le dopage des couches A et B.

Donc, la variation du dopage de ZnO des couches B ne ferait que réduire la largeur de la bande interdite photonique sur les ondes très petites, ce qui n'est pas le cas pour le dopage de ZnO des couches A, où la bande interdite se déplace vers la gauche et décroît sur les ondes de longueur d'onde très courte et très longue. Aussi, la variation du dopage de ZnO de la couche

D a un effet négligeable sur la largeur de la bande interdite et affecte considérablement le pic de résonance. En ce qui concerne l'amplitude du pic et le paramètre de désaccord de maille, il est facile de constater qu'elle ne varie que pour le dopage des deux couches A et B.

c. Effet de l'angle d'incidence et la polarisation sur les modes de défaut dans le spectre de transmission

Pour étudier la relation entre l'angle d'incidence, la polarisation et les modes de défaut, nous avons tracé les spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde sous différents angles d'incidence: 0° , 15° , 30° , 45° , 60° et 75° . Une gamme d'indices de réfraction a été choisie: $n_A (1\% \text{ Li}) = 3,6$, $n_B (0\% \text{ Li}) = 1,64$ et $n_D (0\% \text{ Li}) = 1,64$. L'épaisseur des couches a été prise comme suit: $d_A = 0,0505 \mu\text{m}$, $d_B = 0,0715 \mu\text{m}$ et $d_D = 0,0270 \mu\text{m}$.

Les figures (IV.12) à (IV.17) montrent les effets de l'angle d'incidence et du mode de polarisation sur les modes de défaut dans les spectres de transmission. Certaines caractéristiques méritent d'être mentionnées; il n'y a qu'un seul pic de résonance dans la PBG. Pour une incidence normale (0°), les valeurs obtenues pour les modes TE et TM sont similaires, c'est seulement la valeur appropriée de l'angle d'incidence qui peut conduire à une transmission maximale en mode TE ou TM. Le pic de résonance pour une incidence normale est situé au niveau de la longueur d'onde de 603,2 nm avec une amplitude maximale en mode TM. Cette amplitude est fortement diminuée avec l'augmentation de l'angle d'incidence pour le même mode TM (une résonance incomplète). Aussi, la position du pic varie avec l'augmentation de l'angle d'incidence et se déplace vers les longueurs d'ondes très petites (vers la gauche) et ceci pour les deux modes de polarisation TE et TM.

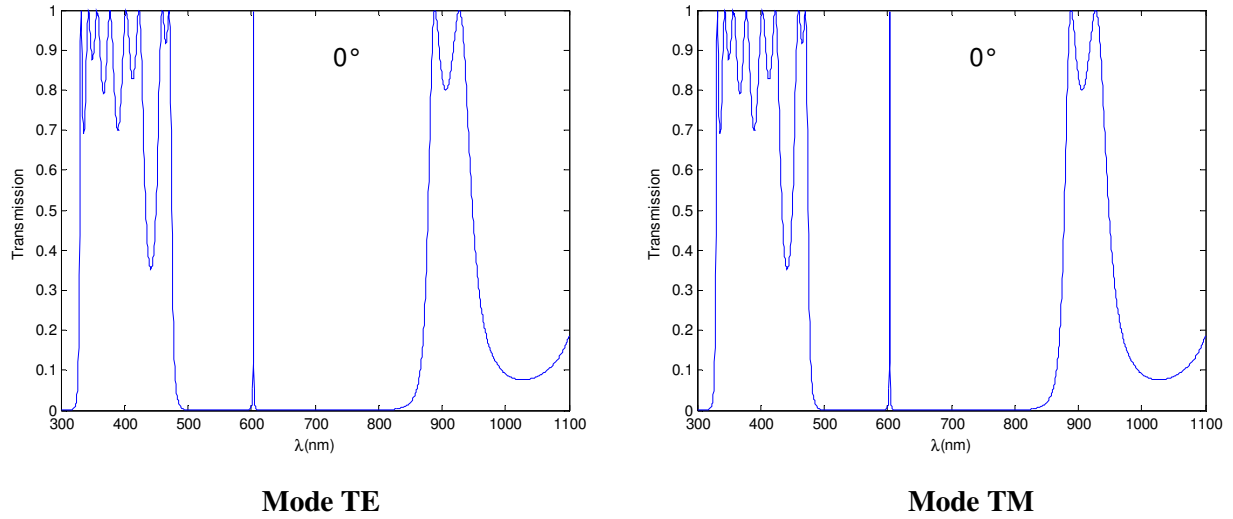


Figure IV.12 Spectre de transmission en fonction de λ ($\theta=0^\circ$, modes TE et TM).

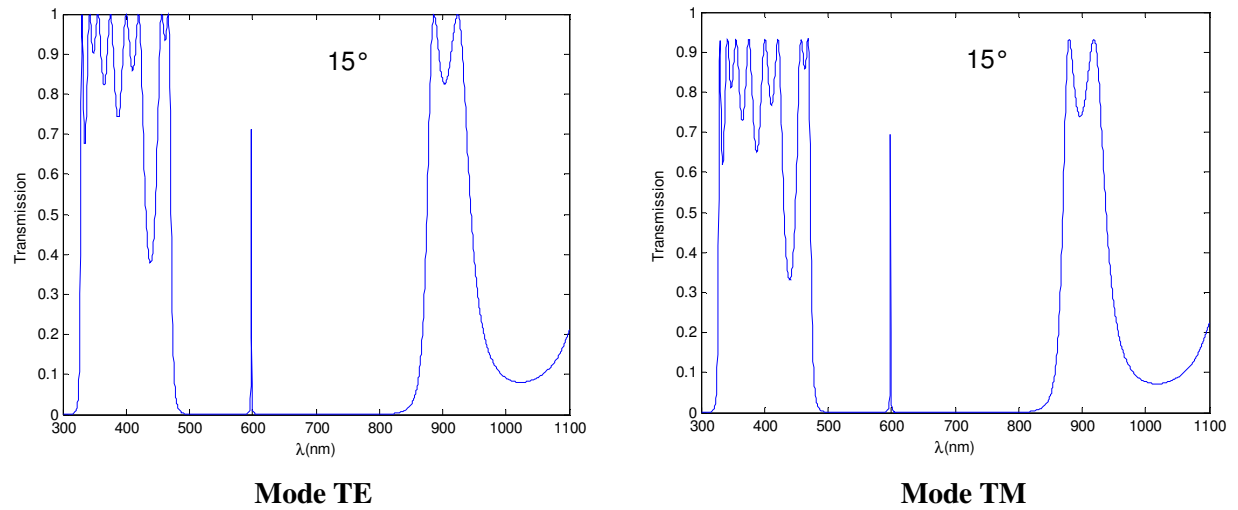


Figure IV.13 Spectre de transmission en fonction de λ ($\theta=15^\circ$, modes TE et TM).

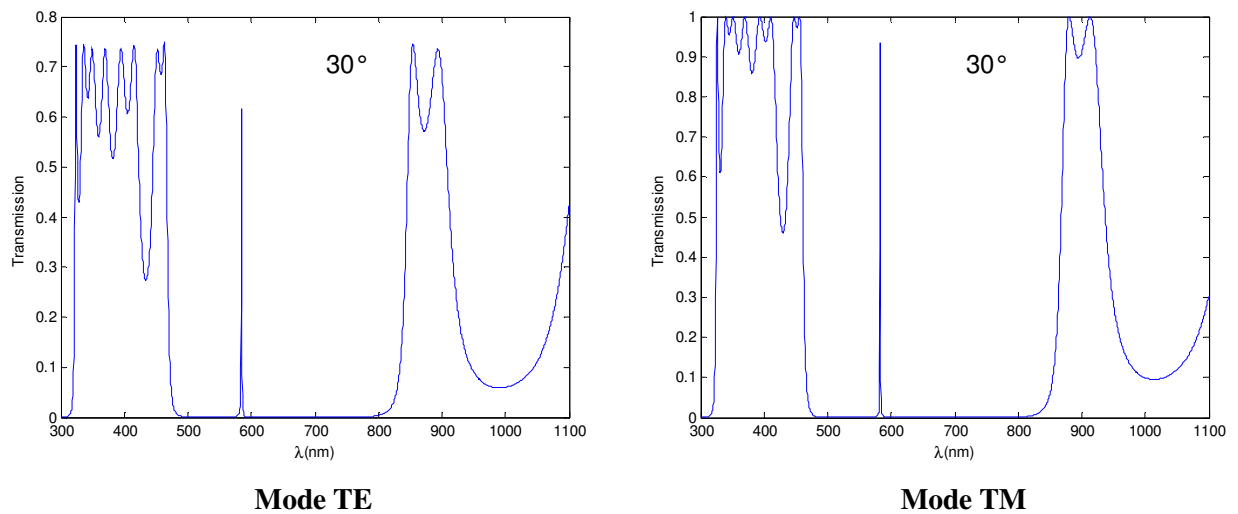


Figure IV.14 Spectre de transmission en fonction de λ ($\theta=30^\circ$, modes TE et TM).

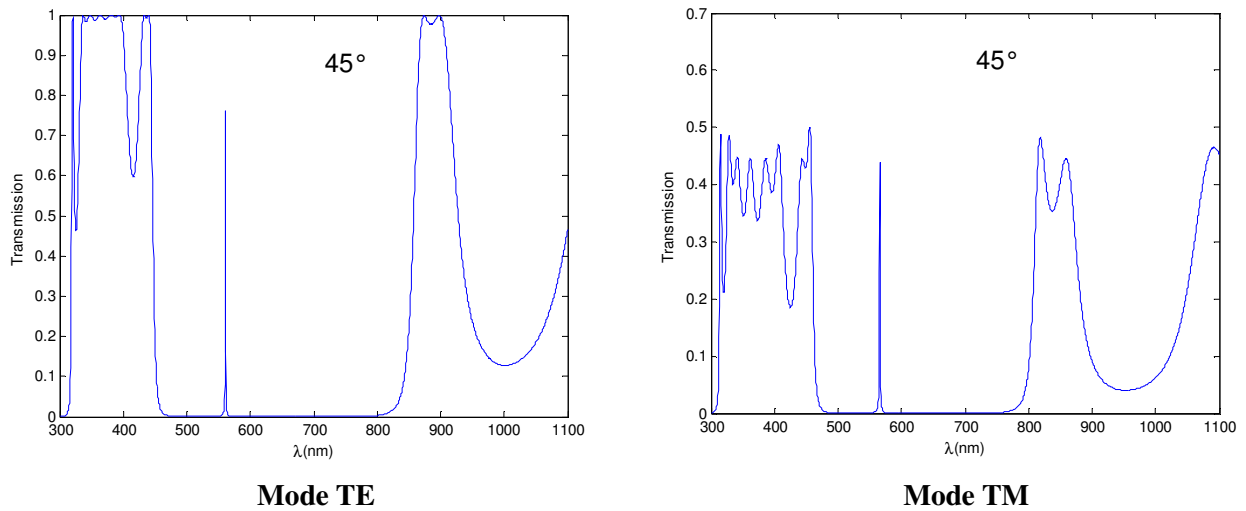


Figure IV.15 Spectre de transmission en fonction de λ ($\theta=45^\circ$, modes TE et TM).

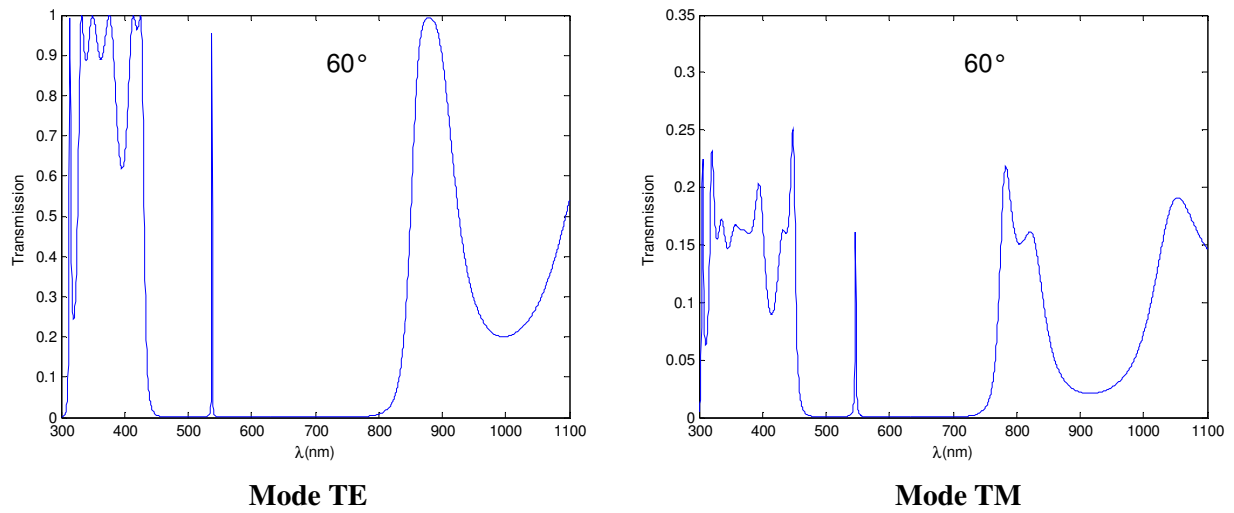


Figure IV.16 Spectre de transmission en fonction de λ ($\theta=60^\circ$, modes TE et TM).

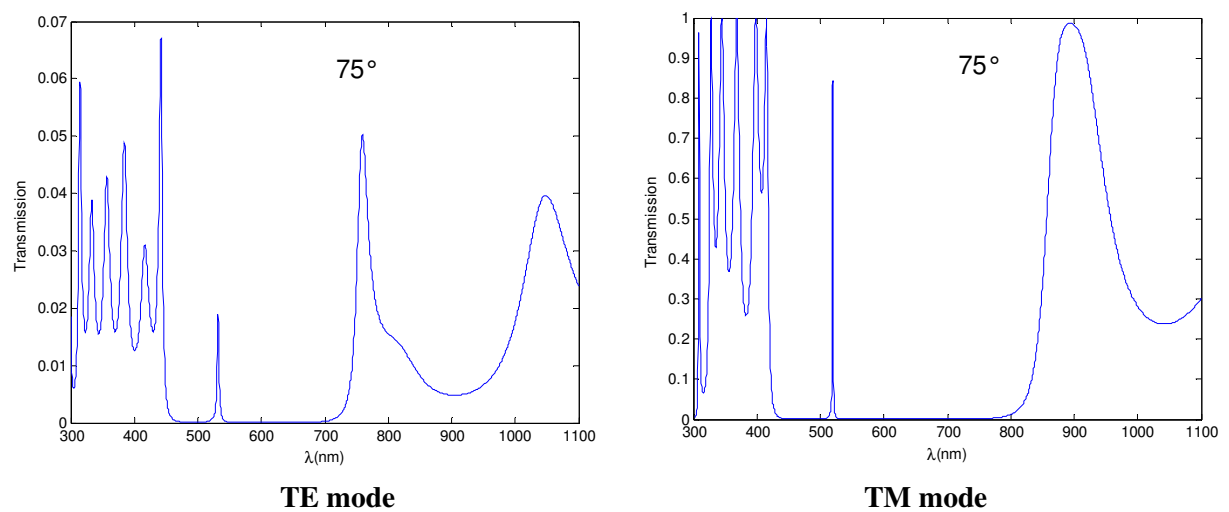


Figure IV.17 Spectre de transmission en fonction de λ ($\theta=75^\circ$, modes TE et TM).

Les figures (IV.18) et (IV.19) montrent la dépendance de la longueur d'onde maximale et de la largeur de bande interdite par rapport à l'angle d'incidence. Il est clairement observé que la position du pic est fortement réduite avec l'augmentation de l'angle d'incidence pour les modes TE et TM. La même chose s'applique à la largeur de la bande interdite photonique, mais moins clairement en mode TE où nous avons remarqué à la figure (IV.19) qu'il y avait un léger effet de l'angle d'incidence sur la largeur de la bande interdite photonique.

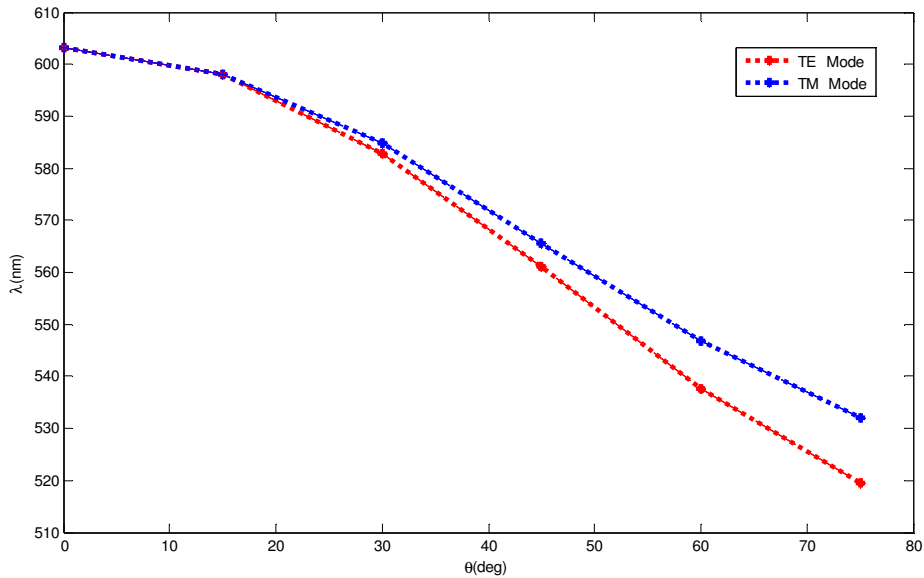


Figure IV.18 Longueur d'onde maximale dépendant de l'angle incident dans les modes TE et TM.

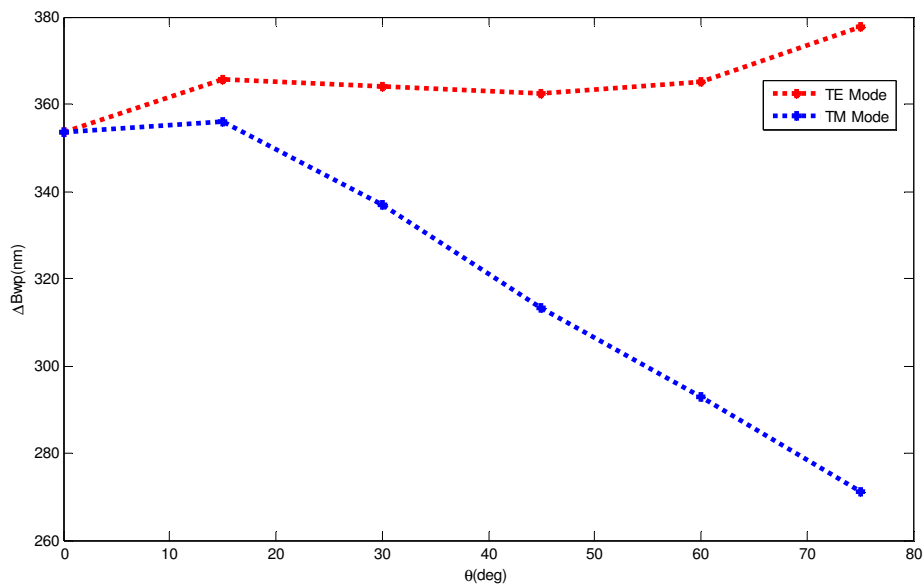


Figure IV.19 la largeur de la bande interdite dépendante de l'angle Incident dans les modes TE et TM.

Avant de conclure, nous comparons les résultats ci-dessus avec les résultats antérieurs. Nous notons tout d'abord que l'idée d'une structure photonique unidimensionnelle basée sur l'utilisation d'un seul diélectrique est une idée originale en soi, car la plupart des études précédentes dans 1D-PC reposent sur l'utilisation de deux diélectriques ou plus. Aussi, une structure en accord de paramètre de maille (structure de maille très similaire) est peut être obtenue grâce à cette nouvelle structure; les valeurs du paramètre de désaccord de maille entre la première et la deuxième couche de diélectrique utilisé (ZnO) sont: 0%, 0,06%, 0,25% et 0,31%; contrairement à ce qu'on peut trouver dans certaines références, où 1D-PC est basé sur l'utilisation de deux diélectriques. Par exemple, si on prend la structure suggérée dans la référence [21], qui consiste en SiO₂ et GaAs en tant que diélectriques; la valeur de désaccord de paramètre de maille est: $f(\text{SiO}_2 / \text{GaAs}) = 13,72\%$, tandis que le désaccord de paramètre de maille des structures suggérées dans les références [22]-[23] est respectivement: $f(\text{SiO}_2 / \text{InP}) = 18,07\%$, $f(\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2) = 7,78\%$. La probabilité que ces structures soient exposées au problème des défauts de structure est donc très forte. De plus, notre structure assure un milieu de propagation plus homogène car: toutes les couches composantes de cette structure ont des propriétés optiques et électriques très similaires, ce qui permet une transmission plus stable. Aussi, dans les structures 1D-PC présentées précédemment; Les auteurs contrôlent certaines propriétés spécifiques de cette structure, telles que la largeur de la bande interdite photonique par la variation de l'épaisseur de couche; alors qu'en incidence normale, la largeur de la bande interdite photonique est fixée par deux valeurs, le bord de la bande gauche λ_L et le bord de la bande droit λ_R ; en utilisant la théorie du réflecteur de Bragg, ils peuvent être déterminés analytiquement par l'équation suivante [24]:

$$\lambda_L = \pi (n_A d_A + n_B d_B) / \cos^{-1}(-\rho); \lambda_R = \pi (n_A d_A + n_B d_B) / \cos^{-1}(\rho)$$

Où $\rho = (n_A - n_B) / (n_A + n_B)$ est le coefficient de Fresnel et n_A , n_B sont les indices de réfraction des couches A et B. Cette équation explique comment les auteurs contrôlent la largeur de la bande interdite photonique en faisant varier l'épaisseur des couches d_A et d_B . L'augmentation de l'épaisseur de la couche peut augmenter le délai de propagation des ondes électromagnétiques, et comme on le sait, le délai de propagation est un facteur très important pour la performance de la structure et dépend beaucoup de son épaisseur, plus l'épaisseur de la couche est petite, plus le délai de propagation est faible. D'autre part; la variation de l'épaisseur de couche augmente le volume global du dispositif construit en fonction de cette structure (résistivité du matériau supplémentaire), ce qui introduit encore une consommation

électrique supplémentaire. Cependant, nos structures maintiennent l'épaisseur des couches fixe et contrôlent la largeur de la bande interdite via seulement le dopage (variant " n_A et n_B ").

IV. 4 Conclusion

Une nouvelle structure dans le cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) basée sur l'utilisation d'un seul diélectrique avec l'intégration de la technique de dopage est présentée dans ce chapitre. Cette structure a été présentée et théoriquement étudiée en utilisant la méthode des matrices de transfert. Les simulations expliquent une nouvelle manière pour contrôler certaines propriétés spécifiques de cette structure, telles que le pic de résonance, son amplitude et la largeur de la bande interdite photonique sans affecter l'épaisseur des couches ; cependant, notre structure conserve l'épaisseur des couches fixe et contrôle la largeur de la bande interdite via le dopage ce qui offre de meilleures performances en termes de temps de propagation, de volume global du dispositif construit sur la base de cette structure et de la consommation énergétique. Un paramètre très important qui n'a pas été abordé dans les études précédentes sur la structure 1D-PC a été pris en compte dans cette étude (le désaccord de paramètre de maille $f = \Delta a / a$) par l'optimisation de sa valeur pour obtenir une structure en parfait accord de paramètre de maille. La comparaison des résultats obtenus dans cette étude avec des résultats antérieurs a montré l'importance de notre structure proposée, notamment en ce qui concerne l'obtention d'une structure en accord de paramètre de maille (structure de maille très similaire). Notre structure assure un milieu de propagation plus homogène car toutes les couches composantes cette structure ont des propriétés optiques et électriques très similaires, ce qui mène à une transmission plus stable.

Références

- [1] A. Pashaev, O. Davarashvili, Z. Akhvlediani, M. Erukashvili, R. Gulyaev et V. Zlomanov, "Unrelaxed State in Epitaxial Heterostructures Based on Lead Selenide". *Journal of Modern Physics*, vol. 3, pp. 502-510, 2012.
- [2] U. Özgür, Y. I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M. A. Reshchikov, S. Doğan, V. Avrutin, S. J. Cho et H. Morkoç, "A comprehensive review of ZnO materials and devices," *Journal of Applied Physics*, vol. 98, pp. 041301, 2005.
- [3] M. Catti, Y. Noel et R. Dovesi, "Full piezoelectric tensors of wurtzite and zinc blende ZnO and ZnS by first-principles calculations", *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 64, pp. 2183–2190, 2003.
- [4] J. J. Rousseau et A. Gibaud, "Cristallographie Géométrique et Radio cristallographie", *Duno*, 2007.
- [5] D. Hull et D.J. Bacon, "Introduction to dislocations", *4th ed. Elsevier*, 2001.
- [6] J. Y. Tsao, "Materials Fundamentals of Molecular Beam Epitaxy", *Academic Press*, 1993.
- [7] O. D. Jayakumar, V. Sudarsan et A. K. Tyagi, "Template-assisted synthesis of room-temperature ferromagnetic Mn-doped ZnO: First example of a high-temperature synthesis using polystyrene", *Cryst. Growth Des*, vol. 9, pp. 1944–1948, 2009.
- [8] N. Sinha, G. Ray, S. Bhandari, S. Godara et B. Kumar, "Synthesis and enhanced properties of cerium doped ZnO nanorods", *Ceram. Int*, vol. 40, pp. 12337–12342, 2014.
- [9] Z. Chen, N. Zhang et Y. J. Xu, "Synthesis of graphene–ZnO nanorod nanocomposites with improved photoactivity and anti-photocorrosion", *CrystEngComm*, vol. 15, pp. 3022. doi:10.1039/c3ce27021a, 2013.
- [10] H. Wang, Q. Ma, H. Niu, X. Mao, L. Wan, J. Xu, et al, "Molecular Nanotechnology Hydrothermal Growth of Aligned ZnO Nanorods along the Seeds Prepared by Magnetron Sputtering and its Applications in Quantum Dots", *J. Nanomater. Mol. Nanotechnol*, vol. 2, pp. 1–5, 2013.
- [11] H. Karzel, W. Potzel, M. Kofferlein, W. Schiessl, M. Steiner, U. Hiller, G. M. Kalvius, D. W. Mitchell, T. P. Das, P. Blaha, K. Schwarz et M. P. Pasternak, "Lattice dynamics and hyperfine interactions in ZnO and ZnSe at high external pressures", *Physical Review B*, vol. 53, pp. 11425–11438, 1996.
- [12] F. N. C. Chin, M. Roslin et Z. H. Gu. T. Z. Fahidy, "On the transmittance properties of electrolytically deposited thin zinc oxide films", *J. Phys. D: Appl. Phy*, vol. 31, pp. 71, 1998.
- [13] P. Fons, K. Iwata, S. Niki, A. Yamada et K. Matsubara, "Interactions between gallium and nitrogen dopants in ZnO films grown by radical-source molecular-beam epitaxy", *J. Cryst*, pp. 627-632, 1999.
- [14] K. Vanheusden, C. H. Seager, W. L. Warren, D. R. Tallant et J. A. Voiget, "Correlation between photoluminescence and oxygen vacancies in ZnO phosphors", *App. Phys. Lett*, vol. 68, pp. 403, 1996.

- [15] M. Lu, A. H. Kitai et P. Mascher, "Compound Semiconductor Bulk Materials And Characterizations", *J. Lumin*, vol. 54, pp. 35, 1992.
- [16] T. K. Subramanyam, B. Srinivasulu Naidu et S. Uthanna, "Physical Properties of Zinc Oxide Films Prepared by dc Reactive Magnetron Sputtering at Different Sputtering Pressures", *Cryst. Res. Technol*, vol. 35, pp. 1193-1202, 2000.
- [17] Z. L. Wang, "Zinc oxide nanostructures: growth, properties and applications", *J. Phys:Condens. Matter*, vol. 16, pp. 829-858, 2004.
- [18] M. Salah, S. Aziz, B. Abelwaheb, C. Khaldi, M. Amlouk et J. Lamloumi, "Structural, morphological, optical and photodetector properties of sprayed Li-doped ZnO thin films", *International Journal of Control, Energy and Electrical Engineering (CEEE)*, vol. 3, pp. 62-66, 2016.
- [19] F. Villa et J. A. Gaspar-Armenta, "Photonic crystal surface modes Narrow-bandpass filters", *Opt. Express*, vol. 12, pp. 2338-2355, 2004.
- [20] V.Kumar, B.Suthar, A. Kumar et A.Bhargava, "Design of a wavelength division demultiplexer using Si-based one-dimensional photonic crystal with a defect", *Elsevier Optik*, vol. 124, pp. 2527-2530, 2013.
- [21] X. Y. Wu, J. Ma, H. B. Li, X. J. Liu, H. Li, N. Ba, W. J. Chen, Y. H. Wu, et S. Q. Zhang, "A new quantum approach of one-dimensional photonic crystals", *Elsevier Optik*, vol. 127, pp. 127-130, 2016.
- [22] R. Ghosh, K. K. Gosh et R. Chakraborty, "Narrow band filter using 1D periodic structure with defects for DWDM systems", *Elsevier Optics Communication*, vol. 289, pp. 75-80, 2013.
- [23] K. J. Lee, J. W. Wu, et K. Kim, "Defect modes in a one-dimensional photonic crystal with a chiral defect layer", *Optical Materials Express*, vol. 4, No. 12, pp. 2542-2550, 2014.
- [24] C. J. Wu, Z. H. Wang, "Analysis of optical reflection in a chirped distributed Bragg reflector", *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 231, pp. 129-138, 2009.

Conclusion générale

Conclusion générale

Ce travail de thèse a été consacré à l'étude par simulation des caractéristiques des structures périodiques métallo-diélectriques. Notre intérêt était d'étudier les structures périodiques, plus précisément, les structures multicouches unidimensionnelles (1D) en proposant une nouvelle conception pour la réalisation de ces structures.

Dans le premier chapitre, nous avons rappelé de notions générales sur les structures périodiques, notamment les cristaux photoniques et les méthodes de modélisation de ces matériaux. Nous avons commencé par la nouvelle classification des matériaux à travers la présentation d'un aperçu sur les différents types de matériaux, en particulier les classifications des matériaux du point de vue électromagnétique en mettant l'accent sur les matériaux supraconducteurs, les métamatériaux et les diélectriques. Nous avons ensuite présenté les concepts de base liés aux cristaux photoniques où nous avons énuméré les différents types de cristaux photoniques, leurs propriétés physiques et géométriques. Les applications des cristaux photoniques sont multiples et touchent de nombreux domaines notamment en optique, informatique, micro-ondes et télécommunications. Pour mettre en évidence l'importance de ces matériaux, nous avons décrit quelques exemples d'applications telles que: les cavités, les guides d'ondes, les filtres sélectifs, les capteurs, multiplexeurs/démultiplexeurs, les fibres optiques et les antennes. L'insertion d'un défaut dans les structures périodiques, qu'il soit linéaire ou local, modifiera leur fonctionnement. Différentes méthodes ont été développées pour caractériser les structures multicouches afin d'étudier le phénomène de transmission et de réflexion des ondes électromagnétiques, à savoir la méthode des ondes planes, la méthode des différences finies FDTD, la méthode rigoureuse des ondes couplées et la méthode des matrices de transfert TMM. Cette dernière a été employée afin de déterminer le coefficient de transmission pour les modes TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique).

Dans le deuxième chapitre, et après avoir donné une brève définition des structures à cristal photonique unidimensionnel, nous avons présenté une étude théorique des structures périodiques 1D composées de couches alternées de milieux à indices de réfraction positive (diélectrique-diélectrique, diélectrique-supraconducteur) et de milieux à indice de réfraction positive et négative (diélectrique-métamatériaux). Cette étude a été initiée par le calcul des coefficients de transmission et de réflexion des structures multicouches périodiques unidimensionnelles. Nous avons élaboré des programmes en langage MATLAB qui nous ont permis de simuler et analyser les spectres de transmission, les cartes des bandes interdites et

les diagrammes de bandes interdites des cristaux photoniques à une dimension. Plusieurs exemples de structure multicouche sont traités dans ce chapitre. L'étude d'une structure périodique à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) à base de deux diélectriques (Si et SiO₂) nous a montré que la sensibilité du PBG dépend de nombreux facteurs, tels que le facteur de remplissage et les modes de polarisation ainsi que l'angle d'incidence de l'onde émise. Pour les structures périodiques à base de métamatériaux et diélectrique. Les résultats ont montré que les matériaux à indice négatif offrent une bande interdite significativement plus large que les matériaux à indice positif, ce qui indique la possibilité d'utiliser une structure méta-matérielle au lieu de celle conventionnelle pour obtenir une fonctionnalité améliorée. L'utilisation d'un matériau supraconducteur dans les structures périodiques unidimensionnelles à son impact ; les résultats numériques obtenus ont montré que les coefficients de réflexion et de transmission dépendent fortement de la permittivité et de l'épaisseur de la couche du matériau supraconducteur. L'augmentation de l'épaisseur de la couche de matériau supraconducteur entraîne une diminution du coefficient de réflexion. Cette diminution devient plus importante pour des valeurs de température proches de la température critique.

Le troisième chapitre a été consacré à l'étude théorique d'un filtre sélectif à base d'une structure multicouche périodique unidimensionnelle (1D). Nous avons commencé par les concepts de base liés aux filtres, plus particulièrement les filtres sélectifs. Ensuite, nous avons présenté les trois filtres sélectifs à base d'une structure périodique multicouche unidimensionnelle contenant des métamatériaux à indice négatif, de deux diélectriques et aussi d'un diélectrique et un supraconducteur. Nous avons combiné la méthode des matrices de transfert (TMM) avec le théorème de Bloch selon les relations décrites au chapitre II et ce, afin de trouver les caractéristiques du spectre de transmission et la bande interdite photonique de la structure. Nous avons étudié également l'effet de certains facteurs affectant la qualité du filtre, tels que l'épaisseur des couches, l'angle d'incidence et les propriétés physiques des matériaux sur lesquels repose la structure constitutive du filtre. En raison de l'existence d'une couche défectueuse, il apparaît qu'il existe une bande passante très étroite dans la bande interdite photonique. Le nombre de modes de défauts peut être contrôlé en ajustant le nombre de couches de défaut dans la structure. Une simple comparaison a montré que la concordance entre nos résultats et ceux obtenus dans la littérature est très acceptable. Par conséquent, les configurations de structures proposées peuvent être potentiellement utiles et intéressantes

pour de nombreuses applications telles que les filtres sélectifs pour les communications optiques.

Dans le quatrième chapitre, nous avons proposé une nouvelle conception et analyse d'une structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) basée sur l'utilisation d'un seul diélectrique au lieu d'utiliser deux diélectriques ayant deux indices de réfraction différents. Nous avons exploité l'impact que le dopage peut apporter sur les propriétés structurales et optiques de l'oxyde de zinc (ZnO) afin de générer deux indices de réfraction ou plus et de former deux couches de ZnO avec deux indices de réfraction différents empilés selon des géométries symétriques et asymétriques. Nous avons présenté également les résultats numériques des effets de la densité de dopage du ZnO sur quelques paramètres spécifiques caractérisant la structure. Nous avons aussi discuté le comportement de notre structure par rapport à des différents angles d'incidence des ondes émises. L'étude de cette structure a montré que le cristal photonique (PC) à couche défectueuse, constitué de sous-couches de matériaux identiques, a permis d'obtenir une structure 1D-PC en bon accord de paramètre de maille avec des valeurs optimisées du désaccord de maille entre la première et la deuxième couche de ZnO (0%, 0,06%, 0,25% et 0,31%). Les simulations ont montré que la technique de dopage adoptée a permis de contrôler certaines propriétés spécifiques de cette structure, telles que le pic de résonance, son amplitude et la largeur de la bande interdite photonique, sans affecter l'épaisseur des couches, ce qui offre de meilleures performances en matière de temps de propagation; plus l'épaisseur de la couche est petite, plus le délai de propagation est faible, D'autre part; la variation de l'épaisseur de couche augmente le volume global du dispositif construit en fonction de cette structure (résistivité du matériau supplémentaire), ce qui introduit encore une consommation électrique supplémentaire. Cependant, notre structure maintient l'épaisseur des couches fixe, donc de meilleure performance en matière de volume global du dispositif construit sur la base de cette structure par conséquent, de consommation d'énergie. La comparaison des résultats obtenus avec la littérature a montré l'importance de la structure proposée, notamment en ce qui concerne l'obtention d'une structure en bon accord de paramètre de maille. Notre structure assure un milieu de propagation plus homogène car toutes les couches composant cette structure ont des propriétés optiques et électriques très similaires, ce qui conduit à une transmission plus stable.

Résumé

Ce travail de thèse a été consacré à l'étude et la simulation des caractéristiques des structures périodiques métallo-diélectrique. Notre intérêt était d'étudier les structures périodiques, plus précisément, les structures multicouches à cristal photonique unidimensionnel en proposant une nouvelle conception et analyse de ces structures. Nous avons rappelé dans un premier lieu la nouvelle calcification des matériaux, les concepts de base liés aux structures périodiques notamment les cristaux photoniques; leurs différents types, leurs propriétés physiques et géométriques, les notions de bandes photoniques ainsi que les méthodes de modélisation des structures périodiques à base de ces matériaux. Après nous avons présenté dans le deuxième chapitre une étude théorique des propriétés de transmission d'une structure périodique multicouches unidimensionnelle sans défaut contenant des couches alternées de milieux à indices de réfraction positive et négative. En suite, un filtre sélectif basé sur l'utilisation d'une structure périodique multicouches unidimensionnelle à cristaux photoniques a été présentée dans le troisième chapitre. Nous avons terminé par le quatrième chapitre, où nous avons proposé une nouvelle conception et analyse d'une structure à cristal photonique unidimensionnel (1D-PC) basée sur l'utilisation d'un seul diélectrique avec l'intégration de la technique de dopage.

Mots-clés: photonique, cristal, bande interdite, dopage, défaut, transmission, multicouche, unidimensionnelle, filtres.

ملخص

كرس عمل هذه الأطروحة لدراسة ومحاكاة خصائص الهياكل الدورية المعدنية العازلة. كان اهتمامنا هو دراسة الهياكل الدورية ، وبشكل أكثر دقة ، الهياكل متعددة الطبقات ذات الكريستال الضوئي أحادي البعد من خلال اقتراح تصور جديد لهذه الهياكل وتحليلها. ذكرنا في المقام الأول بالتصنيف الجديد للمواد، المفاهيم الأساسية المتعلقة بالهياكل الدورية بما في ذلك البلورات الضوئية؛ أنواعها المختلفة ، خواصها الفيزيائية والهندسية ، مفاهيم الفجوات الضوئية وطرق نمذجة الهياكل الدورية القائمة على هذه المواد. بعد ذلك، في الفصل الثاني قدمنا دراسة نظرية لخصائص الإرسال لبنية دورية متعددة الطبقات أحادية البعد والخالية من العيوب تحتوي على طبقات متناوبة من وسائط معامل الانكسار الموجب والسالب. بعدها، تم في الفصل الثالث تقديم مرشح انتقائي يعتمد على استخدام بنية دورية متعددة الطبقات أحادية البعد مع بلورات ضوئية. انهينا بالفصل الرابع، حيث اقترحنا تصميمًا وتحليلًا جديدين لهيكل بلوري ضوئي أحادي البعد يعتمد على استخدام عازل واحد مع تكامل تقنية المنشطات

الكلمات المفتاحية: الفوتون، البلورة ، فجوة المنع ، المنشطات ، العيب ، النقل ، متعدد الطبقات ، أحادي البعد ، المرشحات.

Abstract

This thesis work was devoted to the study and simulation of the characteristics of periodic metallo-dielectric structures. Our interest was to study periodic structures, more precisely, a one-dimensional multilayer periodic photonic crystal by proposing a new conception and analysis of these structures. We first recalled the new calcification of materials, basic concepts related to periodic structures including photonic crystals; their different types, their physical and geometrical properties, the notions of photonic bands as well as the methods of modeling periodic structures based on these materials. Then, in the second chapter, we presented a theoretical study of the transmission properties of one-dimensional multilayer periodic structure without defect containing alternating layers of positive and negative refractive index. Next, a selective filter based on the use of a one-dimensional multilayer periodic photonic crystal structure has been presented in the third chapter. We ended with the fourth chapter, where we proposed new design and analysis of a one-dimensional photonic crystal structure (1D-PC) based on the use of a single dielectric with the integration of the doping technique.

Keywords: Photonic, Cristal, band gap, doping, defect, transmission, multilayer, one-dimensional, filters.