

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT ELECTRONIQUE

N° :.....



DOMAINE : ELECTRONIQUE
FILIERE : ELECTRONIQUE
OPTION : Système de
télécommunication

**Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique
Par: LAIFAOUI Louiza
Intitulé**

**Etude théorique de la bande interdite dans les
cristaux magnéto-photonique unidimensionnels 1D**

Soutenu devant le jury composé de:

Nom et prénom Enseignant

Dr. BENNACER HAMZA	Université de m'sila	Président
Dr. BOURAS Mounir	Université de m'sila	Rapporteur
Dr. OUDIRA Hocine	Université de m'sila	Examineur

Année universitaire : 2018 /2019

Remerciements

Ma profonde gratitude et mes remerciements à mon encadreur,

Monsieur **BOURAS Mounir**, Maitre de conférences à l'université Mohamed Boudiaf de M'Sila, pour la confiance qu'il a placée en moi en me proposant ce sujet, pour son aide et ses précieux conseils, dont il m'a gratifié, pour l'expérience dont il m'a fait bénéficier et qui m'ont permis de mener à bien ce projet.

Je tiens également à remercier Monsieur **DERMECHE Nassim**, pour m'avoir aidée durant cette année à la réalisation de ce travail.

Ma sincère reconnaissance à tous les enseignants qui ont contribué à ma formation.

Mes vifs remerciements vont également aux membres du jury

Monsieur **BENNACER Hamza** et Monsieur **OUDIRA Hocine** pour l'intérêt qu'ils ont porté à ma recherche en acceptant d'examiner mon travail et de l'enrichir par leurs propositions.

Mes remerciements s'adressent à toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin pour me permettre d'achever ce travail.

الإهداء

الحمد لله الذي علم بالقلم علم الانسان ما لم يعلم وأصلي وأسلم علي خير
من تعلم وعمل وعلم سيدنا محمد صلى الله عليه وسلم

أهدي هذا العمل المتواضع

إلى من لا يمكن للكلمات أن توفي حقهما

إلى من لا يمكن للأرقام أن تحصى فضائلهما

إلى والديّ العزيزين حفظهما الله وأطال في عمرهما

إلى من يزداد فخري بذكرهم ولا معنى للحياة بدونهم

إخوتي وأخواتي

وبراعمهم

حفظهم الله

إلى جميع أساتذتي من الابتدائي إلى الجامعة

وبدون أن أنسى صديقاتي اللواتي لا معنى للجامعة بدونهم

Liste des figures

CHAPITRE I : CRISTAUX MAGNETO-PHOTONIQUE

Figure I.1	Nombre de publications par année des cristaux photoniques	06
Figure I.2	(a) Représentation schématique de cristaux photoniques 1D, 2D et 3D	07
Figure I.3	Exemples de cristaux photoniques naturels: (a) Photographies d'opales a différentes échelles, (b) Photographies des ailes de papillon	08
Figure I.4	Structure périodique 1D	09
Figure I.5	Structure périodique 2D : (a) Structure connectée, (b) Structure déconnectée.	10
Figure I.6	Représentation de structure yablonovite	11
Figure I.7	Différentes structures 3D : structure cubique (1), le tas de bois (2), la structure multicouches (3), les opales ou opales inversées (4) et la Yablonovite (5)	11
Figure I.8	Caractéristiques géométriques et physiques pour un cristal photonique 1D	12
Figure I.9	Passage de l'espace réel à l'espace réciproque pour un réseau carré	13
Figure I.10	Représentation de zone de Brillouin irréductible : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré, (c) réseau hexagonal.	14
Figure I.11	Les directions possibles du BIP pour un cristal photonique 1D, 2D et 3D	15
Figure I.12	La bande interdite photonique pour une structure périodique 1D	16
Figure I.13	Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire	17
Figure I.14	(a) Structure périodique 1D collecté par image MEB, (b) Transmission et rotation Faraday en fonction de la longueur d'onde	20
Figure I.15	Fonctionnement schématique d'un isolateur a rotation Faraday	21
Figure I.16	Schéma de principe d'un circulateur en Y à trois ports	22
Figure I.17	Différentes types de circulateur magnéto-photonique à trois ports: (a) Circulateur en T, (b) Circulateur en Y, Circulateur en Moulin à vent	22

CHAPITRE II : PRESENTATION DU LOGICIEL RSOFT CAD

Figure II.1	Fenêtre principale du programme CAD	28
Figure II.2	La fenêtre de démarrage (startup Window)	29
Figure II.3	Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.	29
Figure II.4	Propriétés sectoriels pour l'objet de guide d'ondes créé	30
Figure II.5	Structure paramétrée	31
Figure II.6	L'éditeur du Tableau de symboles	32
Figure II.7	Arrangements de calcul de profil d'index	32
Figure II.8	Distribution d'index pour la configuration nom structure	33

Figure II.9	La boîte de dialogue Paramètres de simulation DiffractMOD où les paramètres de simulation sont contrôlé	33
Figure II.10	Output Options.	34
Figure II.11	Résultats de la simulation.	35
CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS		
Figure III.1	Structure d'un cristal photonique 1D à couches magnéto-optiques	40
Figure III.2	Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D fabriqué avec des couches magnéto-optiques.	41
Figure III.3	Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D avec des couches magnéto-optique	42
Figure III.4	centre de la bande interdite en fonction de l'épaisseur des couches d'un cristal photonique 1D	43
Figure III.5	Largeur de la bande interdite des CMP 1D pour différentes valeurs d'indice de réfraction	44
Figure III.6	Centre de la bande interdite des CMP 1D pour différentes valeurs d'indice de réfraction	44
Figure III.7	Transmittance en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs d'angle d'excitation	45
Figure III.8	Centre de la bande interdite en fonction de l'angle d'excitation	45

Notations

N : Indice de réfraction effectif du milieu

BIP : Bande interdite photonique

T : Température(C).

RCWA : Rigorous Coupled Wave Analysis

λ : représente la longueur d'onde de rayonnement guidée

Δn : Contraste d'indice

n : Indice de réfraction

nh : Indice de réfraction du matériau de haut indice (high index).

nl : Indice de réfraction du matériau de faible indice (low index).

YIG : Yttrium Iron Garnet

BIG: Bismuth Iron Garnet

CMP : Les cristaux magnéto-photoniques

FFT : Transformation de Fourier Rapide

DOE : Eléments optiques diffractifs

FDTD : Finite Difference Time Domain

a : Epaisseur de la couche d'indice n .

f : Le facteur de remplissage.

A_{motif} : l'aire du motif.

$A_{\text{maille élémentaire}}$: l'aire de la cellule élémentaire.

r : Rayon.

K : Nombre d'onde.

$\Delta\omega$: La largeur.

ω : Bandes fréquentielles

ω_1 et ω_2 : Ondes stationnaires d'énergies distinctes.

ϵ : Permittivité.

A : la période du réseau

W : Largeur

a_1, a_2 et a_3 : Les amplitudes des ondes incidentes

b_1, b_2 et b_3 : Les amplitudes des ondes réfléchies

ϵ_{iso} : Permittivité du milieu isotrope

\vec{M} : La présence d'aimantation

g : Proportionnelles à l'aimantation du milieu magnéto-optique

g_x, g_y, g_z : Vecteur de giration

n_{air} : Indice de réfraction l'air.

θ : Angle d'incidence.

Sommaire

Remerciements	i
Dédicace	ii
Liste des figures	iii
Notations	vi
Introduction générale	01
Chapitre I : Cristaux magnéto-photonique	04
I.1 Introduction	05
I.2 Historique des premiers cristaux photoniques	05
I.3 Définition.	07
I.4 Différents types des cristaux photoniques	08
I.4.1 Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D	09
I.4.2 Les cristaux photoniques bidimensionnels 2D	09
I.4.3 Les cristaux photoniques tridimensionnels 3D	10
I.5 Caractéristiques géométriques et physiques des cristaux photoniques. ..	11
I.5.1 Contraste d'indice Δn	11
I.5.2 Période	12
I.5.3 Facteur de remplissage f	12
I.6 Notions de bandes photoniques	13
I.6.1 Zone irréductible de Brillouin	13
I.6.2 Bandes Interdites Photoniques	15
I.6.3 Diagramme de bande	16
I.7 Matériaux magnéto optiques	17
I.8 Cristaux magnéto photoniques	19
I.8.1 Définition	19
I.8.2 Etat de l'art	19
I.8.2.1 Cristaux magnéto photoniques 1D	19
I.8.2.2 Cristaux magnéto-photoniques 2D	20
I.8.2.3 Cristaux magnéto-photoniques 3D	20
I.9 Quelques applications des cristaux magnéto-photoniques	20
I.9.1 Isolateur a rotation Faraday	21
I.9.2 Circulateurs magnéto- photoniques	22
I.10 Conclusion.	23
Chapitre II : Présentation du logiciel RSoft CAD.	24

II.1 Introduction	25
II.2 Présentation du logiciel Rsoft CAD	25
II.2.1 Environnement de CAD	25
II.2.2 Modules de simulations	26
II.2.2.1 le simulateur « DiffractMOD»	26
II.3 Méthode de modélisation	26
II.3.1 Méthode modale de Fourier (RCWA)	27
II.4 Les étapes de simulation	27
II.4.1 Création d'un nouveau circuit	28
II.4.2 Création de la structure dans le CAD Rsoft	30
II.4.3 Définition des variables	31
II.4.4 Vérification de la structure	32
II.4.5 Configuration du paramètre simulé (Réflexion, Transmittance, Absorption)	34
II.4.6 L'exécution de la simulation	34
II.4.7 La lecture des résultats	35
II.5 Autres options de Rsoft CAD	35
II.6 Conclusion	36
Chapitre III : Résultats et discussions	37
III.1 Introduction	38
III.2 Matériau utilisé	38
III.3 Conception de la structure	40
III.4 Influence des paramètres géométriques et physiques sur la bande interdite	41
III.4.1 Effet de la variation du nombre de couches	41
III.4.2 Effet de la variation de l'épaisseur des couches	42
III.4.3 Effet de la variation de l'indice de réfraction	43
III.4.4 Effet de la variation de l'angle d'incidence	45
III.5 Conclusion	46
Conclusion générale	47
Bibliographie	49
Résumé	

Introduction générale

La nano-photonique est une science qui traite le comportement de la lumière à l'échelle submicronique. Elle a pour objectif de comprendre, contrôler l'émission de la lumière, son confinement et son guidage dans des systèmes artificiels de dimensions miniaturisées (centaine de nanomètres). Elle couvre un large domaine d'activités et connaît actuellement un développement croissant en raison de nombreuses applications potentielles envisagées dans des domaines aussi différents que les sciences de l'information et de la médecine. En effet, les avancées récentes dans les technologies de fabrication et de caractérisation des matériaux, facilite aujourd'hui la manipulation de la lumière à l'échelle nanométrique. La plasmonique, les nanotubes, les cristaux photoniques sont autant de thématiques qui font actuellement l'objet de nombreuses recherches théoriques et expérimentales pour l'amélioration des performances pour les composants optiques intégrés.

Les matériaux photoniques sont obtenus par structuration périodique de leur indice de réfraction suivant une, deux ou trois dimensions [1]. Ces matériaux sont à la base de nombreux dispositifs optiques tels que les filtres optiques, les cavités résonantes, les multiplexeurs [2, 3].

Les matériaux magnéto-optiques présentent des effets de non-réciprocité, autrement dit, ils ont la possibilité de guider la lumière dans un sens et de la bloquer dans le sens inverse. Cette nouvelle propriété peut être exploitée dans la fabrication des nano-composants non réciproques pour l'optique intégrée, tels que les isolateurs et les circulateurs [4]. Les dispositifs non-réciproques tels que l'isolateur ou le circulateur optique sont des éléments clés de l'intégration photonique. Malheureusement, dans un réseau de télécommunications optique, les composants non-réciproques existant à l'heure actuelle tels que l'isolateur et le circulateur sont des composants discrets, fabriqués à base de matériaux magnétiques massifs grenat d'Yttrium (YIG, $Y_3Fe_5O_{12}$) ou de matériaux dérivés. Alors, une version intégrée de ces dispositifs est fortement attendue. Cependant, l'intégration de ce type de matériau se heurte à des difficultés technologiques importantes. En effet, il est impossible de déposer le YIG sur des substrats type verre ou semi-conducteur (InP, GaAs) à cause des différences de coefficient d'expansion thermique entre le YIG et ce type de substrats [4]. D'autre part, la cristallisation du YIG nécessite un traitement thermique avec une forte valeur de température (800°C) [5].

Pour cela, des nouvelles voies de recherche sont orientées vers la mise au point de nouveaux matériaux magnéto-optiques (SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2) qui soient à la fois

candidats à la réalisation des composants à effet non réciproque et d'autre part présentent une forte compatibilité avec les technologies classiques d'optique intégrée [6].

L'objectif de ce mémoire est de présenter une étude des bandes interdites photoniques obtenues sur des structures 1D fabriquées à base de la matrice sol-gel $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ et dopée par des nanoparticules magnétiques.

Ce mémoire s'articule autour de trois chapitres. Le premier chapitre est consacré aux cristaux photoniques qui offrent le meilleur compromis entre les technologies de fabrication et les propriétés intéressantes dans le domaine de l'optique intégrée. En second temps, un état de l'art sur les cristaux magnéto-photoniques est présenté. Dans le second chapitre, nous présentons les méthodes numériques RCWA (*Rigorous Coupled Wave Analysis*), le logiciel de simulation DiffractMOD de Rsoft CAD

Dans le dernier chapitre, nous exposons les résultats de simulation de l'influence des paramètres physiques et géométriques sur la bande interdite photonique. Ces résultats sont obtenus pour une structures 1D, fabriquées à base de matrices magnéto-optiques $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$. Enfin, nous terminerons le manuscrit par une conclusion générale, résumant nos différentes contributions.

Chapitre I

Cristaux magnéto- photonique

I.1 Introduction

L'objectif de ce premier chapitre est de présenter dans un contexte général les notions générales sur les cristaux photoniques. Dans un premier temps, nous allons présenter un rappel historique des cristaux photoniques. Puis nous avons décrit les différents types de cristaux photoniques avec leurs propriétés géométriques et physiques. Nous avons décrit la notion de bande photonique, présenterons les principes des défauts qui existent aux niveaux des cristaux.

Puis nous introduirons les matériaux magnéto-optiques et traiterons les cristaux magnéto-photoniques à base de matériaux magnéto-optiques. La dernière partie présente l'état de l'art des cristaux magnéto-photoniques en soulignant principalement les travaux concernant l'étude des effets magnéto-optiques dans ce type de structures, notamment l'effet Faraday et la bande interdite magnéto-photonique. Dans la dernière partie, nous avons cité quelques applications des cristaux magnéto-photoniques.

I.2 Historique des premiers cristaux photoniques

En 1887, Les premières études sont portées sur un diélectrique à propriété périodique, lorsque *Lord Rayleigh* décrit le comportement des ondes électromagnétiques dans un film multicouches pour lequel l'indice de réfraction alterne d'une couche à l'autre. La naissance des structures photoniques provient en optique. C'est en 1915 que le physicien anglais *William Lawrence Bragg* à reçu le prix Nobel de physique en récompense de son travail effectué sur la diffraction des rayons X par les cristaux. Ce type de structure est appelé réseau de *Bragg*. Ce nouveau type de structure a été développé par *Eli Yablonovich* de l'Université de Californie à Los Angeles à la fin des années quatre vingt 1987 [7]. En réalité, le tout premier cristal photonique a été réalisé par le physicien anglais *William Lawrence Bragg* en 1915. Ce cristal présentait une bande interdite dans la gamme des micro-ondes. Au même moment *Sajeev John* de l'université de Toronto du Canada étudiait la possibilité d'une forte localisation des photons dans les structures diélectriques périodiques [8]. Peu de temps après, en 1991, *Yablonovitch et al* [9] ont fabriqué le premier cristal photonique 3D artificiel possédant une bande interdite photonique (*BIP*) complète et cela en perçant mécaniquement des trous, ayant un diamètre de l'ordre du Millimètre selon trois angles différents, dans un bloc de matériau ayant un indice de réfraction de 3,6. En effet, cette structure, appelée *Yablonovite*, a empêché la propagation des micro-ondes dans toutes les directions soulignant la présence d'une BIP complète.

Par ailleurs, la première conférence spécifique dédiée aux cristaux photoniques intitulée *Localisation et Propagation des ondes classiques en Structures aléatoire et périodique*, a été organisée en 1992. Par la suite, les premières réalisations des cristaux photoniques à deux dimensions ont apparus dans l'année 1993 par de *Wendit et al* 1993 [10] au laboratoire de Sandia, et une année plus tard, suivi simultanément de *Krauss et al* [11]. et de *Gerard et al* [12] au laboratoire de Microstructures et Microélectronique. La majorité des applications des cristaux photoniques repose sur leur bande interdite photonique. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence permise à l'intérieur de cette bande, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Les premières propositions de composants à optique intégrée basés sur les défauts apparaissent vers le milieu des années 1996, avec notamment les travaux de *Mekis et al* sur les guides d'ondes à cristaux photoniques [13], et d'*Obrien et al*, sur les microcavités à cristaux photoniques [14]. Surtout l'équipe de *Painter et al* [15], en 1999 qui a donné la conception de la cavité à grand facteur de qualité. Ces défauts sont réalisés en modifiant localement la géométrie du cristal. Alors, des énergies permises peuvent apparaître dans le gap et les champs associés à ces modes sont localisés sur les défauts. L'intérêt des chercheurs pour le thème des cristaux photoniques n'a cessé d'augmenter depuis 1987. De nombreux articles sur les cristaux photoniques sont publiés chaque année dans des revues prestigieuses de physique mais aussi de science générale comme *Science* et *Nature*. Un travail colossal de référencement de tous les articles relatifs à ce sujet a été réalisé et est réactualisé chaque mois par *Jonathan Dowling*. Le nombre d'articles publiés par année augmente exponentiellement, il double presque tous les deux années [1].

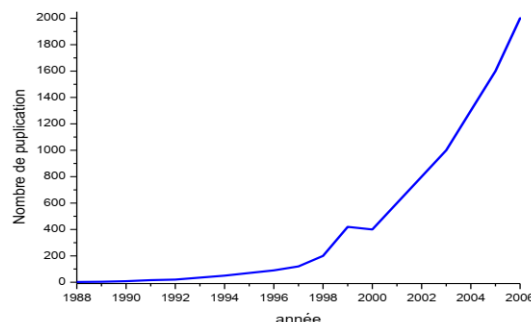


Figure I.1: Nombre de publications par année des cristaux photoniques [6].

Ce bref historique n'a pas pour vocation de faire le tour de tous les travaux réalisés sur les cristaux photoniques mais reprend uniquement les grands événements concernant la réalisation de cristaux photoniques.

I.3 Définition

Les cristaux photoniques sont des structures périodiques dont le motif du réseau est composé de matériaux diélectriques ou de matériaux magnétiques ou de la combinaison des deux et cela dans de multiples configurations : unidimensionnelle (1D), bidimensionnelle (2D) ainsi que tridimensionnelle (3D) (*Figure I.2*). Une réflexion partielle des ondes se produit à la frontière entre deux couches d'indices de réfraction différents d'un cristal photonique 1D ou réseau de Bragg. Pour les ondes dont la longueur d'onde est égale à $(4 \times n \times h)$ avec n l'indice de réfraction effectif du milieu et h l'épaisseur de chaque couche, les réflexions se combinent par interférences constructives et les couches agissent comme un miroir de grande qualité. La plage de longueurs d'onde réfléchies est nommée BIP.

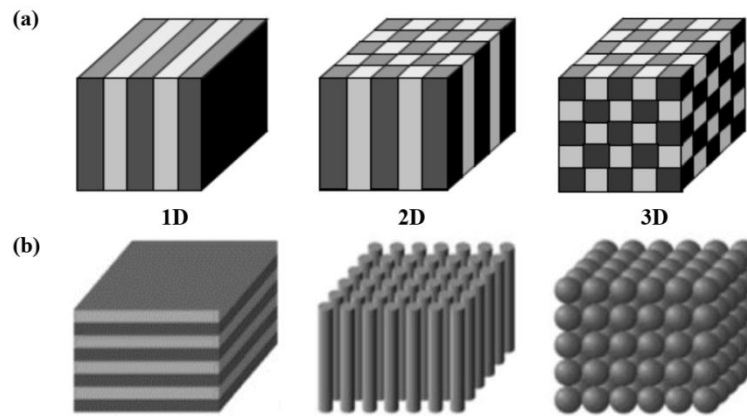


Figure I.2 : (a) Représentation schématique de cristaux photoniques 1D, 2D et 3D, (b) Exemples de cristaux photoniques artificiels en une, deux et trois dimensions [17].

Les cristaux photoniques ouvrent la voie à la réalisation de nombreuses fonctions optiques grâce aux possibilités de confinement de la lumière qui pourraient révolutionner la fabrication des circuits intégrés optoélectroniques. La majorité des applications des cristaux photoniques repose sur leur bande interdite photonique. Il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique afin de disposer d'une fréquence permise dans la bande interdite. Les défauts ponctuels permettent de faire des microcavités dont la fonction est de réaliser des sources de lumière, intenses et très confinées spatialement. Les défauts linéaires réalisent des guides d'ondes, leur intérêt par rapport à ceux traditionnels c'est qu'ils présentent de faibles pertes au niveau des courbures. Le rapprochement de guides d'ondes et de défauts ou cavités résonnantes dans un cristal photonique amène à des possibilités de filtrage et de multiplexage en longueur d'onde dans le cadre de l'optique intégrée, intéressantes pour le monde des télécommunications optiques.

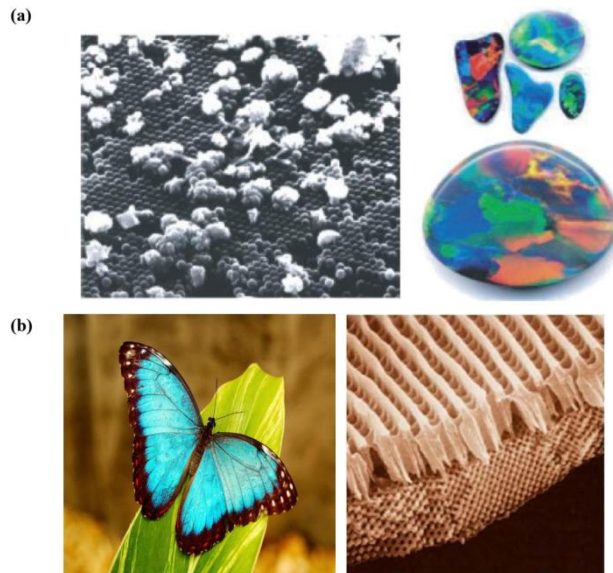


Figure I.3 : Exemples de cristaux photoniques naturels : (a) Photographies d'opales a différentes échelles [16], (b) Photographies des ailes de papillon [17].

Les cristaux photoniques existent également à l'état naturel à l'intérieur de complexes minéraux tels que les opales, c'est une roche constituée de microbilles de silices réparties selon un arrangement plus ou moins régulier. C'est un cristal photonique naturel, même si celui-ci n'a pas de bande interdite complète (la bande interdite ne s'étend pas selon toutes les directions cristallographiques principales du matériau). La périodicité de ce cristal doit être de l'ordre de la moitié de la longueur d'onde de la lumière incidente pour générer des interférences, entre 200 et 400 nm pour fonctionner dans le visible [16].

L'opale n'est pas le seul exemple de cristal photonique naturel. On peut trouver dans la nature d'autres exemples comme les yeux de certains céphalopodes sous forme de réseaux périodiques de bâtonnets, les plumes de paon faites de cristaux de kératines ou encore les ailes de certains papillons. Les ailes de papillon *Princeps nireus* dont les magnifiques reflets bleus et verts sont dues à l'interaction entre la lumière ambiante et la micro structuration naturelle de leurs ailes (Figure I.3).

I.4 Différents types des cristaux photoniques

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

I.4.1 Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D

Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D sont les plus anciens, ont été déjà longuement étudiés et utilisés comme miroirs diélectriques de cavités ou filtres sélectifs. Ils sont constitués par un empilement périodique de couches diélectriques d'indices différents et d'épaisseur $\lambda/4$ (miroir de Bragg), où λ représente la longueur d'onde de rayonnement guidée. Comme nous le développerons plus loin, le miroir fonctionnera comme un BIP si le contraste d'indice Δn , est suffisamment grand entre les deux types de couches diélectriques qui le composent. La réalisation de ce type de composant est relativement simple. Mais les diagrammes de dispersions ainsi créés sont sensibles à l'angle d'incidence de l'onde.

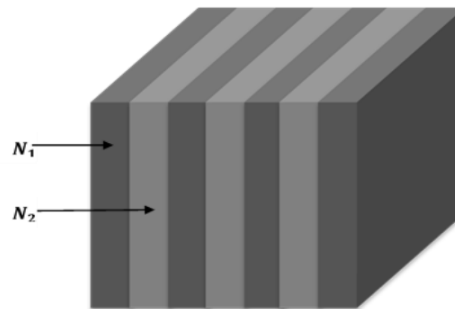


Figure I.4 : Structure périodique 1D.

Si on varie périodiquement la permittivité du matériau uniforme précédent, on lève cette dégénérescence. On obtient une ouverture du diagramme de dispersion. Cette ouverture des bandes interdites photoniques (BIP) est fortement liée à la différence de la permittivité des couches diélectriques. Plus la différence de l'indice est grande et plus les bandes se courbent et le gap s'agrandit. L'augmentation de la permittivité de la couche diélectrique entraîne un élargissement du gap (BIP) et un approfondissement du gap. La permittivité effective des cristaux photoniques change avec la variation de la permittivité du diélectrique, cela a pour conséquence un déplacement de la bande interdite [16].

I.4.2 Les 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 reste invariante dans la troisième. Beaucoup d'études se sont portées sur les structures bidimensionnelles, plus faciles à fabriquer, et qui peuvent présenter des gaps photoniques complets sur un plan. Les cristaux photoniques bidimensionnels sont d'un intérêt très important que les cristaux photoniques 1D du point de vue du contrôle de la lumière. Les cristaux photoniques 2D peuvent présenter une bande interdite photonique pour toutes les directions de propagation situées dans le

plan de périodicité et permettent donc à priori un meilleur contrôle spatial des photons dans ce plan. De ce fait, ces derniers offrent une plus grande souplesse en termes de confinement optique, le choix s'est orienté sur les cristaux photoniques bidimensionnels, il existe deux types de ces structures périodiques 2D :

- Les structures dites « connectées » (*Figure I.5.a*): le motif élémentaire a un indice n_1 inférieur à l'indice n_2 de la matrice diélectrique.
- Les structures dites « déconnectées » (*Figure I.5.b*): le motif élémentaire a un indice n_1 supérieur à l'indice n_2 de l'espace inter motifs. Elles sont constituées de tiges diélectriques alignées périodiquement dans l'air.

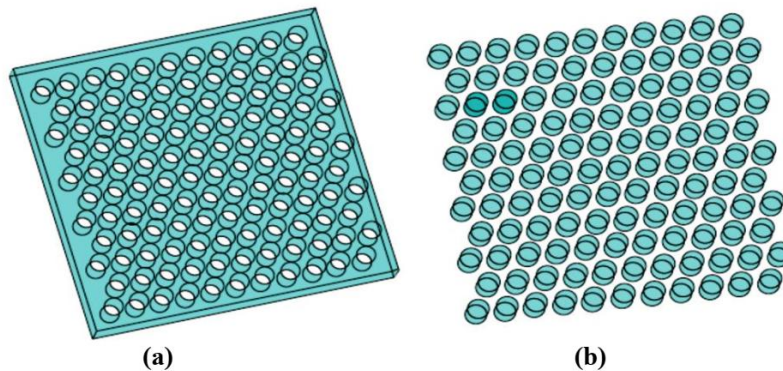


Figure I.5: Structure périodique 2D : (a) Structure connectée, (b) Structure déconnectée.

I.4.3 Les cristaux photoniques tridimensionnels 3D

Les cristaux photoniques tridimensionnels sont des structures dont la constante diélectrique est structurée périodiquement dans les trois directions. Elles ont été les deuxièmes à réalisés par *Yablonovitch* après les structures 1D. Les structures 3D sont les premières structures étudiées avec les structures 1D ou 2D. L'objectif était d'obtenir des structures 3D fonctionnant sur les mêmes principes que les structures 1D mais possédant une bande interdite photonique complète c'est-à-dire dans toutes les directions de l'espace. En 1991 *E. Yablonovitch* fabriquait un cristal photonique 3D en perçant des trous dans un bloc de plexiglas selon trois angles azimutaux. Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur (la Yablonovite) [9]. Avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois.

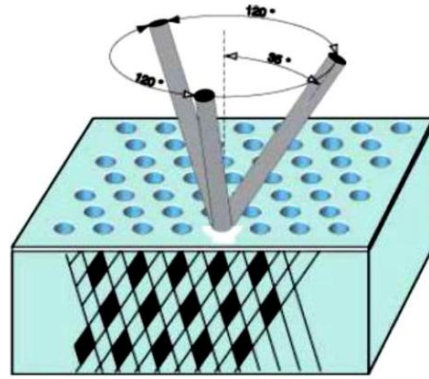


Figure I.6 : Représentation de structure yablonovite.

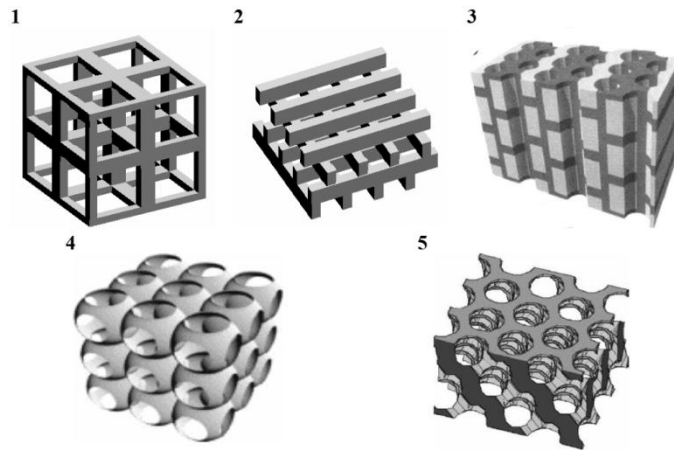


Figure I.7 : Différentes structures 3D [18] : structure cubique (1), le tas de bois (2), la structure multicouches (3), les opales ou opales inversées (4) et la Yablonovite (5).

I.5 Caractéristiques géométriques et physiques des cristaux photoniques

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 :

I.5.1 Contraste d'indice Δn

Le contraste d'indice Δn est la différence entre les indices de réfraction des deux matériaux [19], qui peut être comparé à la hauteur de la barrière de potentiel de la physique du solide. Il est donné par l'équation (I.01):

$$\Delta n = n_h - n_l \quad (\text{I.1})$$

Avec: n_h : L'indice de réfraction du matériau de haut indice (high index).

n_l : L'indice de réfraction du matériau de faible indice (low index).

I.5.2 Période

Le choix de la période dépend du domaine de fréquence étudié. Ce paramètre influe sur la largeur ou l'ouverture de la bande interdite photonique. Par exemple, pour un cristal photonique unidimensionnel, la période $a = a_1 + a_2$ avec a_1 l'épaisseur de la couche d'indice n_1 et a_2 l'épaisseur de la couche d'indice n_2 .

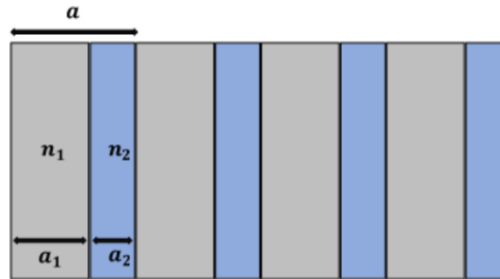


Figure I.8 : Caractéristiques géométriques et physiques pour un cristal photonique 1D.

I.5.3 Facteur de remplissage f

Le facteur de remplissage f est défini comme étant le rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de la cellule élémentaire. Pour un cristal photonique bidimensionnel composé de trous d'air percés dans une matrice diélectrique, le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l'aire du motif et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [20]:

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{maille élémentaire}}} \quad (\text{I.2})$$

Les propriétés du facteur de remplissage des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires de trous circulaires ($A_{\text{motif}} = \pi r^2$) sont

Dans le cas de motifs circulaires de rayon r dans un cristal carré de période a ($A_{\text{maille élémentaire}} = a^2$), on peut définir le facteur de remplissage dans l'air :

$$f = \pi \left(\frac{r}{a} \right)^2 \quad (\text{I.3})$$

Dans le cas de motifs circulaires de rayon r dans un cristal triangulaire de période a ($A_{\text{maille élémentaire}} = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2$), on peut définir le facteur de remplissage dans l'air par [21]:

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \quad (\text{I.4})$$

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

I.6 Notions de bandes photoniques

Pour comprendre la propagation de lumière dans un cristal photonique à partir dans toutes les directions de propagation de la zone de Brillouin, ces notions lesquelles permettent de déterminer si le matériau possède une bande de fréquence interdite commune à tous les angles de propagation envisageables. L'utilisation des diagrammes des bandes en optique est un des points qui a permis l'évolution rapide des connaissances théoriques sur ces structures. Dans ce qui suit nous allons donner les principales notions fondamentales.

I.6.1 Zone irréductible de Brillouin

La thèse de *F. Bloch* soutenue en 1928 [22] établit la théorie quantique de l'état solide en utilisant les ondes dites de *Bloch* pour décrire les états quantiques des électrons dans un milieu où le potentiel est périodique. *Bloch* prouve aussi que les ondes de *Bloch* sont complètement caractérisées par leur description dans la première zone de Brillouin, décrite quelques années plus tôt par *L. Brillouin*. Pour travailler avec le nombre d'onde k on passe dans une nouvelle base appelée base réciproque. Cette nouvelle base est définie à partir des vecteurs de base du réseau direct, correspondant au réseau du cristal photonique dans l'espace physique.

Pour calculer aussi les diagrammes de bandes, il faut considérer pour chaque cristal, toutes les directions de propagation possibles. Comme en physique du solide, on montre que pour certaines symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs d'ondes k situés à l'intérieur d'une zone restreinte appelée zone de Brillouin irréductible. Le vecteur k varie le long des directions de hautes symétries de cette zone qui fait partie du réseau réciproque. Nous allons définir dans la section suivante le réseau réciproque et la zone de Brillouin. Considérons une structure périodique à deux dimensions représentée sur la *Figure I.9*.

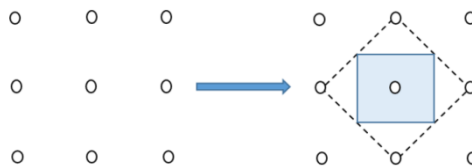


Figure I.9 : Passage de l'espace réel à l'espace réciproque pour un réseau carré.

Sur cette figure apparaissent neuf mailles élémentaires, l'ensemble de ces mailles constitue un réseau direct. Nous pouvons obtenir une maille élémentaire de même surface de la manière suivante :

- on trace les lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins
- on trace les médiatrices de ces segments.

Le plus petit volume enclos de cette façon est la maille élémentaire de *Wigner Seitz* [23] comme le montre la *Figure I.9*. De cette façon nous pouvons obtenir le réseau réciproque de n'importe quelle structure. Tout l'espace peut aussi être rempli par ces mailles.

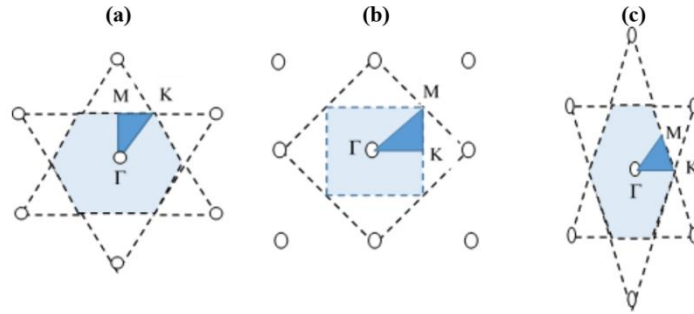


Figure I.10: Représentation de zone de Brillouin irréductible : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré, (c) réseau hexagonal.

La première zone de Brillouin est la cellule élémentaire de l'espace réciproque où les points sont plus proches de l'origine que tous les autres nœuds du réseau périodique [23]. Si on utilise un matériau isotrope dans le plan on peut encore réduire cette zone aux parties encadrées en bleu sur la *Figure I.10*. Ces zones réduites sont appelées zones de Brillouin irréductibles. Sur les figures on a noté les points critiques, points de haute symétrie représentant un intérêt particulier, par leur position stratégique aux sommets des zones de Brillouin irréductibles. Ces travaux ont été établis en travaillant sur la physique du solide, mais ils peuvent faire référence à tout système périodique dans lequel se propage une onde, comme par exemple dans le domaine des cristaux photoniques. Nous présentons sur la *Figure I.10*, la zone de Brillouin irréductible de plusieurs types de réseaux : réseau carré, réseau triangulaire et réseau hexagonal. La zone de Brillouin irréductible correspond à un triangle dont les sommets sont les points de haute symétrie de l'espace réciproque Γ , M et K . L'étude de la propagation peut se limiter aux vecteurs k compris dans cette zone, le reste de La première zone de Brillouin étant identique par symétrie. Pour définir la structure de bande du cristal photonique correspondant à ce réseau, on représentera la variation de fréquence des différents modes propres en fonction du module du vecteur d'onde le long des directions de haute symétrie ΓM , ΓK et KM .

I.6.2 Bandes Interdites Photoniques

Dans les milieux périodiques unidimensionnels, bidimensionnels ou tridimensionnels, les ondes électromagnétiques peuvent être fortement perturbées au cours de leur propagation. Il existe des bandes fréquentielles (ω) pour lesquelles aucun mode propre associé dans l'espace des k n'existe, on les appelle bandes interdites photoniques (*BIP*). La lumière de fréquence ω , comprise dans une *BIP*, ne peut pas se propager dans la direction du milieu périodique. Par conséquent, le nombre de directions interdites dépend de la dimension du réseau, comme illustré sur la *Figure I.11*. Le cristal photonique 1D permet une *BIP* unidirectionnelle dans la direction normale au miroir de Bragg. Pour le cristal photonique 2D, la *BIP* peut s'établir dans le plan équatorial, et le cristal photonique 3D peut avoir une *BIP* dans tout l'espace.

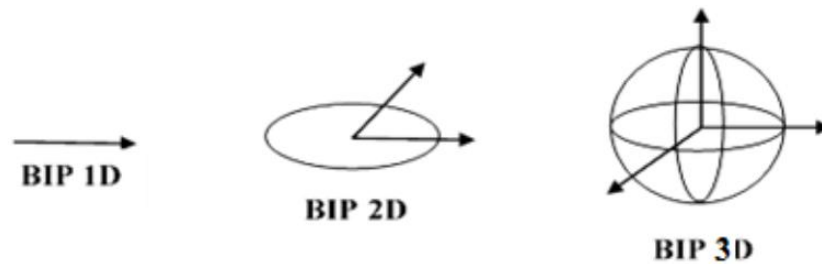


Figure I.11: Les directions possibles du *BIP* pour un cristal photonique 1D, 2D et 3D.

Pour une direction de propagation donnée, lorsque l'onde électromagnétique arrive en incidence normale, pour une longueur d'onde 4 fois supérieure à l'épaisseur des couches des diélectriques, il y a création d'interférences destructives et réflexion totale du signal. Cela se traduit dans le diagramme de dispersion par une ouverture et une courbure de la relation de dispersion par rapport à la ligne de lumière (*Figure I.12*).

A bord de la zone de Brillouin, l'onde incidente de vecteur d'onde k donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde $-k$. La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie ω_0 et forme deux ondes stationnaires d'énergies distinctes ω_1 et ω_2 . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande d'énergie interdite ou gap dans la direction normale à l'empilement. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ($n_1 a_1 = n_2 a_2$), la largeur $\Delta\omega$ de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [24]:

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad (\text{I.5})$$

Où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques. La position et la largeur du gap peut être ajusté par les paramètres géométriques de la structure et par le

contraste entre les différentes indices. Ainsi, plus la différence de l'indice de réfraction entre les diélectriques est grande et plus les bandes se courbent et la bande interdite s'agrandit. Pour les dimensions supérieures, le principe de propagation des ondes électromagnétiques est le même quand les directions de propagation augmentent.

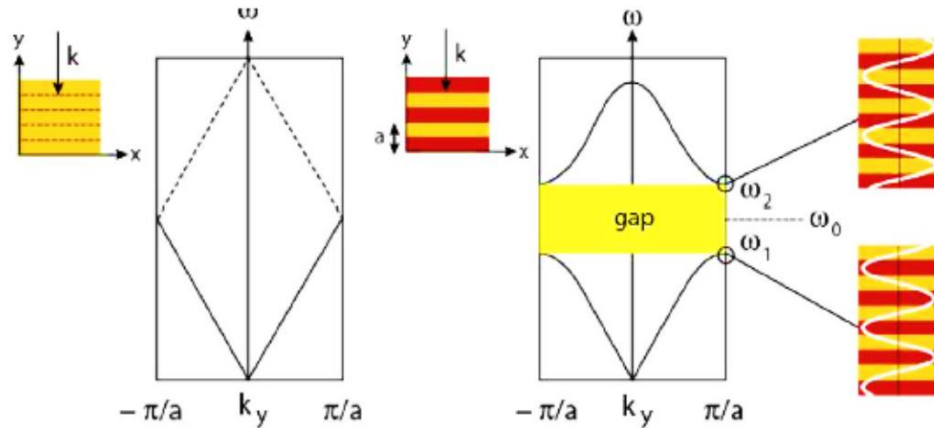


Figure 1.12 : La bande interdite photonique pour une structure périodique 1D.

I.6.3 Diagramme de bande

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 $\omega(k)$ 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 $K M$. 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 1.13*, 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 apparait pour la polarisation TE et une bande plus réduite pour la polarisation TM [25].

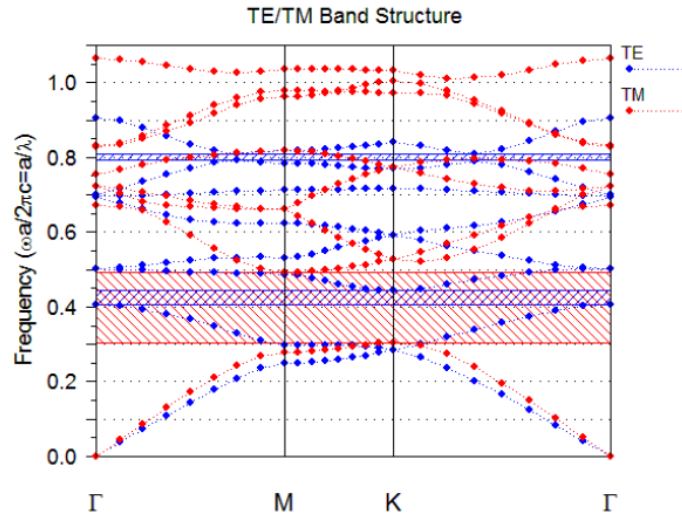


Figure I.13 : Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire [25].

Le diagramme de bande représente donc les modes possibles en fonction de la longueur d'onde et du vecteur d'onde. Cette étude permet de déterminer si le matériau possède une bande de fréquence interdite commune à tous les angles de propagation envisageables. C'est-à-dire que, pour chaque nombre d'onde, il existe plusieurs fréquences de propagation de chaque mode.

I.7 Matériaux magnéto optiques

L'utilisation de matériaux magnéto-optiques dans les cristaux photoniques permet de réaliser les effets magnéto-optiques pour commander les largeurs de la bande interdite ou induire des effets de non réciprocité. Les matériaux magnéto-optiques sont classés en plusieurs catégories : les matériaux diamagnétiques, paramagnétiques, ferromagnétiques, antiferromagnétiques et ferrimagnétiques. Les matériaux diamagnétiques sont en général des substances qui ne comportent que des atomes sans moment magnétique permanent comme le cuivre et le silicium [26]. Le diamagnétisme provient de la déformation des orbitales électroniques des atomes sous l'action d'un champ magnétique extérieur. Cette réaction vis-à-vis du champ induit une aimantation faible dans le sens opposé au champ magnétique. Le bismuth, le mercure et l'argent sont des exemples de matériaux diamagnétiques. Le paramagnétique caractérise les matériaux qui comportent des atomes porteurs d'un moment magnétique de spin sans interaction forte entre ces moments magnétiques qui sont orientés indépendamment les uns par rapport aux autres. En absence de champ magnétique, l'orientation de l'aimantation sur chaque atome fluctue en fonction du temps et la valeur moyenne de l'aimantation dans une direction donnée est donc nulle. De même, en moyenne à un instant t donné, la distribution

aléatoire des moments sur les atomes donne une aimantation résultante totale nulle. Si un champ magnétique est appliqué dans le milieu, il va tendre à orienter les moments parallèlement à lui-même. L'aluminium, le manganèse et le tungstène sont des exemples de matériaux paramagnétiques [26].

Les matériaux ferromagnétiques tels que le fer, le cobalt et le nickel comportent des atomes dont les moments magnétiques sont en forte interaction entre eux. L'interaction de deux atomes voisins dans ces matériaux induit une énergie dite énergie d'échange qui est alors plus importante que l'échange et le matériau devient paramagnétique [26,27].

Dans les matériaux antiferromagnétiques, les moments magnétiques permanents dus principalement aux spins, et aussi les moments équilibrent dans un arrangement antiparallèle en deux sous-réseaux ferromagnétiques d'aimantations égales et opposées, ainsi l'aimantation est globalement nulle. Ceci est dû aux interactions d'échange négatives entre atomes voisins [27].

Les propriétés magnétiques des ferrimagnétiques s'interprètent dans le cadre de la théorie du ferrimagnétisme développée par Néel [28]. Les matériaux ferrimagnétiques (Magnétite Fe_3O_4 , Grenats Magnétiques YIG, Hexa-Ferrites $BaFe_{12}O_{19}$) sont également composés de deux sous réseaux cristallins peut être occupés par deux ions possédant des moments magnétiques différents. L'un des sous réseaux est prépondérant devant l'autre et le comportement global est très proche du ferromagnétisme. Dans l'autre l'ordre magnétique est perdu et le matériau se comporte comme un paramagnétique.

Selon les applications, on distingue deux grandes familles de matériaux magnéto-optiques, la première rassemble les matériaux utilisés dans la transmission qui présente une faible absorption. Ces matériaux sont les matériaux diamagnétiques, les matériaux paramagnétiques et les matériaux ferromagnétiques. Ces matériaux dits transparents sont les plus utilisés pour réaliser des composants à effet non-réciproque tel que l'isolateur et le circulateur optique [29]. Le matériau le plus connu est le YIG (Yttrium Iron Garnet de formule $Y_3Fe_5O_{12}$) ou ces versions dopées présentent un effet Faraday important [30]. Du fait de leurs bonnes propriétés magnéto-optiques et de leur transparence dans la région des longueurs d'ondes pour les télécommunications la plupart des applications utilisent le Bismuth Iron Garnet (BIG) de formule générale $Bi_3Fe_5O_{12}$ [31].

La seconde famille des matériaux magnéto-optiques regroupe les matériaux utilisés en réflexion. Ces matériaux sont majoritairement développés en vue d'application dans le domaine de l'enregistrement magnéto-optique. Beaucoup d'entre eux ont été développés durant ces

dernières années, dont nous pouvons citer entre autres les alliages amorphes de type terres rares-métaux de transition et les composés de cérium et d'uranium [29].

I.8 Cristaux magnéto photoniques

I.8.1 Définition

Une structure périodique est référencée comme un cristal magnéto-photonique, si l'un de ces éléments constitutifs du cristal photonique présente un comportement magnétique. Les cristaux magnéto-photoniques peuvent être classifiés en trois types : cristaux MP-1D, cristaux MP- 2D et les cristaux MP-3D selon la variation périodique de la constante diélectrique.

I.8.2 Etat de l'art

Plusieurs groupes de chercheurs ont également traité les cristaux magnéto-photoniques depuis une dizaine d'années, le but est de comprendre le comportement général de ces structures ainsi que le rôle que joue l'arrangement périodique sur la modification des propriétés magnéto-optiques. Dans cette partie, d'état de l'art des cristaux magnéto-photoniques, quelques travaux qui traitent des cristaux 1D et 2D sont détaillés, ainsi que quelques travaux qui traitent des cristaux magnéto-photoniques 3D sont résumées.

I.8.2.1 Cristaux magnéto photoniques 1D

Les cristaux magnéto-photoniques 1D sont des empilements de couches diélectriques et magnétiques. Ces hétéros structures sont caractérisées par une réponse magnéto optique exaltée. Ce type de système a été bien étudié dans la dernière décennie. En utilisant des matériaux alternants périodiquement avec une grande différence d'indice de réfraction, on peut atteindre une large bande interdite photonique, de façon qu'on puisse avoir une forte localisation de la lumière dans la couche magnétique [32]. Les travaux ci-dessous présentent quelques résultats expérimentaux et théoriques concernant la réponse magnéto-optique des cristaux magnéto-photoniques 1D. *Inoue et al* [33,34] ont réalisé une structure périodique de cristaux magnéto-photoniques 1D. Elle alterne des couches magnéto optiques *Bi : YIG* à haut indice de réfraction avec des couches d'un matériau *SiO₂* à bas indice de réfraction. Et aussi, ils ont réalisé une structure microcavité à cristaux magnéto photoniques 1D. Elle est formée d'une couche magnéto-optique *Bi : YIG* confinée entre deux réseaux de Bragg. Ces derniers alternent des couches de matériaux *Ta₂O₅*, *SiO₂* respectivement à haut indice et bas indices de réfraction. La couche centrale correspond à un défaut qui laisse passer la lumière au centre de la *BIP*. Ils ont

trouvé une rotation Faraday d'environ -0.80° et que la résonance de la structure est située au milieu de la *BIP* vers $\lambda=650\text{ nm}$, pour la position de la *BIP* de la structure périodique qui s'étale entre $750\text{-}1050\text{ nm}$ et que l'amélioration de la rotation de Faraday est trouvée au niveau du bord de la bande interdite photonique (Figure I.14).

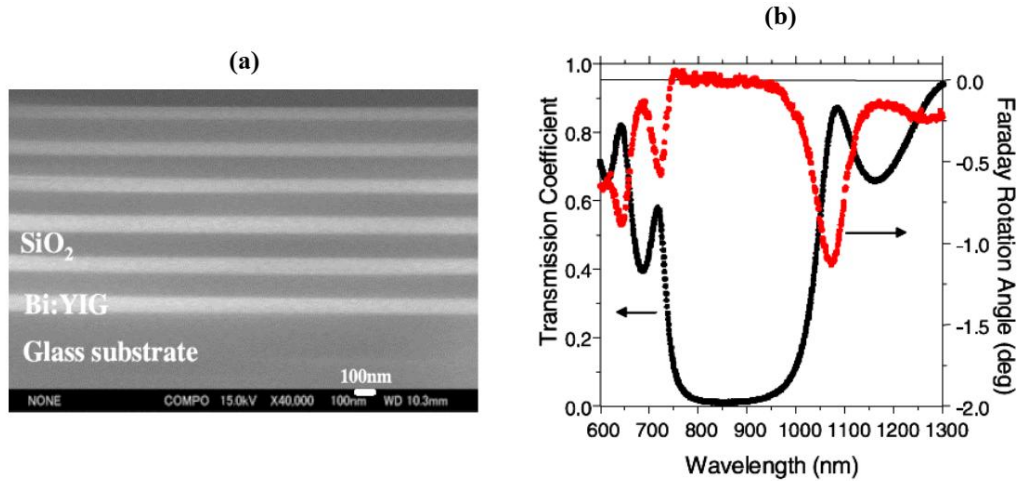


Figure I.14 : (a) Structure périodique 1D collecté par image MEB, (b) Transmission et rotation Faraday en fonction de la longueur d'onde [33].

I.8.2.2 Cristaux magnéto-photoniques 2D

Les travaux expérimentaux ainsi que les modélisations théoriques qui traitent des cristaux magnéto-photonique 2D, sont nettement moins nombreux que ceux qui traitent des cristaux magnéto-photoniques 1D. Nous pouvons remarquer deux types des études. La première à base de structure hybride entre une structure 1D et 2D à condition que l'un d'eux se forme de structure magnétique [35]. La seconde est l'étude des cristaux photoniques 2D purs avec une variation périodique à deux dimensions de la permittivité [36]. Les deux travaux ci-dessous présentent des résultats expérimentaux et théoriques.

I.8.2.3 Cristaux magnéto-photoniques 3D

Les travaux qui traitent la modification des effets magnéto-optiques dans les cristaux magnéto-photoniques 3D ne sont pas nombreux. Il semble que ce n'est pas si facile d'obtenir un arrangement 3D avec le *YIG* qui est le matériau magnéto-optique le plus connu. En effet, la majorité des cristaux magnéto-photoniques 3D ont été faites en utilisant des opales de silice.

I.9 Quelques applications des cristaux magnéto-photoniques

Les cristaux magnéto-photoniques conduisent principalement à la formation des bandes interdites magnéto-photoniques, à l'augmentation de rotation de Faraday, au phénomène de

résonance magnétique, au déplacement de champ et l'existence de modes magnétiques. Différentes applications utilisant les cristaux magnéto-photoniques 1D et 2D sont présentées dans la section suivante.

I.9.1 Isolateur a rotation Faraday

Les composants non réciproques à deux ports permettant la propagation des signaux selon un sens de propagation et bloquant selon l'autre sens sont appelés isolateurs. Ces composants sont utilisés pour protéger les autres composants optiques, notamment les sources lasers, des réflexions de la lumière parasite provenant des divers composants optiques situés tout le long de la liaison. On peut alors présenter l'isolateur optique par un filtre unidirectionnel qui permet la propagation de la lumière dans le sens direct et l'interdiction dans le sens retour. Le principe de fonctionnement des isolateurs commerciaux actuels est basé sur la rotation de Faraday comme il est schématisé sur la *figure I.15*. La section non réciproque est constituée de trois parties importantes : un tronçon magnéto-photonique au centre responsable de la rotation de polarisation et deux polariseurs optiques un à l'entrée et l'autre en sortie du système non réciproque. Par conséquent, le plan de rotation de la lumière tourne de 45° par effet Faraday. Toute lumière réfléchi aura après un second passage dans ce tronçon une polarisation croisée avec le polariseur d'entrée et l'isolation est donc obtenue.

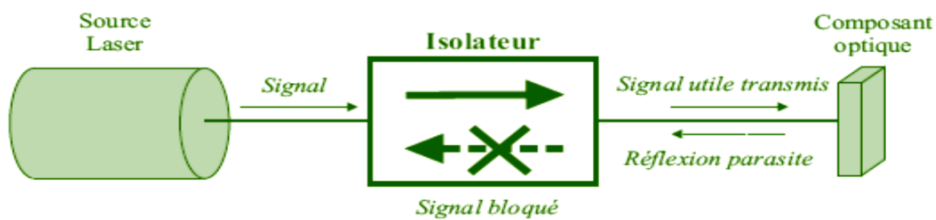


Figure I.15 : Fonctionnement schématisé d'un isolateur a rotation Faraday.

Plusieurs auteurs ont cherché à modéliser au mieux la géométrie de structure 2D à base de cristaux magnéto-photoniques afin d'améliorer l'effet non-réciproque de rotation de Faraday. Les résultats montrent que les indices des éléments non diagonaux, la hauteur de la structure magnétique et la largeur W du guide à cristaux magnéto-photoniques jouent un rôle prépondérant sur l'effet non-réciproque. Ces travaux sont intéressants pour la réalisation d'un isolateur intégré à base de décalage de phase non réciproque [37].

I.9. 2 Circulateurs magnéto- photoniques

Les circulateurs magnéto-photoniques sont des dispositifs non-réciproques très utilisés dans les systèmes de télécommunication à double sens tels que les radars, la téléphonie mobile ou les liaisons satellitaires. Un circulateur est représenté par un hexa pôle formé d'au moins de trois ports d'accès orientés à 120° les uns des autres autour d'une cavité résonnante. La *Figure I.16* donne la représentation d'un circulateur, où a_1 , a_2 et a_3 , sont les amplitudes des ondes incidentes dans le circulateur en Y à trois voies et b_1 , b_2 et b_3 sont les amplitudes des ondes réfléchies au niveau des trois ports [38-40].

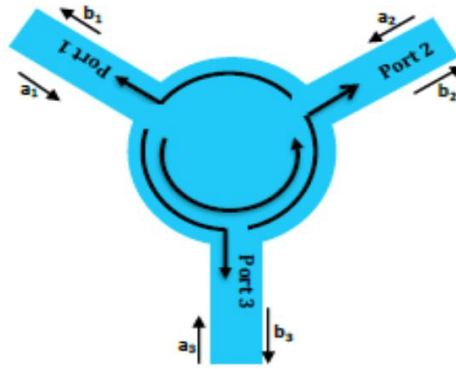


Figure I.16 : Schéma de principe d'un circulateur en Y à trois ports.

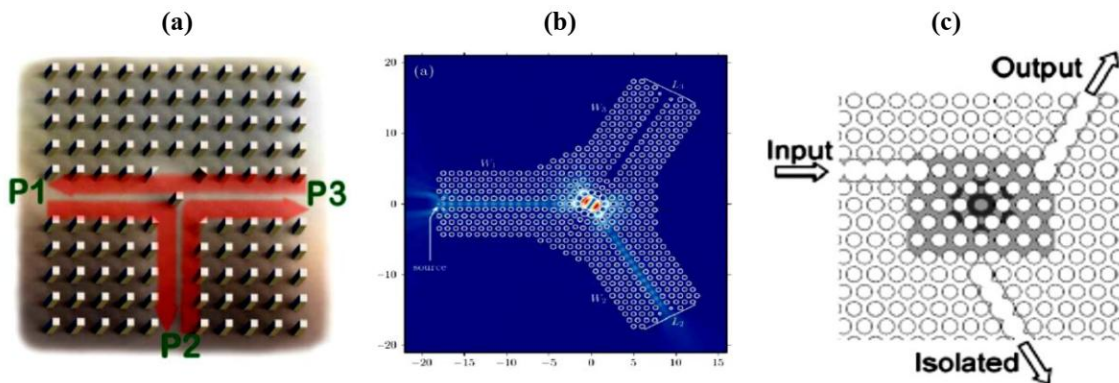


Figure I.17 : Différents types de circulateur magnéto-photonique à trois ports : (a) Circulateur en T [38], (b) Circulateur en Y [39], Circulateur en Moulin à vent [40].

Le principe de fonctionnement d'un circulateur est tel que, lorsqu'un champ magnétique transversal est appliqué à l'onde électromagnétique, le signal entrant sur un port d'accès ne peut ressortir que sur l'un des deux ports alors que le troisième port d'accès joue le rôle d'un isolateur. Il existe différentes conceptions de circulateurs à cristaux magnéto-photoniques 2D, la *figure II.17* présentée les différents types de circulateur les plus étudiés à base de cavité résonnante couplée à des guides d'ondes.

I.10 Conclusion

Dans ce chapitre, les structures magnéto-photoniques périodiques à base des matériaux magnéto-optiques sont étudiées. Dans la première partie on a présenté un aperçu général sur les propriétés magnétiques des différentes formes des matériaux magnéto-optiques qui sont la base des applications non réciproques. Puis, les théories des matériaux magnéto-optiques : telles que, La non réciprocity et propagation des ondes optiques dans un matériau magnéto-optiques, l'origine de l'effet magnéto-optique et la rotation de Faraday sont présentés. Par ailleurs, nous avons présenté les développements faits dans le domaine des matériaux magnéto-optiques. Cette partie a également présentée, les matériaux magnéto-optiques classiques utilisés dans l'intégration des composants à effet non-réciproque ainsi que le matériau magnéto-optique composite élaboré par voie sol-gel. En plus, un aperçu général sur les cristaux magnéto-photoniques est présenté dans ce chapitre. L'utilisation de ces dernières structures permet l'amélioration des effets magnéto-optiques. La dernière partie également présente quelques applications des cristaux magnéto-photoniques, notamment les isolateurs, les circulateurs, les déphaseurs et les filtres.

Chapitre II

Présentation du logiciel RSoft CAD

II.1 Introduction

Les cristaux photoniques à structure périodique semblent très prometteurs puisqu'ils permettent une amélioration des performances de nombreux systèmes existants (fibre optique, antennes).

Dans ce chapitre nous allons présenter le logiciel RSoft CAD et détailler le module DiffractMOD. Le développement de méthode de modélisation optique précise et rapide reste donc primordial pour l'étude de ces structures [41]. La méthode étudiée dans ce module est la méthode de RCWA (*Rigorous Coupled Wave Analysis*), nous avons appliqué cette méthode à des structures à base de cristaux photoniques unidimensionnels.

II.2 Présentation du logiciel Rsoft CAD

II.2.1 Environnement de CAD

RSoft CAD est le programme de base de RSoft Photonics Suite et sert de programme de contrôle pour les modules de simulation de périphériques passifs BeamPROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD et DiffractMOD de RSoft., Il permet aux utilisateurs (chercheurs et ingénieurs) de créer des systèmes pour la conception des différents dispositifs tels que : des guides d'ondes, des cavités résonantes, des circuits optiques et d'autres dispositifs photoniques cependant l'utilisateur doit généralement d'abord concevoir une structure dans l'interface CAO, puis utiliser un ou plusieurs modules de simulation pour modéliser divers aspects de la performance du périphérique.

Cette approche modulaire de la conception et de la simulation de dispositifs photoniques est l'un des plus grands atouts de RSoft Component Design Suite.

Chaque programme de cette suite est conçu pour s'exécuter de façon simple et facile entre les différents programmes créant un environnement de partage entre les modules.

Rsoft component design suite offre le meilleur des deux mondes : il permet de réaliser des simulations via l'interface graphique et de réaliser des simulations personnalisées complexes via un script. Les novices et les utilisateurs avancés sont en mesure de réaliser toutes la puissance de la suite.

II.2.2 Modules de simulations

Rsoft CAD est le programme de contrôle principal d'une série de module de simulation qui sont sous licence séparément se Rsoft.ces modules de simulation sont : BeamPROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD, FemSIM, ModePROP et celui que nous avons utilisé DiffractMOD[42].

II.2.2.1 Le simulateur « DiffractMOD»

DiffractMOD est un outil de conception et de simulation pour les structures optiques diffractifs tels que des éléments de diffraction optiques, structures périodiques, et des cristaux photoniques de bande interdite. Il est basé sur la technique d'analyse d'onde couplée rigoureuse (RCWA) qui a été mis en œuvre en utilisant des algorithmes avancés, y compris la Transformation de Fourier Rapide (FFT) et généralisée formulation de ligne de transmission. Déjà leader du marché, l'outil a des applications étendues dans un large éventail de domaines, y compris la fabrication de semi-conducteurs et l'optique ondulatoire [42].

La méthode RCWA utilise le concept d'une cellule de l'unité pour gérer des structures périodiques à la fois 1D, 2D et 3D [42]. Les applications typiques incluent les éléments optiques diffractifs (DOE) ,structures photoniques à bande interdite, filtres de longueur d'onde, métrologie optique, nano-lithographie, dispositifs sensibles à la polarisation, revêtements diélectriques artificiels, systèmes photovoltaïques, affichages 3D, interconnexions optiques, stockage de données optiques, spectroscopie, réseaux de microlentilles et division, combinaison et mise en forme de faisceau[42].

II.3 Méthode de modélisation

Il existe de nombreuses méthodes numériques permettant de résoudre les équations de Maxwell. Ces méthodes peuvent être classées suivant différents critères, comme le domaine dans lequel elles opèrent, temporel ou fréquentiel, ou encore le nombre de dimensions de l'espace qu'elles discrétisent. Par exemple, la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain), est une des méthodes numériques des plus répandues, elle opère dans le domaine temporel en discrétisant les trois directions de l'espace [42].

La méthode numérique utilisée dans ce travail est une méthode modale fréquentielle utilisant une discrétisation unidimensionnelle (1D) suivie d'une intégration analytique dans la troisième direction, cette méthode est la méthode modale de Fourier, dite aussi technique

d'analyse d'onde couplée rigoureuse (RCWA) bien connue et très utilisée pour le calcul de la diffraction et l'absorption par des objets périodiques.

II.3.1 Méthode modale de Fourier (RCWA)

La méthode modale de Fourier permet de résoudre le problème de la diffraction par une structure périodique en calculant les modes de la structure et leurs échanges d'énergie aux interfaces. Les modes sont calculés en développant en série de Fourier le champ électromagnétique ainsi que la permittivité et la perméabilité de la structure. Cette méthode, qui porte également dans la littérature le nom de RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis), a été développée initialement vers la fin des années 70 pour l'analyse électromagnétique des réseaux de diffraction. Parallèlement, elle a été utilisée dans le domaine des cristaux photoniques pour le calcul des diagrammes de bande, sous le nom de méthode des ondes planes. Cette méthode peut être généralisée au calcul de la diffraction. Cette extension du domaine d'application de la méthode est basée sur une périodisation de l'objet couplée à l'utilisation de couches absorbantes [42].

Pour exposer les grandes lignes de la méthode modale de Fourier, nous considérons la diffraction par le réseau unidimensionnel (1D) multicouches du cas plus général d'un réseau 2D n'apporte pas de difficultés supplémentaires autres que des difficultés d'ordre calculatoire [43].

II.4 Les étapes de simulation

La figure II.1 représente la fenêtre du programme de Rsoft CAD cette dernière comporte une barre de menus en haut de la fenêtre, une barre des outils qui porte plusieurs icônes et la ligne d'état.

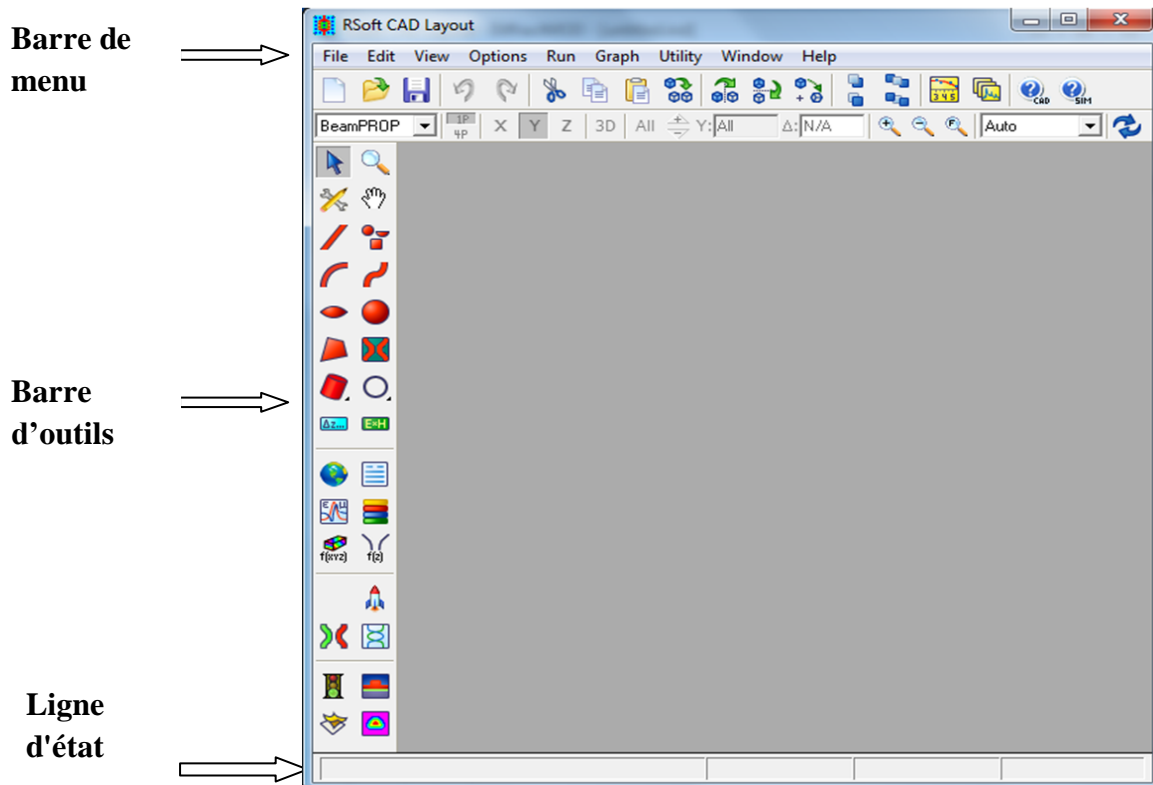



Figure II.1: Fenêtre principale du programme CAD [42].

Les menus permettent d'accéder au divers dossier standard et aux opérations d'édition. La ligne d'état fournit des informations sur le mode courant de disposition, avec l'affichage du même rang pendant le dessin.

II.4.1 Création d'un nouveau circuit

La création d'un nouveau circuit se fait par un clic sur l'icône New circuit  de la barre d'outils ou en allant choisir **File /New** du menu voir figure II.1. Une fenêtre de dialogue apparaît voir figure II.2

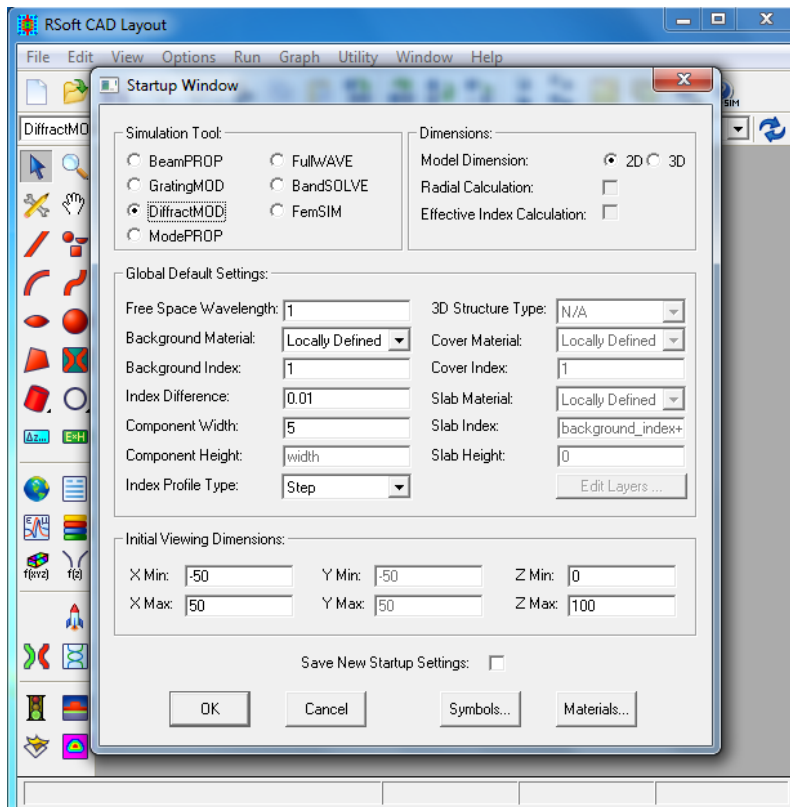


Figure II.2 La fenêtre de démarrage (startup Window).

La modification des paramètres de la fenêtre (Index différence, Background index, Mode TE ou Mode TM et module de simulation) doit ce faire pour obtenir la configuration souhaiter et passer a l'étape suivante voir la figure II.3.

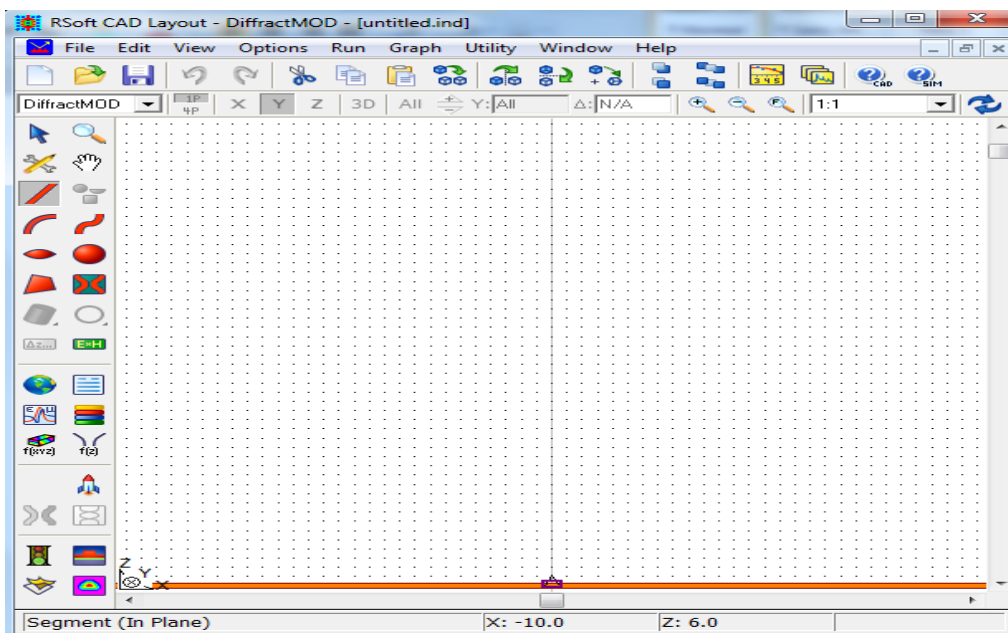


Figure II.3: Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.

II.4.2 Création de la structure dans le CAD Rsoft

Pour créer le composant diffractif, il suffit de tracer un segment dans l'interface de CAD en déplaçant la souris vers la recherché position de départ, appuyer et maintenir le bouton gauche de la souris, déplacer la souris à la position de fin souhaitée, et en appuyant sur le bouton de la souris. Dans cet exemple, nous n'utiliserons un segment à créer la structure. Bien sûr, plus des structures complexes peuvent être réalisées grâce à l'utilisation de segments supplémentaires. Nous obtenons la figure II.4

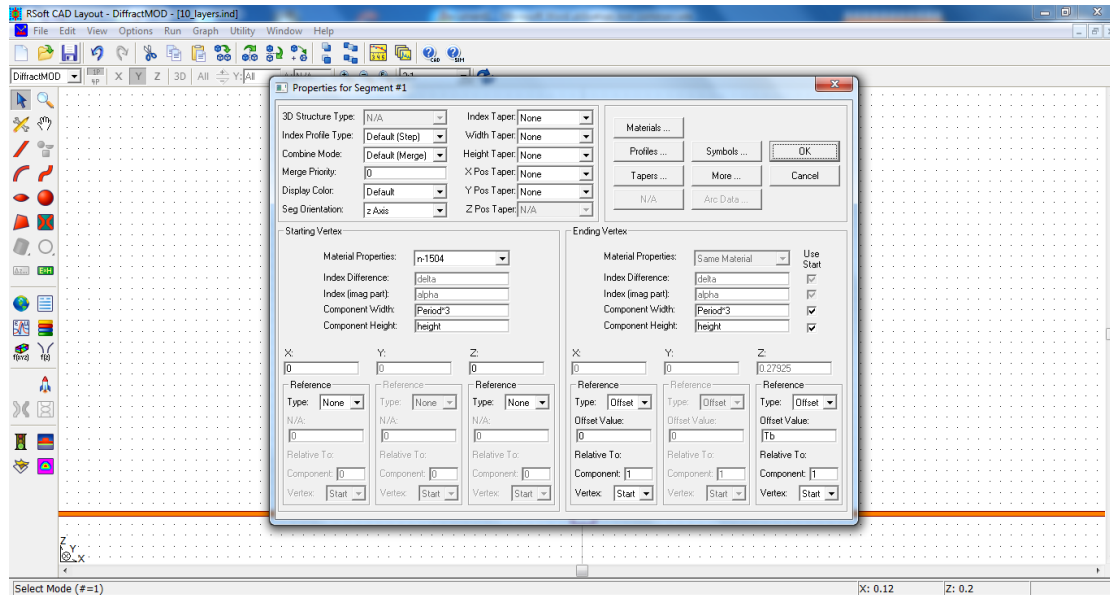


Figure II.4 : Propriétés sectoriels pour l'objet de guide d'ondes créé.

Après l'introduction des différentes données (type de réseau, forme de motif, le nombre de rangés et le nom du circuit) on clique sur le bouton OK pour obtenir la structure du cristal photonique qui apparaît sur la figure II.5.

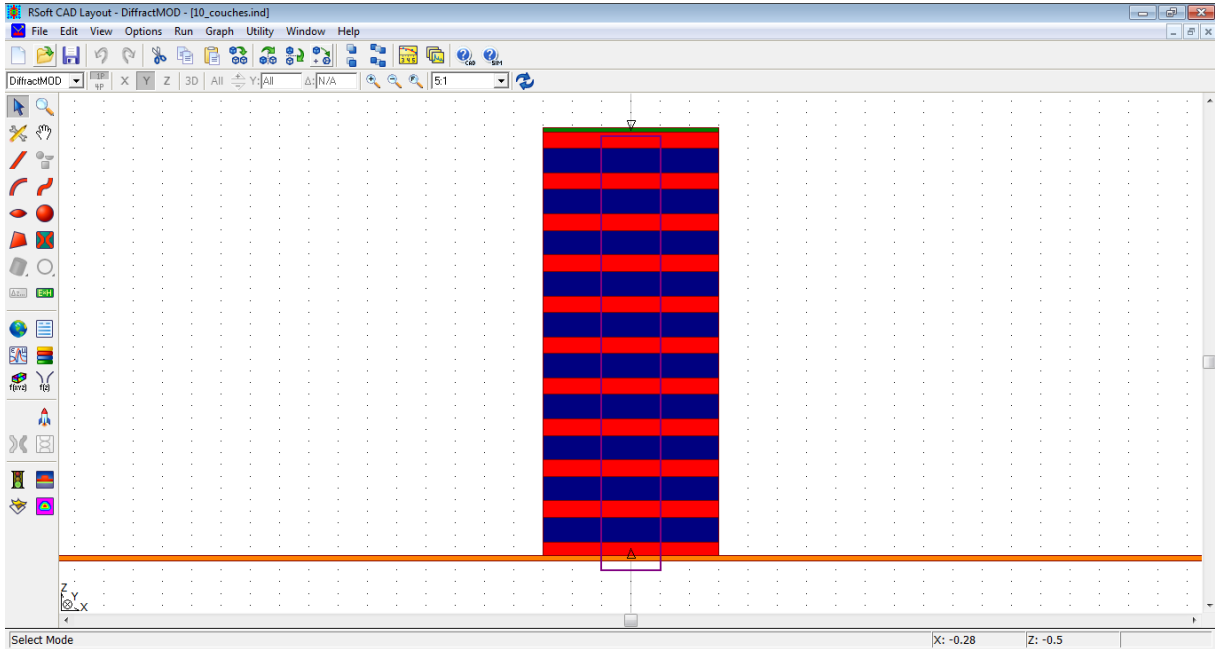



Figure II.5: Structure paramétrée.

II.4.3 Définition des variables

Cliquer sur l'icône  (Edit symboles) dans la fenêtre de CAD, le tableau de symbole (Table editor) s'ouvre (Figure II.6). Ce tableau de symboles permet à l'utilisateur de créer ou modifier à la fois et intégrer les variables définies par l'utilisateur, ces variables peuvent être utilisées pour définir pratiquement n'importe quel paramètre de la structure (le rayon, la période, l'indice de réfraction, nombre de rangés).

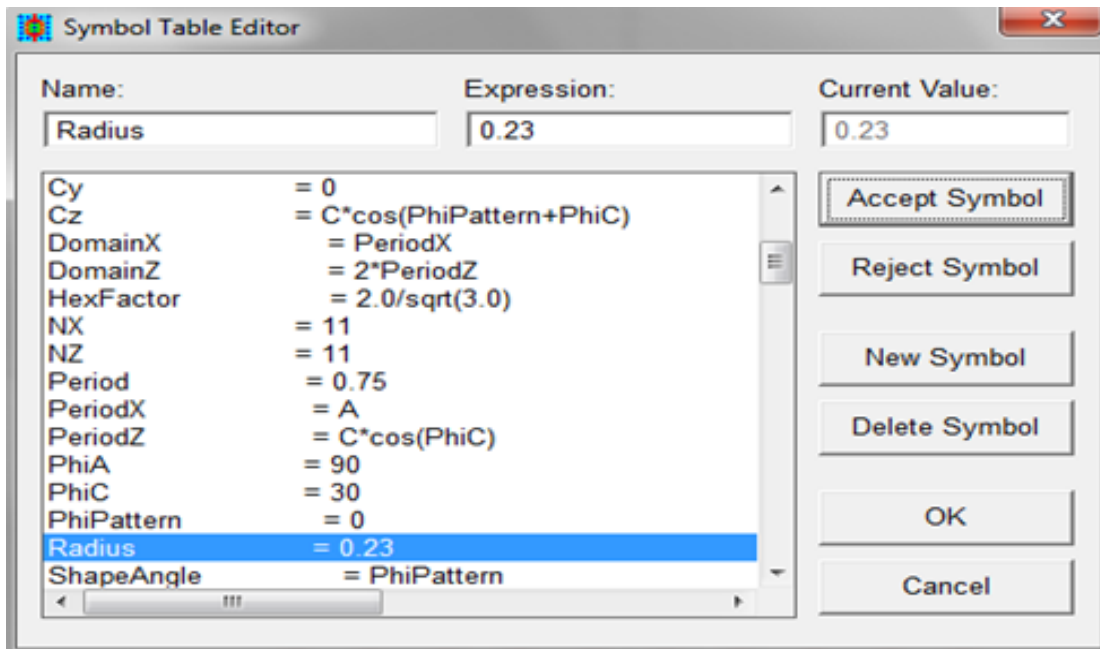


Figure II.6: L'éditeur du Tableau de symboles.

Ces symboles correspondent aux arrangements faits dans le nouveau circuit (New Circuit) de la boîte de dialogue ci-dessus. Pour définir un nouveau symbole (par exemple Nhole=1), on clique sur new symbole puis en va entrer le nom et la valeur du symbole

II.4.4 Vérification de la structure

Pour vérifier notre structure, nous avons simulé le profil de la constante diélectrique dans le plan de périodicité (plan XZ).

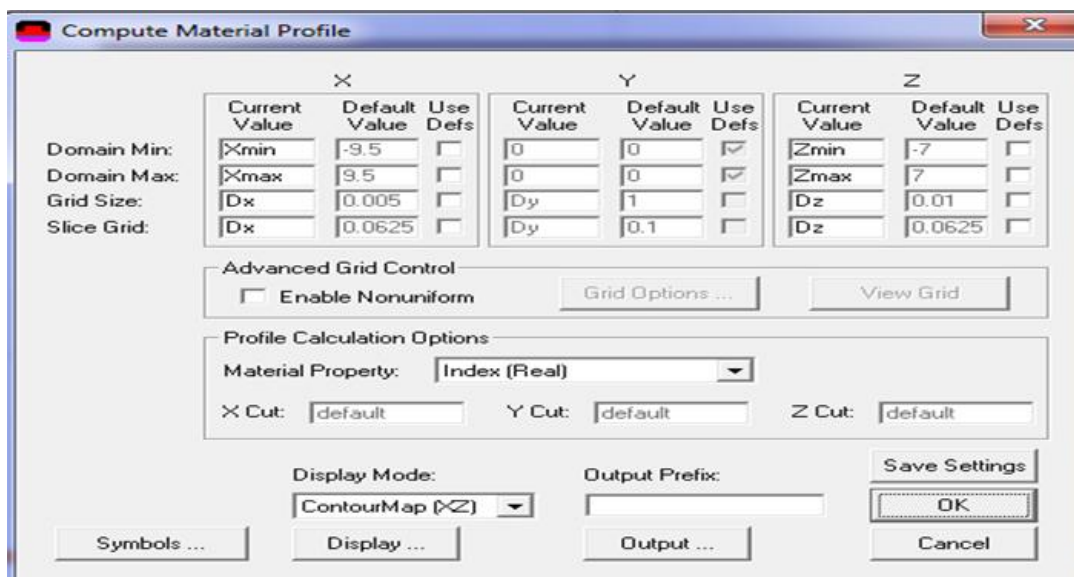


Figure II.7 : Arrangements de calcul de profil d'index.

Appuyez sur OK pour afficher le profil d'indice comme le montre la figure II.8.

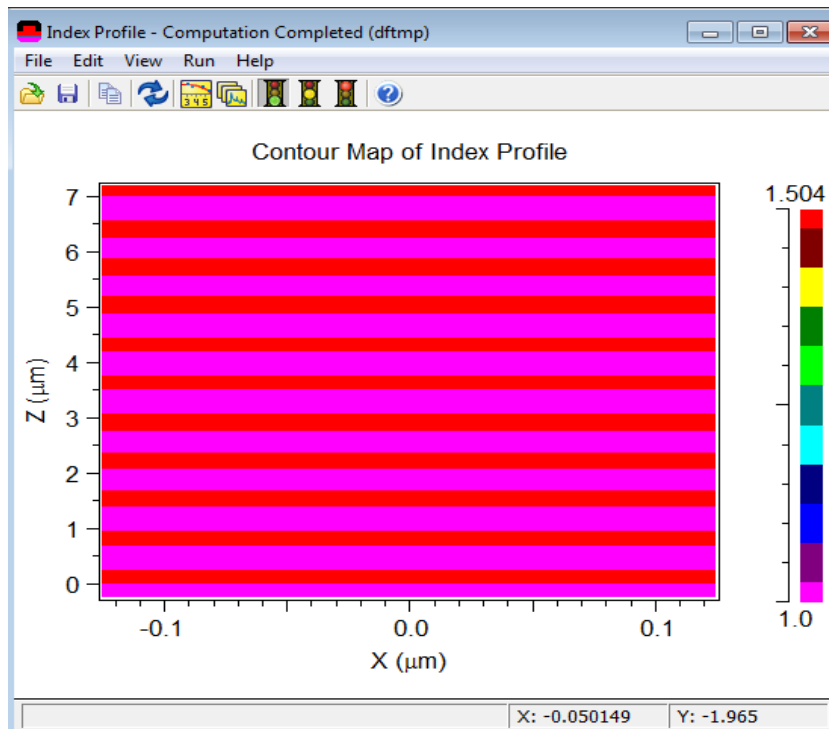



Figure II.8: Distribution d'indice pour la configuration nom structure.

Maintenant que nous avons créé la structure, nous pouvons définir les paramètres de simulation. Appuyez sur la simulation icône Effectuez (**Perform simulation**)  à ouvrir la boîte de dialogue Paramètres de simulation DiffractMOD le montre la figure II.9 [42].

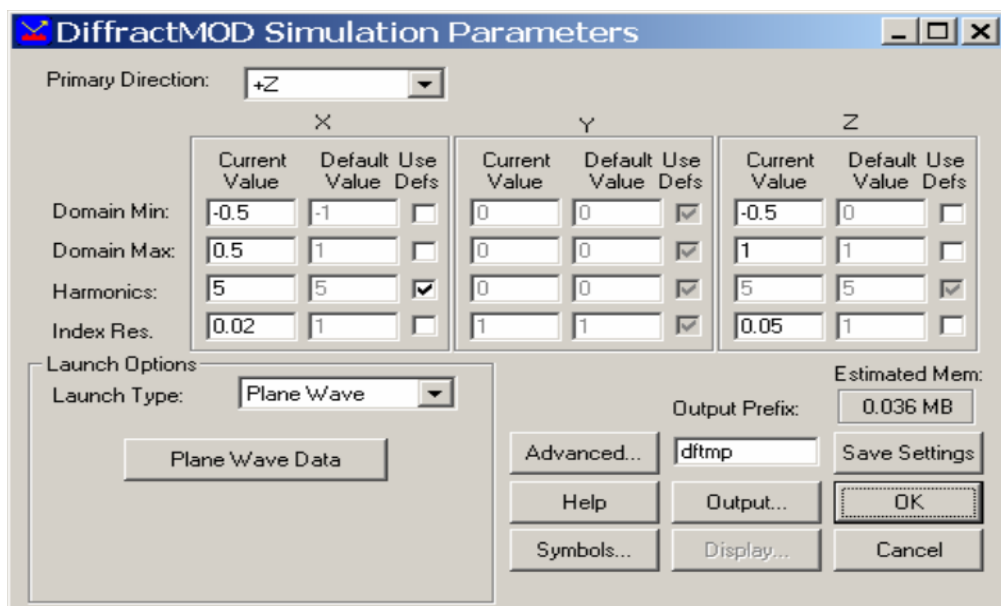


Figure II.9: La boîte de dialogue Paramètres de simulation DiffractMOD où les paramètres de simulation sont contrôlé [42].

Dans cette fenêtre, nous pouvons mettre en place tous les paramètres de simulation primaires tels que l'angle de lancement et nombre d'harmoniques être utilisé. Cependant, puisque c'est un cas simple, nous utiliserons toutes les valeurs par défaut. Toutes les options de simulation seront discutées en détail dans les sections suivantes [42].

II.4.5 Configuration du paramètre simulé (Réflexion, Transmittance, Absorption)

Appuyez sur le bouton de Output pour ouvrir la boîte de dialogue Options de sortie (Output) où l'on peut sélectionner le type (s) de la production nous voulons produire. Définir le type de tracé à vs longueur d'onde, le Min, Max, et les valeurs Step à 0,7, 1,5 et 0,001. Sélectionnez le Totale normalisé puissance réfléchie et le total transmis normalisés options d'alimentation. Appuyez sur OK pour revenir à la DiffractMOD dialogue Paramètres de simulation [42].

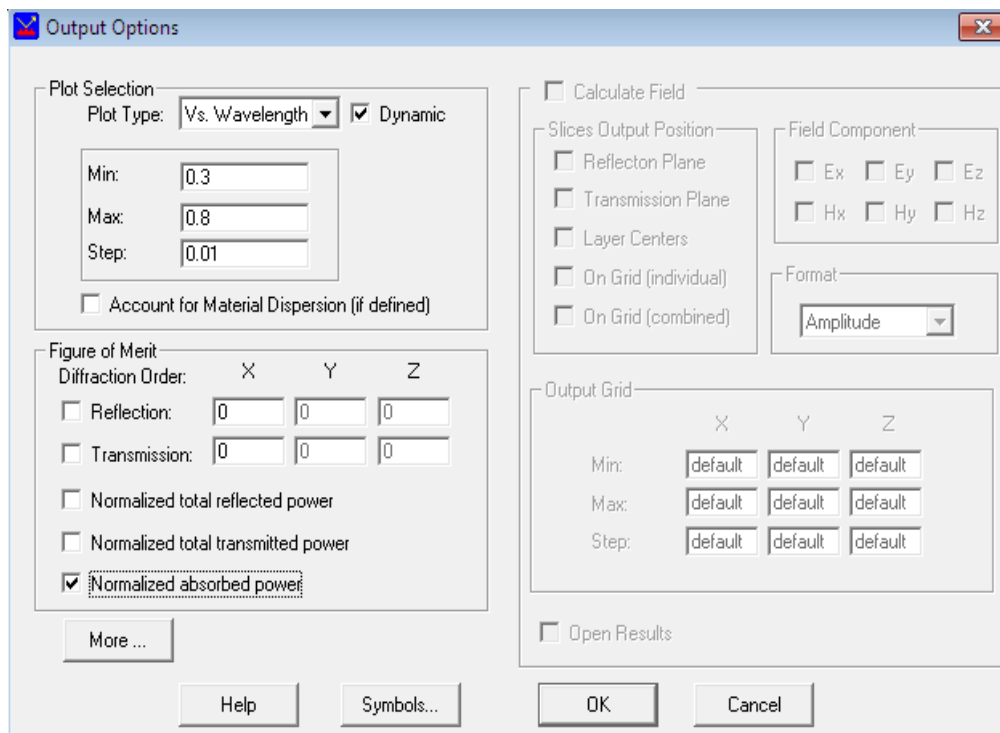


Figure II.10:Output Options.

II.4.6 L'exécution de la simulation

Appuyez sur le bouton OK pour lancer la simulation. Après la simulation est terminée, le résultat se affiche comme indiqué dans Figure II.10.

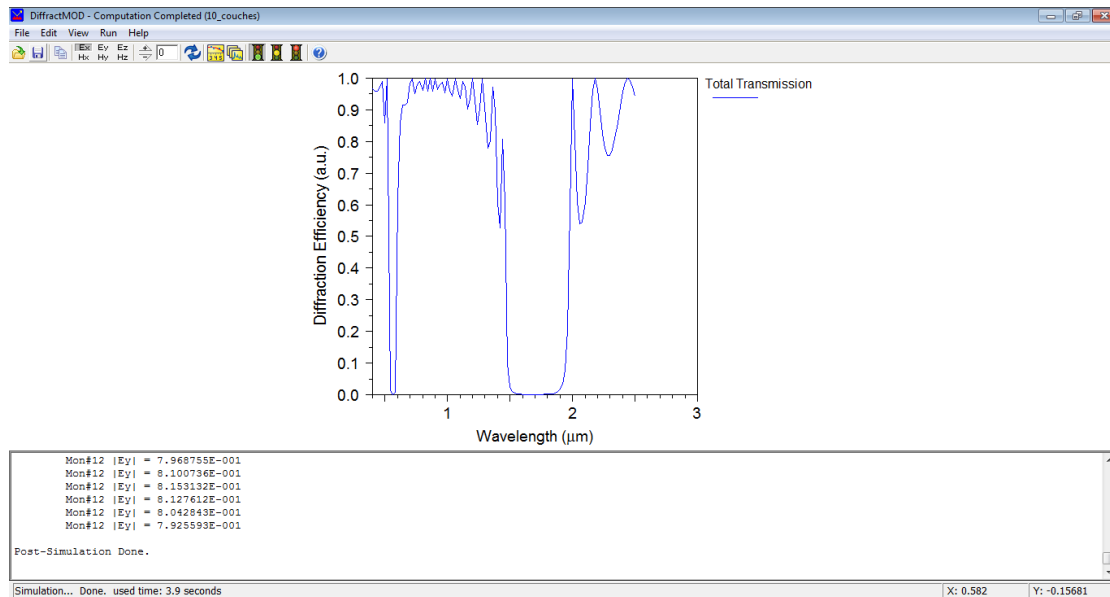



Figure II.11: Résultats de la simulation.

II.4.7 La lecture des résultats

Afin de regarder ou imprimer les résultats de simulation, on clique sur l'icône  de WinPLOT dans la barre des outils supérieur de la fenêtre de CAD, et on choisit le graphe désiré à partir du dialogue qui est présenté.

II.5 Autres options de Rsoft CAD



Edit Launch Field (Editer Le Champ De Lancement) : Cette option ouvre la boîte de dialogue de **LaunchParameters** (paramètres de lancement) où l'utilisateur peut indiquer le champ initial pour une simulation.



Edit layer table (Editer Le Tableau De Couche) : Cette option ouvre **layer table Editor** (l'éditeur), il est utilisé pour définir les structures **3D** multicouche (multilayer).




Perform Simulation (Effectuer La Simulation) : Cette option ouvre la boîte de dialogue de Simulation Paramètre (paramètres de simulation) où l'utilisateur peut indiquer des paramètres de simulation avant de l'effectuer.



Edit Global Settings (Editer Les Arrangements Globaux) : Cette option ouvre la boîte de dialogue de Global Settings (globale d'arrangements) où les arrangements par défaut du circuit peuvent être placés. Elle est équivalente à la nouvelle boîte de dialogue de circuit.



Launch DataBrowser : Cette option ouvre le Rsoft Data Browser.

 **Edit Pathways** (Editer Les Voies) : Cette option permet à l'utilisateur de définir des pathways, qui sont utilisés pour définir des positions de lancement pour l'analyse.

II.6 Conclusion

Nous avons présenté dans ce Chapitre le logiciel Rsoft CAD, avec le simulateur DiffractMOD, les grandes lignes de la méthode numérique qui a été utilisée dans ce travail et les étapes de simulation. Cette méthode originale est basée sur la méthode modale de Fourier (RCWA) et utilise des couches absorbantes. L'intérêt de généraliser ainsi la méthode modale de Fourier est de pouvoir disposer d'une méthode numérique stable et efficace pour traiter des problèmes de diffraction non-périodiques.

Chapitre III

Résultats et discussions

III.1 Introduction

Les cristaux photoniques sont des matériaux diélectriques périodiques, capables de contrôler la propagation des ondes électromagnétiques à travers le matériau [44,45].

Les modes autorisés ont un rapport de transmission élevé cependant cette transmission est nulle dans la bande photonique interdite. Les cristaux photoniques unidimensionnels sont composés d'empilements de couches diélectriques et magnétiques.

Les cristaux photoniques unidimensionnels sont un film mince multicouche et peuvent être définis comme un miroir de Bragg. En 1917, Lord Rayleigh a exposé en détail les caractéristiques optiques du film mince multicouche [46]. Il existe deux structures matérielles différentes appelées bidimensionnelle et tridimensionnelle. Le cristal photonique bidimensionnel a une périodicité dans deux de ses axes et homogène le long du troisième axe. Le cristal photonique tridimensionnel présente également des bandes interdites et des défauts [47,48].

Les cristaux magnéto photoniques (MPC) font parties des cristaux photonique avec des matériaux magnétiques, a travers les quels des longueurs d'ondes spécifiques de la lumière ne peuvent pas se propager en raison d'une bande interdite photonique. Les MPC sont en mesure de fournir des caractéristiques magnéto-optiques uniques en exploitant les propriétés des bandes interdites photoniques [49,50]. Dans la première partie de ce travail, nous avons démontré la présence de bande interdite photonique dans les cristaux photoniques 1D, composé de $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ fabriqué par procédé sol-gel [51,52], ce dernier étant caractérisé par une faible réfraction d'indice compris entre 1,51 et 1,57 à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Dans la deuxième partie, nous avons étudié les effets des paramètres de contraste et géométriques (nombre de couches, leur épaisseur et l'angle d'incidence) sur les variations de la bande interdite photonique.

III.2 Matériau utilisé

Dans ce travail, le matériau de base utilisé pour la structuration du cristal photonique 1D.

Le $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ est un matériau caractérisé par un indice de réfraction variant dans la gamme $n=1.51$ jusqu'au $n=1.57$.

Ce matériau devient de plus en plus utilisé en optique intégrée à cause de ses propriétés intéressantes que ce soit optiques ou magnétiques après le dopage avec des nanoparticules magnétiques. D'une part, ce matériau est choisi à cause de sa constante de Verdet négligeable devant du B:YIG et d'autre part, il présente un contraste capable d'ouvrir une bande interdite photonique [51].

Généralement, le tenseur de permittivité $[\varepsilon]$ de la couche magnéto-optique est composé de deux contributions: Les éléments diagonaux correspondent au tenseur de permittivité du milieu isotrope $[\varepsilon_{iso}]$ et les éléments hors-diagonaux du tenseur $[\Delta\varepsilon]$ correspondent à l'influence de l'aimantation régnant au sein du matériau. Les éléments du tenseur $[\Delta\varepsilon]$ sont proportionnels à la quantité des nanoparticules de cobalt de ferrite utilisées pour le dopage de la couche $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$.

En effet, la présence d'aimantation \vec{M} dans le milieu introduit de l'anisotropie représentée par les éléments non-diagonaux $g_{x,y,z}$ du tenseur de permittivité $[\Delta\varepsilon]$.

Les composantes g_x , g_y , g_z du vecteur de giration g sont proportionnelles à l'aimantation du milieu magnéto-optique et leur signe dépend de la direction du vecteur d'aimantation \vec{M} [53].

$$[\varepsilon] = [\varepsilon_{iso}] + [\Delta\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{iso} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{iso} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{iso} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & +ig_z & -ig_y \\ -ig_z & 0 & +ig_x \\ +ig_y & -ig_x & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{III.6})$$

Dans le cas d'un axe (Oz) dirigé suivant l'aimantation, le problème est de géométrie cylindrique autour de (Oz). Le tenseur de permittivité est donc de la forme:

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{iso} & +ig_z & 0 \\ -ig_z & \varepsilon_{iso} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{iso} \end{bmatrix} \quad (\text{III.7})$$

L'effet anisotrope se traduit par des termes non diagonaux du tenseur permittivité du matériau, c'est-à-dire par $(+ig_z \text{ et } -ig_z)$. En absence de l'aimantation ou pour les valeurs de giration très faibles ($g_z \approx 0$), la couche magnéto-optique 2D peut être considérée isotrope.

Dans ce cas, le tenseur de permittivité prend la forme [54].

$$[\varepsilon] = [\varepsilon_{iso}] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{iso} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{iso} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{iso} \end{bmatrix} \quad (\text{III.8})$$

En plus, dans le cas d'un matériau non absorbant les éléments de la matrice $[\varepsilon_{iso}]$ sont des nombres réels.

Au cours de cette section, nous allons simuler numériquement la bande interdite photonique des cristaux magnéto-photoniques 1D

III.3 Conception de la structure

Les MPC 1D étudiés et analysés dans le présent travail consistent en une structure multicouche à réseau périodique de période $a = 0,70 \mu\text{m}$.

L'utilisation des structures MPC 1D est appropriée pour l'étude des propriétés de la bande interdite photonique, elle permet d'obtenir de larges bandes interdites et constitue un bon compromis, en particulier pour les facteurs d'abattage élevés et l'angle d'incidence [51, 55,56].

La structure étudiée est illustrée à la Figure III.1 constituée de couches diélectriques périodiques $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ avec entrefers. La structure est caractérisée par un indice de réfraction du matériau compris entre 1,51 et 1,57 et l'indice de réfraction l'air $n_{\text{air}}=1$.

L'épaisseur des couches de matériau est d_1 et la largeur de l'intervalle est d_2 . La bande interdite photonique générée est large, comme le montre la structure de la bande en raison du faible contraste entre les indices de réfraction $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ (ou constante diélectrique) et l'air, comme illustré dans la Figure III.1.

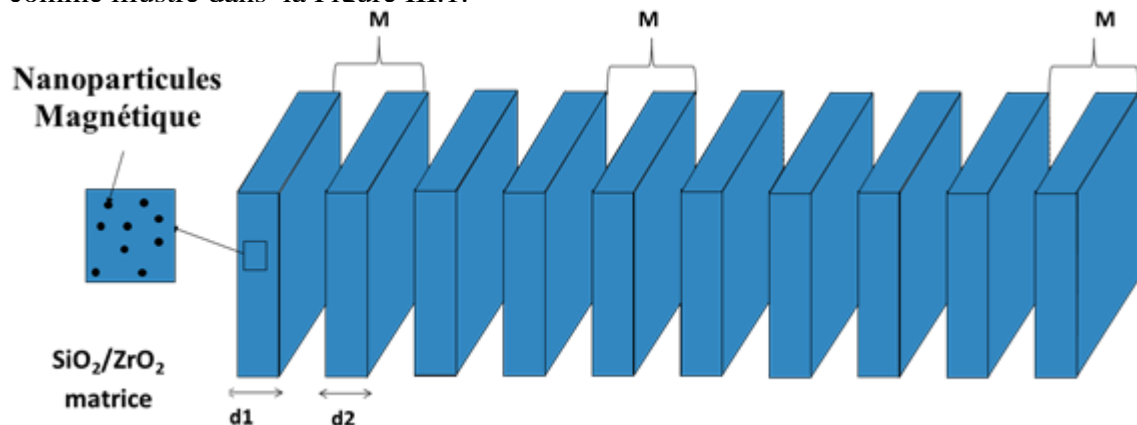


Figure III.1: structure d'un cristal photonique 1D à couches magnéto-optiques

III.4 Influence des paramètres géométriques et physiques sur la bande interdite

Afin d'étudier la bande interdite photonique 1D, nous avons utilisé l'influence du nombre de couches, la variation de l'épaisseur des couches et l'angle incidence, avec un indice variable entre 1,51 et 1,57 pour obtenir des structures avec de larges bandes interdites photoniques pour les applications de télécommunication.

III.4.1 Effet de la variation du nombre de couches

La représentation des courbes de transmission spectrale pour différents nombres de couches est illustrée dans la figure III.2.

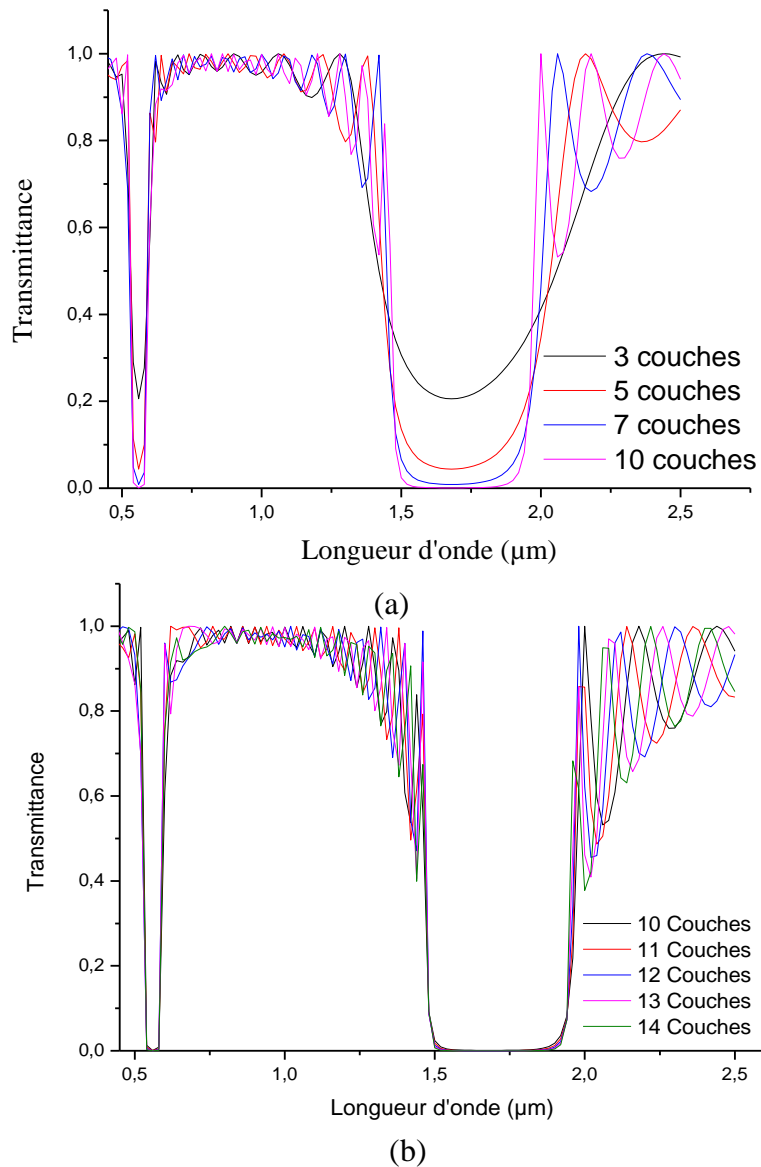


Figure III.2: Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D fabriqué avec des couches magnéto-optiques.

Nous distinguons l'existence de deux bandes interdites photoniques pour un nombre de couche supérieur ou égal à 10. La première dans la région du visible (562 nm -585 nm) avec une bande interdite de largeur $\Delta\lambda = 23$ nm et une seconde dans l'infrarouge (1500 nm to 1950) nm avec $\Delta\lambda = 450$ nm.

Nous avons choisi le nombre de 10 couches car au-delà de ce nombre la largeur de la bande interdite est quasi fixe.

III.4.2 Effet de la variation de l'épaisseur des couches

Dans cette section, nous étudions les propriétés optiques des CMP unidimensionnels dans le cas de différentes épaisseurs de couches et fournissons l'analyse théorique du comportement de la bande interdite photonique en fonction de la longueur d'onde. Les simulations sont basées sur la technique d'analyse d'onde couplée rigoureuse (RCWA).

Avant de commencer les simulations, nous fixons des paramètres géométriques (nombre de couches 10 et période de réseau $d=0,70\mu\text{m}$, $d=d_1+d_2$). Nous avons ensuite calculé la largeur de la bande interdite photonique pour différentes épaisseur de couches (d_1). Tous les résultats montrent clairement l'existence de bande interdite.

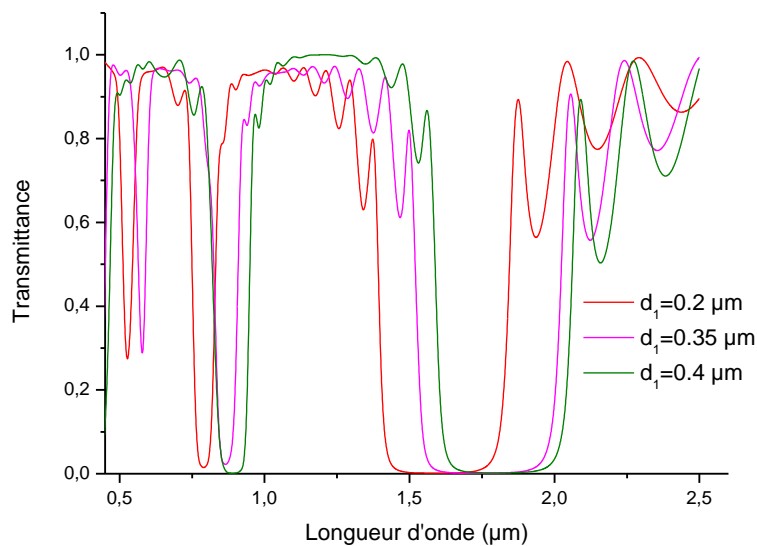


Figure III.3 : Transmittance en fonction de la longueur d'onde d'un cristal photonique 1D avec des couches magnéto-optique.

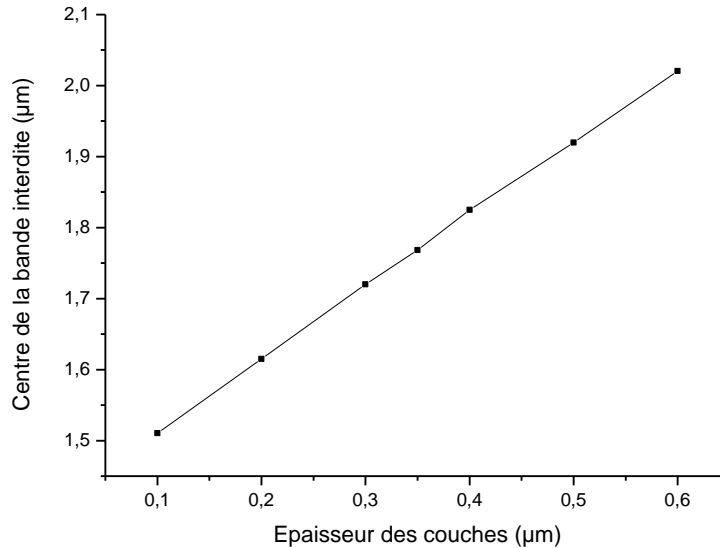


Figure III.4 : Centre de la bande interdite en fonction de l'épaisseur des couches d'un cristal photonique 1D.

D'après les résultats obtenus, nous constatons que la largeur de la bande interdite photonique est fortement influencée par la variation de l'épaisseur des couches. La largeur $\Delta\lambda(\mu\text{m})$ varie de $\Delta\lambda=0,3\mu\text{m}$, pour $d_1=0,1\mu\text{m}$ à $\Delta\lambda_{\text{max}}=0,51\mu\text{m}$, pour $d_1=0,32\mu\text{m}$. Soit la plus large bande interdite, coïncide avec l'épaisseur de couches $d_1=0,32$. Ce qui est en accord avec les précédentes études. D'autre part, nous avons constaté que l'augmentation de l'épaisseur de la couche d_1 conduit à un décalage de la bande interdite vers des valeurs plus grande, et que le centre de la bande interdite $\lambda_0=(\lambda_{\text{min}}+\lambda_{\text{max}})/2$ variait de $\lambda_0=1,51\mu\text{m}$ à $\lambda_0=2,20\mu\text{m}$. Les résultats montrent que la bande interdite la plus large trouvée autour de la longueur d'onde de télécommunications $\lambda=1,55\mu\text{m}$, correspondant à $d_1=0,15\mu\text{m}$, s'étend de $\lambda_{\text{min}}=1,357\mu\text{m}$ à $\lambda_{\text{max}}=1,742\mu\text{m}$.

III.4.3 Effet de la variation de l'indice de réfraction

Dans cette partie, nous calculons la Transmittance pour différentes valeurs d'indice de réfraction. La figure III.4 représente les simulations pour un indice de réfraction compris entre 1,51 et 1,57.

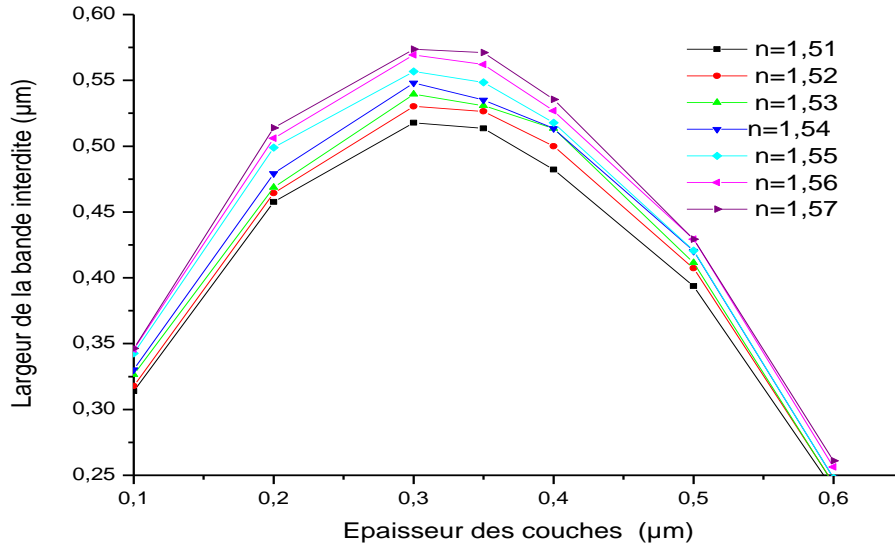


Figure III.5 : Largeur de la bande interdite des CMP 1D pour différentes valeurs d'indice de réfraction.

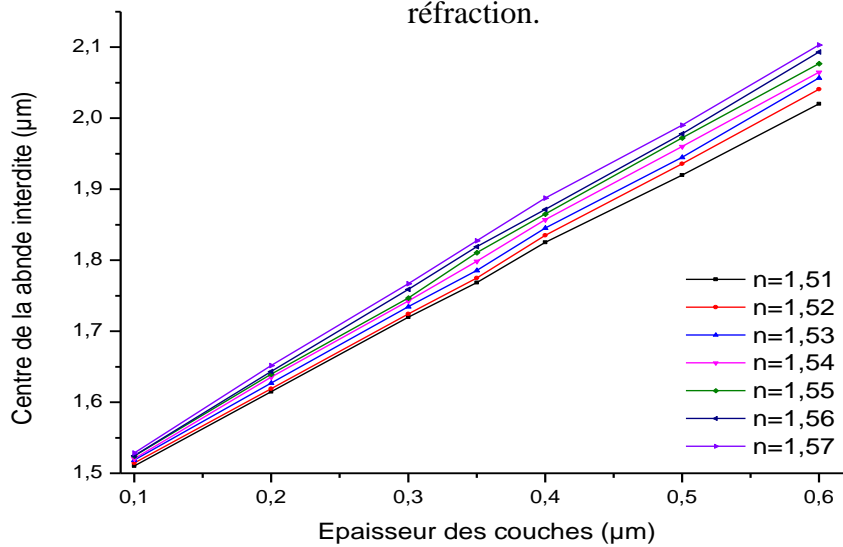


Figure III.6: Centre de la bande interdite des CMP 1D pour différentes valeurs d'indice de réfraction.

Les résultats montrent que la largeur de la bande interdite est proportionnelle à l'indice de réfraction. Par conséquent, dans la section suivante, nous définissons l'indice de réfraction à $n=1,57$ pour prochaines simulations du spectre de transmission.

III.4.4 Effet de la variation de l'angle d'incidence

Dans cette section, nous considérons la structure utilisée de la figure III.1, composée de 10 couches, d'une épaisseur d_1 fixée à $0,15\mu\text{m}$ et d'un indice de réfraction $n=1,57$. Ensuite, nous simulons le spectre de transmission pour différents angles d'excitation.

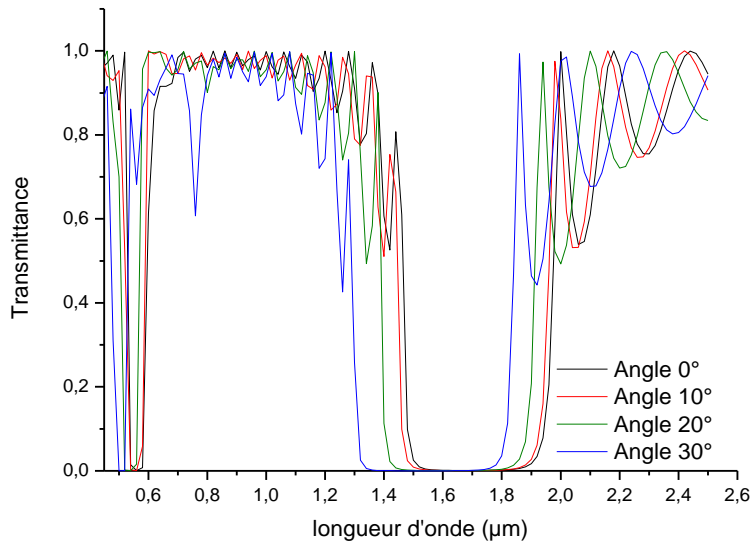


Figure III.7 : Transmittance en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs d'angle d'excitation

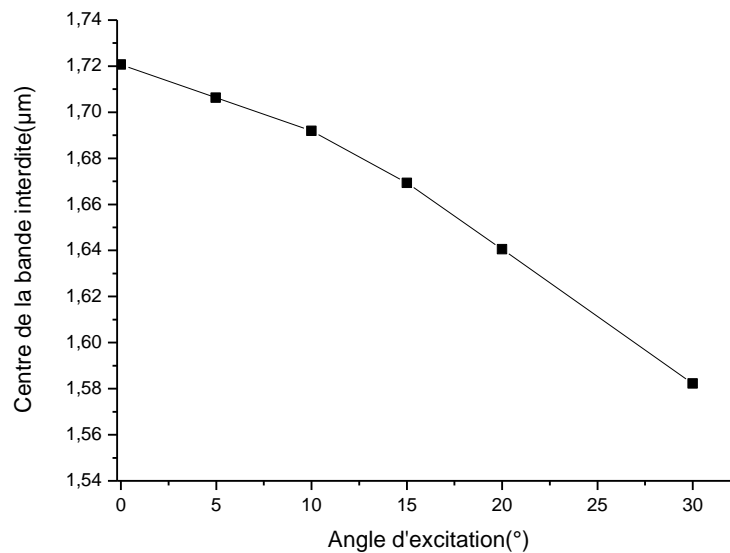


Figure III.8 : Centre de la bande interdite en fonction de l'angle d'excitation.

Dans cette partie, nous observons un décalage des bandes interdites vers les longueurs d'onde inférieures et que le centre de la bande interdite varie de $\lambda_0 = 1,72\ \mu\text{m}$ à $\lambda_0 = 1,57\ \mu\text{m}$.

Les résultats montrent que la bande interdite la plus large trouvée autour de la longueur d'onde de télécommunications, correspondant à l'angle d'incidence $\theta = 30^\circ$ et

s'étend de $\lambda_{\min} = 1,315 \mu\text{m}$ à $\lambda_{\max} = 1,842 \mu\text{m}$. Par conséquent, en utilisant cette simple technique de conception, nous pouvons facilement fabriquer des circuits intégrés magnéto-photoniques conçus pour fonctionner dans la gamme infrarouge.

III.5 Conclusion

Une analyse de la bande interdite du CMP 1D composé de $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ dopée avec des nanoparticules magnétiques a été présentée, l'utilisation de la simulation RCWA permet d'obtenir une prédiction théorique des changements de la structure de la bande interdite photonique par certaines modifications géométriques sur la structure du CMP 1D.

Nos résultats montrent que le nombre de couches, leurs épaisseurs et l'angle d'excitation ont une grande influence sur la position et la largeur de la bande interdite photonique.

En modifiant l'indice de réfraction, on obtient un décalage de la bande interdite vers des valeurs plus élevées de la longueur d'onde à chaque augmentation de l'épaisseurs de couches et l'inverse pour l'augmentation de l'angle d'excitation. Les résultats de la simulation sont une étape importante dans la réalisation et l'intégration des dispositifs magnéto photoniques.

Conclusion générale

Dans un système de télécommunications, de nombreuses fonctions telles que les amplificateurs, les sources lasers et les multiplexeurs, sont intégrées. Cependant, les dispositifs non-réciproques tels que l'isolateur et le circulateur qui permettent de protéger d'autres composants présents sur le chemin optique tels que: les sources lasers ou les amplificateurs restent encore indisponibles sous la forme intégrée. Ces dispositifs clés pour l'intégration sont basés essentiellement sur l'effet non-réciproque de la rotation de Faraday et sont réalisés à base des matériaux magnéto-optiques.

Les matériaux conventionnels utilisés pour la réalisation de cette fonction dans la configuration d'espace libre, ne peuvent pas être intégrés à cause de la température élevée nécessaires à leur cristallisation. Afin de dépasser ce problème, plusieurs recherches ont été lancées ces dernières années pour développer de nouveaux matériaux qui présentent d'une part des propriétés magnéto-optiques intéressantes et d'autre part, ils sont totalement compatibles avec les technologies classiques d'intégration sur verre. Ces matériaux sont des composites organiques ou inorganiques fabriqués à base d'une matrice sol-gel et dopée avec des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt. Par ailleurs, pour améliorer le facteur de mérite de ces matériaux et par la suite l'efficacité de ces matériaux magnéto-optiques, il est nécessaire de structurer le film magnéto-optique sous forme des cristaux photoniques.

L'objectif global de ce travail consiste à l'étude de cristaux photoniques et plus particulièrement les cristaux photoniques unidimensionnels planaires. Tout d'abord, nous avons cité leurs caractéristiques géométriques ainsi que les différentes applications optiques qui peuvent en découler de ces matériaux. Nous avons abordé par la suite les méthodes numériques de modélisation. Ces cristaux photoniques sont très prometteurs pour la réalisation de composants optiques planaires compacts et originaux. Ils représentent une plateforme extrêmement intéressante dans le futur pour l'optique intégrée miniature, car ils ont les qualités requises de confinement.

Dans la suite de ce travail, nous avons étudié théoriquement la bande interdite photonique pour notre structure. Le cristal photonique unidimensionnel planaire est fabriqué à base d'un matériau de faible indice de réfraction ($\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$). Malgré le faible contraste d'indice de ces structures nous avons montré l'ouverture des bandes interdites photoniques pour nos structures. Les caractéristiques de ces dernières sont fortement liées aux paramètres géométriques et physiques.

Bibliographie

- [1] E. Yablonovitch, «Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics», *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [2] F. Yang, G. Yen and B. T. Cunningham, «Integrated 2D photonic crystal stack filter fabricated using nanoreplica molding», *Optics express*, Vol.18, pp. 11846-11858, 2010.
- [3] Z. Qiang and W. Zhou, «Fast calculation of cavity-mode characteristics of photonic crystal cavities», *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.18, pp. 1940-1942, 2006.
- [4] T. Izuhara, J. Fujita, M. Levy, R. M. Osgood, «Integration of magneto-optical waveguides onto a III–V semiconductor surface», *Photon. Technol. Lett.* , Vol. 14, pp. 167–169, 2002.
- [5] F. ROYER « Etude et application des effets magnéto-optiques dans des couches minces sol-gel dopées a` l'aide de nanoparticules magnétiques», Thèse de Doctorat, de L'INPG, France, 2004.
- [6] F. Chouikani, Étude des potentialités de couches minces sol-gel dopées par des nanoparticules magnétiques pour la réalisation de composants magnéto-optiques intégrés, Thèse de doctorat en Optique, Photonique et Hyperfréquence, Université de Jean Monnet Saint-Etienne, 2008.
- [7] E. Yablonovitch, *Photonic band-gap structure*, *J. Optical Society*, vol. **10**, pp. 283–293, 1993.
- [8] S. John, *Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices*, *J. Physical Review Letters*, vol. **58**, pp. 2486–2489, 1987.
- [9] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, K.M. Leung, *Photonic band structure : The Face-Centered-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms*, *J. Physical Review Letters*, vol. **67**, pp. 2295–2298, 1991.
- [10] J.R. Wendit, G.A. Vawter, P.L. Gourley, T.M. Brennan, B.E. Hammons, *Nanofabrication of photonic lattice structures in GaAs/AlGaAs*, *J. Vacuum Science & Technology*, vol. **11**, pp. 2637–2640, 1993.
- [11] T. Krauss, Y.P. Song, S. Thoms, C.D.W. Wilkinson, R.M. Delarue, *Fabrication of 2D photonic bandgap structures in GaAs/AlGaAs*, *J. Electronics Letters*, vol. **30**, pp. 1444–1445, 1994.
- [12] G.M. Gerard, A. Israel, J.Y. Marzin, R. Padjen, F.R. Ladan, *Photonic bandgap of two dimensional dielectric crystals*, *J. Solid State Electronics*, vol. **37**, pp. 1341–1344, 1994.

- [13] A. Mekis, J.C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, *High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides*, J. Physical Review Letters, vol. **77**, pp. 3787–3790, 1996.
- [14] J. O’Brien, O. Painter, R. Lee, C.C. Cheng, A. Yariv, A. Scherer, *Lasers incorporating 2D photonic bandgap mirrors*, J. Electronics Letters, vol. **32**, pp. 2243–2244, 1996.
- [15] O. Painter, R.K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. O’Brien, P.D. Dapkus, I. Kim, *Two dimensional photonic band-gap defect mode laser*, J. Science, vol. **284**, pp. 1819–1821, 1999.
- [16] L. Oyhenart, *Modélisation, réalisation et caractérisation de cristaux photoniques tridimensionnels en vue d’applications à la compatibilité électromagnétique*, Thèse de doctorat en Electronique, Université de Bordeaux I, 2005.
- [17] L. Weng, *An introduction to photonic crystals*, Optics and Photonics, Springer, 2012.
- [18] C. Oh, M.J. Escuti, *Time domain analysis of periodic anisotropic media at oblique incidence: an efficient FDTD implementation*, J. Optics Express, vol. **14**, pp. 11870–11884, 2006.
- [19] B. Wild, *Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité*, Thèse de doctorat en Physique, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2006.
- [20] D. Felbacq, E. Centeno, *Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary*, J. Optics Communications, vol. **199**, pp. 39–45, 2001.
- [21] C. Sanchez, B. Lebeau, F. Chaput, J.P. Boilot, *Optical properties of functional hybrid organic-inorganic nanocomposites*, J. Advanced Materials, vol. **15**, pp. 1969–1994, 2010.
- [22] M. Gorisse, *Réalisation de filtres RF à base de cristaux phononiques*, Thèse de doctorat en Micro et Nano Electronique, Université de Grenoble, 2006.
- [23] J.M Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M Gérard, D. Maystre, A. Tchel’nokov, *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*, GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [24] T.E. Sale, *Vertical cavity surface emitting lasers*, Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995.

- [25] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, N. Paraire, *Efficient coupling between a high- Q cavity and a waveguide based on two-dimensional photonic crystal*, J. Physica Scripta, vol. **151**, pp. 14065–14069, 2012.
- [26] G. Goudet, *L'électricité et la matière*, 3ème Edition, Masson, Paris, 1975.
- [27] G.O. Hernandez, *Elaboration et étude des propriétés physiques de couches minces monocristallines d'alliage de Heusler à faible amortissement magnétique pour composants hyperfréquences*, Thèse de doctorat en Physique, Université de Toulouse, 2013.
- [28] L. Néel, *Aimantation à saturation de certains ferrites*, J. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences II, vol. **230**, pp. 190–192, 1950.
- [29] J.P. Castéra, *Applications de la magnéto-optique*, J. Techniques de l'Ingénieur, vol. **1**, pp. 1–14, 1997.
- [30] Y. Ikezawa, K. Nishimura, H. Ushida, M. Inoue, *Preparation of two-dimensional magneto-photonic crystals of bismuth substitute yttrium iron garnet materials*, J. Magnetism and Magnetic Materials, vol. **272**, pp. 1690–1691, 2004.
- [31] M. Vanwolleghem, W.V. Parys, D.V. Thourhout, R. Baets, F. Lelarge, O.G. Lafaye, B. Thedrez, R.W. Speetjens, L. Lagae, *Experimental demonstration of nonreciprocal amplified spontaneous emission in a CoFe clad semiconductor optical amplifier for use as an integrated optical isolator*, J. Applied Physics Letters, vol. **85**, pp. 3980–3982, 2004.
- [32] F. Royer, D. Jamon, J. J. Rousseau, D. Zins, V. Cabuil, S. Neveu, H. Roux, *Magneto-optical properties of CoFe₂O₄ ferrofluids. Influence of the nanoparticle size distribution*, Progress in Colloid and Interface Science XVII, vol. **126**, pp. 155–158, 2004.
- [33] M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P. B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky, *Magnetophotonic crystals*, J. Materials Chemistry and Physics, vol. **39**, pp. 151–161, 2006.
- [34] M. Inoue, A. V Baryshev, A. B. Khanikaev, M. E. Dokukin, K. Chung J. Heo, *Magnetophotonic materials and their applications*, J. IEICE Transactions on Electronics, vol. **91**, pp. 1630–1638, 2008.
- [35] S. Kahl, A.M. Grishin, *Enhanced Faraday rotation in all-garnet magneto-optical photonic crystal*, J. Applied Physics Letters, vol. **84**, pp. 1438–1440, 2004.

- [36] J.X. Fu, R.J. Liu, L.Gan, Z.Y. Li, *Control and blockage of edge modes in magneto-optical photonic crystals*, J. Europhysics Letters, vol. **93**, pp. 24001, 2011.
- [37] H. Otmani, M. Bouchemat, A. Hocini, T. Boumaza, *Mode conversion in a magnetic photonic crystal waveguide*, J. Physica Scripta, vol. **89**, pp. 65501–65509, 2014.
- [38] X. Jin, Z. Ouyang, Q. Wang, M. Lin, G. Wen, J. Wang, *Highly Compact Circulators in Square-Lattice Photonic Crystal Waveguides*, J. PLOS ONE, vol. **9**, pp. 113508, 2014.
- [39] W. S. Migaj, J. R. Vivas, B. Gralak, L. Magdenko, B. Dagens, M. Vanwolleghem, *Magneto-optical circulator designed for operation in a uniform external magnetic field*, J. Optics Letters, vol. **35**, pp. 568–571, 2010.
- [40] Z. Wang, S. Fan, *Optical circulators in two-dimensional magneto-optical photonic crystals*, J. Optics Letters, vol. **30**, pp. 1989–1991, 2005.
- [41] Aidi Abd Errahmane « Etude et modélisation de la bande interdite photonique dans les cristaux Photoniques bidimensionnels : cas d’une structure connectée », Mémoire de Master, Université de M’sila, 2012.
- [42] RSoft CAD 5.1.9, “User guide” RSoft Design Group, 200 Executive Blvd. Ossining, NY 10562 Rsoft Release Notes RSoft Photonic Component Design Suite Version 2013.12
- [43] Christophe Sauvan, «Etude de la propagation et du confinement de la lumière dans des nanostructures », Thèse Docteur, Université Paris XiOrsay, 2005.
- [44] J. D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade, *Photonic Crystals Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 2007.
- [45] B. E. A. Saleh , M. C. Teich, *Fundamental of Photonics*, 2nd edition, Wily Interscience, 1991.
- [46] L. Rayleigh, Proc. Royal Society of London, vol. 93, pp. 565-577,1917.
- [47] E. Yablonovitch, «Photonic band-gap structures », J. Opt. Soc. Am. B., vol. 10, pp.283-295, 1993.
- [48] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and L. A. Kolodziejski, «Guided modes in photonic crystal slabs», Phys. Rev. B.vol. 60, 5751 –5758 ,1999.

- [49] Levy, M., Yang, H.C., Steel, M.J., Fujita, J.: Flat-top response in one-dimensional magnetic photonic bandgap structures with faraday rotation enhancement. *J. Lightwave Technol.* Vol.19, p. 1964, 2001.
- [50] Kekesi, R., et al.: 3D magneto-photonic crystal made with cobalt ferrite nanoparticles silica composite structured as inverse opal. *Opt. Mater. Express.* Vol. 3, pp. 935–947, 2013.
- [51] Ahmed Kahlouche, Abdesselam Hocini, and Djamel Khedrouche, Band-gap properties of 2D photonic crystal made by silica matrix doped with magnetic nanoparticles, *J Comput Electron.* Vol. 13, pp. 490–495, 2014.
- [52] Mounir Bouras, Abdesslem Hocini, Mode conversion in magneto-optic rib waveguide made by silica matrix doped with magnetic nanoparticles, *Optics Communications.* Vol. 363, pp. 138–144, 2016.
- [53] S. Wittekoek, T. J. A. Popma, J. M. Robertson, P. F. Bongers, Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth substituted iron garnets at photon energies between 2.2-5.2 eV, *J. Physical Review B*, vol. 12, pp. 2777, 1975.
- [54] E.A. Diwan, Matériau composite de silice dopée par des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt : influence de la structuration 3D sur le comportement spectral de l'effet Faraday, Thèse de doctorat en Photonique et Hyperfréquence, Université de Jean Monnet Saint-Etienne, 2014.
- [55] Weimin Kuang, Zhilin Hou, Youyan Liu, Hai Li, The bandgap of a photonic crystal with triangular dielectric rods in a honeycomb lattice, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* vol. 7, pp.525–528, 2005.
- [56] Beghoul M.R., Boudrioua A., Kremer R., Fontana M., «2D Photonic Band Gap Structures in LiNbO3: Optimal Design», *Microelectronic Engineering*, soumis 2006.

Résumé

La majorité des fonctions usuelles requises dans les systèmes de télécommunications optiques sont aujourd'hui intégrés dans les circuits photoniques. Néanmoins, certaines fonctions doivent bénéficier d'une miniaturisation pour réaliser des isolateur et circulateur optiques. Actuellement, les isolateurs disponibles existent seulement sous la forme de composants discrets à cause des difficultés technologiques d'intégration des matériaux magnéto-optiques avec les technologies classiques de l'optique intégrée. L'objectif de ce travail était de contribuer aux nouvelles voies technologiques pour aboutir à une telle intégration. Pour cela, et dans le but d'intégrer des composants à effet non réciproque, des nouveaux matériaux complètement compatibles avec la technologie d'intégration sur verres sont élaborés par la voie sol-gel organique-inorganique et dopés par les nanoparticules magnétiques. Ces matériaux sont des structures périodiques (cristaux magnéto-photoniques 1D). Des résultats concernant l'étude des bandes interdites photoniques sont obtenues sur des structures unidimensionnelles 1D fabriquées à base de la matrice sol-gel SiO₂/TiO₂ ou SiO₂/ZrO₂ et dopée par des nanoparticules magnétiques.

Mots clés: Cristaux magnéto-photoniques, bandes interdites photoniques, Optique intégrée, Guide d'onde magnéto-optique.

Abstract

Most common functions required in optical telecommunications systems are now integrated in photonic circuits. However, some functions should receive miniaturization to achieve optical isolator and circulator. Currently, available isolators only exist in the form of discrete components due to the difficulty of integration of the magneto-optical materials with the conventional technologies in integrated optics. The aim of this study was to contribute to the new technological ways to achieve such integration. For this, and in order to integrate non-reciprocal components, new materials completely compatible with the technology of integration on glass are prepared by the sol-gel organic-inorganic process and doped by magnetic nanoparticles. Results concerning the study of photonic bands gap obtained on one-dimensional 1D structures made from the sol-gel SiO₂ / TiO₂ or SiO₂ / ZrO₂ matrix and doped with magnetic nanoparticles.

Keywords: Magneto-phonic crystals, photonic bands gap, Integrated optics, Magneto-optical waveguide.

ملخص

لقد تم لحد الآن دمج معظم الوظائف المطلوبة في أنظمة الاتصالات البصرية. إلا أن بعض الوظائف يجب أن تحقق مزيداً من الدمج من أجل إنجاز وظائف أخرى مثل العازل الضوئي و الدوار. حالياً، العوازل المتاحة لا توجد إلا في شكل مكونات منفصلة بسبب صعوبة التكامل بين المواد الضوئية الممغنطة مع التكنولوجيات التقليدية في مجال البصريات المدمجة. إن الهدف من هذه الدراسة هو المساهمة في إيجاد طرق تكنولوجية جديدة لتحقيق هذا التكامل. لهذا، ومن أجل دمج المكونات ذات التأثير غير المتبادل، تم إعداد مواد جديدة متوافقة تماماً مع تكنولوجيا التكامل على الزجاج بطريقة تحليل تجميد (Sol-Gel) العضوية و غير العضوية ومطعمة بواسطة نانوجسيمات مغناطيسية. هذه المواد هي هياكل دورية (البلورات الضوئية الممغنطة أحادية الأبعاد). النتائج المتعلقة بدراسة الحزم الضوئية الموقوفة التي تم الحصول عليها من دراسة هياكل أحادية البعد، مصنوعة من مصفوفة ($\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2$ أو $\text{SiO}_2 / \text{ZrO}_2$) ومطعمة بجسيمات نانوية مغناطيسية..

الكلمات المفتوحة: البلورات الضوئية الممغنطة ، البصريات المدمجة ، الحزم الضوئية الموقوفة، موجة الموجة الضوئية الممغنطة